

44
29



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

El Espectro Continuo de la Nebulosa M8

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE :

F I S I C O

P R E S E N T A

Leonardo Javier Sánchez Peniche



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

INTRODUCCION

1

CAPITULO I: PROCESOS DE EMISION DE CONTINUO EN REGIONES HII

Introducción

Regiones HII	1
Procesos físicos en las nebulosas	2
Fuentes de emisión de continuo en regiones HII	4
a) Radiación libre-libre (Bremsstrahlung térmico)	6
b) Continuos de recombinación de átomos de H y He en la región óptica del espectro	8
c) Emisión de dos fotones del hidrógeno en la transición $2^2S \rightarrow 1^2S$	12
d) Emisión de dos fotones del helio en la transición $2^1S \rightarrow 1^1S$	17
e) Dispersión Thomson por electrones libres	20
f) Luz dispersada por el polvo dentro de regiones HII	25

CAPITULO II: OBSERVACIONES

a)	Descripción de las observaciones de M8 (Hourglass)	28
b)	Brillo del cielo y estrellas débiles en el campo de la rendija	39
c)	Extinción interestelar y corrección por enrojecimiento	42
d)	Intensidades de las líneas observadas	45
e)	Emisión continua en varios puntos de M8 (Hourglass)	47

CAPITULO III: DETERMINACION DE LAS CONDICIONES FISICAS EN LA NEBULOSA Y DEL CONTINUO DEBIDO AL POLVO

a)	Cálculo de las densidades y temperaturas electrónicas a partir de líneas prohibidas	
	Densidades electrónicas	49
	Temperaturas electrónicas	52
b)	Cálculo de la temperatura electrónica a partir de la discontinuidad de Balmer	55
c)	Fracción del continuo debida a polvo	
	i) Diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico calculado	61
	ii) Líneas de absorción estelares en el espectro continuo	77
	iii) Posible banda difusa en $\lambda 4430\text{\AA}$	83

INTRODUCCION

Un tema de estudio importante en la física del medio interestelar es el de la formación y destrucción del polvo cósmico. La presencia de granos de polvo dentro de regiones HII, y su estudio, que puede realizarse interpretando los resultados de observaciones de luz dispersada dentro de estas regiones, nos proporciona información observacional que restringe las teorías sobre formación y destrucción de los granos de polvo.

En esta tesis nos limitaremos a estudiar las condiciones físicas de una región HII en particular, estableciendo la presencia de granos de polvo dentro de ésta, siendo el propósito básico de esta tesis: entender los procesos de emisión de continuo en las nebulosas gaseosas y en particular estudiar el continuo de luz dispersada por polvo en la región óptica del espectro de la parte más brillante de la Nebulosa M8, conocida como la Nebulosa del Reloj de Arena o Hourglass.

En el Capítulo I se hace una revisión de los principales procesos de emisión de continuo en las regiones HII y se calcula teóricamente la contribución de cada uno de estos procesos.

En el Capítulo II se presentan observaciones con espectrofotometría fotoeléctrica de la Nebulosa Hourglass. Las intensidades de las principales líneas observadas así como la emisión continua son corregidas por enrojecimiento para su posterior análisis. En este capítulo se incluyen: figuras representativas de los espectros obtenidos, donde se aprecia la gran calidad de los mismos, y tablas con las intensidades de las líneas en emisión así como del continuo.

En el Capítulo III se determinan las condiciones físicas de la Nebulosa. Las mediciones fotoeléctricas de las líneas de emisión de regiones HII nos permiten conocer algunos de sus parámetros físicos como son: densidad y temperatura. A partir de la luz dispersada se calcula la fracción del continuo debida a polvo. La presencia de este polvo es confirmada mediante la detección de líneas de absorción en el espectro continuo y la posible banda difusa en $\lambda 4430\text{\AA}$.

En el Capítulo IV se calcula el cociente gas-a-polvo y la variación de la luz dispersada como función de la longitud de onda.

Finalmente, los resultados más importantes se presentan en las Conclusiones.

CAPITULO I

PROCESOS DE EMISION DE CONTINUO EN REGIONES H II

Introducción

Regiones H II

Las nebulosas difusas o regiones H II son regiones en las cuales el gas interestelar está siendo ionizado por estrellas tipo-O o tipo-B temprano de Población I. En general, en estas regiones existen varias estrellas ionizadoras, que pueden ser estrellas múltiples o estrellas pertenecientes a un cúmulo abierto, del cual las más calientes constituyen la fuente principal de radiación ionizante. Estas estrellas calientes, y por lo tanto muy luminosas, son estrellas jóvenes formadas a partir del polvo y gas interestelares que constituyen la nebulosa ahora ionizada e iluminada por estas "nuevas" estrellas.

Las temperaturas de estas estrellas están en el intervalo que va de 3×10^4 °K $< T_e < 5 \times 10^4$ °K. En toda la nebulosa, constituida principalmente por hidrógeno y helio, el hidrógeno está ionizado en su totalidad, el helio, que es del orden de diez veces menos abundante que el hidrógeno, se encuentra una vez ionizado y los otros elementos, que son mucho menos abundantes, están una o dos veces ionizados.

Las densidades típicas en las partes ionizadas de la nebulosa son del orden de 10 o 10^2 cm^{-3} , alcanzando valores de 10^4 cm^{-3} o más en algunas regiones de mayor condensación. En algunas nebulosas existen condensaciones neutras muy densas distribuidas a

través del volumen ionizado. El gas caliente, ionizado, tiende a expandirse hacia el gas neutro, frío, disminuyendo así la densidad de la nebulosa ionizada, aumentando el volumen ionizado y creando los llamados "frentes de ionización".

Estas "regiones H II", llamadas así ya que en su mayor parte están constituidas por H^+ , poseen un espectro de emisión característico en el cual siempre están presentes y son muy intensas las líneas de recombinación del H I y las líneas excitadas colisionalmente del [NII] y del [OII]. Las intensidades de las líneas del [OIII] y del [NIII] varían mucho y dependen de las temperaturas de las estrellas ionizadoras.

Procesos Físicos en las Nebulosas

La fuente de energía que permite radiar a las nebulosas es casi siempre la radiación ultravioleta de las estrellas embebidas o cercanas a la nebulosa. Estas estrellas, llamadas "ionizadoras", cuya temperatura superficial es mayor a los 3×10^4 °K producen la cantidad suficiente de fotones ultravioleta los cuales transfieren energía a la nebulosa por fotoionización. En las regiones H II el hidrógeno es el elemento más abundante por lo que la principal ganancia de energía se da en la fotoionización de éste. Así, fotones con una energía mayor a 13.6 eV, el potencial de ionización del H^0 , son absorbidos y el exceso de energía de cada fotón absorbido en relación al potencial de ionización aparece como energía cinética del recientemente liberado fotoelectrón. Las colisiones entre electrones, y entre iones y electrones, distribuyen la energía y mantienen una distribución de velocidades

Maxwelliana con temperaturas que están entre $5 \times 10^3 \text{ }^\circ\text{K} < T < 2 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, en las nebulosas típicas. Las colisiones entre iones y electrones térmicos excitan algunos niveles de baja energía de los iones. Las probabilidades de transiciones radiativas de estos niveles excitados son pequeñas, pero a las densidades lo suficientemente bajas ($N_e < 10^4 \text{ cm}^{-3}$) de las nebulosas típicas, la desexcitación colisional es menos probable; así, casi cada excitación lleva a la emisión de un fotón, por lo que la nebulosa emite un espectro característico de líneas "prohibidas".

Los electrones térmicos son recapturados por los iones, y el grado de ionización en cada punto de la nebulosa está dado por el equilibrio entre fotoionización y recombinación.

En el proceso de recombinación, las recapturas pueden ocurrir directamente al nivel base o a niveles excitados. En el primer caso el fotón producido es capaz de ionizar otro átomo de hidrógeno, por lo que se considerará que el primero es absorbido en la vecindad de donde se produjo. En el caso de recombinaciones a niveles excitados, los átomos o iones así formados decaen a niveles con menor energía, y finalmente al estado base, por medio de transiciones radiativas. En este proceso se emiten los fotones con energías bien determinadas (cuantizados) que forman las líneas características de los espectros atómicos; en las regiones H II se observan los espectros de líneas del H I, por ejemplo las series de Balmer y de Paschen. También se observa el espectro más débil de He I producido por la recombinación de electrones con helio una vez ionizado, y líneas aun más débiles debidas a recombinación de elementos más pesados, como el oxígeno, nitrógeno y carbono.

Fuentes de emisión de continuo en regiones H II

Además del espectro discreto de líneas de emisión, las regiones HII emiten radiación continua en la región óptica. Esta radiación surge principalmente de los siguientes procesos (los cuales son explicados con detalle posteriormente) :

i) transiciones libre-libre de electrones en campos coulombianos principalmente de los iones de H y He.

ii) transiciones libre-ligado

- recombinación de electrones con iones H^+ , (lo que da como resultado átomos de H^0 en el estado base o en estados excitados, ocurriendo en este último caso la subsecuente emisión por decaimiento en cascada).

- recombinación de electrones con iones He^+ , (lo que da como resultado átomos de He^0 en estados excitados).

iii) emisión de dos fotones producida por átomos de H^0 que decaen del nivel metaestable $2^2S_{1/2}$, via un estado virtual p, al nivel 1^2S .

iv) emisión de dos fotones producida por átomos de He^0 que decaen del nivel 2^1S al nivel 1^1S .

Se ha demostrado que otros mecanismos de emisión de continuo no son tan importantes para ser considerados en la región óptica

del espectro (Brown y Mathews 1970).

Como se mencionó anteriormente, los procesos de recombinación (transiciones libre-ligado) llevan a la emisión de un continuo de radiación débil. Dado que el hidrógeno es el elemento más abundante, el continuo HI emitido por recombinaciones de protones con electrones, es el más intenso. El continuo HeII emitido por helio también puede ser significativo si el helio se encuentra en su mayor parte doblemente ionizado, pero el continuo de HeI es siempre más débil, al igual que el continuo emitido por elementos más pesados que puede ser un factor de 10^3 a 10^4 veces más débil, ya que las abundancias relativas son $10^3 \frac{N(H)}{N(X)}$, donde $N(H)$ es la densidad (cm^{-3}) de hidrógeno y $N(X)$ es la densidad de elementos más pesados que el helio.

En la región óptica del espectro, el continuo libre-ligado domina sobre los otros continuos, pero en las regiones del infrarrojo y de radiofrecuencias, el continuo libre-libre adquiere mayor importancia (e.g. Osterbrock 1989, Spitzer 1978).

Además de las líneas intensas y del espectro continuo debidos a procesos atómicos, muchas nebulosas presentan un espectro continuo debido a luz estelar dispersada por granos de polvo dentro de estas regiones.

A continuación en este capítulo se discuten los distintos procesos de emisión de continuo así como su importancia relativa en la región óptica del espectro.

a) Radiación libre-libre (Bremsstrahlung térmico).

La emisión en el continuo por transiciones libre-libre surge de la interacción coulombiana electrones-iones. Un electrón es acelerado al pasar por la vecindad de un ión y puede cambiar su estado emitiendo un fotón no-cuantizado que compense el cambio total de energía del sistema. A este proceso se le llama emisión libre-libre (free-free o Bremsstrahlung). La pérdida de energía por radiación depende de la energía del par que colisiona, además de otros parámetros. De acuerdo con la teoría clásica, en un encuentro de este tipo, un electrón emite un sólo pulso electromagnético, sin oscilaciones en E (vector eléctrico). El espectro de Fourier de este pulso es independiente de la frecuencia para frecuencias bajas. En consecuencia, el coeficiente de emisión $j_{\nu b}$ (ver fórmula 1.1), que da la energía radiada por unidad de volumen, de tiempo, de frecuencia y de ángulo sólido, para este proceso es casi independiente de la frecuencia a excepción del corte exponencial que resulta de la distribución Maxwelliana de energía en un plasma a temperatura T .

También es posible que se presente el proceso inverso al de emisión: la absorción libre-libre. Al pasar cerca de un ión positivo el electrón puede tomar energía del campo de radiación y por lo tanto aumentar su energía cinética. El coeficiente de absorción libre-libre $k_{\nu b}$ puede calcularse a partir de $j_{\nu b}$ considerando que en equilibrio termodinámico la Ley de Kirchhoff, $j_{\nu b} = k_{\nu b} B_{\nu}(T)$, es válida. Sin embargo en las condiciones de densidad y temperaturas nebulares y para la región óptica del

espectro, el proceso de absorción libre-libre es ópticamente delgado, por lo que sólo se considera el proceso de emisión (e.g. Osterbrock 1989, Scheffler y Elsässer 1987).

La explicación detallada de el proceso de emisión libre-libre requiere de un tratamiento cuántico, ya que se pueden producir fotones de energía comparable a la de la partícula que emite. Sin embargo, un tratamiento clásico se justifica y las fórmulas obtenidas tienen una dependencia funcional correcta que sólo en algunos casos se tiene que corregir por medio del factor de Gaunt cuántico. El factor de Gaunt es una función de la energía del electrón y de la frecuencia de emisión y en general es del orden de la unidad.

En términos generales, los coeficientes de emisión se calculan determinando qué interacciones entre los cuerpos emisores emiten cuanta energía por unidad de tiempo, de volumen, de frecuencia y de ángulo sólido.

La fórmula usual de $J_{\nu b}$ para transiciones libre-libre de electrones interactuando con iones positivos de carga Z (principalmente H^+ , He^+ , y He^{++} en el caso de las nebulosas) es:

$$J_{\nu b} = \frac{1}{4\pi} N_e N_i \frac{32 Z^2 e^4 h}{3m^2 c^3} \left(\frac{nh\nu_0}{3kT} \right)^{1/2} \exp(-h\nu/kT) g_{ff}(T, Z, \nu), \quad (1.1)$$

así,

$$J_{\nu b} = 5.4 \times 10^{-39} Z^2 N_e N_i T^{-1/2} \exp(-h\nu/kT) g_{ff} \quad (\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1} \text{Hz}^{-1}),$$

donde N_e y N_i son las densidades de electrones y de iones respectivamente, $h\nu_0 = I_H = 13.6 \text{ eV}$ es el potencial de ionización

del átomo de hidrógeno en el estado base, T es la temperatura electrónica, m es la masa del electrón, h y k son las constantes de Planck y de Boltzmann respectivamente y g_{ff} es el factor de Gaunt para este proceso.

El factor exponencial tiene por efecto que a temperaturas típicas de regiones HII, $T \approx 10^4$ K, la emisión ocurra básicamente en radiofrecuencias ($h\nu/kT \ll 1$) (Sheffler y Elsässer 1987). Sin embargo en los cálculos del continuo realizados más adelante en esta tesis se incluye el coeficiente de emisión libre-libre.

b) Continuos de recombinación de átomos de H y He en la región óptica del espectro.

Además de líneas radiadas en transiciones ligado-ligado, los procesos de recombinación pueden emitir radiación continua débil en transiciones libre-ligado. Dado que el hidrógeno es el elemento más abundante, el continuo HI, emitido en la recombinación de protones con electrones, es el más fuerte en la región del visual, (el continuo del HeII puede ser importante, pero sólo en caso que el He esté doblemente ionizado, lo que no ocurre en regiones HII típicas), además se tiene el continuo de HeI pero éste siempre es más débil.

El continuo libre-ligado del HI a frecuencias ν surge de las recombinaciones de electrones libres con velocidades v a niveles del H con número cuántico principal $n \geq n'$, donde

$$h\nu = \frac{1}{2} m v^2 + X_n \quad (1.2)$$

y

$$h\nu \approx X_{n'} = \frac{h\nu_0}{n'^2} \quad (1.3)$$

siendo n' el nivel de menor energía que contribuye a la frecuencia ν .

El coeficiente de emisión del HI (por unidad de frecuencia por unidad de ángulo sólido por unidad de tiempo por unidad de volumen) está dado por:

$$J_\nu(H) = \frac{1}{4\pi} N_p N_e \sum_{n=n'}^{\infty} \sum_{L=0}^{n-1} \nu \sigma_{nL}(H^0, \nu) f(\nu) h\nu \frac{d\nu}{d\nu}, \quad (1.4)$$

donde $f(\nu)$ es la función de distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann para los electrones.

Las secciones rectas de recombinación $\sigma_{nL}(H^0, \nu)$ se calculan por medio de la relación de Milne:

$$\sigma(\nu) = \frac{\omega_1}{\omega_{1+1}} \frac{h^2 \nu^2}{m^2 c^2 \nu^2} a_\nu, \quad (1.5)$$

donde ω_1 y ω_{1+1} son los pesos estadísticos de los niveles en cuestión y a_ν es la sección recta de fotolionización.

Por consiguiente se puede escribir el coeficiente de emisión continua, $\gamma_{\nu n}(H) = \frac{4\pi J_\nu(H)}{N_p N_e}$, a una frecuencia ν debido a recombinaciones al n -ésimo nivel excitado del H^0 (o del He^+) como:

$$\gamma_{\nu_n}(H) = \left[\left(\frac{Z}{\pi} \right)^{1/2} \frac{e^{-I_n/KT}}{c^2 (mkT)^{3/2}} \right] 2n^2 h (h\nu)^3 a_{\nu_n}(H) e^{-h\nu/KT}, \quad (1.6)$$

siendo T la temperatura electrónica, $I_n = \frac{Z^2 I_H}{n^2}$ el potencial de ionización del n -ésimo estado excitado y $a_{\nu_n}(H)$ la sección recta de fotolonización para este estado.

Además de esta radiación de recombinación, una distribución Maxwelliana de electrones acelerados en colisiones coulombianas con iones de H^+ , He^+ y He^{++} emite un espectro de emisión libre-libre cuyo coeficiente de emisión está dado por la fórmula (1.1), por lo que para el H se tiene que

$$\gamma_{\nu_b}(H) = \frac{4\pi J_{\nu_b}}{N_p N_e} \quad (\text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}). \quad (1.7)$$

Así el coeficiente total de emisión para el continuo de recombinación del HI (incluyendo contribuciones libre-libre) es:

$$J_{\nu}(HI) = \frac{1}{4\pi} N_p N_e \gamma_{\nu}(H) \quad (1.8)$$

con

$$\gamma_{\nu}(H, T) = \gamma_{\nu_b}(H, T) + \sum_{n=n'}^{\infty} \gamma_{\nu_n}(H, T) \quad (1.9)$$

Análogamente las contribuciones al continuo por HeI (las de $HeII$ no se consideran debido a que no hay He^{++} en regiones III típicas) se pueden incluir en el coeficiente de emisión:

$$J_{\nu}(\text{HeI}) = \frac{1}{4\pi} N_{\text{He}} \cdot N_e \cdot \gamma_{\nu}(\text{He}^{\circ}, T). \quad (1.10)$$

Por lo que para una abundancia típica de He de aproximadamente 10% de la de H, si el He se encuentra en su mayor parte una vez ionizado, la contribución al continuo será de tan sólo un 10% de la contribución del H.

En la Tabla 1.1 se presentan los valores interpolados linealmente en el plano ($\log \gamma, \nu$) de $\gamma_{\nu}(\text{H}^{\circ}, T)$ y de $\gamma_{\nu}(\text{He}^{\circ}, T)$ en el Caso B, nebulosa delimitada por ionización, para el límite de baja densidad ($N_e \rightarrow 0$) y una temperatura electrónica $T \approx 8,000^{\circ}\text{K}$. Estos valores se calcularon a partir de los obtenidos por Brown y Mathews (1970).

TABLA 1.1
Coeficientes de emisión de continuo HI y HeI*

$\lambda(\text{\AA})$	$\nu(10^{14}\text{Hz})$	$\gamma_{\nu}(\text{H}^{\circ})$	$\gamma_{\nu}(\text{He}^{\circ})$
3500	8.571	27.64	5.70
3620	8.287	32.59	6.47
3930	7.634	1.41	1.51
4200	7.143	1.88	2.12
4510	6.652	2.50	2.97
4800	6.250	3.17	3.83
5700	5.263	5.66	7.14
6400	4.688	7.88	9.54

* En $10^{-40} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$

c) Emisión de dos fotones del H en la transición $2^2S \rightarrow 1^2S$.

Otra fuente importante de emisión de continuo en las nebulosas es el decaimiento en dos fotones del nivel 2^2S al nivel 1^2S del H^0 (e.g. Breit y Teller 1940; Spitzer y Greenstein 1951, Shapiro y Breit 1959). Este decaimiento se da, por reglas de selección de paridad, mediante la creación de un nivel virtual p cuya energía está entre los niveles 2^2S y 1^2S . Es decir se produce la transición $2^2S \rightarrow p \rightarrow 1^2S$, en la que se emiten 2 fotones con energías bien definidas.

