

Tesis de Posgrado

Interacción del viento estelar de estrellas masivas con el medio interestelar

Giménez de Castro, Carlos Guillermo

1996

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias
Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Giménez de Castro, Carlos Guillermo. (1996). Interacción del viento estelar de estrellas masivas con el medio interestelar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2849_GimenezdeCastro.pdf

Cita tipo Chicago:

Giménez de Castro, Carlos Guillermo. "Interacción del viento estelar de estrellas masivas con el medio interestelar". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1996.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2849_GimenezdeCastro.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Tema de Tesis

**INTERACCION DEL VIENTO ESTELAR
DE ESTRELLAS MASIVAS CON EL MEDIO
INTERESTELAR**

Autor

Carlos Guillermo Giménez de Castro

Directora de Tesis

Dra. Virpi Niemelä

Lugar de trabajo

Grupo de Astronomía

Instituto de Astronomía y Física del Espacio

Tesis presentada para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas
Junio de 1996

2/

Título: Interacción del viento estelar de estrellas masivas con el medio interestelar.

Autor: Carlos Guillermo Giménez de Castro

Fecha: junio de 1996

Palabras Claves: astrofísica, medio interestelar, nebulosas gaseosas, estrellas masivas, vientos estelares.

Title: Interaction of Massive Stars Stellar Wind with the Interstellar Medium.

Author: Carlos Guillermo Giménez de Castro

Date: June 1996

Keywords: astrophysics, interstellar medium, gaseous nebulae, massive stars, stellar winds.

A la memoria de mi padre

¿Quiénes inventaron a Tlön? El plural es inevitable, porque la hipótesis de un solo inventor - de un infinito Leibniz obrando en la tiniebla y en la modestia - ha sido descartada unánimemente. Se conjetura que este *Brave New World* es obra de una sociedad secreta de astrónomos, de biólogos, de ingenieros, de metafísicos, de poetas, de químicos, de algebristas, de moralistas, de pintores, de geómetras.... dirigidos por un oscuro hombre de genio. Abundan individuos que dominan esas disciplinas diversas, pero no los capaces de subordinar la invención a un riguroso plan sistemático. Ese plan es tan vasto que la contribución de cada escritor es infinitesimal.

J. L. Borges

Resumen

En esta tesis se estudian las condiciones físicas en las nebulosas de anillo originadas por el material circumestelar barrido por los fuertes vientos de las estrellas WR. El estudio se basa en observaciones realizadas en los observatorios de CTIO, Córdoba y CASLEO.

Se analizan las primeras imágenes digitales de la nebulosa de anillo alrededor de la estrella θ Mus de tipo espectral WC. Las imágenes directas obtenidas a través de filtros interferenciales, muestran que la nebulosa de anillo alrededor de θ Mus tiene una morfología filamentosa, particularmente en O^{++} . Esta morfología es común en los remanentes de supernova. Las imágenes también muestran que ciertas zonas de la nebulosa en O^{++} y en H^+ aparecen espacialmente separados. El análisis de las condiciones físicas se realizó mediante el estudio de los flujos de las líneas espectrales observadas considerando procesos de ionización radiativa y excitación colisional. Las imágenes espectrales muestran que la nebulosa es de baja densidad y excitación intermedia. Se derivan valores de temperatura y densidad electrónicas, así como también de las abundancias de los elementos químicos nebulares en distintos lugares dentro de la nebulosa. Los valores de las abundancias son comparados con las abundancias galácticas a la distancia del Centro Galáctico a la que se encuentra θ Mus observándose que son comparables dentro de los límites de los errores. Mediante el cociente de los flujos de líneas de recombinación y colisionales se determina que el principal mecanismo de excitación es la fotoionización. Por último se encuentra que las líneas espectrales no parecen estar ensanchadas como producto de una agitación no-térmica.

También se analizan las observaciones digitales con cámara directa y con espectrógrafo de la nebulosa de anillo NGC2359 alrededor de la estrella HD56925 de tipo espectral WN. En base a los flujos de las líneas de las imágenes espectrales, se derivan parámetros físicos dentro de la nebulosa los que se encuentran en excelente acuerdo con valores previamente publicados.

En último lugar estudiamos el viento de las estrellas masivas en el marco de la teoría magnetohidrodinámica (MHD). Resolvemos las ecuaciones MHD combinándolas con el formalismo de eyección radiativo establecido por Castor, Abbott y Klein (1975).