El nivel 2^2S es poblado por recombinaciones directas y decaimientos en cascada que siguen de recombinaciones a niveles más energéticos. La probabilidad de transición para este decaimiento en dos fotones es $A_{2^2S,1^2S} = 8.23 \text{ s}^{-1}$, y la suma de las energías de los dos fotones debe cumplir que $h\nu' + h\nu'' = h\nu_{12} = h\nu(L\alpha) = \frac{3}{4}h\nu_0 = 10.2 \text{ eV}$. La distribución de probabilidad de los dos fotones es simétrica con respecto a la frecuencia $\frac{1}{2}\nu_{12} = 1.23 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, la cual corresponde a una longitud de onda $\lambda = 2431 \text{ \AA}$.

El coeficiente de emisión del continuo de dos fotones se puede escribir como (e.g. Brown y Mathews 1970):

$$J_\nu(H, 2q) = \frac{1}{4\pi} N_{2^2S} A_{2^2S,1^2S} 2hyP(y), \quad (1.11)$$

donde $y = \frac{\nu}{\nu_{12}}$ y $P(y)dy$ es la probabilidad normalizada por decaimiento de que un fotón sea emitido en el intervalo de

frecuencias ν_{12} a $(\nu+dy)\nu_{12}$.

Para expresar este coeficiente de emisión de continuo de dos fotones en términos de las densidades de protones y electrones, es necesario calcular la población en equilibrio del nivel 2^2S , N_{2^2S} , en términos de estas cantidades. En nebulosas con densidad suficientemente pequeña, el único mecanismo de despoblación del nivel 2^2S es por decaimiento en dos fotones y el equilibrio está dado por:

$$N_p N_e \alpha_{2^2S}^{ef}(H^0, T) = N_{2^2S} A_{2^2S, 1^2S} \quad (1.12)$$

donde $\alpha_{2^2S}^{ef}(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación efectiva para poblar el nivel 2^2S ya sea por recombinaciones directas o por recombinaciones a niveles más energéticos seguidas por decaimientos en cascada al nivel 2^2S .

Sin embargo, para densidades finitas, colisiones con protones y electrones pueden cambiar el momento angular de los átomos de H llevándolos del nivel 2^2S al nivel 2^2P el cual puede ser desexcitado por medio de una transición permitida ($L\gamma \propto$ de 10.2 eV) al nivel 1^2S . Para estos efectos las colisiones con protones son más eficientes que las colisiones con electrones; tomando en cuenta procesos colisionales la población del nivel 2^2S está dada por:

$$N_p N_e \alpha_{2^2S}^{ef}(H^0, T) = N_{2^2S} \left\{ A_{2^2S, 1^2S} + N_p q_{2^2S, 2^2P}^p + N_e q_{2^2S, 2^2P}^e \right\} \quad (1.13)$$

De los valores para las tasas de transiciones colisionales

frecuencias ν_{12} a $(y+dy)\nu_{12}$.

Para expresar este coeficiente de emisión de continuo de dos fotones en términos de las densidades de protones y electrones, es necesario calcular la población en equilibrio del nivel 2^2S , N_{2^2S} , en términos de estas cantidades. En nebulosas con densidad suficientemente pequeña, el único mecanismo de despoblación del nivel 2^2S es por decaimiento en dos fotones y el equilibrio está dado por:

$$N_p N_e \alpha_{2^2S}^{ef}(H^{\circ}, T) = N_{2^2S} A_{2^2S, 1^2S}, \quad (1.12)$$

donde $\alpha_{2^2S}^{ef}(H^{\circ}, T)$ es el coeficiente de recombinación efectiva para poblar el nivel 2^2S ya sea por recombinaciones directas o por recombinaciones a niveles más energéticos seguidas por decaimientos en cascada al nivel 2^2S .

Sin embargo, para densidades finitas, colisiones con protones y electrones pueden cambiar el momento angular de los átomos de H llevándolos del nivel 2^2S al nivel 2^2P el cual puede ser desexcitado por medio de una transición permitida ($Ly \alpha$ de 10.2 eV) al nivel 1^2S . Para estos efectos las colisiones con protones son más eficientes que las colisiones con electrones; tomando en cuenta procesos colisionales la población del nivel 2^2S está dada por:

$$N_p N_e \alpha_{2^2S}^{ef}(H^{\circ}, T) = N_{2^2S} \left\{ A_{2^2S, 1^2S} + N_p q_{2^2S, 2^2P}^p + N_e q_{2^2S, 2^2P}^e \right\}. \quad (1.13)$$

De los valores para las tasas de transiciones colisionales

por átomo en el nivel 2^2S (e.g. Osterbrock 1989) se tiene que a $T = 10,000^\circ K$ el total está dado por:

$$q_{2^2s,2^2p}^T = q_{2^2s,2^2p}^p + q_{2^2s,2^2p}^e = 5.31 \times 10^{-4} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (1.14)$$

Tomando este valor se puede calcular la densidad crítica a partir de la cual la desexcitación colisional del nivel 2^2S se vuelve más importante que el decaimiento en dos fotones. Esta densidad resulta ser del orden de 10^4 cm^{-3} .

Así, para densidades $N_p > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ se debe usar la ecuación (1.13) en vez de (1.12). En esta tesis consideramos el caso de baja densidad i.e. $N_p \approx N_o \ll 10^4 \text{ cm}^{-3}$ por lo que el coeficiente de emisión estaría dado por:

$$J_\nu(H, 2q) = \frac{1}{4\pi} N_p N_o \gamma_\nu(H, 2q), \quad (1.15)$$

con

$$\gamma_\nu(H, 2q) = \alpha_{2^2s}^{ef}(H^\circ, T) g_\nu. \quad (1.16)$$

Tomando el valor $\alpha_{2^2s}^{ef}(H^\circ, T=8,000^\circ K) = 9.80 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ para el coeficiente de recombinación efectiva y conociendo g_ν , que es la distribución espectral para la emisión de dos fotones en erg Hz^{-1} , Brown y Mathews (1970) obtuvieron valores característicos de $\gamma_\nu(H, 2q)$. Aquí, una vez más, se hicieron las interpolaciones lineales para g_ν y $\gamma_\nu(H, 2q)$, en el plano $(\log \nu)$, que se presentan en la Tabla 1.2.

TABLA 1.2

Coeficiente de emisión de continuo de dos fotones del H

$\lambda(\text{\AA})$	$\nu(10^{14}\text{Hz})$	g_{ν}^a	$\gamma_{\nu}(\text{H}, 2q)^b$
3500	8.571	5.73	5.62
3620	8.287	5.49	5.38
3930	7.634	4.97	4.87
4200	7.143	4.56	4.47
4510	6.652	4.14	4.06
4800	6.250	3.73	3.66
5700	5.263	3.01	2.95
6400	4.688	2.55	2.50

^a En 10^{-27} erg Hz⁻¹.^b En 10^{-40} erg cm³ s⁻¹ Hz⁻¹.

Comparando estos valores con los de la Tabla 1.1 se puede ver que este continuo es importante en relación al continuo de HI, en particular para longitudes de onda mayores al límite de Balmer en $\lambda 3646\text{\AA}$

En la Figura 1.1 se grafica la variación en función de la frecuencia de los coeficientes de emisión de continuo $\gamma_{\nu}(\text{H}^{\circ})$, $\gamma_{\nu}(\text{He}^{\circ})$, $\gamma_{\nu}(\text{He}^{\circ})$ y $\gamma_{\nu}(\text{H}, 2q)$ en el caso de baja densidad $N_e \ll 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y a una temperatura $T = 10,000^{\circ}\text{K}$.

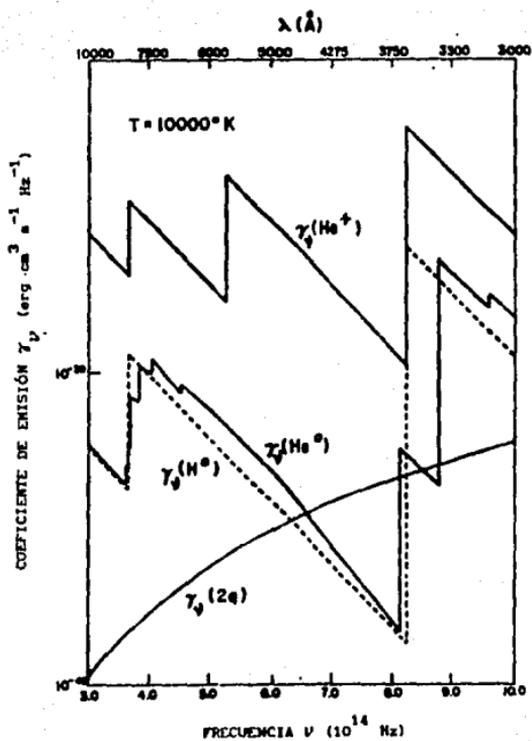


FIG. 1.1

Variación en función de la frecuencia de los coeficientes de emisión de continuo $\gamma_\nu(\text{H}^0)$, $\gamma_\nu(\text{He}^0)$, $\gamma_\nu(\text{He}^+)$ y $\gamma_\nu(\text{H}, 2q)$ en el caso de baja densidad y a $T = 10,000^\circ\text{K}$. (Tomada de Brown y Mathews 1970)

d) Emisión de dos fotones del He en la transición $2^1S \rightarrow 1^1S$.

En esta parte se consideran otros continuos debidos al helio:

-El continuo de dos fotones debido al decaimiento del nivel metaestable $2^2S_{1/2}$ del He^+ es mucho menos intenso en el visible que el continuo de dos fotones del H, ya que el pico del continuo del He^+ está en el ultravioleta lejano (20.4 eV) y la abundancia relativa $\frac{N(He^{++})}{N(H^+)}$ es pequeña en la mayoría de las nebulosas y en especial en las regiones HII. Por estas razones este continuo se considera despreciable.

-El continuo de dos fotones debido al decaimiento del nivel 2^1S_0 del He^0 , se calcula a continuación:

De las recombinaciones a niveles excitados del He, tres cuartos son a tripletes y un cuarto a singuletes. De todas las capturas a estados singulete excitados del He, aproximadamente dos tercios van a dar finalmente al nivel 2^1P , mientras que un tercio va a dar al 2^1S . Así tenemos que el coeficiente de recombinación efectiva al nivel 2^1S_0 es:

$$\alpha_{2^1S}^{ef} = \frac{1}{4} \times \frac{1}{3} \times \alpha_B(He^0, T) \quad (1.17)$$

con $\alpha_B(He^0, T=10,000^\circ K) = 2.73 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ por lo que

$$\alpha_{2^1S}^{ef} = 2.275 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.18)$$

Se considera que éste es el único mecanismo de población del nivel 2^1S del He^+ .

El principal mecanismo de despoblación del nivel 2^1S es por emisión de dos fotones (no-cuantizados) con una probabilidad $A_{2^1S,1^1S} = 51.3 \text{ s}^{-1}$, sin embargo para densidades lo suficientemente altas las colisiones con electrones pueden llevar a los átomos del nivel 2^1S principalmente al nivel 2^1P . Para calcular la densidad crítica de desexcitación colisional tenemos que la tasa de excitaciones es (Berrington 1987)

$$q(1 \rightarrow f) = \frac{8.65 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\omega_i \sqrt{T/e} K} \tau_{if} e^{-\Delta E/kT} \quad (1.19)$$

Para la transición $2^1S \rightarrow 2^1P$: $\omega_i = 1$, $\tau_{if} = 18.1$ y $\Delta E = 0.602 \text{ eV}$. A la temperatura característica de $10,000^\circ \text{K}$ se tiene que:

$$q(2^1S \rightarrow 2^1P) = 3.14 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.20)$$

La densidad crítica es justamente la densidad electrónica para la cual $N_e q \approx A$, i.e.

$$N_c \approx \frac{A_{2^1S,1^1S}}{q(2^1S \rightarrow 2^1P)} = \frac{51.3}{3.14 \times 10^{-6}} \approx 1.6 \times 10^7 \text{ cm}^{-3} \quad (1.21)$$

Esta densidad es con mucho superior a la densidad promedio de las regiones HII por lo que se considerará que el único mecanismo de despoblación del nivel 2^1S del He^+ es justamente la emisión de dos fotones con probabilidad $A = 51.3 \text{ s}^{-1}$ y cuya suma de energías es $h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu_{12} = 20.6 \text{ eV}$.

Esta emisión tiene una distribución de probabilidad similar a la distribución de la emisión de dos fotones del H: es simétrica alrededor de la frecuencia $\frac{\nu_{12}}{2} = 2.49 \times 10^{15}$ Hz la cual corresponde a una longitud de onda $\lambda = 1208 \text{ \AA}$. Por un razonamiento análogo al realizado por Brown y Mathews (1970) en el caso de la emisión de dos fotones del H, el coeficiente para la emisión de dos fotones del He se puede expresar como:

$$\tau_{\nu}(\text{He}, 2q) = 2hP(y) y \alpha_{21}^{ef} = g_{\nu} \alpha_{21}^{ef} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}. \quad (1.22)$$

Para estimar la importancia de esta contribución en la región del visual nos centramos en un intervalo de 1 \AA en $\lambda = 4800 \text{ \AA}$ lo que corresponde a una frecuencia $\nu = 6.25 \times 10^{14} \text{ Hz}$ y se normaliza $y = \frac{\nu}{\nu_{12}} = 0.13$.

Se tiene que $P(y)dy = \frac{A(y)dy}{2A}$, siendo el segundo término la probabilidad normalizada por decaimiento para la obtención de un fotón en el intervalo dy . Tomando los valores de $A(y)$ de Drake et al. (1969) y haciendo una interpolación lineal, para $y = 0.13$ se tiene que $P(0.13) = 0.68$ por lo que,

$$g_{\nu} = 2hP(y)y = 1.17 \times 10^{-27} \text{ erg Hz}^{-1}, \quad (1.23)$$

teniendo así

$$\tau_{\nu}(\text{He}, 2q) = 2.66 \times 10^{-41} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (1.24)$$

para una frecuencia $\nu = 6.25 \times 10^{14} \text{ Hz}$.

Comparando con los valores dados en la Tabla 1.2 se puede ver que este continuo es un factor de 100 (tomando en cuenta la abundancia del He relativa al H) menor que el continuo debido a la emisión de dos fotones del H. Por esta razón en esta tesis también se despreciará el continuo emitido por este proceso.

e) Dispersión de Thomson por electrones libres.

Cuando una onda electromagnética incide sobre una partícula cargada, en este caso sobre un electrón, aquella es dispersada en una dirección que puede ser distinta a la dirección de incidencia. Esta dispersión de la luz fuera del haz de luz incidente no afecta su frecuencia, pero sí su polarización en función de la dirección de dispersión.

Este proceso se conoce como dispersión de Thomson cuando las energías implicadas son bajas y como dispersión de Compton cuando las energías son altas, pero los procesos básicamente son los mismos. En el caso de dispersión de Thomson se cumple lo siguiente:

- a) La frecuencia de la radiación no cambia al ser dispersada
- b) La distribución angular de la luz dispersada no depende de la frecuencia
- c) La sección recta total de dispersión no depende de la frecuencia. Para electrones es llamada sección recta de dispersión de Thomson e integrada sobre todo el ángulo

sólido es:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \approx 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2, \quad (\nu < 10^{20} \text{ Hz}). \quad (1.25)$$

- d) σ_T es un factor $(m_p/m_e)^2 \sim 10^6$ veces menor para protones que para electrones
- e) Para radiación no polarizada la sección recta alcanza valores máximos hacia adelante y hacia atrás del rayo de incidencia i.e. la mayor parte de la luz es dispersada a lo largo de la dirección inicial de movimiento de la onda, o hacia atrás, en la dirección de la cual la onda provenía.

La sección recta para la dispersión de Thomson deja de ser válida cuando la energía del fotón, $h\nu$, es cercana o mayor a la energía en reposo de la partícula mc^2 , esto es cuando $\nu \geq 10^{20}$ Hz, por lo que se deben tomar en cuenta los efectos cuánticos. Para ese intervalo de energías se usa la fórmula de Klein-Nishina.

En el caso de nebulosas o regiones HII, no se consideran los efectos cuánticos ya que la longitud de onda de la radiación es mayor que la longitud de onda de Compton del electrón, y se tienen temperaturas lo suficientemente bajas tales que la energía de los fotones no es comparable a la energía de la masa en reposo del electrón, esto es, $T \ll mc^2 k^{-1} \sim 10^{10} \text{ K}$, por lo que los efectos relativistas pueden desprejarse y la sección recta de dispersión es la sección recta de Thomson, σ_T .

Para calcular la fracción de radiación que es dispersada en una configuración hipotética de una nebulosa con simetría esférica y densidad electrónica constante, se supone que la luz es

dispersada por un sólo electrón antes de salir de la nebulosa y se considera que es muy pequeña la probabilidad de que los electrones que se encuentran en la dirección OO' (ver Fig 1.2) dispersen más de una vez la luz que llegará al observador en O' .

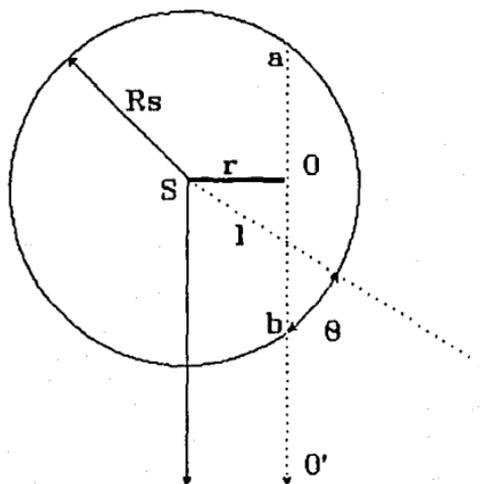


FIG 1.2

Configuración hipotética de una nebulosa con simetría esférica y densidad electrónica constante.

Se considera una nube electrónica con densidad N_e constante, iluminada por una fuente S (estrella) y observada en O' , siendo r la distancia proyectada al observador en O' .

Suponiendo que cada onda electromagnética que sale de S viaja una distancia l antes de ser dispersada por los electrones y que, después de esta dispersión llega a O' sin ser dispersada por más

electrones, la intensidad I_T detectada en O' debida a la dispersión por los electrones libres que se encuentran en la línea de visión será proporcional a la profundidad óptica o espesor óptico τ , dado por:

$$\tau = \int_a^b \sigma_T N_e dx = 2\sigma_T N_e \sqrt{R_e^2 - r^2}, \quad (1.26)$$

donde se integra sobre toda la extensión ab en dirección de la línea de visión. N_e es la densidad de electrones libres, y σ_T es la sección recta de dispersión de Thomson.

Para simplificar el cálculo se integrará sólo en la línea de visión en dirección a la fuente de radiación considerando que la contribución de cualquier línea ab será menor que en la dirección a la fuente, por lo que el cálculo de la radiación dispersada por electrones será una cota superior al valor promedio.

También se considerará que la densidad electrónica decae significativamente a una distancia igual al radio de la esfera de Strömngren, y que la luz es dispersada isotrópicamente una sola vez por electrones, por lo que la nebulosa a primera aproximación será ópticamente delgada o sea $\tau \ll 1$, con

$$\tau_T = 2N_e \sigma_T R_e. \quad (1.27)$$

Así, el flujo debido a dispersión electrónica será:

$$S_T(\lambda) \approx \tau_T S_e(\lambda), \quad (1.29)$$

Donde τ_T es la profundidad óptica de la nebulosa y ésta no depende de la longitud de onda, S_e es el flujo estelar y S_T es el flujo dispersado respectivamente.

A continuación se calcula τ_T en el caso típico de una nebulosa excitada por una estrella O6 ($M_V = -5.5$, $T_e = 40,000^\circ\text{K}$ y con una tasa de emisión de fotones ionizantes, $Q(\text{H}^0)$, cuyo valor es $\text{Log } Q(\text{H}^0) = 49.23$, Osterbrock 1989).

El radio de la esfera de Strömgen R_s para densidades electrónicas típicas de 1, 10, 10^2 y 10^3 partículas por centímetro cúbico se calcula a partir del balance entre fotoionizaciones y recombinaciones de hidrógeno solamente, dentro de la región III:

$$Q(\text{H}^0) = \frac{4\pi}{3} R_s^3 N_e N_p \alpha_B \quad (1.30)$$

con $\alpha_B \approx 3.5 \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ a $T = 7,500^\circ\text{K}$, coeficiente total de recombinación a todos los niveles n del átomo de hidrógeno menos al nivel $n=1$.

Considerando $N_e = N_p$ dentro de la esfera de Strömgen, se tiene que:

$$R_s = 2.26 \times 10^{20} (N_e)^{-2/3} \text{ cm}, \quad (1.31)$$

y recordando que $\tau_T = 2 \times 6.65 \times 10^{-25} N_e R_s$ se obtienen los resultados presentados en la Tabla 1.3.

TABLA 1.3

*Radio de Strömgen y profundidades ópticas como función
de la densidad electrónica*

N_e (cm^{-3})	R_s (10^{19}cm)	R_s (pc)	τ_T (10^{-4})
1	22.62	73.46	3.00
10	4.88	15.83	6.50
10^2	1.05	3.41	13.86
10^3	0.22	0.73	30.08

De la tabla anterior se ve que en ningún caso τ_T es mayor a 0.004, lo que implica que menos del 0.4% de la luz es dispersada por los electrones. Así, la aproximación utilizada en las ecuaciones 1.27, 1.28 y 1.29 es correcta ya que $\tau \ll 1$. Por lo que se puede concluir que la dispersión electrónica no es de importancia para la emisión de continuo en nebulosas gaseosas.

f) Luz dispersada por el polvo dentro de regiones III.

El hecho de que los granos de polvo existan en regiones III puede ser un factor importante para el cálculo de la estructura de ionización de una nebulosa gaseosa. Hasta antes de 1960 no se consideraba la presencia del polvo en nebulosas gaseosas pero después de esta fecha, evidencias observacionales han demostrado que el estudio del polvo en las nebulosas y en particular en las

regiones HII es importante para entender la evolución y las condiciones físicas de estas regiones. El polvo ha sido detectado porque absorbe, reemite y dispersa parte de la energía radiada por las estrellas ionizadoras de la región HII.

En muchas de estas regiones existen condensaciones pequeñas llamadas "glóbulos", que aparecen casi siempre completamente oscuras, lo que indica que tienen grandes profundidades ópticas a las longitudes de onda observadas. Así, estudiando estas profundidades ópticas se puede estimar la cantidad de polvo y si además se conoce el cociente gas-a-polvo, la masa total de la estructura puede ser estimada. Haciendo estos estudios se ha llegado a determinar que las propiedades ópticas del polvo y el cociente gas-a-polvo son aproximadamente los mismos en las regiones HII, que en el medio interestelar.

Además de estas condensaciones, la presencia del polvo se hace evidente por su emisión térmica infrarroja, ya que en muchas regiones HII se han observado picos locales de emisión en el infrarrojo, los cuales se asocian a regiones de alta densidad de polvo cercanas a las estrellas de alta luminosidad; estas partículas o granos de polvo absorben los fotones energéticos y los rerradian en el infrarrojo. Sin embargo, la contribución de esta radiación en la región del óptico es despreciable por lo que en esta tesis no se tomará en cuenta.

Otro efecto producido por las partículas de polvo es la dispersión de la radiación continua proveniente de las estrellas embebidas en las nebulosas. Dado que los procesos atómicos conocidos no son capaces de explicar el continuo observado en regiones HII se sugirió que la mayor parte del continuo en la

región del óptico se debe a luz dispersada por polvo (O'Dell y Hubbard 1965; O'Dell et al. 1966). Así comparando la intensidad de la emisión en H β con la del continuo nebuloso y considerando los procesos atómicos de emisión de continuo conocidos, se encontró que una gran fracción del continuo es debida a luz dispersada por el polvo. Esto constituye una prueba de la existencia de partículas dispersantes, similares a los granos interestelares, embebidas en las nebulosas difusas.

Otra evidencia directa de la existencia del polvo es la detección de la presencia de la línea $\lambda 4686$ de He⁺ en absorción en el continuo de la nebulosa de Orión lo que implica que la mayor parte del continuo de emisión de la nebulosa en cuestión es producido por la luz dispersada por el polvo, como en las nebulosas de reflexión (Peimbert y Goldsmith 1972).

En los capítulos siguientes de esta tesis se presentan observaciones de una región HII, y a partir de su análisis se determinan las condiciones físicas de ésta, obteniendo dos resultados independientes que corroboran la presencia de polvo en esta región.

CAPITULO II

OBSERVACIONES

a) Descripción de las observaciones de M8 (Hourglass).

Las observaciones se llevaron a cabo en mayo de 1978 en el Observatorio Nacional de Kitt Peak en los Estados Unidos de Norte América, con el telescopio de 2.1 m. y el "Escaner" con Intensificador de Imágenes (IIDS) por los doctores M. Peimbert y S. Torres-Peimbert. Las rendijas utilizadas fueron rectangulares de 0.30×0.98 mm. correspondientes a 3.8×12.4 segundos de arco proyectados en el cielo. En todos los casos se orientaron este-oeste y la separación entre sus centros fué de 99 segundos de arco.

El IIDS es un espectrómetro multicanal de doble haz y se utilizó con el espectrógrafo de tubo de imágenes Gold y la cámara Wynne. Los espectros son barridos con un tubo disector de imágenes ITT, cuya apertura de barrido es de $50 \mu \times 250 \mu$, donde la dimensión más pequeña es a lo largo de la dispersión y la otra es perpendicular a ella. Cada espectro de aproximadamente 21 mm. se graba en 1024 canales. Las longitudes de onda de interés fueron observadas independientemente mediante dos rejillas con dispersión de -86 \AA mm^{-1} , una para $\lambda\lambda 3400-5200 \text{ \AA}$ y otra para $\lambda\lambda 5600-7400 \text{ \AA}$; para esta dispersión el ancho medio de resolución instrumental fué de -7 \AA y en general el ancho de las líneas a la mitad de la máxima intensidad (FWHM) fué de 3.8 canales.

Se observaron 6 zonas cercanas al llamado "Hourglass", que es una nebulosa de alto brillo superficial dentro de la Nebulosa M8, también conocida como "La Laguna", NGC 6523, S25 y W9.

La Nebulosa M8 es una de las nebulosas de emisión más estudiadas en todas las longitudes de onda, después de la Gran Nebulosa de Orión y sus coordenadas galácticas son $l=6^\circ$, $b=-1.2^\circ$.

En la Foto 2.1 se muestra la Nebulosa completa localizada en el brazo espiral Sagitario/Carina de la Galaxia y a una distancia aproximada de 1.7 kpc. La Nebulosa aparece en el borde oeste del cúmulo abierto NGC 6530. Se han realizado análisis de movimientos propios y se ha establecido la posible pertenencia al cúmulo de tres estrellas de tipo espectral O (HD 165052, 9 Sgr y Herschel 36), que constituyen la principal fuente de fotones ionizantes de la nebulosa. La edad del cúmulo 6530 se ha establecido entre uno y dos millones de años (Lynds y O'Neill 1982).

El cúmulo posee un enrojecimiento uniforme $E(B-V)=0.36$ mag. excepto la estrella Herschel 36, estrella que está embebida dentro de una pequeña nebulosa oscura a unos 15" al Oeste (W) de la Nebulosa óptica Hourglass, cuyo nombre es una buena descripción de su forma bicónica nebular. La estrella Herschel 36 (H36) fué identificada por Woolf (1961) como una estrella O7 V con 3 a 4 magnitudes adicionales de extinción y como el mejor candidato para ser la fuente ionizadora de la Nebulosa Hourglass.

Woolf et al. (1973) realizaron observaciones infrarojas que indican la presencia de polvo cerca de H36 y mostraron que H36 es una fuente infraroja. Se han descubierto otras fuentes infrarojas en la región del Hourglass (Woodward et al.).

Lada et al. (1976) realizaron observaciones ópticas y milimétricas de M8, en particular cerca de H36, y encontraron una nube molecular muy masiva en esa dirección. Propusieron que el cúmulo NGC 6530 se formó en el borde de una nube molecular muy masiva y éste produjo una "ampolla" en el borde de la nube. Haciendo comparaciones de observaciones ópticas y de radio sugirieron un modelo geométrico de la región, en la cual la región HII se encuentra al frente de la nube molecular. También argumentaron que la cercanía de H36, NGC 6530, la Nebulosa M8 y la nube oscura extendida sugieren que el complejo M8 es una región de formación estelar activa.

Wolf (1961) sugiere que la estrella H36, y posiblemente otras estrellas mucho más débiles, se condensaron de la nube molecular. Otros autores han llamado la atención sobre condensaciones que parecen estrellas y están situadas en los "lóbulos" del Hourglass. Su aparente estructura bipolar en las longitudes de onda del óptico puede deberse a extinción variable a lo largo de la línea de visión y a luz dispersada (Woodward et al. 1986).

En la Foto 2.2 se muestra la nebulosa del "Hourglass" y las distintas posiciones de observación donde se colocaron las rendijas están dadas en la Tabla 2.1.

TABLA 2.1

Posiciones de las rendijas en el Hourglass

M8 HG	12" al Sur del centro del Hourglass
M8 HGE	99" al Este de M8 HG
M8 HGW	99" al Oeste de M8 HG
M8 1	90" al Sur y 175" al Oeste de 9 Sgr
M8 1E	99" al Este de M8 1
M8 1W	99" al Oeste de M8 1

FOTO 2.1

Nebulosa M8 (Observatorio Lick)

32



20'

FOTO 2.2

Nebulosa Hourglass (Observatorio Lick)

HD164816

9 Sgr

H36

NB HCE

NB HC

NB HCV

NB 1E

NB 1

NB 1W



Cada zona se observó en el llamado "modo estelar", alternando la posición de ambas rendijas y desplazándolas fuera de la Nebulosa para medir el fondo.

Cada haz se redujo independientemente y en todos los casos el cielo fue restado de la fuente. La corrección por extinción atmosférica se realizó usando los coeficientes promedio de extinción para las longitudes de onda selectas y ajustando un polinomio para interpolar a todas las longitudes de onda observadas. La sensibilidad del sistema se determinó por medio de la medición de estrellas estándar, para todas las longitudes de onda de interés (Fierro 1982).

En las Figuras 2.1 a 2.4 se muestran los espectros típicos obtenidos. En el eje horizontal están graficadas longitudes de onda en Angstroms y en el eje vertical flujos en $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$.

Estas observaciones ya han sido corregidas por extinción atmosférica y calibradas respecto a estrellas estándar.

El espectro de las Figura 2.3 ha sido muy amplificado para mostrar las líneas débiles, el continuo y en particular la discontinuidad de Balmer, por lo que el eje vertical no es lo suficientemente largo para mostrar, por ejemplo, la línea H β que aparece truncada.

En todos los casos se aprecia la magnífica calidad de los espectros, la alta señal sobre ruido y la resolución de líneas débiles y en los espectros azules se puede apreciar claramente la discontinuidad de Balmer.

MB HG

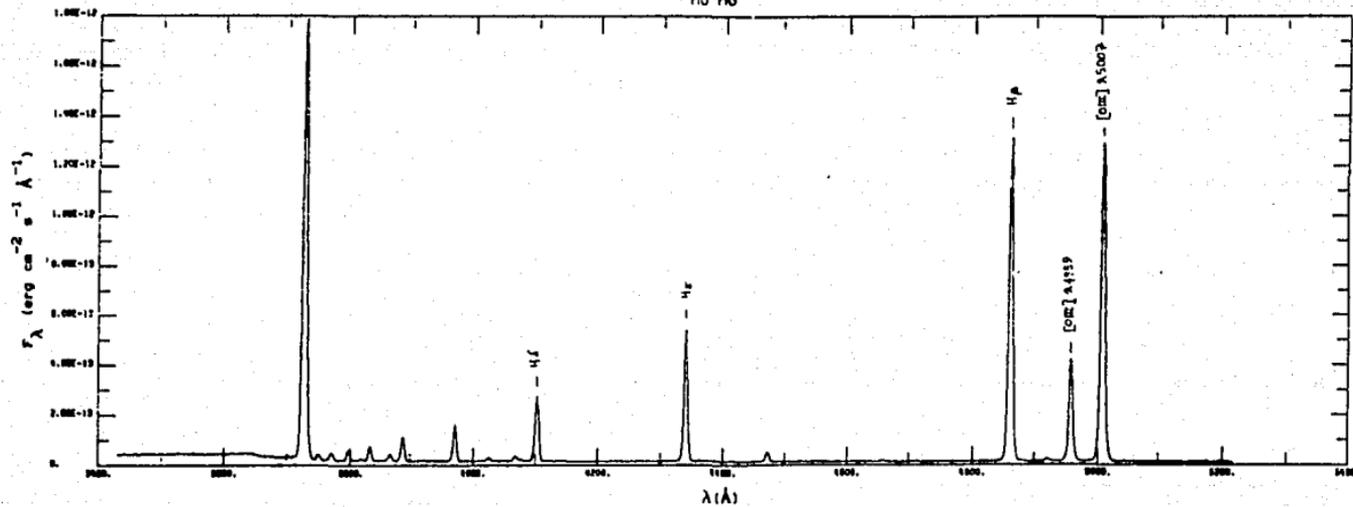
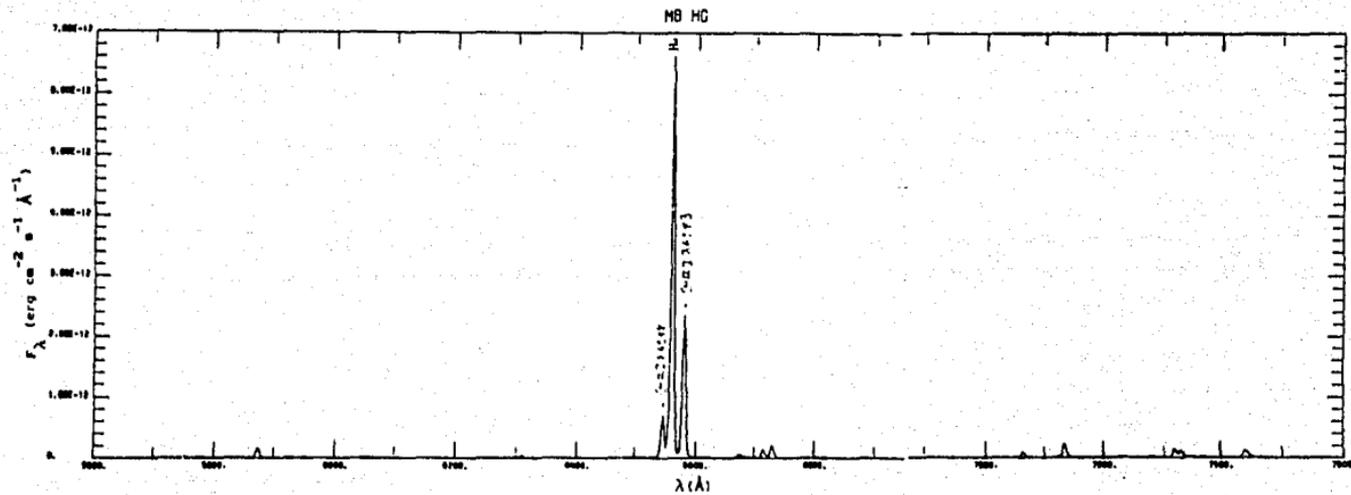


FIG. 2.1

Espectrograma azul de la posición MB HG



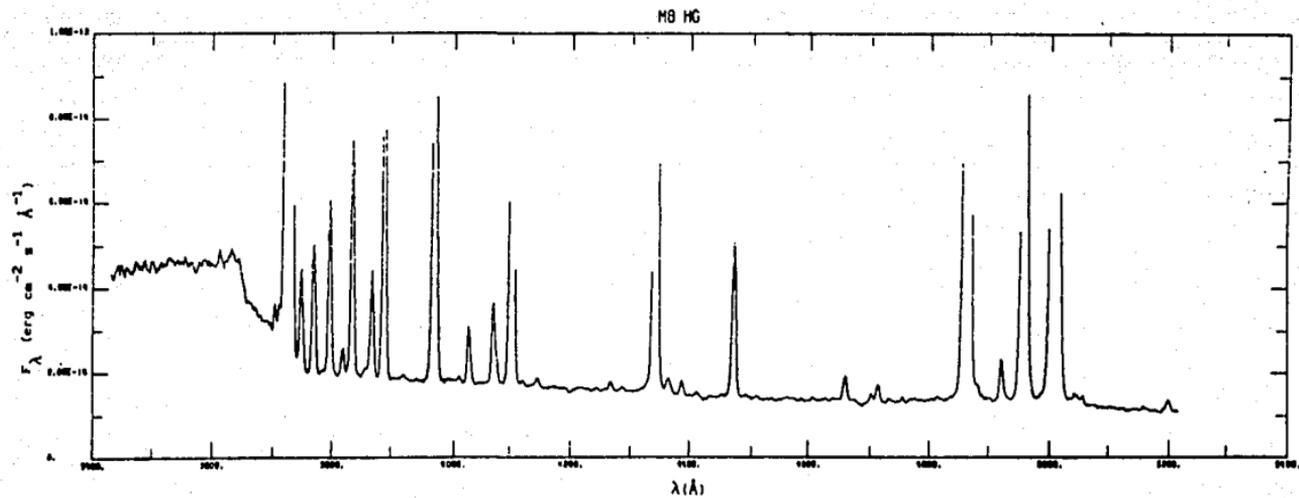


FIG. 2.3

Espectrograma azul amplificado de la posición M8 HG

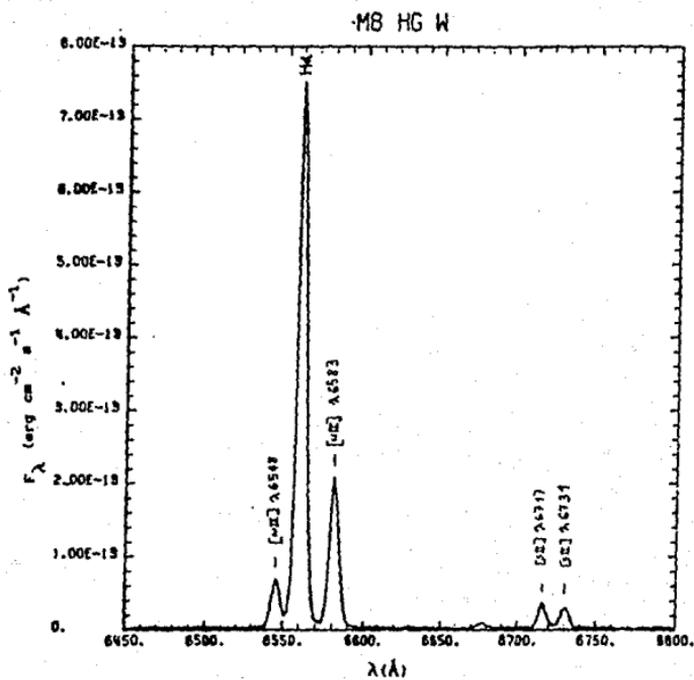


FIG. 2.4

Espectrograma rojo de la posición MB HGW que muestra claramente las líneas de [SII] y [NII]

b) Brillo del cielo y estrellas débiles en el campo de la rendija.

El brillo del cielo es un factor externo que puede afectar las observaciones, es por eso que se debe observar alternando la posición de las rendijas entre la zona a observar y una zona de referencia. Así, en el proceso de reducción de las observaciones el brillo del cielo es restado. Además la nebulosa observada posee un alto brillo superficial por lo que se considerará que el brillo del cielo influye de manera mínima en la determinación de la emisión continua en esta región.

Otro factor que puede influir en la determinación de la emisión continua de la región es el de la presencia de estrellas débiles en el campo de la rendija, por lo que en esta sección nos cercioraremos de que su contribución es mínima. Es decir que es poco importante si las estrellas en el campo de la rendija son más débiles que cierta magnitud asociada al continuo, la cual se determina a continuación.

Una estrella de magnitud $m_v = 0.00$ e índice de color $B-V = 0.0$ tiene una emisión de $3.8 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ en $\lambda 5560 \text{ \AA}$ (Code 1960) y el flujo del continuo de nuestras observaciones de M8, medido en esta misma longitud de onda es del orden de $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ para el más intenso y de $5.5 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ para el más débil, así del cociente de los flujos:

$$\frac{f(m_0)}{f(m_1)} = \frac{3.8 \times 10^{-9}}{10^{-14}} \approx 4 \times 10^5 = 10^{5.6}, \quad (2.1)$$

y de la relación

$$\frac{f(m_0)}{f(m_1)} = 10^{0.4(m_1 - m_0)}, \quad (2.2)$$

se puede obtener la diferencia en magnitudes $m_1 - m_0$, y por lo tanto la magnitud asociada al continuo. Haciendo un cálculo análogo para el flujo más débil se obtiene que la magnitud del continuo varía entre $m_v \approx 14$ y $m_v \approx 17$.

Las estrellas en el campo de la rendija son más débiles que $m_v = 17$ y no se pueden eliminar las estrellas de magnitud $m_v > 18$ ya que éste es el límite de la pantalla de guiado. Así, se considerará que en todos los casos la magnitud del continuo es menor a la magnitud de las estrellas en el campo de la rendija por lo que la contribución de éstas se considerará despreciable, en una primera aproximación, para la determinación de la emisión continua en las zonas observadas de esta región III. Posteriormente en el Capítulo IV se discute la posible presencia de estrellas oscurecidas en el borde de la nube molecular que podrían contribuir al continuo observado.

c) Extinción interestelar y corrección por enrojecimiento.