Abstract

This thesis comprises a study of the physical conditions inside ring nebulae blown by the strong stellar winds of WR stars. The study is based on observations made at CTIO, Córdoba and CASLEO, with direct camera and spectrographs with CCD detectors.

We analyze the first digital images of the ring nebula around the star θ Mus of spectral type WC obtained through narrow band filters centered at O^{++} and H_{α} . These images show that the nebula has a filamentary structure, mainly in O^{++} , as also seen in supernova remnants. A spatial detachment between O^{++} and H_{α} is observed. An analysis of physical conditions was performed by means of spectral lines fluxes considering radiative ionization and collisional excitation. The results of the analysis of the spectral images show that the nebula is of low density and medium excitation. We have determined the electronic temperature and density, and chemical abundances at different sites within the nebula. Nebular chemical abundances are found to be similar with the Galactic abundances at the distance from the Galactic Center where the nebula is located. By means of quotients of recombination and collisional spectral line fluxes we determine that the principal excitation mechanism is photoionization. Finally, we did not find a non-thermal line widths enhancement.

Also digital images with direct camera and with spectrograph of the ring nebula NGC2359 around the star HD56925 of spectral type WN are studied. Based on the spectral line fluxes, we determine physical parameters inside the nebula. The results are in excellent agreement with previous published values.

Finally we study the winds of massive stars within the framework of the magnetohydrodynamic (MHD) theory. We solve the (MHD) equations combined with the radiatively driven outflow formalism as stated by Castor, Abbott and Klein (1975).

Indice

Resumen	v
Abstract	vi
Indice	vii
1 Introducción	1
2 Nebulosas Gaseosas	5
2.1 Excitación Radiativa, Ionización y Recombinación	9
2.1.1 Decremento de Balmer	15
2.2 Líneas Excitadas Colisionalmente	18
2.2.1 Diagnósticos con líneas colisionales	22
2.3 La nebulosa <i>Cebolla</i>	29
2.4 Los Efectos del Polvo Interestelar	30
2.4.1 Efectos de Extinción Producidos por el Polvo	31
2.5 Las Nebulosas de Anillo	32
2.5.1 Clasificación de las Nebulosas de Anillo	34
2.5.2 Regiones H II Radiativamente Excitadas	34
3 La Nebulosa de Anillo Alrededor de θ Mus	36
3.1 Estudios Previos	36
3.1.1 Observaciones Ópticas	36
3.1.2 Las Observaciones en Radiofrecuencias	37
3.2 La Estrella Central	39
3.3 Nuevas Observaciones de la nebulosa de anillo alrededor de θ Mus	40
3.3.1 Calibración de las Imágenes	40
3.4 Imágenes CCD espectrales	43

4	Resultados de las observaciones de la Nebulosa de Anillo alrededor de θ Mus	47
4.1	Imágenes CCD Directas	47
4.2	Imágenes CCD Espectrales	52
4.3	La estructura de ionización en la nebulosa	64
4.4	Abundancias Químicas	71
4.5	Mecanismos de excitación	73
5	NGC2359: Nebulosa de anillo alrededor de una estrella WN	78
5.1	Nuevas Observaciones de NGC2359	79
5.1.1	Imágenes directas digitales	79
5.1.2	Imágenes espectrales	80
5.2	Las condiciones físicas en NGC2359	85
6	Viento Estelar en Estrellas Masivas	87
6.1	Introducción	87
6.2	Las estrellas tempranas	88
6.3	Una Teoría MHD del viento de estrellas tempranas	89
6.3.1	El Formalismo Básico	90
6.3.2	La Presión de Radiación	93
6.3.3	Ecuaciones MHD bidimensionales con presión de ra- diación	95
6.3.4	Las soluciones tipo Viento	97
6.3.5	Sumario	100
7	Sumario	103
A	Sistemas de Coordenadas Astronómicas	105
A.1	Sistema Ecuatorial	105
A.2	Tiempo Sidéreo	107
A.3	Coordenadas Galácticas	107
B	El paquete de programas Nebular	109
C	Listado de Acrónimos	111
	Referencias	112
	Agradecimientos	116

Capítulo 1

Introducción

La vida de las estrellas, su evolución, puede ser descrita como un proceso termodinámico irreversible. A lo largo de su ciclo activo liberan energía básicamente en dos formas: electromagnética y mecánica. La primera es detectada en el amplio rango del espectro electromagnético, por ejemplo, radiación infrarroja (IR), visible o ultravioleta (UV), solo por citar algunas. La energía mecánica es percibida en el fenómeno denominado *viento estelar*. Veremos más adelante que las dos formas de energía están íntimamente relacionadas, siendo que la radiación puede acelerar al viento y a su vez la energía mecánica de las partículas, a través de las colisiones entre electrones y iones del plasma interestelar, da a lugar a transiciones atómicas que aportan al campo de radiación del *Medio Interestelar* (MIE).