Para poder obtener los cocientes de líneas y los cocientes del continuo respecto a $H\beta$ es necesario corregir por extinción interestelar o enrojecimiento. La luz proveniente de las estrellas y de las nebulosas sufre extinción al pasar por el medio interestelar. La extinción interestelar en la parte óptica del espectro, se debe fundamentalmente a la luz dispersada por las partículas de polvo, y en menor grado a la luz absorbida por éste. La disminución de la luz proveniente de la fuente se ve afectada al atravesar el medio interestelar de la siguiente manera :

$$I(\lambda) = I(\lambda_0) e^{-\tau(\lambda)}, \quad (2.3)$$

donde $I(\lambda_0)$ sería la intensidad recibida en la tierra en ausencia de extinción interestelar a lo largo de la visual, $I(\lambda)$ es la intensidad observada y $\tau(\lambda)$ es el espesor óptico en la frecuencia observada. Esta ecuación es correcta siempre y cuando la luz sea absorbida o dispersada fuera del haz, y no lo es si llega luz dispersada al haz observado. La ecuación resulta incorrecta cuando hay polvo dentro de la nebulosa ya que puede llegar luz dispersada a la línea de la visual, como luz proveniente del continuo estelar por ejemplo.

La ley de extinción interestelar ha sido obtenida al estudiar espectrofotométricamente pares de estrellas, con el mismo tipo espectral, en distintas regiones del cielo. La extinción

interestelar disminuye conforme aumenta la longitud de onda (y por lo tanto la luz de las estrellas o nebulosas aparece más roja); así comparando una estrella poco enrojecida con otra muy enrojecida se puede determinar la extinción interestelar hacia la estrella enrojecida.

Se han hecho gran número de mediciones fotométricas de tal manera que se tiene una estimación razonable de la dependencia de la extinción interestelar con la longitud de onda. Se ha encontrado que es similar en muchas direcciones; por lo que se puede adoptar una ley normal de extinción del tipo:

$$\tau(\lambda) = C f(\lambda), \quad (2.4)$$

donde C es un factor constante que depende de cada objeto y nos da una medida de la cantidad de polvo que está entre el objeto y el Sol. La función $f(\lambda)$ se supone la misma en todas las direcciones y es casi lineal en $1/\lambda$ en la parte óptica. En una primera aproximación esto significa que tanto la distribución de tamaño como la composición química del polvo son similares en todas las regiones observadas del cielo. La función de extinción ha sido determinada por varios autores y en particular en esta tesis se usará la de Whitford (1958).

Las observaciones realizadas deben de ser corregidas por extinción antes de que se pueda llevar a cabo cualquier discusión física. Regresando a lo dicho anteriormente, la extinción interestelar causa que el cociente de las intensidades de dos líneas de emisión nebulares $I(\lambda_1)/I(\lambda_2)$ difieran del cociente

$I(\lambda_{10})/I(\lambda_{20})$ emitido por la nebulosa de la siguiente manera:

$$\frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} = \frac{I(\lambda_{10})}{I(\lambda_{20})} e^{-\tau(\lambda_1) - \tau(\lambda_2)} \quad (2.5)$$

Así, por la ecuación 2.4 se tendrá

$$\frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} = \frac{I(\lambda_{10})}{I(\lambda_{20})} e^{-C(r(\lambda_1) - r(\lambda_2))} \quad (2.6)$$

De aquí se deduce que la corrección depende tanto de la forma de la curva de extinción como de la cantidad de extinción. Para encontrar la corrección requerida se usa el cociente medido de intensidades de líneas para las cuales se conoce independientemente el cociente emitido por la nebulosa, así sólo $(\tau(\lambda_1) - \tau(\lambda_2))$ o C son desconocidos. Una vez determinada C , la curva de enrojecimiento promedio se utiliza para los espesores ópticos a todas las longitudes de onda.

El método más empleado en la práctica cuando se observan regiones HII en la parte óptica del espectro electromagnético, es el de medir los cocientes de dos o más líneas de la serie de Balmer del HI, por ejemplo $H\alpha/H\beta$ y $H\beta/H\gamma$. La serie de Balmer se encuentra en la parte visible del espectro y las líneas son intensas así que se pueden medir con mucha precisión. Estas mediciones se comparan con las predicciones teóricas de los distintos cocientes con respecto a $H\beta$ (decremento de Balmer), y de ahí es posible derivar el valor de la extinción. Aunque los niveles excitados no son los mismos, los cocientes son relativamente insensibles a la temperatura, por lo que la

extinción interestelar se puede determinar bien aunque no se conozca T con precisión.

Los valores teóricos calculados por Brocklehurst (1971) para $N_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y $T_e = 10,000^\circ\text{K}$ para el caso B de una nebulosa ópticamente gruesa, y citados por Osterbrock (1989) se presentan en la Tabla 2.2.

TABLA 2.2
*Logaritmo de las intensidades teóricas de las principales
 líneas de la serie de Balmer en relación a H β*

$I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$	+0.45
$I(\text{H}\gamma)/I(\text{H}\beta)$	-0.33
$I(\text{H}\delta)/I(\text{H}\beta)$	-0.59
$I(\text{H}\epsilon)/I(\text{H}\beta)$	-0.98
$I(\text{H}9)/I(\text{H}\beta)$	-1.13
$I(\text{H}10)/I(\text{H}\beta)$	-1.27

Estos valores se utilizan posteriormente para determinar el coeficiente de absorción logarítmico en $\text{H}\beta$, $C(\text{H}\beta)$, definido por:

$$C(\text{H}\beta) = \log I(\text{H}\beta) - \log F(\text{H}\beta), \quad (2.7)$$

donde $I(\text{H}\beta)$ representa el flujo emitido por la nebulosa y $F(\text{H}\beta)$ representa el flujo observado. Hay que notar que se está suponiendo que todo el enrojecimiento se lleva a cabo fuera de la nebulosa.

d) Intensidades de las líneas observadas.

La Tabla 2.3 muestra las intensidades intrínsecas $I(\lambda)$ de las principales líneas HI Balmer, [OIII], [OIII], [NII] y [SII], medidas en cada región, éstas están dadas en $\text{ergs cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ de tal manera que:

$$\log \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \log \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} + C(H\beta)f(\lambda), \quad (2.8)$$

donde $F(\lambda)$ es el flujo de la línea de longitud de onda λ , corregido por extinción atmosférica, $C(H\beta)$ es la corrección logarítmica por enrojecimiento normalizada con $H\beta$ y $f(\lambda)$ es la función de enrojecimiento normalizada con $H\beta$ derivada a partir de la ley normal de extinción determinada por Whitford (1958) y que también se incluye en la Tabla 2.3.

El enrojecimiento $C(H\beta)$ en $H\beta$ se determinó ajustando el decremento de Balmer observado con el teórico y también se presenta en la Tabla 2.3.

TABLA 2.3

Intensidades corregidas por enrojecimiento, función de enrojecimiento, y flujos en H β para las distintas posiciones^a

λ	ID	$f(\lambda)$	HG	HGE	HGW	1	1E	1W
3727	[OII]	+0.315	+0.43	+0.21	+0.38	+0.10	+0.24	+0.28
3798	H10	+0.290	-1.30	-1.30	-1.25	-1.30	-1.34	-1.32
3835	H9	+0.280	-1.15	-1.12	-1.15	-1.12	-1.09	-1.16
4102	H δ	+0.200	-0.59	-0.62	-0.57	-0.62	-0.62	-0.62
4340	H γ	+0.135	-0.33	-0.32	-0.32	-0.32	-0.32	-0.30
4363	[OIII]	+0.130	-2.50	-2.11	—	-2.13	-2.18	-2.14
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[OIII]	-0.020	-0.52	-0.17	-0.49	-0.04	-0.16	-0.06
5007	[OIII]	-0.030	-0.02	+0.38	+0.06	+0.47	+0.39	+0.40
6548	[NII]	-0.330	-0.46	-0.94	-0.58	-0.96	-0.94	-0.73
6563	H α	+0.335	+0.45	+0.45	+0.45	+0.45	+0.45	+0.45
6583	[NII]	-0.340	+0.00	-0.47	-0.10	-0.50	-0.48	-0.22
6717	[SII]	-0.370	-1.30	-1.24	-0.97	-1.31	-1.25	-1.08
6731	[SII]	-0.370	-1.11	-1.41	-0.99	-1.36	-1.38	-1.04
C(H β)			+0.90	+0.65	+0.80	+0.55	+0.70	+0.65
log F(H β)			-11.24	-12.49	-12.11	-12.37	-12.50	-12.17

^a Todos los flujos están en ergs cm⁻² s⁻¹

Debido a que el intervalo rojo ($\lambda\lambda 5600-7400\text{\AA}$) y el azul ($\lambda\lambda 3400-5200\text{\AA}$) del espectro se observaron con distintas rejillas de difracción, fué necesario ajustar la razón $F(H\alpha)/F(H\beta)$ observada a la teórica corrigiendo $F(H\alpha)$ de acuerdo a la ecuación 2.8. y además aplicando una corrección adicional, uniforme para todas las longitudes de onda, que se aplicó a todas las líneas y al continuo en el intervalo de $\lambda\lambda 5600$ a 7400\AA . Este corrimiento "gris" siempre fué menor en valor absoluto a 0.16 dex (dex = log base 10), su valor promedio fué 0.07 dex y se debe a pequeños cambios en el posicionamiento de la rendija y a cambios en las condiciones de visibilidad.

Aún cuando existan desviaciones a la ley normal de enrojecimiento, éstas sólo afectarán a la absorción total y no a las intensidades relativas de las líneas, en la región de $\lambda\lambda 3500$ a 7400\AA que es el intervalo de interés.

e) Emisión continua en varios puntos de M8 (Hourglass).

En este trabajo se seleccionaron 8 longitudes de onda donde no existieran líneas intensas, para a partir de los espectros más amplificados, medir directamente el flujo del continuo. En la Tabla 2.4 se presentan los logaritmos de los flujos medidos y la función de enrojecimiento correspondiente a las longitudes de onda seleccionadas.

TABLA 2.4

Logaritmo de los flujos de continuo^a medidos en las distintas posiciones de H8

λ	$f(\lambda)$	HG	HGE	HGW	1	1E	1W
3500	+0.375	-13.35	-14.38	-14.13	-14.44	-14.59	-14.30
3620	+0.340	-13.33	-14.36	-14.12	-14.42	-14.55	-14.26
3930	+0.251	-13.74	-14.92	-14.60	-15.00	-15.19	-14.70
4200	+0.175	-13.79	-15.02	-14.68	-15.10	-15.26	-14.82
4510	+0.091	-13.86	-15.05	-14.74	-15.15	-15.30	-14.85
4800	+0.006	-13.88	-14.92	-14.68	-15.10	-15.26	-14.82
5700	-0.180	-13.89	-14.82	-14.67	-15.18	-15.19	-14.90
6400	-0.307	-13.81	-14.63	-14.45	-15.09	-15.14	-14.83

^a todos los flujos estan en $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$

La corrección por enrojecimiento de las intensidades de continuo así como algunos parámetros físicos de la Nebulosa se presentan en el capítulo III.

CAPITULO III

DETERMINACION DE LAS CONDICIONES FISICAS EN LA NEBULOSA Y DEL CONTINUO DEBIDO AL POLVO

a) Cálculo de las densidades y temperaturas electrónicas a partir
de líneas prohibidas.

Densidades electrónicas

Las densidades electrónicas promedio en nebulosas gaseosas se pueden determinar observando los efectos de la desexcitación colisional. Esto se hace comparando las intensidades de dos líneas del mismo ión pero emitidas a partir de diferentes niveles con casi igual energía de excitación, de tal manera que las tasas relativas de excitación de los dos niveles sólo dependen del cociente de sus fuerzas de colisión. Si los dos niveles tienen diferentes probabilidades de transición radiativa o diferentes tasas de excitación colisional, las poblaciones relativas de los dos niveles sólo dependen de la densidad, y por lo tanto el cociente de las intensidades de las líneas emitidas sólo depende de la densidad. Los mejores ejemplos de líneas utilizadas para medir la densidad electrónica son $I(\lambda 3729)/I(\lambda 3727)$ del [OII], e $I(\lambda 6716)/I(\lambda 6731)$ del [SII] (c.g. Osterbrock 1989).

En las observaciones realizadas la resolución utilizada no fué suficiente para resolver el doblete del [OII] $\lambda\lambda 3726+3729$. En este caso las densidades electrónicas se determinaron a partir del

cociente de líneas de [SII]. En la Figura 3.1 se muestra el diagrama de niveles de energía de SII para el estado base $3p^3$. En el límite de baja densidad, cuando $N_e \rightarrow 0$, cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón. Puesto que las tasas de excitación de los niveles $^2D_{5/2}$ y $^2D_{3/2}$ son proporcionales a sus pesos estadísticos, en este caso la razón de las intensidades es de aproximadamente 1.45. Por otro lado en el límite de alta densidad electrónica, $N_e \rightarrow \infty$, dominan las excitaciones colisionales y las poblaciones relativas de los niveles obedecen a la ley de Boltzmann. Es decir las poblaciones relativas de los dos niveles $^2D_{5/2}$ y $^2D_{3/2}$ son proporcionales al cociente de los coeficientes de Einstein de emisión espontánea y por lo tanto la intensidad relativa de las líneas es de aproximadamente 0.45. La transición entre los límites de baja y alta densidad ocurre en la vecindad de la densidad crítica y la variación detallada del cociente de intensidades en función de la densidad electrónica se obtiene resolviendo las ecuaciones de equilibrio estadístico tomando en cuenta todas las posibles transiciones. En la Figura 3.2 se muestra el cociente calculado para [OII] y [SII] para una temperatura de $10,000^\circ\text{K}$. Hay que notar que esta gráfica se escala como $N_e(10^4/T)^{1/2}$, por lo que se puede obtener la variación de los cocientes en función de la densidad, a cualquier temperatura T.

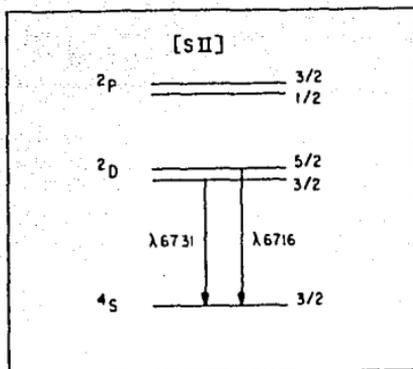


FIG. 3.1

Diagrama de niveles de energía del SII para el estado base $3p^3$.

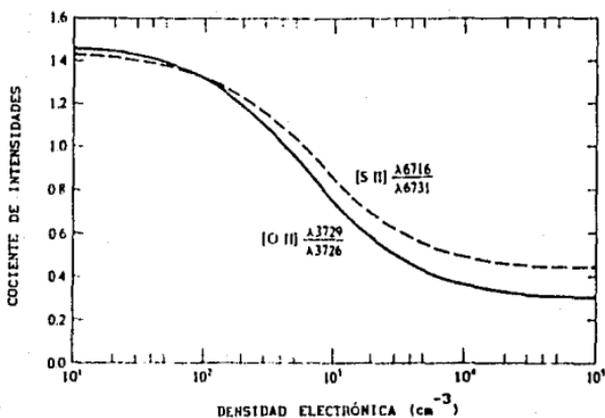


FIG. 3.2

Variación calculada de los cocientes de intensidades del [SII] y [OII] como función de la densidad electrónica N_e y a $T = 10,000^\circ\text{K}$.
 (Tomada de Osterbrock 1989)

En la Tabla 3.1 se muestran los cocientes de los flujos medidos de las líneas de [SII] y las densidades electrónicas aproximadas inferidas a partir de éstos datos y de la Figura 3.2 considerando una temperatura electrónica promedio de 8,000°K.

TABLA 3.1

Densidades electrónicas obtenidas a partir del cociente de flujos

$$\text{integrados } [SII] \frac{\lambda 6717}{\lambda 6731}$$

Posición	[SII] $\frac{\lambda 6717}{\lambda 6731}$	$\log N_e(\text{cm}^{-3})$
HG	0.65	3.8
HGE	1.49	límite de baja densidad
HGW	1.05	3.15
1	1.12	3.1
1E	1.33	2.2
1W	0.92	3.25

Temperaturas electrónicas

Las temperaturas nebulares se pueden determinar a partir de líneas de emisión ópticas. Algunos iones como [OIII] y [NII] tienen estructuras de niveles de energía que dan como resultado líneas de emisión de dos niveles de energía superiores con distintas energías de excitación y que caen en la región óptica del espectro. En la Figura 3.3 se muestran los diagramas de

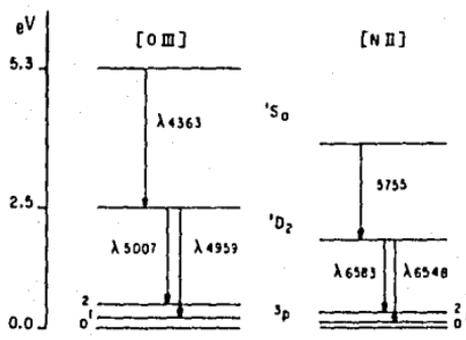


FIG. 3.3
 Diagrama de niveles de energía de OIII y NII en el estado base $2p^2$
 (La división del nivel $3p$ se ha exagerado)

niveles de energía de estos dos iones, donde se aprecia que la línea correspondiente al [OIII] $\lambda 4363$ surge del nivel superior 1S , mientras que $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$ surgen del nivel intermedio 1D . Las tasas relativas de excitación de los niveles 1S y 1D dependen fuertemente de la temperatura, así las intensidades relativas de las líneas emitidas por estos niveles pueden ser utilizadas para determinar la temperatura electrónica.

Para densidades electrónicas menores a 10^5 cm^{-3} y resolviendo el equilibrio estadístico analíticamente a primera aproximación, se tendrá la siguiente relación:

$$\frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 4363)} = \frac{7.73 \exp(3.29 \times 10^4 / T)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} (N_e / T^{1/2})} \quad (3.1)$$

Existe una expresión análoga para el [NII]. Estas expresiones constituyen la base para las determinaciones ópticas de las temperaturas en nebulosas gaseosas. Como las nebulosas son ópticamente delgadas, en lo que se refiere a la radiación de líneas prohibidas, la temperatura se puede calcular directamente. No es necesario conocer la distancia a la nebulosa ni el grado de ionización.

En la Tabla 3.2 se presentan los cocientes observados y las temperaturas derivadas para el caso de baja densidad electrónica, a partir de la siguiente relación 3.2.

$$T = \frac{3.29 \times 10^4}{\ln \left[0.13 \times \frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 4363)} \right]} \quad (3.2)$$

TABLA 3.2

Temperatura a partir de las líneas de [OIII]

posición	$\frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 4363)}$	T (°K)
HG	398	8,340
HGE	396	8,350
HGW	—	—
1	521	7,800
1E	476	7,980
1W	467	8,010

b) Cálculo de la temperatura electrónica a partir de la Discontinuidad de Balmer.

Otro método, alternativo al descrito en el inciso anterior, para la determinación de las temperaturas en las nebulosas es medir la intensidad relativa del continuo de recombinación en relación a una línea de recombinación. La razón física de que este cociente dependa de la temperatura es que la emisión en el continuo (por unidad de intervalo de frecuencia o de longitud de onda) depende del ancho de la función de distribución de

velocidades de los electrones libres, es decir de T.

De esta manera, conociendo las intensidades relativas de las líneas de recombinación de HI, así como los coeficientes de emisión de continuo del hidrógeno y del helio, se puede encontrar el cociente como función de T.

En la Tabla 3.3 obtenida a partir de Osterbrock (1989) se presentan los cocientes calculados en dos casos distintos, primero el continuo en $H\beta$ $\lambda 4861$, que incluye los continuos de recombinación HI y el de dos fotones, así como el continuo de recombinación del HeI. El segundo continuo corresponde a la discontinuidad de Balmer, que se define como el logaritmo del cociente de las intensidades a ambos lados de la discontinuidad de Balmer en $\lambda 3646\text{\AA}$ (Seaton 1960) o simplemente como $I(\lambda 3646^-) - I(\lambda 3646^+)$, en el cual se elimina todo excepto el continuo de recombinación de HI que resulta de las recapturas al nivel $n=2$. (El continuo de recombinación HeII también contribuiría si $N_{He^{++}} \neq 0$). El continuo en $\lambda 4861$ se calculó en el límite $N_p \rightarrow 0$, por lo que al no considerarse la desexcitación colisional del HI 2^2S se tendrá la intensidad máxima del continuo de dos fotones. Hay que notar que los resultados obtenidos a partir de la discontinuidad de Balmer son independientes de la densidad.

El continuo en $\lambda 4861$ está constituido principalmente de los continuos de Paschen y de continuos pertenecientes a otras series con n mayor, cuya suma se incrementa lentamente con T, y del continuo de dos fotones, cuya intensidad se decrementa lentamente con T; por lo que la suma es casi independiente de T, y así el cociente de este continuo respecto a $H\beta$ se incrementa con T. Por

otro lado, la intensidad del continuo de Balmer en el límite de la serie se decrementa aproximadamente como $T^{-3/2}$, por lo que su cociente respecto a $H\beta$ se decrementa lentamente con T , como lo muestra la Tabla 3.3.

TABLA 3.3

Variación con la temperatura de los cocientes de continuo respecto a $H\beta$ (en \AA^{-1})

	T		
	5,000°K	10,000°K	15,000°K
$\frac{I(\lambda 4861)}{I(H\beta)}$	4.38×10^{-4}	7.39×10^{-4}	9.28×10^{-4}
$\frac{I(Bac)}{I(H\beta)}$	6.99×10^{-3}	4.25×10^{-3}	2.81×10^{-3}

Las observaciones del continuo son difíciles de realizar por ser éste débil y verse seriamente afectado por líneas débiles. En el caso del continuo de Balmer, la dificultad de medición consiste en que las líneas "altas" de la serie de Balmer se concentran justo en el límite, por lo que la intensidad debe ser determinada para longitudes de onda mayores y extrapolada a $\lambda 3646+$. Además, la radiación continua emitida por las estrellas ionizadoras dentro de la nebulosa y dispersada por el polvo puede tener una discontinuidad de Balmer en absorción considerable, y puede ser

muy difícil de separar de la discontinuidad de Balmer nebular.

El método para calcular la temperatura electrónica basado en comparar la discontinuidad de Balmer con la intensidad de H β se obtuvo a partir de Peimbert (1971).

La intensidad del continuo en el límite de Balmer está dada por

$$I(\text{Bac}, 3646) = 6.10 \times 10^{-22} g \Delta\lambda \int N_p(r) N_e(r) T(r)^{-3/2} d\Omega, \quad (3.3)$$

siendo $g=0.876$ el factor de Gaunt y $\Delta\lambda$ el intervalo en Å.

El flujo en H β de una Nebulosa ópticamente delgada para el caso B, con $N_e = 10,000 \text{ cm}^{-3}$, en el intervalo de $5,000^\circ\text{K}$ a $10,000^\circ\text{K}$ es:

$$I(\text{H}\beta) = 2.84 \times 10^{-22} \int N_p(r) N_e(r) T(r)^{-0.84} d\Omega, \quad (3.4)$$

Como se mencionó con anterioridad, los flujos observados cerca de la discontinuidad de Balmer son debidos a la suma del continuo de Balmer y otros continuos; para estimar el continuo de Balmer es necesario conocer la contribución de los otros continuos a los flujos observados. Para un continuo nebuloso puro, esto se hace restando el flujo del lado rojo de la discontinuidad, $I(\lambda 3646+)$, del del lado violeta, $I(\lambda 3646-)$, dado que la variación de la intensidad de los continuos no-Balmer debe ser nula de $\lambda 3646+$ a $\lambda 3646-$. Sin embargo si existe una contribución de luz estelar al flujo observado, Peimbert (1971) estimó que para

estrellas O de Población I, la corrección por la discontinuidad de Balmer estelar sería

$$I(\text{Bac}, 3646) = I(\lambda 3646-) - 0.88 \times I(\lambda 3646+), \quad (3.5)$$

resultado que se consideró para determinar a partir de los espectros más amplificados la discontinuidad de Balmer.

Considerando densidad y temperaturas constantes de las ecuaciones 3.3 y 3.4 se obtuvo la temperatura dada por:

$$T(\text{Bac}/\text{H}\beta) = 2.62 \left[\frac{I(\text{Bac}, 3646)}{I(\text{H}\beta)} \right]^{-1.52} \quad (3.6)$$

En este trabajo se obtuvieron las temperaturas para las distintas posiciones y éstas se presentan en la Tabla 3.4.

TABLA 3.4
Temperatura a partir de la discontinuidad de Balmer

posición	$\frac{I(\text{Bac}, \lambda 3646)}{I(\text{H}\beta)}$	T(°K)
HG	5.89×10^{-3}	6,425
HGE	6.76×10^{-3}	5,210
HGW	7.41×10^{-3}	4,530
1	6.17×10^{-3}	6,000
1E	7.59×10^{-3}	4,370
1W	5.62×10^{-3}	6,890

Las temperaturas aquí obtenidas concuerdan bien con la obtenida a partir de observaciones en radio por Rodríguez y Lichten (1979) que es de $7,100 \pm 400$ °K.

Existen determinaciones de la temperatura por medio de éste método (e.g. Peimbert 1971) y en general las temperaturas obtenidas son menores a las obtenidas por el método de líneas prohibidas, como se puede apreciar comparando los resultados de la tabla anterior con los de la Tabla 3.2.

Las discrepancias encontradas entre las temperaturas derivadas por medio de líneas prohibidas de oxígeno dos veces ionizado y por $T(\text{Bac}/\text{H}\beta)$ son mayores que los errores probables (que son de un 10% para $T(\text{Bac}/\text{H}\beta)$ y menores para el cociente de líneas prohibidas), y se pueden explicar por la presencia de fluctuaciones espaciales de temperatura (e.g. Peimbert 1967, Peimbert 1990). Los métodos de determinación de temperaturas basados en líneas excitadas colisionalmente dan mayores temperaturas que los métodos basados en el continuo libre-lligado. Esto se puede expresar en términos de T_0 , temperatura promedio de un volumen pesada por el cuadrado de la densidad y de t , fluctuación *rms* de la temperatura, como:

$$T(\text{Bac}/\text{H}\beta) = T_0 (1 - 1.70t^2) \text{ y } T([\text{OIII}]) = T_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{90800}{T_0} - 3 \right) t^2 \right],$$

por lo que $T(\text{Bac}/\text{H}\beta) < T_0 < T([\text{OIII}])$. Se puede argumentar que $T(\text{Bac}/\text{H}\beta)$ surge de un promedio sobre todo el volumen mientras que $T([\text{OIII}])$ enfatiza regiones de alta ionización.

c) Fración del continuo debida a polvo

i) *Diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico calculado.*

La contribución total de los continuos de hidrógeno y helio calculados en los incisos b) y c) del capítulo I está dada por:

$$\tau_{\nu} = \tau_{\nu}(\text{H}^{\circ}) + \tau_{\nu}(\text{H}, 2q) + 0.1 \tau_{\nu}(\text{He}^{\circ}). \quad (3.7)$$

El coeficiente que antecede la contribución del He al continuo se debe a que su abundancia relativa al H es de un 10%.

En la Tabla 3.5 se presenta el coeficiente de emisión total de continuo en función de la frecuencia ν , y en función de la longitud de onda λ . La relación entre τ_{ν} y τ_{λ} está dada por $\tau_{\nu} d\nu = \tau_{\lambda} d\lambda$, con $\left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right| = \frac{c}{\lambda^2}$, siendo c la constante de la velocidad de la luz en el vacío.

Un buen parámetro para caracterizar la intensidad del continuo es tomar el cociente de la emisión de continuo respecto a la emisión en H β .

El coeficiente efectivo de emisión de H β , $J_{\text{H}\beta}$, es función de la temperatura y para $T_e \leq 2.6 \times 10^4$ K puede aproximarse como (Brocklehurst 1971, Ferland 1980)

$$4\pi J_{\text{H}\beta} = 2.53 \times 10^{-22} T_e^{-0.833} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (3.8)$$

por lo que a la temperatura característica considerada,

$T = 8,000^{\circ}\text{K}$, se tiene que,

$$\gamma_{H\beta} = \frac{4\pi J_{H\beta}}{N_p N_e} \approx 1.42 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (3.9)$$

Así, el cociente $\frac{\gamma_{\lambda}}{\gamma_{H\beta}}$, incluido en la Tabla 3.5, nos dá el inverso del intervalo de continuo que sería necesario para igualar la intensidad de $H\beta$.

TABLA 3.5
Coeficiente total de emisión de continuo y cociente respecto a $H\beta$

$\lambda(\text{\AA})$	$\nu(10^{14}\text{Hz})$	γ_{ν}^a	γ_{λ}^b	$\gamma_{\lambda}/\gamma_{H\beta} (\text{\AA}^{-1})$
3500	8.571	33.83	82.88	5.84×10^{-3}
3620	8.287	38.62	88.44	6.23×10^{-3}
3930	7.634	6.43	12.47	8.78×10^{-4}
4200	7.143	6.56	11.15	7.85×10^{-4}
4510	6.652	6.86	10.08	7.10×10^{-4}
4800	6.250	7.21	9.37	6.60×10^{-4}
5700	5.263	9.32	8.60	6.06×10^{-4}
6400	4.688	11.33	8.31	5.85×10^{-4}

^a En $10^{-40} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$

^b En $10^{-29} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$

En la Figura 3.4 se grafican los coeficientes del continuo del H en función de la longitud de onda, de igual manera en la Figura 3.5 se grafica el coeficiente total de continuo atómico y en la Figura 3.6 se muestra el logaritmo del cociente del continuo atómico respecto a $H\beta$.

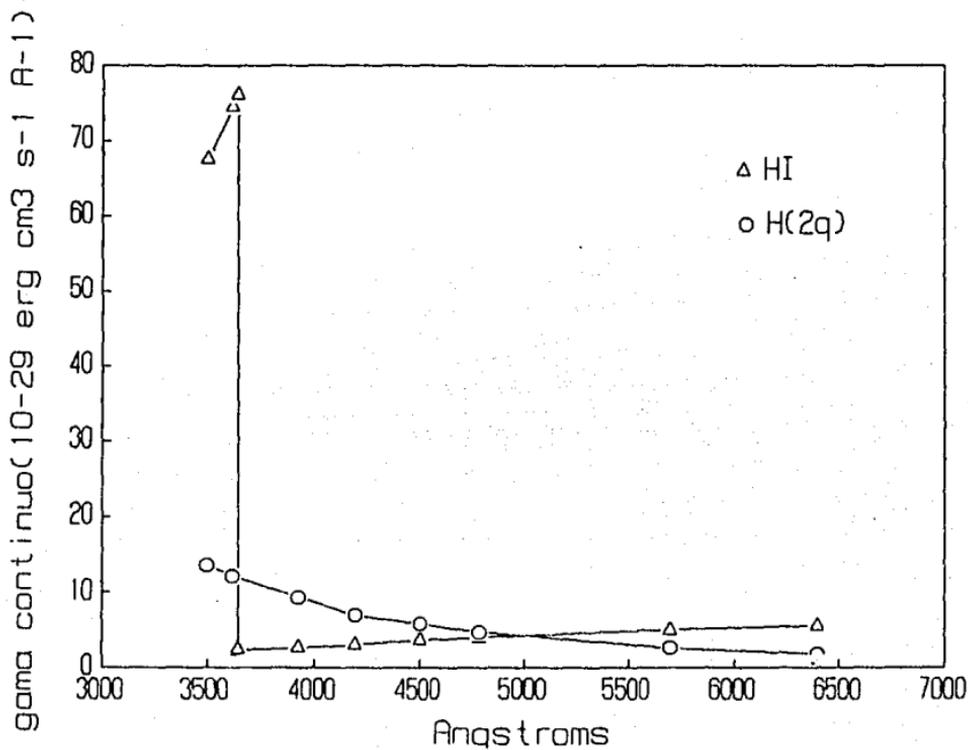


FIG. 3.4

Variación en función de la longitud de onda de los coeficientes de emisión de continuo del hidrógeno, $\tau_{\lambda}(H^{\circ})$ y $\tau_{\lambda}(H,2q)$, a $T = 8,000^{\circ}K$.

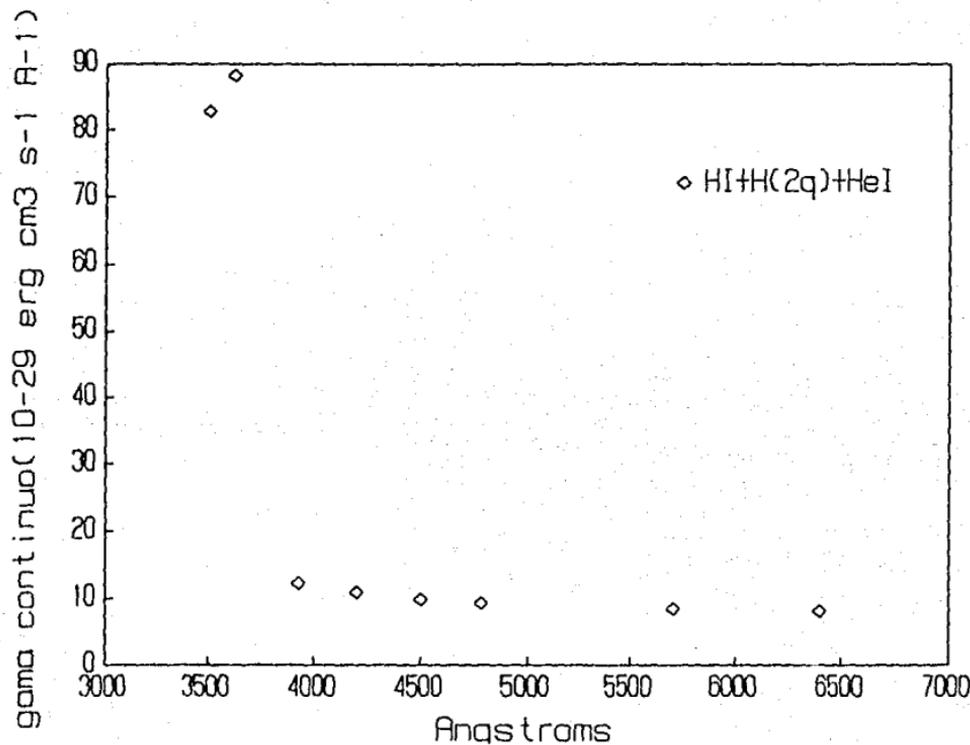


FIG. 3.5

Variación en función de la longitud de onda del coeficiente de emisión de continuo total, contribuciones del hidrógeno y del helio: $\gamma_{\lambda} = \gamma_{\lambda}(H^{\circ}) + \gamma_{\lambda}(H, 2q) + 0.1\gamma_{\lambda}(He^{\circ})$, a $T = 8,000^{\circ}K$.

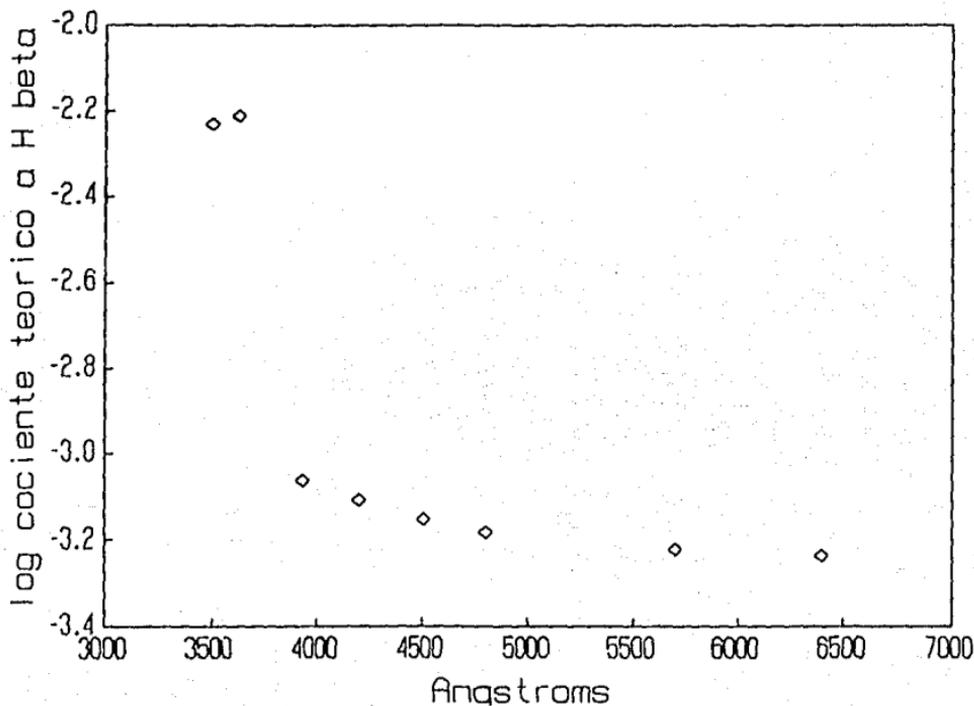


FIG. 3.6

Logaritmo del cociente del continuo atómico total respecto a H β :

$\log \left[\frac{\gamma_{\lambda}}{\gamma_{H\beta}} \right]$, en función de la longitud de onda y a $T = 8,000$ °K.

Antes de poder comparar las observaciones del continuo presentadas en el capítulo II inciso (f) con el continuo atómico calculado con anterioridad, es necesario corregirlas por enrojecimiento, sólo que en este caso la corrección se realizó de una manera indirecta. Así para reducir el error en la determinación del enrojecimiento, se comparó el intervalo de continuo con la línea más cercana del H, es decir se tomó el cociente:

$$\log \frac{i(\lambda)}{I(H_n)} = \log \frac{f(\lambda)}{F(H_n)} + C(H\beta) \left[g(\lambda) - g(H_n) \right], \quad (3.10)$$

que posteriormente se relacionó con la intensidad de H β de la siguiente manera:

$$\log \frac{i(\lambda)}{I(H\beta)} = \log \frac{i(\lambda)}{I(H_n)} + \log \frac{I(H_n)}{I(H\beta)} \quad (3.11)$$

donde $f(\lambda)$, $i(\lambda)$ y $F(H_n)$, $I(H_n)$ son los flujos observados e intrínsecos del continuo y de la línea H_n respectivamente, $I(H\beta)$ es la intensidad intrínseca de H β , $C(H\beta)$ es el coeficiente de absorción logarítmico para H β y g es la función de enrojecimiento.

Las longitudes de onda $\lambda\lambda 3500$, 3620 , y 3930 se compararon con H γ , $\lambda 4200$ se comparó con H δ , $\lambda 4510$ se comparó con H γ , $\lambda 4800$ se comparó directamente con H β y finalmente $\lambda\lambda 5700$ y 6400 se compararon con H α .

En la Tabla 3.6 se presenta el logaritmo del cociente de continuo observado respecto a H β , así como el logaritmo del cociente de continuo atómico respecto a H β .

TABLA 3.6

Logaritmo del continuo observado $\log \frac{1(\lambda)}{I(H\beta)}$ y del continuo atómico calculado*

λ	atómico	observado					
		HG	HGE	HGW	1	1E	1W
3500	-2.23	-1.77	-1.64	-1.72	-1.87	-1.83	-1.89
3620	-2.21	-1.78	-1.645	-1.815	-1.86	-1.81	-1.95
3930	-3.06	-2.27	-2.26	-2.29	-2.50	-2.515	-2.37
4200	-3.105	-2.39	-2.41	-2.425	-2.63	-2.64	-2.54
4510	-3.15	-2.53	-2.50	-2.55	-2.74	-2.75	-2.62
4800	-3.18	-2.63	-2.42	-2.56	-2.73	-2.76	-2.65
5700	-3.22	-2.81	-2.45	-2.70	-2.90	-2.81	-2.85
6400	-3.23	-2.84	-2.34	-2.59	-2.88	-2.85	-2.86

* en \AA^{-1}

De esta tabla se puede ver que la contribución al continuo por procesos atómicos es menor a la observada, por factores que van de aproximadamente 2 hasta 8. Tomando el logaritmo de la diferencia (continuo observado menos continuo atómico, normalizando respecto a $H\beta$), se ve que una fracción apreciable no se debe a los procesos atómicos (ver Tabla 3.7).