Un proceso central en la vida de la estrella, es entonces, la liberación de energía. Esta energía es depositada en el medio circundante, el MIE, el que se ve modificado tanto químicamente como termodinámicamente por la irrupción de energía y materia estelar. Las estrellas, a su vez, se forman a partir del colapso de materia que constituye el MIE. El ciclo entonces se cierra: surgimiento y muerte de la estrella ocurren en el MIE, el que a su vez se ve alterado por la estrella.

EL OBJETIVO DE ESTA TESIS, ES EL ESTUDIO DE LAS CONDICIONES FÍSICAS EN LAS NEBULOSAS GASEOSAS ALREDEDOR DE ESTRELLAS WR.

Las estrellas *tempranas* (tipos espectrales **WR**, **O** y **B**) se caracterizan por ser *masivas* y *calientes*. Cuando decimos masivas nos referimos a que tienen una masa de por lo menos 10 veces la masa del Sol (M_{\odot}) para el caso de estrellas **O**. Que son calientes queda revelado por el hecho observacional de que la radiación que emiten proviene preponderantemente del rango azul

violeta del espectro electromagnético. Los valores deducidos de la radiación total emitida por las estrellas de tipo O son unos cinco órdenes de magnitud superiores a la radiación total emitida por el Sol (por unidad de área, de tiempo y de ángulo sólido). Un hecho más caracteriza a las estrellas masivas: tener vientos estelares de alta densidad y velocidad. Esto se traduce en una tasa de pérdida de masa (\dot{M}) elevada. Comparando con el Sol, cuya $\dot{M} \sim 10^{-14} M_{\odot}/\text{año}$, los valores deducidos para estrellas tempranas se ubican desde 10^{-6} y hasta $10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$. Todo esto indica que la vida de estas estrellas es muy breve comparada con la del Sol. Al término de algunos millones de años ya han agotado todo su combustible. Sin embargo, a lo largo de ese *breve lapso* llegan a desprenderse de energía en la misma cantidad que libera el estallido de una Super Nova (SN). Es evidente entonces, que como modificadores del MIE, las estrellas tempranas juegan un rol importante.

Las nebulosas gaseosas son algunos de los objetos más esplendorosos del universo. Su naturaleza fue intuida por Herschel en el siglo XIX quien argumentó que algunos de los difusos objetos apenas resueltos por los telescopios de la época, vagamente llamados *nebulae*, estaban constituidos por nubes de gas y no por conjuntos de estrellas.

Orión, η Car, la nebulosa del *Cangrejo*, *Vela*, las nebulosas planetarias, conforman distintos tipos morfológicos y astrofísicos que se caracterizan por ser regiones extendidas en las que brilla una luz difusa. Básicamente se trata de un plasma que por recombinaciones o desexcitaciones atómicas emiten la luz que detectamos desde tierra. Hoy entendemos que la belleza de las mismas es consecuencia de una compleja dinámica.

Nos circunscribiremos en esta tesis a estudiar las llamadas *Regiones H II*. Su nombre proviene del hecho observacional de que en sus espectros las líneas más brillantes son las del hidrógeno ionizado, clasificado por los espectroscopistas como H II. El nombre más correcto es el de regiones H⁺, dado que su composición química se reveló después mayoritariamente compuesta por hidrógeno. En lo que sigue de la tesis mantendremos la nomenclatura astronómica que las llama regiones H II. Pero no sólo se detecta hidrógeno (ionizado y neutro), sino también He, He⁺ y He⁺⁺, polvo y otros elementos de mayor peso atómico, como O, S, N, Ne, etc, en distinto grado de ionización. Las regiones H II están asociadas a zonas de formación estelar. Tienen, en general, forma difusa; bordes imprecisos, zonas muy brillantes y zonas oscuras entremezcladas. Aunque en algunos casos también pueden observarse en algunas, formas distinguibles, cáscaras en expansión, filamentos, etc. Hidrógeno ionizado proveniente del MIE es también detectado en otras

clases de objetos astronómicos: las nebulosas planetarias y los remanentes de supernovas (RSN) entre otros. Los diferencia, esencialmente, su origen. Ese distinto origen generará diferentes condiciones en el medio.