TABLA 3.7

Logaritmo de la diferencia entre el continuo observado y el

continuo atómico: $\log \left[\frac{i_{\text{obs}}(\lambda) - i_{\text{at}}(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \right]$
(luz dispersada)

λ	HG	HGE	HGW	1	1E	1W
3500	-1.95	-1.77	-1.88	-2.12	-2.05	-2.15
3620	-1.98	-1.78	-2.04	-2.12	-2.03	-2.30
3930	-2.35	-2.33	-2.37	-2.64	-2.66	-2.47
4200	-2.48	-2.51	-2.53	-2.81	-2.82	-2.68
4510	-2.65	-2.61	-2.68	-2.95	-2.97	-2.77
4800	-2.77	-2.50	-2.68	-2.92	-2.97	-2.80
5700	-3.02	-2.53	-2.86	-3.18	-3.02	-3.09
6400	-3.07	-2.40	-2.70	-3.14	-3.08	-3.10

^a en \AA^{-1}

Los primeros en interpretar esta diferencia como luz dispersada por polvo dentro de la región fueron O'Dell, Hubbard y Peimbert (1966) quienes llevaron a cabo mediciones con espectrometría fotoeléctrica de varias nebulosas gaseosas incluyendo la Nebulosa M8. Para dos posiciones de rendija cercanas al Hourglass, utilizando la corrección al continuo atómico calculada por Seaton (1960) que es $\log \left[\frac{f(\lambda 4861)}{F(\text{H}\beta)} \right]_{\text{atm}} = -3.06$ por \AA^{-1} , encontraron en promedio que el cociente $\log \left[\frac{i(\lambda 4861)}{I(\text{H}\beta)} \right] = -2.81$. Los resultados obtenidos en este trabajo para la longitud de onda $\lambda 4800$ del continuo en las 6 posiciones (ver Tabla 3.7) comparan bien con el resultado de O'Dell et al.

En las Figuras 3.7 a 3.18 se presentan graficados los resultados de las tablas anteriores.

Para cada posición y longitud de onda se calculó la fracción de luz dispersada o sea la diferencia entre el continuo observado y el atómico, normalizada al continuo atómico. Finalmente para cada posición se obtuvo un porcentaje promedio de la luz dispersada y los resultados obtenidos se presentan a continuación en la Tabla 3.8.

TABLA 3.8

Porcentaje de luz dispersada para cada posición y longitud de onda

λ	HG	HGE	HGW	1	1E	1W	% promedio
3500	65	74	69	56	60	54	63± 8
3620	63	73	60	55	60	45	59± 9
3930	84	84	83	72	71	80	79± 6
4200	81	80	79	67	66	73	74± 7
4510	76	78	75	61	60	70	70± 8
4800	72	83	76	65	62	70	71± 8
5700	61	83	70	52	61	57	64±11
6400	59	87	77	55	58	57	66±13
% promedio							
	70±10	80± 5	74± 7	60± 7	62± 4	63±12	

A partir de los resultados anteriores se infiere que sistemáticamente un mayor porcentaje de luz es dispersada en las regiones HG, HGE y HGW (con un promedio porcentual de 75 ± 10) que en las regiones 1, 1E y 1W (donde el promedio porcentual es 62 ± 12). Esto podría deberse a que existe una mayor cantidad de polvo en las posiciones HG, HGE y HGW, que en las posiciones 1, 1E y 1W.

Sin embargo debido a que los errores son grandes (en particular para la posición M8 HGE, de la que se tiene un espectro muy ruidoso) y debido a que la dispersión de los valores también es grande, el resultado anterior no se puede afirmar categóricamente.

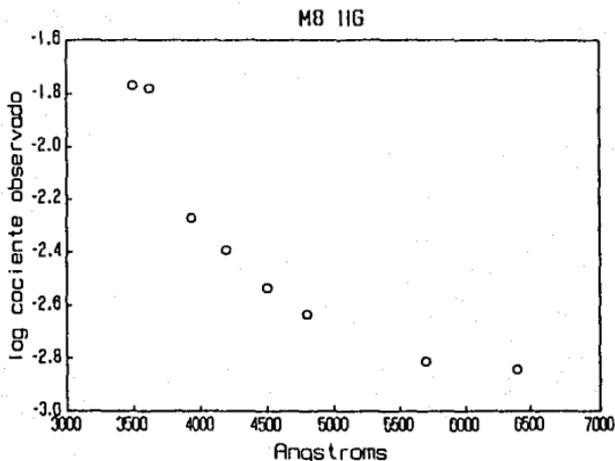


FIG. 3.7

Logaritmo de la variación, en función de la longitud de onda, del continuo observado: $\log \left[\frac{i(\lambda)}{i(H\beta)} \right]$, en la posición M8 HG.

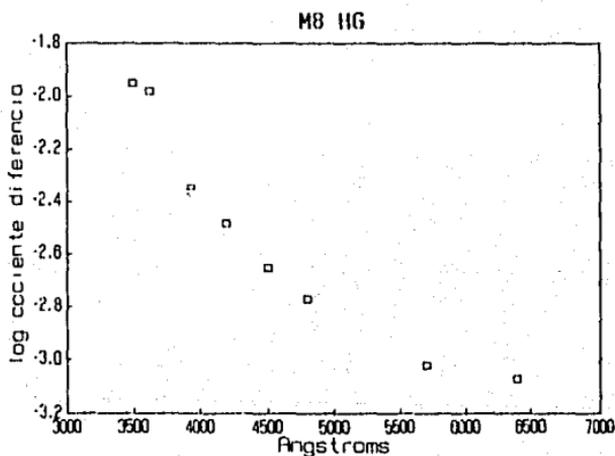


FIG. 3.8

Logaritmo de la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico: $\log \left[\frac{i_{obs}(\lambda) - i_{at}(\lambda)}{i(H\beta)} \right]$, luz dispersada en la posición M8 HG.

M8 HGE

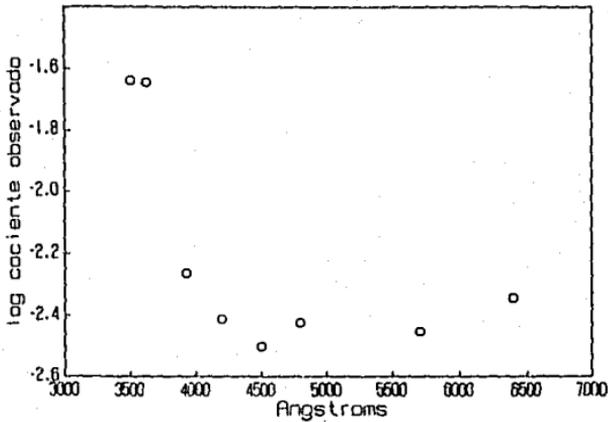


FIG. 3.9

Logaritmo de la variación, en función de la longitud de onda, del continuo observado: $\log \left[\frac{i(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, en la posición M8 HGE.

M8 HGE

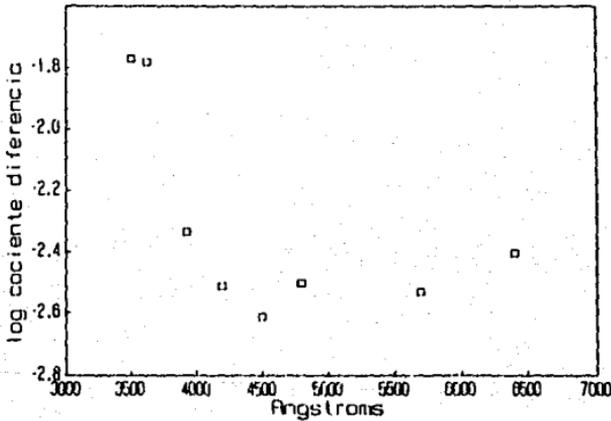


FIG. 3.10

Logaritmo de la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico: $\log \left[\frac{i_{\text{obs}}(\lambda) - i_{\text{at}}(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, luz dispersada en la posición M8 HGE.

M8 HGW

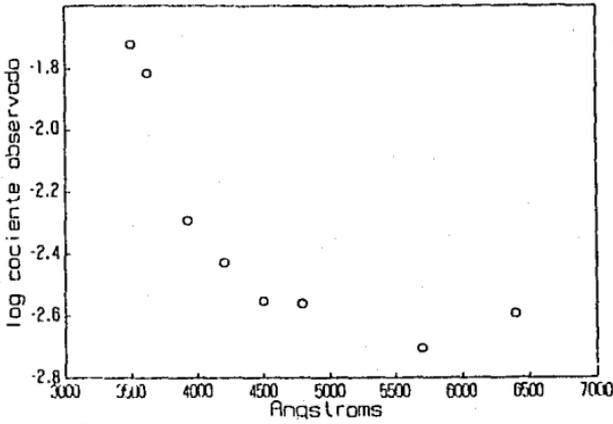


FIG. 3.11

Logaritmo de la variación, en función de la longitud de onda, del continuo observado: $\log \left[\frac{i(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, en la posición M8 HGW.

M8 HGW

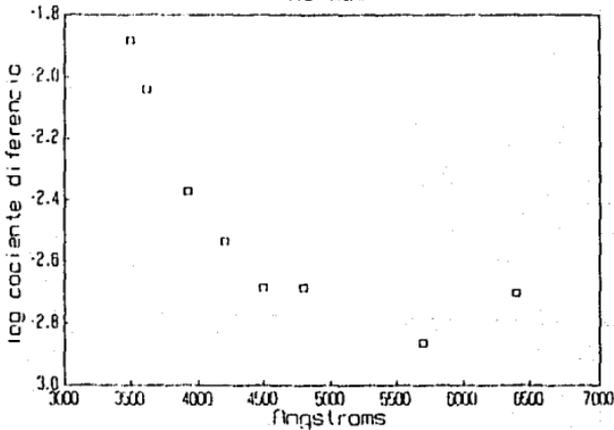


FIG. 3.12

Logaritmo de la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico: $\log \left[\frac{i_{\text{obs}}(\lambda) - i_{\text{at}}(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, luz dispersada en la posición M8 HGW.

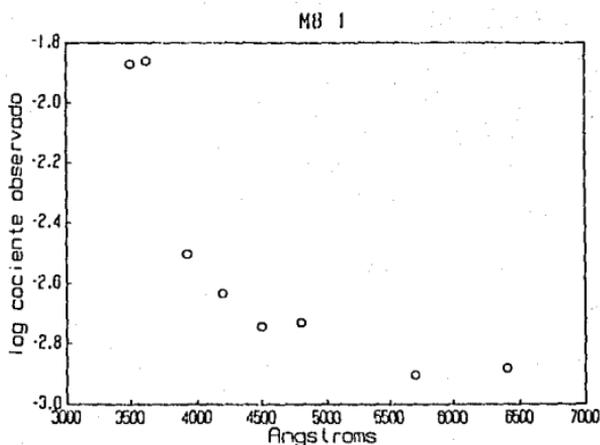


FIG. 3.13

Logaritmo de la variación, en función de la longitud de onda, del continuo observado: $\log \left[\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, en la posición MS 1.

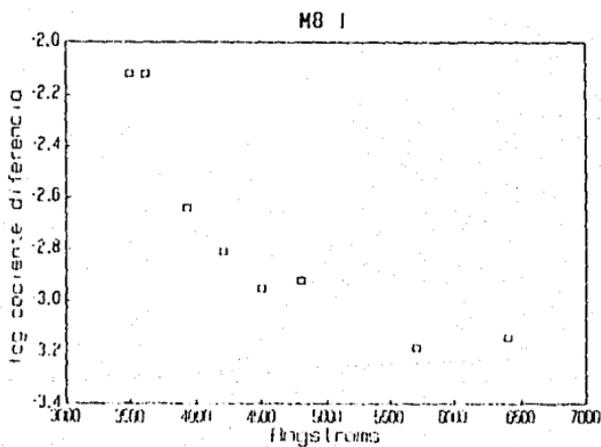


FIG 3.14

Logaritmo de la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico: $\log \left[\frac{I_{\text{obs}}(\lambda) - I_{\text{at}}(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, luz dispersada en la posición MS 1.

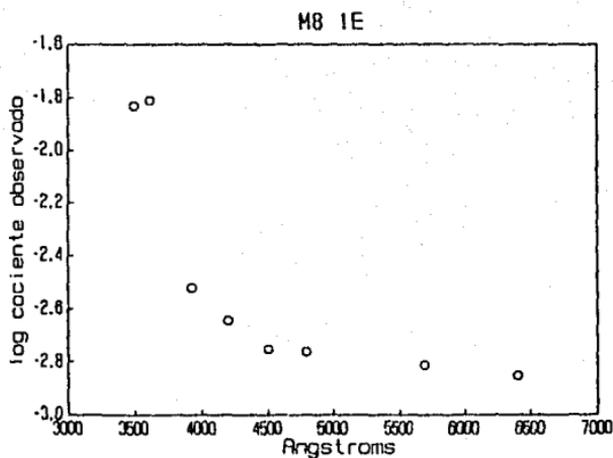


FIG. 3.15

Logaritmo de la variación, en función de la longitud de onda, del continuo observado: $\log \left[\frac{i(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, en la posición M8 1E.

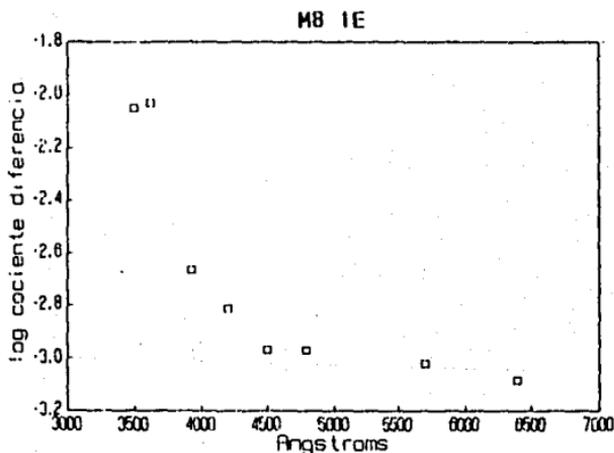


FIG 3.16

Logaritmo de la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico: $\log \left[\frac{i_{obs}(\lambda) - i_{at}(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, luz dispersada en la posición M8 1E.

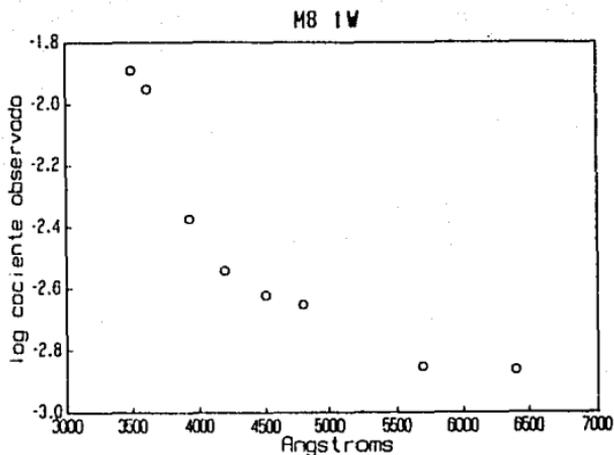


FIG. 3.17

Logaritmo de la variación, en función de la longitud de onda, del continuo observado: $\log \left[\frac{i(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, en la posición MB 1W.

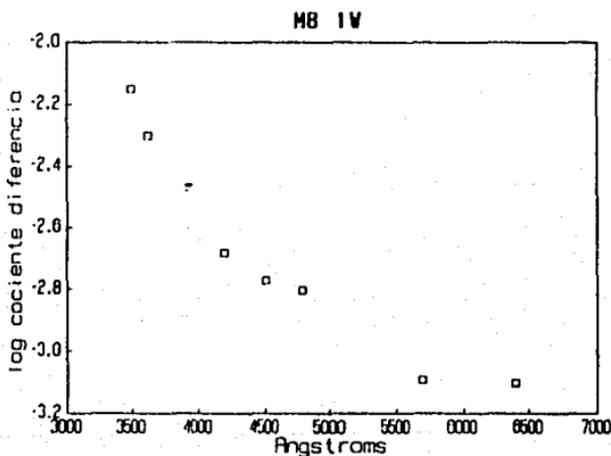


FIG. 3.18

Logaritmo de la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico: $\log \left[\frac{i_{obs}(\lambda) - i_{at}(\lambda)}{I(H\beta)} \right]$, luz dispersada en la posición MB 1W. .

ii) Líneas de absorción estelares en el espectro continuo.

La indiscutible presencia de las líneas en absorción de HeII $\lambda 4200$ y $\lambda 4686$ en el espectro continuo de la posición M8 HG, Figura 3.19, se podría deber a luz estelar dispersada por el polvo dentro de la región HII. La fuente más probable de esta radiación es la estrella H36 cuyo tipo espectral fué clasificado como O7 (Woolf 1961), ya que la estrella 9 Sgr, aunque de tipo espectral más temprano, O5 V ((f)) (Auer y Mihalas 1972), se encuentra a una mayor distancia angular de las posiciones observadas en su proyección en el cielo.

En la Tabla 3.9 se presentan los anchos equivalentes de las líneas en absorción del HeII $\lambda\lambda 4200$, 4542 y 4686Å observados en el espectro continuo de la posición M8 HG, así como los anchos equivalentes para las estrellas 9 Sgr, (que no se descarta como otra posible fuente de la luz dispersada) y 15 Mon (O7 V), estrella del mismo tipo espectral que H36, obtenidos en la literatura. Finalmente se presentan los anchos equivalentes de H36 y 9 Sgr, obtenidos a partir de las observaciones hechas por los Drs. Torres-Peimbert y Peimbert en el Observatorio de San Pedro Martir, México en mayo de 1990, con el telescopio de 2.1 m y el Espectrógrafo Boller & Chivens con un CCD acoplado (ver Figuras 3.20 y 3.21). La línea $\lambda 4200$ no se observó por lo que se consideraron los anchos obtenidos por Conti (1973) para 15 Mon y 9 Sgr.

M8 HG

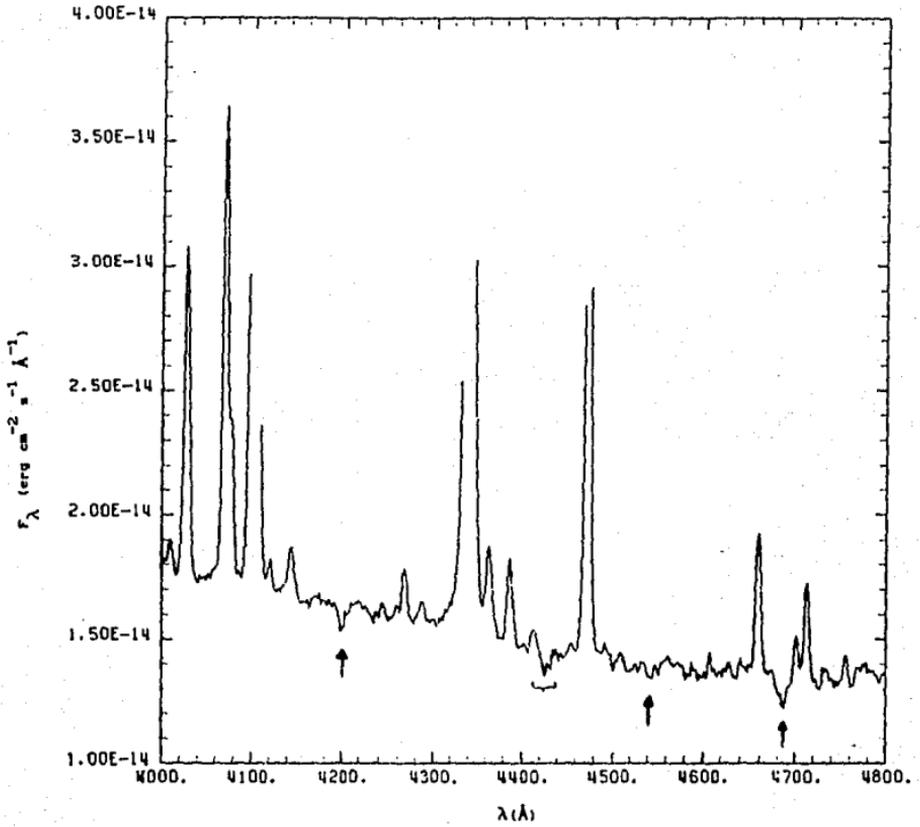


FIG. 3.19

Espectrograma azul amplificado de la posición M8 HG que muestra las líneas en absorción del HeII $\lambda\lambda 4200, 4542$ y 4686 y la posible banda difusa $\lambda 4430$