Una de las líneas espectrales más destacadas es la producida por la transición $3 \rightarrow 2$ en el átomo de hidrógeno y conocida bajo la denominación de H_{α} , de la denominada *serie de Balmer*, que produce luz de longitud de onda $\lambda = 6562 \text{ \AA}$. Sin embargo otras de las líneas más conspicuas de las regiones H II son las que se producen por la desexcitación del átomo de oxígeno dos veces ionizado (O^{++}) cuya configuración estable es $2p^2$ entre los niveles 1D_2 y 3P_1 y entre los niveles 3P_2 y 3P . Estas líneas tienen las longitudes de onda $\lambda = 4363, 4959$ y 5007 \AA . Como violan la regla de Laporte de las transiciones atómicas reciben el nombre de *prohibidas* y su naturaleza era desconocida cuando fueron detectadas por primera vez. Esto llevó a la postulación de la existencia de un nuevo elemento, el *nebulium*.

Los espectros de las regiones H II nos permiten hacer un diagnóstico de su dinámica y cinemática. Es así que es posible deducir su expansión, su conformación química y sus condiciones termodinámicas. Como valores que nos indican un nivel de medida podemos escribir que las densidades van desde unos pocos $e^- \text{ cm}^{-3}$ hasta $10^4 e^- \text{ cm}^{-3}$. Las *temperaturas electrónicas* (T_e) inferidas adoptan valores desde los 5.000 K hasta los 30.000 K. Las velocidades de expansión (si existen) son del orden de pocas decenas de km s^{-1} .

Este pantallazo muestra cuáles son los aspectos tratados en la presente tesis. En los capítulos subsiguientes iremos desarrollando cada uno de los temas teóricos y observacionales abordados en la presente investigación. El capítulo 2 clasifica a las nebulosas gaseosas en general y en detalle a las *nebulosas de anillo* y describe los procesos físicos que explican los espectros observados, así como también los diagnósticos que pueden realizarse en base a estos últimos. En el capítulo 3 se detallan las observaciones realizadas sobre la nebulosa de anillo alrededor de la estrella $\theta \text{ Mus}$. En el capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos en base a las observaciones efectuadas de la nebulosa alrededor de $\theta \text{ Mus}$. En el capítulo 5 presentamos las observaciones y los resultados obtenidos en el estudio de la nebulosa de anillo NGC2359 alrededor de una estrella de tipo WN. Efectuamos un abordaje teórico a los vientos de estrellas masivas en el capítulo 6. Las conclusiones finales de esta tesis se presentan en el capítulo 7. En el Apéndice A se hallará una descripción de los sistemas de coordenadas empleados en astronomía, en el Apéndice B una descripción del paquete de programas empleado para realizar el análisis de las condiciones físicas y en el Apéndice C, el listado de

las abreviaturas empleadas en el texto.

Capítulo 2

Nebulosas Gaseosas

Sabemos que las estrellas se encuentran organizadas en sistemas jerárquicos desde cúmulos de galaxias a estrellas dobles y simples. A nivel galáctico una pequeña porción de la materia interestelar se encuentra organizada de manera coherente con el sistema estelar. Este material tiende a ubicarse en los brazos espirales de las galaxias espirales y dentro de los brazos en las concentraciones de estrellas jóvenes. En parte estas asociaciones se deben a los efectos de los campos gravitacionales y magnéticos que mantienen al sistema ligado; en parte también se debe a que, como ya fuera dicho, la materia estelar e interestelar se hallan fuertemente intercambiadas.

La mayor parte de la materia interestelar se halla en la forma de granos sólidos, llamado *polvo*, o en la forma de gas. El gas y el polvo pueden ser detectados porque absorben y reemiten o difunden parte de la energía radiada por las estrellas. Cuando estos procesos ocurren en un volumen determinado, surgen las llamadas *nebulosas ópticas difusas*. Un porcentaje indeterminado se compone de objetos que pueden emitir independientemente de la radiación estelar: se trata de los remanentes de supernova.

Nos referiremos en esta tesis a las nebulosas en emisión, por contraposición a las nebulosas por reflexión. En estas últimas, cuando la luz que proviene de ellas atraviesa la ramita de un espectrógrafo, el espectro resultante muestra un continuo como el de una estrella. Las nebulosas en emisión no tienen ese continuo y tan sólo se observan las líneas espectrales en emisión; rápidamente identificables, las líneas del hidrógeno de la serie de Balmer y las líneas del He neutro y ionizado (cuando las hay).

Dejando de lado a las *nebulosas planetarias* -así llamadas por su semejanza a primera vista con los planetas gaseosos- encontramos entre las nebu-



Figura 2.1: Imagen del remanente del Velo (NGC 6992/95) en la zona este más luminosa obtenida por Jerry Lodriguss con un telescopio Astro Physics 130 EDT triplet refractor en f/8, tiempo de exposición 60m registrada sobre un film Fujicolor Super G 800 hipersensibilizado. Obtenida de la *Astronomical Images Home Page* <http://www.astropix.com>

las gaseosas a los *remanentes de supernova* o más precisamente las capas masivas eyectadas por las supernovas. Algunas de las formas características en que suelen manifestarse incluyen los arcos filamentosos. Típico ejemplo de esta morfología es el remanente de Vela o Cygnus Loop que se puede apreciar en la figura 2.1.

La tercera clase de nebulosas gaseosas la conforman las *nebulosas difusas*: nubes brillantes más o menos compactas usualmente de forma irregular. Dentro de estas nebulosas el brillo muestra fuertes variaciones, en muchos casos se ven zonas muy oscuras en forma de *canales* o zonas oscuras de bordes brillantes y agudos. En este tipo de nebulosas nos vamos a concentrar a lo largo de esta tesis, con lo que reservaremos la palabra nebulosa para las *nebulosas gaseosas difusas en emisión* y ocasionalmente hablaremos de las *remanentes de supernova* (RSN).

Dentro de una nebulosa o en su entorno inmediato se puede encontrar -como una regla de oro- una o más estrellas brillantes de tipo espectral más temprano que B1 (Scheffler and Elsäser, 1987). La luz que excita al gas de la

nebulosa proviene evidentemente de estrellas muy calientes ($T_{eff} \gtrsim 3 \times 10^4$ K). Frecuentemente se emplea la *regla de Hubble* para clasificar a la nebulosa: si la estrella excitatriz es más temprana que B1, se trata de una nebulosa en emisión.

En este trabajo presentamos los resultados del estudio de nebulosas gaseosas principalmente mediante espectros de su radiación en el visible. Una primera descripción de las líneas que se observan en estos espectros -desde el punto de vista de los procesos físicos que los producen- nos muestra tres tipos diferentes de líneas

- Líneas que resultan de la *recombinación* del H^+ , He^+ , C^+ , N^+ , O^+ , etc, con electrones libres. La serie de Balmer (hasta números muy altos), líneas del espectro del He I, especialmente la línea en 4471 Å y 5875 Å; incluso líneas del espectro del He II.
- Líneas causadas por *fluorescencia*. Esto es, luz emitida por la propia nebulosa cuya longitud de onda puede excitar a una especie distinta. El ejemplo clásico es la línea del He^+ en 303.780 Å que excita el término $3d^3P_2^0$ del O^{++} , cuya diferencia de energía con el nivel fundamental corresponde a una longitud de onda de 303.799 Å. Este mecanismo de resonancia-fluorescencia es particularmente observado en las nebulosas planetarias.
- *Líneas de átomos excitados colisionalmente* de los iones de elementos como el O, S, N, Ne, etc. que parcialmente surgen de transiciones de niveles metaestables al fundamental (conocidas como *transiciones prohibidas*) Ejemplos muy conocidos son las líneas *verdes* de las nebulosas en 5007 y 4959 Å del O^{++} . Estas líneas están entre las más brillantes del espectro de una nebulosa. Por debajo de los 3500 Å se pueden encontrar líneas colisionales *permitidas*. Las líneas prohibidas también son encontradas en la región infrarroja del espectro, las que resultan libres de la extinción interestelar.

Las reglas de selección para las transiciones atómicas son presentadas en la tabla 2 extraída de Czysak (1968). Estas reglas valen únicamente para el caso de acoplamiento LS puro. Dos procesos más pueden generar transiciones dipolares eléctricas: (i) perturbaciones externas y (ii) el núcleo atómico. Cuando únicamente las tres últimas reglas de la tabla 2 son violadas, la transición *no es considerada prohibida*. En particular esto se aplica al caso $^1D_2 \leftrightarrow ^3P_2$ del O^{++} que no cumple con la regla $\Delta S = 0$ y sin embargo es considerada una transición permitida.