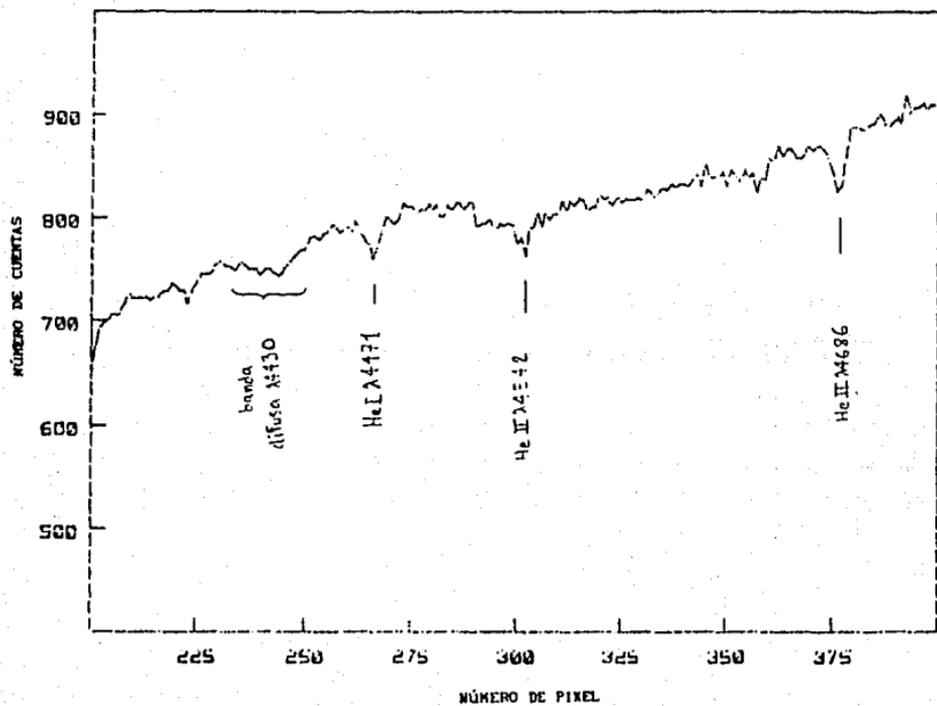


FIG. 3.20

Espectro azul ($\lambda\lambda$ -4000-5000Å) de la estrella Herschel 36 (H36)

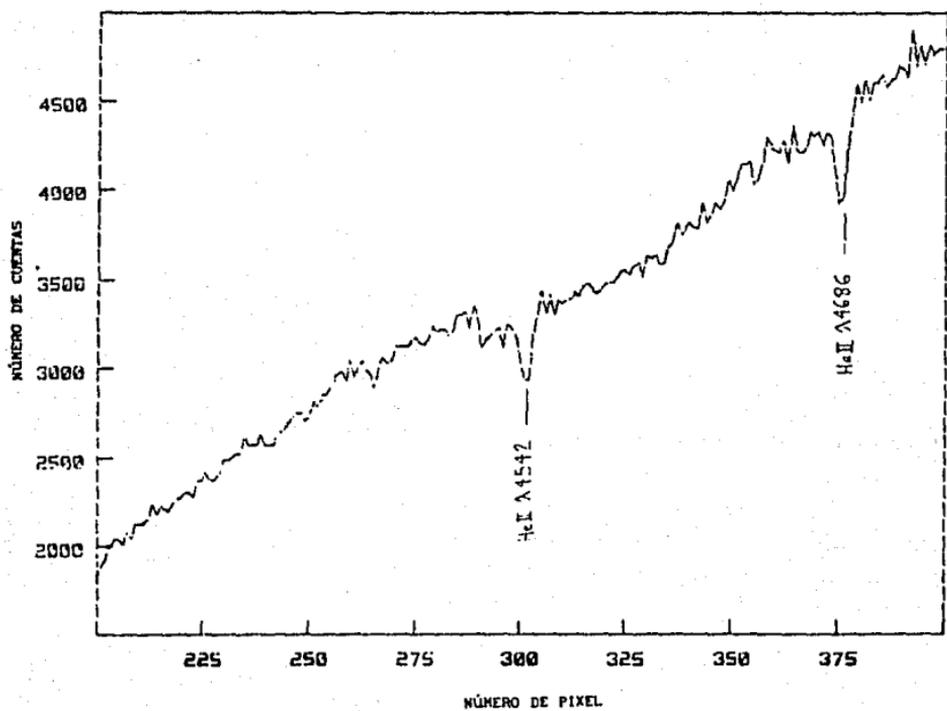


FIG. 3.21

Espectro azul ($\lambda\lambda$ -4000-5000Å) de la estrella 9 Sagitario (9Sgr)

Para disminuir el error en la comparación, se consideró la suma de los tres anchos equivalentes.

TABLA 3.9
Comparación de anchos equivalentes observados
(en Å)

	$\lambda 4200$	$\lambda 4542$	$\lambda 4686$	\sum Total
M8 HG	0.38 ^d	0.13 ^d	0.67 ^d	1.2±0.2
9 Sgr	0.66 ^a	0.85 ^b	0.74 ^b	2.3±0.2
	0.66 ^a	0.77 ^c	0.82 ^c	2.3±0.2
	0.66 ^a	0.76 ^d	0.85 ^d	2.3±0.2
H36	0.50 ^a	0.53 ^d	0.75 ^d	1.8±0.2
15 Mon	0.50 ^a	0.56 ^b	0.70 ^b	1.8±0.1
	0.50 ^a	0.68 ^c	0.80 ^c	2.0±0.2

- ^a Conti 1973
^b Conti y Aischuler 1971
^c Auer y Mihales 1972
^d Este trabajo

A partir de los datos de la Tabla anterior, calculando los cocientes del ancho equivalente total en la posición M8 HG sobre los anchos equivalentes promedio de 9 Sgr y H36, respectivamente, se puede hacer el siguiente razonamiento: si la luz dispersada en M8 HG proviene de 9 Sgr se tendría que un 50% del continuo observado se debe a luz dispersada por el polvo mientras que si la luz proviene de H36 un 70% del continuo observado sería luz dispersada por polvo. Este último valor concuerda con los resultados obtenidos a partir de la comparación de continuos (ver Tabla 3.8), por lo que se podría asegurar que la luz dispersada proviene en su mayor parte de la estrella H36. Este resultado está en acuerdo con los obtenidos por Woodward *et al.* (1986) que a partir de mapas polarimétricos en el óptico encuentran un patrón centrosimétrico de los vectores de polarización y centrado en H36, identificando a H36 como la fuente de la luz dispersada en la región del Hourglass.

iii) Posible banda difusa en $\lambda 4430\text{\AA}$.

Otra característica que se detectó en el espectro de la posición M8 HG fué la posible presencia de la banda difusa de absorción $\lambda 4430$ (ver Figura 3.19).

El origen de la mayoría de las bandas difusas observadas en la región del visual es todavía desconocido, pero se han propuesto varias teorías para explicar su existencia, teorías que se pueden agrupar en dos categorías de acuerdo a la naturaleza del agente absorbente: granos de polvo (o impurezas en el polvo) y moléculas en fases gaseosas (Benvenuti y Porceddu 1989).

En el caso de la banda $\lambda 4430$ se ha encontrado que es sistemáticamente más débil para estrellas dentro de nubes de polvo y que no se correlaciona bien con el exceso $E(B-V)$ (Wu 1972).

En esta tesis se determinó el ancho equivalente de la banda $\lambda 4430$ observada tanto en la posición M8 HG, (que se observa muy debilitada debido a la contaminación por líneas en emisión nebulares que podrían ser entre otras, (FeII) $\lambda 4414$ y HeI $\lambda 4437$), como en el espectro de H36 (ver Figura 3.20). Estos datos se comparan con los de Wampler (1966) quien encontró la profundidad central de $\lambda 4430$ en H36, y asegura que la intensidad de $\lambda 4430$ es compatible con un fuerte oscurecimiento debido a polvo.

En la Tabla 3.10 se presentan los anchos equivalentes de la banda $\lambda 4430$ observados en la posición M8 HG y en la estrella H36 y se comparan las profundidades centrales observadas con la obtenida por Wampler para H36. También se compara el coeficiente de absorción logarítmico en H β calculado para la posición HG como se

describió en el capítulo II, con el calculado para la estrella H36. Este último se obtuvo a partir de la determinación que hicieron Hecht *et al* (1983) del exceso de color E(B-V) de H36, que resultó ser de 0.88, y del cociente de absorción total a selectiva en 5500Å para la región, que fué $R_v = 4.6$.

TABLA 3.10
*Comparación de anchos equivalentes observados, profundidades
 centrales en por ciento de continuo y del coeficiente
 de absorción logarítmico en H β*

	$\lambda 4430$ (Å)	$P_c(\lambda 4430)$ (%)	$C(H\beta)$
M8 HG	0.7 ± 0.2^a	6.0 ± 1.0^a	0.9^a
H36	1.2 ± 0.2^a	6.0 ± 1.0^a	1.86^a
	—	6.1 ± 0.5^b	

^a Este trabajo

^b Wampler 1966

El valor de P_c obtenido por Wampler y el obtenido en este trabajo concuerdan. El valor de P_c para M8 HG es similar al de H36, por otra parte el ancho equivalente parece ser menor. Es importante hacer notar que en el caso de H36, la banda $\lambda 4430$ tendría su origen entre la estrella y el observador, mientras que

para M8 HG el camino geométrico es diferente y parte de la absorción en $\lambda 4430$ podría estar presente en la luz dispersada por el polvo y parte se podría producir entre la nebulosa y nosotros.

Comparando los coeficientes de absorción logarítmica en H β , se deduce que como $C(H\beta)$ es mayor, por un factor de dos, en H36 que en M8 HG, parecería que o bien hay polvo entre H36 y M8 HG, o H36 está en la parte de atrás.

Otra posibilidad que podría explicar las observaciones es que la absorción en la banda $\lambda 4430$ se origine en el polvo externo a la región HII mientras que el enrojecimiento sea tanto interno como externo.

CAPITULO IV

COCIENTE GAS-A-POLVO Y LUZ DISPERSADA COMO FUNCION DE LA LONGITUD DE ONDA

a) Cociente gas-a-polvo.

Mediciones de luz estelar dispersada por el polvo dentro de regiones HII pueden ser usadas para darnos una determinación aproximada del cociente gas-a-polvo. En general los datos observacionales no pueden ser interpretados completa y univocamente, debido a las complicaciones en la geometría y en la estructura espacial de las nebulosas y por el hecho de que la luz dispersada dependa de estos factores. Pero, tratando el problema de una manera simplificada despreciando los gradientes de densidad, en general, y las acumulaciones de alta densidad, en lo particular, y tomando una densidad uniforme o variable como una función conocida, se puede encontrar el cociente gas-a-polvo.

En general la distribución espacial de la luz reflejada no coincide con la de las líneas de emisión (o con la del continuo atómico) aunque el polvo y el gas estén bien mezclados. La emisión del gas depende del cuadrado de la densidad y es afectada por los gradientes de densidad y por inhomogeneidades. La luz dispersada es mayor cerca de la fuente ya que la luminosidad depende del inverso del cuadrado de la distancia y de la densidad de polvo a la primera potencia.

Así, siguiendo el razonamiento de Osterbrock (1989), podemos

imaginar una nebulosa homogénea, con simetría esférica, iluminada por una sola estrella central. Si L_ν es la luminosidad de la estrella por intervalo de frecuencia y además se supone que la nebulosa es ópticamente delgada, el flujo de luz estelar en la nebulosa en un punto a una distancia r de la estrella será:

$$\pi F_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi r^2}. \quad (4.1)$$

Si N_d es el número de partículas de polvo por unidad de volúmen en la nebulosa, y σ_λ es la sección recta de extinción promedio a la longitud de onda λ que corresponde a ν , entonces la sección recta de extinción por unidad de volúmen es $N_d \sigma_\lambda$ y el coeficiente de emisión, por unidad de volúmen por unidad de ángulo sólido, debido a dispersión isotrópica se puede escribir como:

$$J_\nu = \frac{A_\lambda N_d \sigma_\lambda \pi F_\nu}{4\pi} = \frac{A_\lambda N_d \sigma_\lambda L_\nu}{16\pi^2 r^2}, \quad (4.2)$$

siendo A_λ el albedo o fracción de radiación "removida" del flujo que es dispersada y por lo tanto $1-A_\lambda$ será la fracción absorbida.

La intensidad del continuo de radiación dispersada es:

$$I_\nu(b) = \int J_\nu ds = \frac{A_\lambda N_d \sigma_\lambda L_\nu}{8\pi^2} \frac{1}{b} \cos^{-1} \frac{b}{r_0} \quad (4.3)$$

para un rayo a una distancia mínima b (parámetro de impacto) de la estrella central en una nebulosa homogénea de radio r_0 .

radio máximo donde se encuentran las partículas dispersantes.

Este resultado puede ser comparado con el brillo superficial de H β observado de la misma nebulosa, que puede tener un radio de Strömgren r_1 diferente de r_0 :

$$I_{H\beta}(b) = \int_{H\beta} ds = \frac{1}{4\pi} N_p N_e \alpha_{H\beta}^{ef} h\nu_{H\beta}^2 \sqrt{r_1^2 - b^2}. \quad (4.4)$$

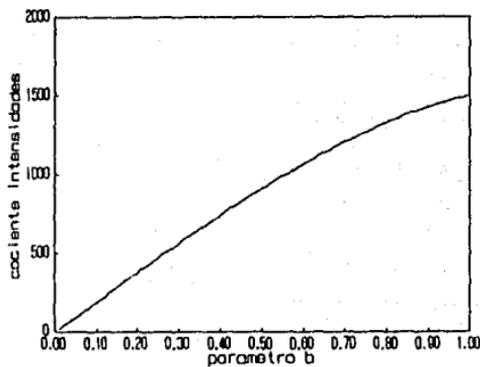
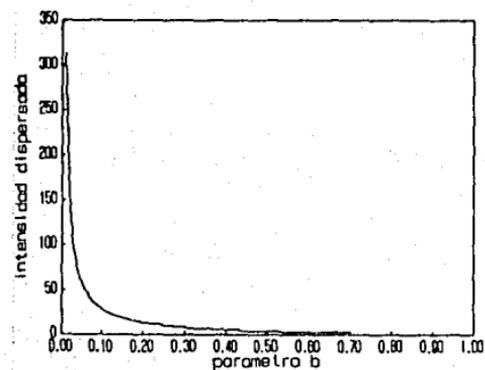
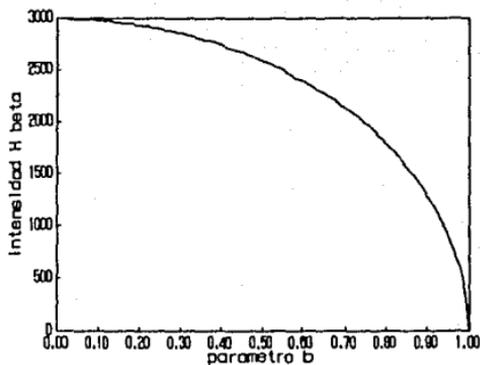
Dividiendo la ecuación 4.4 entre la ecuación 4.3 se obtiene el cociente del brillo superficial en H β al brillo superficial del continuo que se puede escribir como:

(4.5)

$$\frac{I_{H\beta}(b)}{I_{\nu}(b)} = \left[\frac{N_p N_e \alpha_{H\beta}^{ef} h\nu_{H\beta}}{\lambda_{\lambda} N_d \sigma_{\lambda}} \right] \left(\frac{4\pi D^2}{L_{\nu}} \right) \left(\frac{r_0 r_1}{D^2} \right) \left[\frac{\frac{b}{r_0} \sqrt{1 - \left(\frac{b}{r_1}\right)^2}}{\cos^{-1} \frac{b}{r_0}} \right],$$

donde el primer factor del lado derecho de la igualdad depende sólo de las propiedades atómicas del gas y del polvo; el segundo factor es el recíproco del flujo estelar observado en la tierra; el tercero es el producto de los radios angulares en el continuo: $\frac{r_0}{D}$ y en H β : $\frac{r_1}{D}$; y el último factor, que resulta adimensional, da la dependendencia funcional del brillo superficial.

La variación de las intensidades descritas por las ecuaciones 4.3 y 4.4, y la variación del cociente descrito por la ecuación 4.5, en función del parámetro b se presenta graficada a continuación:



FIGS. 4.1, 4.2 y 4.3

Variación de las Intensidades: $I_{H\beta}(b)$, $I_{\nu}(b)$ y del cociente $I_{H\beta}(b)/I_{\nu}(b)$, en función del parámetro b , distancia mínima a la fuente.

Así, en base a observaciones de las intensidades del continuo y de H β , si la densidad electrónica N_e se conoce a partir del brillo de H β (medida de emisión) o de los cocientes de líneas de [OIII] o [SII] (como se explicó en el capítulo III), el cociente $\frac{N_p}{A_\lambda N_e \sigma_\lambda}$ que es proporcional al cociente de densidades del gas a polvo, se puede determinar.

A continuación se presentan determinaciones del cociente gas-a-polvo para dos casos de densidad:

1) Densidad electrónica promedio N_e (rms)

Para determinar la densidad electrónica promedio (rms) obtuvimos primero la medida de emisión (M.E.) de las dos posiciones más cercanas a la estrella ionizadora H36, es decir M8 HG y M8 1, posiciones que están dentro de la esfera de Strömgren de H36 que es de aproximadamente 1 pc de radio (considerando una densidad electrónica promedio de 500 cm⁻³).

La medida de emisión se define:

$$M.E. = \int N_e(rms) N_p(rms) dl \quad (\text{cm}^{-6} \text{ pc}) \quad (4.6)$$

y es proporcional al brillo superficial, en particular para H β :

$$S(H\beta) = \frac{1}{4\pi} \int N_e N_p h\nu_{H\beta} \alpha_{H\beta}^{ef}(H^0, T) dl \quad (4.7)$$

sustituyendo $\gamma_{H\beta} = h\nu_{H\beta} \alpha_{H\beta}^{ef} = 1.42 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$, coeficiente efectivo de emisión de $H\beta$ a $T = 8,000^\circ\text{K}$ definido en el inciso c) del capítulo III, se puede escribir:

$$\frac{4\pi S(H\beta)}{\gamma_{H\beta}} = \int N_e(rms) N_p(rms) dl = M.E. \quad (4.8)$$

De las observaciones en las posiciones M8 HG y M8 1 se obtuvieron los datos de la Tabla 4.1 a continuación:

TABLE 4.1
Intensidad y brillo superficial de H β observados, medida de emisión y densidad rms para las posiciones M8 HG y M8 1

	M8 HG	M8 1
$\log I(H\beta)^a$	-10.34	-11.97
$\log S(H\beta)^b$	-1.38	-3.01
M.E. ^c	1.18×10^6	2.77×10^6
$N_e(rms)^d$	-1000	-200

a $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ b $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1}$ c $\text{cm}^{-6} \text{ pc}$ d cm^{-3}

Las medidas de emisión aquí obtenidas comparan bien con las

medidas promedio que se encuentran en regiones HII y en particular con la obtenida para el Hourglass de M8 por Woodward *et al.* (1986) a partir de observaciones en radio realizadas con el VLA, siendo $M.E. = 2.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$.

Con una densidad electrónica promedio de 1000 cm^{-3} podemos realizar las simplificaciones necesarias para obtener un valor aproximado del cociente gas-a-polvo. Con esta densidad el radio de Strömgren r_1 para H36 resulta de 0.6 pc, consideraremos que el polvo y el gas se encuentran bien mezclados por lo que el radio de las partículas dispersantes coincidirá con el de Strömgren, por lo tanto $r_0 = r_1 = 0.6 \text{ pc}$. La distancia a la Nebulosa M8 la tomaremos de 1,700 pc por lo que el flujo estelar en la tierra a $\lambda 5500\text{\AA}$ será de $1.6 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. A la distancia de 1.7 kpc las distancias proyectadas de las posiciones observadas a la estrella H36 son: para M8 HG de 0.23 pc y para M8 1 de 0.35 pc. Así, utilizando los datos del continuo en $\lambda 5700\text{\AA}$ obtenidos anteriormente (ver Tabla 3.6), sustituyendo todos los datos anteriores en la ecuación 4.6 y despejando se obtiene el cociente gas-a-polvo presentado en la Tabla 4.2.

TABLA 4.2

Cociente gas a polvo para las posiciones M8 HG y M8 1
(considerando la densidad promedio (rms) obtenida a partir de las
observaciones del brillo superficial en H β)

	$\frac{N_p}{A_\lambda N_d \sigma_\lambda}$ (cm ⁻²)
M8 HG	^a 1.96 x 10 ²¹
M8 1	^b 7.10 x 10 ²¹

^a Con N_e (rms)=1000 cm⁻³ ^b Con N_e (rms)=200 cm⁻³

El valor obtenido para la posición M8 HG compara bien con el valor promedio para regiones neutras del medio interestelar que es de aproximadamente 2x10²¹ cm⁻².

Si consideramos la densidad electrónica rms determinada a partir de la medida de emisión, obtenemos que el cociente gas-a-polvo es mayor por un factor de 3.6 en la posición M8 1 en relación a la posición M8 HG. Es decir, aparentemente hay menos polvo que refleja luz o el producto A_λσ_λ disminuye en la dirección de la visual a la posición M8 1.

Otro modelo consiste en considerar variaciones en la densidad que se pueden expresar en función de la densidad obtenida a partir de líneas prohibidas N_e(FL) y de un factor de llenado c.