Tabla 2.1: Reglas de Selección para transiciones Prohibidas y Permitidas. Extraído de Czyzak (1968)

Dipolar Eléctrica	Dipolar Magnética	Cuadrupolar Eléctrica
$\Delta J = 0, \pm 1$	$\Delta J = 0, \pm 1$	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$
$0 \leftrightarrow 0$ Prohibida	$0 \leftrightarrow 0$ Prohibida	$0 \leftrightarrow 0, 1/2 \leftrightarrow 1/2,$ $0 \leftrightarrow 1$ Prohibidas
$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$
Cambia la paridad	No cambia la paridad	No cambia la paridad
$\Delta l = \pm 1$	$\Delta l = 0$	$\Delta l = 0, \pm 2$
(Regla de Laporte)	$\Delta n = 0$	
$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$
$\Delta L = 0 \pm 1$	$\Delta L = 0$	$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$
$0 \leftrightarrow 0$ Prohibida		$0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1$ Prohibida

2.1 Excitación Radiativa, Ionización y Recombinación

Hemos dicho que uno de los procesos básicos que ocurren en las nebulosas son las ionizaciones atómicas que dan lugar a la existencia de electrones libres para que estos últimos se recombinen con los iones generando las líneas de emisión detectadas en el óptico mediante espectrógrafos.

Si llamamos a_ν al coeficiente de absorción para una línea determinada y f es la intensidad de absorción de oscilador (*oscillator strenght*), entonces:

$$\int a_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} f_{n'n} , \quad (2.1)$$

donde n' se refiere al nivel atómico más bajo de la transición y n al más alto. De esta forma:

$$A_{n'n} = \frac{\omega_{n'}}{\omega_n} \frac{8\pi^2 e^3 \nu^2}{mc^3} f_{n'n} , \quad (2.2)$$

donde $A_{n'n}$ es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea. Otras relaciones que se deducen son:

$$\omega_n B_{nn'} = \omega_{n'} B_{n'n} , \quad \frac{\omega_n}{\omega_{n'}} A_{nn'} = B_{n'n} \frac{2h\nu^3}{c^2} , \quad (2.3)$$

donde $\omega_{n'}$ y ω_n son los pesos estadísticos de los niveles inferior y superior respectivamente; e , m , ν y c tienen el significado clásico: la carga y la masa del electrón, la frecuencia correspondiente al salto de niveles y la velocidad de la luz. Podemos poner lo anterior de forma numérica

$$f_{n'n} = 1.5 \times 10^{-8} \lambda^2 \frac{\omega_n}{\omega_{n'}} A_{nn'} , \quad (2.4)$$

con λ expresada en micrómetros. Los valores de A y f pueden ser obtenidos a partir de mediciones en laboratorio o mediante cálculos teóricos. La última forma es sencilla cuando se trata hidrogenoides de número atómico Z , donde los niveles se encuentran degenerados tanto en los números orbitales n como en la cuantificación del momento angular l . En una primera aproximación podemos tomar en cuenta sólo las transiciones de nivel, descritas por saltos $n \rightarrow n'$. Menzel y Peckeris (1935) hallaron el valor f de la transición mediante la siguiente fórmula

$$f_{n'n} = \frac{2^6}{3\sqrt{3}\pi} \frac{1}{\omega_{n'}} \frac{1}{\left|\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2}\right|^3} \left| \frac{1}{n^3} - \frac{1}{n'^3} \right| g_{n'n} . \quad (2.5)$$

Y la fórmula de Rydberg nos da la frecuencia de cualquier salto de nivel

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right), n > n', \quad (2.6)$$

con $R = 2\pi^2 e^4 m / h^3$ la constante de Rydberg.

En la ecuación [2.5] $g_{n'n}$ es el llamado factor de Gaunt. Podemos, tal como lo hicieron Menzel y Peckeris (1935), generalizar la ecuación anterior para niveles del continuo. Para ello definimos $n = i\kappa$ y así la generalización de la fórmula de Rydberg es la siguiente

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{n'^2} + \frac{1}{\kappa^2} \right). \quad (2.7)$$

A partir de [2.7] se pueden generalizar las expresiones dadas antes:

$$a_\nu = \frac{\pi c^2}{mc} \frac{df}{d\nu}; \quad (2.8)$$

y finalmente

$$a_{n\nu} = \frac{32}{3\sqrt{3}} \frac{\pi^2 e^6}{ch^3} \frac{RZ^4}{n^5 \nu^3} g_{n\kappa}. \quad (2.9)$$

Menzel introdujo el factor b_n que cuantifica el apartamiento de una población en el nivel n del valor teórico esperado en equilibrio termodinámico a temperatura electrónica T_e . La ecuación de Boltzmann es reemplazada por

$$\frac{N(j)}{N_1} = \frac{b_j \omega_j}{b_1 \omega_1} e^{(-\nu_j / k_B T_e)}. \quad (2.10)$$

La ecuación de Saha para los hidrogenoides es ahora reescrita como

$$N_n = b_n N(\text{H}^+) N_e \frac{h^3}{(2\pi m k_B T_e)^{3/2}} \frac{\omega_n}{2} e^{X_n}, \quad (2.11)$$

donde $X_n = hRZ^2 / n^2 k T_e$ y $\omega_n = 2n^2$. En equilibrio termodinámico estricto $b_n \equiv 1$.

Podemos ahora escribir el número de excitaciones radiativas desde el nivel n' al nivel n por unidad de tiempo y volumen

$$F_{n'n} = \frac{N_{n'}}{h\nu} \int I_\nu a_\nu^* d\nu d\omega. \quad (2.12)$$

Siendo I_ν la energía radiada por unidad de área, de tiempo, de frecuencia y de ángulo sólido. En astronomía es usual emplear otra unidad $J_\nu =$

$(1/4\pi) \int I d\omega$, que es un valor medio de la radiación. El factor α_ν^* es la absorción corregida por absorciones negativas (emisión estimulada). El factor de corrección es $(1 - e^{(-h\nu/k_B T)})$ en equilibrio termodinámico local (ETL). Fuera del mismo se puede mostrar que es

$$\left(1 - \frac{\omega_{n'}}{\omega_n} \frac{N_n}{N_{n'}}\right).$$

Y así tenemos que

$$F_{n'n} = 4\pi N_{n'} \left(1 - \frac{\omega_{n'}}{\omega_n} \frac{N_n}{N_{n'}}\right) \frac{J_\nu \pi \epsilon^2}{h\nu mc} f_{n'n}, \quad (2.13)$$

o

$$F_{n'n} = N_{n'} B_{n'n} J_\nu \left(1 - \frac{\omega_{n'}}{\omega_n} \frac{N_n}{N_{n'}}\right). \quad (2.14)$$

El número de transiciones radiativas y la energía radiada serán

$$F_{nn'} = N_n A_{nn'}, \quad (2.15)$$

$$E_{nn'} = F_{nn'} h\nu = N_n A_{nn'} h\nu. \quad (2.16)$$

En las nebulosas el número de átomos excitados es muy pequeño comparado con los que están en el nivel fundamental, por lo que las absorciones negativas (emisiones estimuladas) pueden ser despreciadas¹. Luego, a partir de la ecuación [2.10]

$$\left(1 - \frac{\omega_{n'}}{\omega_n} \frac{N_n}{N_{n'}}\right) \simeq \left[1 - \frac{b_n}{b_{n'}} \left(1 - \frac{h\nu_{nn'}}{k_B T}\right)\right], \quad (2.17)$$

asumiendo que $h\nu_{nn'}/k_B T \ll 1$. La ecuación [2.17] puede diferir mucho de la unidad indicando que se está muy lejos del equilibrio termodinámico, un hecho por demás esperable dadas las bajas densidades involucradas. Si se desprecian las absorciones negativas, el número de fotoionizaciones desde el nivel n al continuo en el intervalo $[\nu, \nu + d\nu]$ será

$$F_{n\infty} d\nu = 4\pi J_\nu \frac{a_n(\nu)}{h\nu} N_n d\nu. \quad (2.18)$$

Haciendo las sustituciones en la ecuación [2.18] por los resultados obtenidos en las ecuaciones [2.9] y [2.11] encontramos que el número de ionizaciones desde el nivel n en el intervalo $[\nu, \nu + d\nu]$ es

$$F_{n\infty} d\nu = N(\text{H}^+) N_e \frac{DZ^4}{T_e^{3/2}} J_\nu \frac{b_n g_{n\infty}}{n^3 \nu^4} e^{X_n} d\nu, \quad (2.19)$$

¹Esta simplificación no es válida cuando se trata de líneas en radiofrecuencias. La formación de líneas en radio no será tratada en esta tesis

habiendo definido

$$D = \frac{2^7}{3\sqrt{3}} \frac{\pi^3 e^6 R}{ch(2\pi mk_B)^{3/2}} = 2.212 \times 10^{41} \text{ en unidades c.g.s.}, \quad (2.20)$$

y la energía absorbida correspondiente en el mismo intervalo por fotionizaciones por unidad de volumen y tiempo

$$E_{n\kappa} d\nu = F_{n\kappa} h\nu d\nu = N(\text{II}^+) N_e \frac{DZ^4}{T_e^{3/2}} J_\nu \frac{b_n g_{n\kappa}}{n^3 \nu^3} e^{X_n} h d\nu. \quad (2.21)$$