11) Densidad $N_e(FL)$ y factor de llenado constante.

Un modelo sencillo que incluye fluctuaciones de densidad en la descripción de la estructura de una nebulosa consiste en considerar que la nebulosa está formada por gas en pequeñas condensaciones de densidad electrónica $N_e(FL)$ y con densidad nula entre éstas. El factor de llenado c sería la fracción del volumen total ocupada por las condensaciones. En este modelo simplificado, el espacio entre las condensaciones estaría "vacío", por lo que no contribuiría a la emisión, dispersión, masa, opacidad, etc., de la nebulosa.

El factor de llenado se define como el cociente:

$$c = \frac{N_e^2(rms)}{N_e^2(FL)} \quad (4.9)$$

En general $N_e(FL) > N_e(rms)$ lo que refuerza la suposición de inhomogeneidades de densidad. Un hecho importante es que $N_e(FL)$ es independiente de la distancia, mientras que $N_e(rms)$ sí depende de ésta por lo que c es proporcional al inverso de la distancia adoptada.

En la Tabla 4.3 se presenta el factor de llenado encontrado para las dos posiciones de observación M8 HC y M8 I a partir de las densidades electrónicas presentadas en las Tablas 3.1 y 4.1.

TABLA 4.3

Factor de llenado c encontrado para las posiciones MB HG y MB 1

$$c = \frac{N_e^2(rms)}{N_e^2(FL)}$$

MB HG	0.02512	- $\frac{1}{40}$
MB 1	0.02524	- $\frac{1}{40}$

Para ambas posiciones se encuentra un factor de llenado similar, por lo que se considerará que un factor de llenado $c = \frac{1}{40}$ constante para toda la nebulosa, se ajusta a las observaciones.

Considerando el factor de llenado anterior, sustituyendo la densidad $N_e(rms)$ por $N_e(FL)$, encontrada a partir de las líneas prohibidas de [SII] (ver Tabla 3.1) y utilizando todos los datos anteriores, de la ecuación 4.5 se obtiene el cociente gas-a-polvo presentado en la Tabla 4.4 a continuación:

TABLA 4.4

Cociente gas a polvo para las posiciones M8 HG y M8 1
(considerando densidad N_e (FL) y factor de llenado ϵ constante)

	$\frac{N_p}{A_\lambda N_e \sigma_\lambda}$ (cm ⁻²)
M8 HG	3.11×10^{20}
M8 1	1.13×10^{21}

La tabla anterior nos resume dos resultados distintos:
a) existe una diferencia significativa respecto al cociente gas-a-polvo del medio interestelar y b) existe una diferencia en el cociente gas-a-polvo entre las posiciones M8 HG y M8 1: siendo aproximadamente un factor de 7 (para M8 HG) y de 2 (para M8 1) menores que el del medio interestelar. Estos resultados tienen dos posibles interpretaciones: para las dos posiciones aparentemente se está observando polvo de las regiones neutras, este polvo contribuiría considerablemente a la luz dispersada. La otra posible interpretación es que el producto $A_\lambda \sigma_\lambda$ varíe con la posición y sea mayor que el del medio interestelar.

La primera interpretación se apoyaría en el hecho de que la región aún es muy joven y no le ha dado tiempo a la estrella H36 de deshacerse completamente de la nube molecular progenitora situada en la parte de atrás, en relación al observador. Esta

geometría de ampolla presentaría grandes concentraciones e inhomogeneidades de polvo sobre todo hacia los bordes y cerca de la estrella H36.

La segunda posible causa, producto albedo-sección eficaz variable, se podría deber a que los granos de polvo cercanos a regiones HII están sometidos a condiciones extremas. Por ejemplo, dependiendo de las condiciones a las que estén sometidos los granos, habría los que conservan sus capas de hielos y tendrán un albedo distinto al de granos cuya capa de hielos se haya evaporado, dejando partículas refractarias más pequeñas y con un albedo diferente.

b) Luz dispersada como función de la longitud de onda.

La radiación dispersada por granos interestelares se detecta en diversos objetos, incluyendo nebulosas de reflexión, regiones HII, nebulosas oscuras con cierto brillo superficial y luz Galáctica difusa. Generalmente no se puede obtener de una manera directa información sobre la composición de los granos; sin embargo se hacen intentos para encontrar algunos de sus parámetros físicos.

Así, la luz estelar reflejada por granos de polvo contiene información sobre las propiedades de éstos, en particular sobre el *albedo* (o reflectividad) y sobre el *factor de fase* que describe cómo dispersan la luz los granos de polvo: si preferencialmente hacia adelante o isotrópicamente. Incertidumbres en la geometría, emisión térmica del polvo, profundidad óptica y los efectos dinámicos, tienden a complicar la interpretación; la intensidad de la luz dispersada depende de manera detallada de los ángulos (en el grano) de incidencia y de dispersión, así como la *función de fase* F (e.g. Spitzer 1978) siendo la dependencia explícita:

$$J_{\nu disp}(k) = N_d Q_{disp} \sigma_d \int I_{\nu}(k') F(k-k') d\omega', \quad (4.10)$$

donde $J_{\nu disp}$ es la emisividad de la luz dispersada, N_d la densidad de granos de polvo, Q_{disp} el factor de eficiencia de la dispersión, σ_{disp} la sección recta de dispersión, k' y k los

vectores unitarios que indican las direcciones de los fotones incidentes y dispersados, $I_{\nu}(k')$ la intensidad incidente, $F(k-k')$ es una función de fase que depende del ángulo entre k y k' , $d\omega'$ es un intervalo de ángulo sólido con la integral de F sobre todo $d\omega'$ igual a 1.

El factor de eficiencia de dispersión Q_{disp} está definido de tal forma que la fracción $\frac{Q_{disp}}{Q_{ext}}$ es el cociente de la energía dispersada en todas direcciones por elemento de volumen respecto a la energía tomada del campo de radiación (luz extinguida). A la fracción de energía dispersada respecto a la total se le llama albedo A_{λ} y en general no es constante y depende de la longitud de onda, aunque el índice de refracción sea independiente de λ . Los casos límite son dispersión pura ($A_{\lambda}=1$) y absorción pura ($A_{\lambda}=0$). Valores típicos se encuentran entre 0.5 a 0.7 para las longitudes de onda en el visible; a longitudes de onda mayores se ha encontrado que $A_{\lambda} \rightarrow 0$.

A pesar de las dificultades mencionadas anteriormente, a partir de observaciones de luz dispersada por nubes de polvo cerca de estrellas tempranas brillantes se puede obtener información sobre las características físicas del polvo. En general estos resultados se dan como relaciones funcionales entre el albedo y el factor de fase; encontrando que cuando el albedo es grande, también lo es el factor de fase.

En los resultados de las observaciones de M8 presentados en el capítulo III de este trabajo se encontró que la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico se incrementa

conforme λ se decremanta (ver Figuras 3.7 a 3.18). Es decir la luz dispersada depende de la longitud de onda. Para apreciar este efecto, en la Figura 4.4 se presenta una comparación entre la luz dispersada en la posición M8 HG, escogida por tener la más alta señal-a-ruido, la estrella 10 Lac y un cuerpo negro que modela a la probable fuente real, Herschel 36 -a cuyo tipo espectral O7 le podemos asociar una temperatura del orden de 35,000 °K- de la que no se encontró ninguna calibración en la literatura.

La calibración de la primera fuente de comparación, la estrella 10 Lac cuyo tipo espectral es O9V y posee una temperatura efectiva $T \sim 32,000$ °K, se obtuvo a partir de la calibración en magnitudes monocromáticas obtenida por Code (1960). Para la segunda comparación se consideraron cuerpos negros (BB) a 35,000 °K y 40,000 °K (encontrando que la diferencia entre ambos es mínima en la región de interés $\lambda\lambda 3000-7000\text{Å}$ por lo que sólo se grafica en la Figura 4.4 el de 35,000 °K).

Las desviaciones, tanto hacia la parte roja del espectro como hacia la parte azul, de los datos de la posición M8 HG con respecto a las fuentes de comparación, son mayores a los errores probables que son menores a 0.1 en el logaritmo.

Comparacion M8 HG-10Lac-BB a 35,000 K

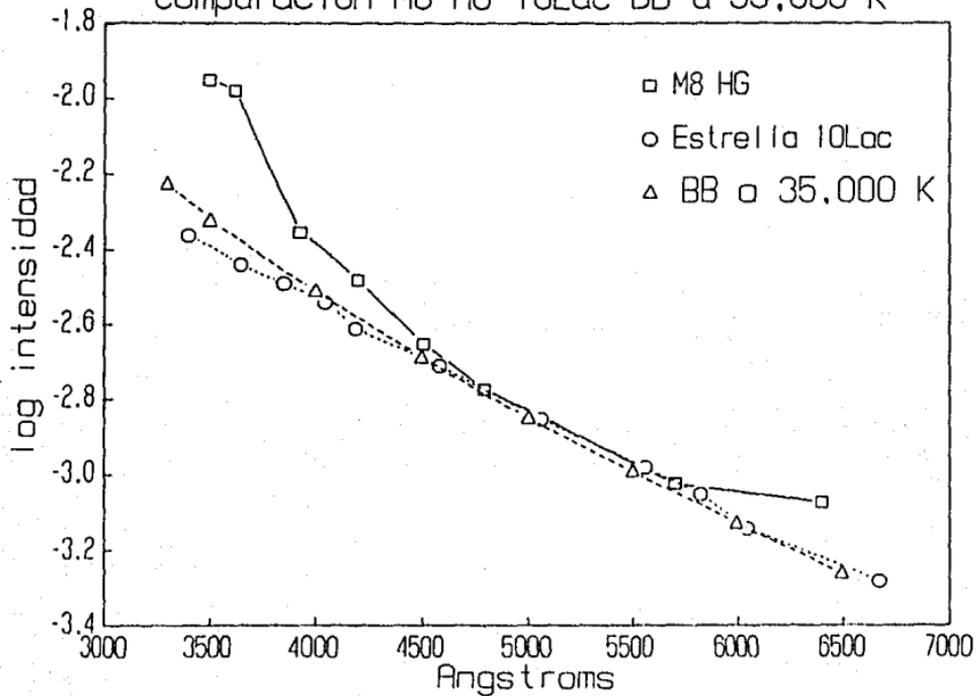


FIG. 4.4

Comparación entre la luz dispersada en la posición M8 HG, y dos fuentes: la estrella 10 Lac y un cuerpo negro (BB) a 35,000° K.

Del análisis de la Figura 4.4 podemos suponer que el exceso de continuo para longitudes de onda menores a 4500\AA se debe a una posible variación (aumento) del producto *albedo-sección eficaz* ($A_{\lambda}\sigma_{\lambda}$) de las partículas de polvo responsables de la dispersión. Así, la luz dispersada es "más azul" que la luz estelar de H36, resultado de la extinción selectiva entre la estrella y las partículas de polvo.

Para longitudes de onda mayores a 5500\AA se nota también un ligero exceso de continuo que se podría deber a otras dos causas:

- 1) Estrellas obscurecidas (más rojas) en la dirección del observador que contribuyan al continuo observado.

- 2) Un posible efecto de fotoluminiscencia del polvo, recientemente encontrado tanto en nebulosas de reflexión como en nebulosas planetarias. Furton y Witt (1990) proponen que este proceso podría ser el responsable de una considerable contribución a la distribución espectral de energía de estos objetos entre $\lambda 5500\text{\AA}$ y $\lambda 8000\text{\AA}$.

La primera causa (contaminación por estrellas muy enrojecidas) podría tener una justificación similar a la dada para el cúmulo del Trapecio de Orión donde la densidad estelar alcanza el extraordinario valor de 2200 estrellas por parsec cúbico (e.g. Herbig y Terndrup 1986), y que bajo condiciones realistas de profundidad y opacidad de la nube se demostró que existen pocas estrellas muy enrojecidas y que la nube entera atrás del cúmulo no

puede estar llena de estrellas a la densidad antes mencionada.

Así, la alta densidad estelar estaría confinada a la zona frontal de la superficie de la nube molecular, ya que la contaminación por estrellas de campo proyectadas es despreciable mientras que la opacidad de la nube molecular eliminaría cualquier contribución de las estrellas de fondo en las longitudes de onda del óptico.

CONCLUSIONES

En este trabajo se obtuvieron varios resultados, tanto teóricos como observacionales.

Los resultados teóricos fueron los siguientes:

Se determinaron por interpolación los coeficientes de emisión de continuo de H I y He I, y el de dos fotones del H para $N_e \rightarrow 0$ y $T \approx 8,000$ °K.

Se encontró que el continuo de dos fotones debido al decaimiento del nivel 2^1S_0 del He⁰ es un factor de 100 (tomando en cuenta la abundancia relativa de He) menor que el continuo de dos fotones del H.

Se determinó que la dispersión de Thomson por electrones libres no es de importancia para la emisión de continuo en nebulosas gaseosas.

A partir de observaciones espectrofotométricas en la región del óptico de seis posiciones de la Nebulosa Hourglass, que es la parte más brillante de la Nebulosa M8, se obtuvieron los siguientes resultados:

Se corrigieron por enrojecimiento las intensidades observadas determinando el coeficiente de absorción logarítmico $C(H\beta)$ para

cada posición y aplicando la ley normal de enrojecimiento de Whitford (1958).

Se determinaron densidades electrónicas a partir del cociente $\frac{I(\lambda 6716)}{I(\lambda 6731)}$ del [SII], obteniendo densidades entre 2.2 y 3.8 dex para las seis posiciones observadas.

La temperatura electrónica se obtuvo por dos métodos:

- a partir del cociente de líneas $\frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 6731)}$ del [OIII], obteniendo $7,800 < T(^{\circ}\text{K}) < 8,350$ para las seis posiciones.

- a partir del cociente $\frac{i(\text{Bac})}{I(\text{H}\beta)}$, obteniendo $4,370 < T(^{\circ}\text{K}) < 6,890$ para las seis posiciones.

El segundo método en general dá temperaturas menores, este hecho se puede deber a errores de medición o a verdaderas fluctuaciones espaciales de temperatura.

Se determinaron los flujos de continuo en diversas longitudes de onda y se corrigieron por enrojecimiento. Se obtuvo la diferencia entre el continuo observado y el continuo atómico calculado, argumentando que es luz dispersada por polvo dentro de la región HII y encontrando que esta diferencia se incrementa conforme la longitud de onda se decremienta.

Se calculó el porcentaje de la luz que sería dispersada respecto al total de continuo encontrando que para las posiciones

de rendija HG, HGE y HGW el promedio fué de $75 \pm 10\%$, mientras que para las posiciones 1, 1E y 1W el promedio fué de $62 \pm 12\%$.

A partir de la detección de líneas de absorción estelares HeII $\lambda 4200$ y $\lambda 4686$ en el espectro continuo de la posición M8 HG, se determinó, comparando los anchos equivalentes medidos con los estelares, que la fuente más probable de la luz dispersada es la estrella Herschel 36.

Se detectó la posible banda difusa en $\lambda 430\text{\AA}$, se calculó su ancho equivalente y profundidad central, obteniendo resultados que comparan bien con los de la literatura.

Se calculó el cociente gas-a-polvo para un modelo de la Nebulosa con simetría esférica y los dos casos siguientes:

1) Densidad electrónica promedio $N_e(\text{rms})$.

A partir de la determinación de la medida de emisión (M. E.) en dos posiciones se obtuvo para M8 HG, 1.18×10^6 y para M8 1, $2.77 \times 10^4 \text{ cm}^{-6}$ pc y de aquí las densidades promedio 1000 y 200 para cada posición respectivamente con las cuales se calculó que el cociente gas-a-polvo es de $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ y de $7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ respectivamente.

11) Densidad $N_e(FL)$ y factor de llenado constante.

Se determinó que un factor de llenado $c=1/40$ ajusta la densidad $N_e(FL)$ con la densidad $N_e(rms)$ para las dos posiciones y se calculó el cociente gas-a-polvo obteniendo para M8 HG 3.11×10^{20} y para M8 I $1.13 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

Finalmente se obtuvo la luz dispersada como función de la longitud de onda, encontrando que la luz dispersada aumenta para longitudes de onda menores a $\lambda 4500\text{\AA}$ y mayores a $\lambda 5500\text{\AA}$. Las causas posibles de este aumento son, para la parte azul:

-aumento del producto *albedo-sección eficaz* de las partículas de polvo responsables de la dispersión.

Y para la parte roja:

-estrellas *obscurecidas* que contribuyan al continuo observado.

-*fotoluminiscencia* del polvo.

La Nebulosa M8 es una región de morfología muy compleja y de activa formación estelar. La parte más brillante, La Nebulosa Hourglass, constituye un excelente laboratorio para futuros estudios de polvo en regiones HII y de formación estelar masiva en nubes moleculares galácticas. La complejidad de este tipo de regiones hace que los modelos simplificados sean inadecuados para su descripción, por lo que son necesarios modelos más detallados

que incluyan el polvo, las variaciones en la densidad y los efectos de las múltiples estrellas excitadoras.

En este trabajo se han hecho progresos para interpretar la región HII Hourglass, sin embargo, para corroborar y ampliar los resultados obtenidos en esta tesis sería necesario realizar un estudio más profundo y sistemático de esta región en particular y de otras regiones HII galácticas, aprovechando todas las nuevas técnicas observacionales disponibles, en el mayor intervalo de longitudes de onda del espectro electromagnético.

REFERENCIAS

- Auer, L. H. y Mihalas, D. 1972, *Ap. J. Sup.* 24, 1993.
- Benvenuti, P. y Porceddu, I. 1989, *ESO Preprint no.* 670.
- Berrington, K.A. y Kingston, A.E. 1987, *J. Phy. B.* 20, 6631.
- Breit, G. y Teller, E. 1940, *Ap. J.* 91, 215.
- Brocklehurst, M. 1971, *M.N.R.A.S.* 153, 471.
- Brown, R.L. y Mathews, W.G. 1970, *Ap. J.* 160, 939.
- Code, A.D. 1960, *Stellar Energy Distribution en Stellar Atmospheres*, vol. 6, Ed. Greenstein, J. (University of Chicago Press).
- Conti, P.S. 1973, *Ap. J.* 179, 161.
- Conti, P.S. y Alschuler, W. 1971, *Ap. J.* 170, 325.
- Drake, G.W., Victor, C.A. y Dalgarno, A. 1969, *Phys. Rev.* 180, 25.
- Ferland, G. J. 1980, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 92, 596.
- Fierro, J. 1982, *Condiciones Físicas a largo del disco de la galaxia espiral M101, Tesis de Maestría, IA-UNAM.*
- Furton, D. G. y Witt, A. N. 1990, *176th. A.A.S. Meeting Abstracts*, 22, 832.
- Hecht, J., Helfer, H. L., Wolf, J., Donn B. y Pipher, J. L. 1982, *Ap. J.* 263, L39.
- Herbig, G.H. y Terndrup, D.M., *Ap. J.* 307, 609.
- Lada, C.J., Gull, T.R., Gottlieb C.A. y Gottlieb E.W.

- 1976, *Ap. J.* 203, 159.
- Lynds, B.T. y O'Neill, E.J. 1982, *Ap. J.* 263, 130.
- O'Dell, C.R. y Hubbard, W.B. 1965, *Ap. J.* 142, 519.
- O'Dell, C.R., Hubbard, W.B. y Peimbert, M. 1966, *Ap. J.* 143, 743.
- Osterbrock, D.E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, Ed. University Science Books.
- Peimbert, M. 1967, *Ap. J.* 150, 825.
- Peimbert, M. 1971, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 6, 29.
- Peimbert, M. 1990, aceptado para su publicación en *Repts. Progr. Phys.*
- Peimbert, M. y Costero, R. 1969, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3.
- Peimbert, M. y Goldsmith, D.W. 1972, *Astr. Ap.* 19, 398.
- Rodríguez, L.F. y Lichten, S.M. 1979, *Ap. Lett.*, 20, 37.
- Scheffler, H. y Elsässer, H. 1987, *Physics of the Galaxy and Interstellar Matter*, Springer-Verlag, Berlin.
- Shapiro, J. y Breit, G. 1959, *Phys. Rev.* 113, 179.
- Seaton, M. J. 1960, *Repts. Progr. Phys.* 23, 313.
- Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, Ed. Wiley, New York.
- Spitzer, L. y Greenstein, J.L. 1951, *Ap. J.* 114, 407.
- Wampler, E.J. 1966, *Ap. J.* 144, 921.
- Whitford, A.E. 1958, *A. J.* 63, 201.
- Woodward, C. E., Pipher, J. L., Helfer, H. L., Sharpless, S., Moneti, A., Kozikowski, D. y Oliveri, M., 1986, *Astron. J.* 91, 870.
- Wolf, N.J. 1961, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 73, 206.