Veamos ahora que ocurre con las recombinaciones. La tasa de recombinaciones de electrones libres con velocidad $[v, v + dv]$ (correspondiendo a un intervalo de frecuencia $[\nu, \nu + d\nu]$) a iones será:

$$F_{\kappa n} d\nu = N(\text{II}^+) N_e f(v, T_e) v \sigma_{\kappa n} dv, \quad (2.22)$$

donde $\sigma_{\kappa n}$ es la sección eficaz de captura radiativa y $f(v, T_e)$ es la distribución de Maxwell de la velocidad de los electrones, válida aún en las condiciones nebulares:

$$f(v, T_e) dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} v^2 e^{(-mv^2/2k_B T_e)} dv. \quad (2.23)$$

Podemos emplear el principio de balance detallado iónico. Consideremos un átomo en el nivel fundamental $(0, n)$, que es fotionizado y el electrón *pasa* al continuo en el intervalo $[\nu, \nu + d\nu]$, dejando al átomo en su nivel fundamental $(1, 1)$. La tasa de fotionizaciones debe ser igual al número de recapturas al mismo nivel fundamental $(0, n)$ por un ion en el nivel $(1, 1)$. La tasa de recapturas de electrones por cm^3 con velocidad $[v, v + dv]$ en átomos que quedan en el nivel fundamental $(0, n)$ será el número de iones/ cm^3 , $N_{1,1}$, multiplicados por la sección eficaz de captura, $\sigma_{\kappa n}$, por el número total de electrones $N_e f(v) dv$ por cm^3 y por v (dado que cada electrón barre un volumen $\sigma_{\kappa n} v$ por segundo). El número de fotoionizaciones desde el nivel n debe igualar a la tasa de recapturas. Luego

$$4\pi N_{0,n} a_{0,n}(\nu) B_\nu \left(1 - e^{(-h\nu/k_B T)} \right) \frac{d\nu}{h\nu} = N_{1,1} N_e \sigma_{\kappa n} f(v, T_e) v dv, \quad (2.24)$$

siendo B_ν la función de Planck

$$B_\nu = \frac{2h\nu}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}.$$

Se puede combinar las ecuaciones [2.24] y [2.11] (de Saha) para obtener una relación entre $a_{0,n}$ y $\sigma_{\kappa n}$ del tipo

$$\frac{a_{0,n}}{\sigma_{\kappa n}(\nu)} = \frac{m^2 c^2 v^2 \omega_{1,1} \omega_e}{\nu^2 h^2 2\omega_{0,n}} . \quad (2.25)$$

Siendo el peso estadístico $\omega_r = 2$. Luego

$$F_{\kappa n} d\nu = N(\text{H}^+) N_e \frac{K Z^4}{T_e^{3/2}} \frac{g_{\text{II}}}{n^3} c^{X_n} e^{(-h\nu/k_B T_e)} \frac{d\nu}{\nu} , \quad (2.26)$$

teniendo en cuenta que en los hidrogenoides $h\nu = (hRZ^2/n^2) + (1/2)mv^2$. Menzel definió

$$K \equiv \frac{2hD}{c^2} = 3.257 \times 10^{-6} \quad (\text{en unidades c.g.s.}) \quad (2.27)$$

Ahora podemos calcular el número total de recombinaciones al nivel n

$$\int_{\nu_n}^{\infty} F_{\kappa n} d\nu = N(\text{H}^+) N_e \frac{K Z^4}{T_e^{3/2}} \frac{c^{X_n}}{n^3} \int_{\nu_n}^{\infty} g_{\text{II}}(\nu) e^{(-h\nu/k_B T_e)} \frac{d\nu}{\nu} = \alpha_n(T_e) N(\text{H}^+) N_e . \quad (2.28)$$

En la última expresión $\nu_n = RZ^2/n^2$. La integral se puede aproximar por

$$\overline{g_{\text{II}}} \int_{\nu_n}^{\infty} e^{(-h\nu/k_B T_e)} \frac{d\nu}{\nu} = \overline{g_{\text{II}}} \int_{X_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx = \overline{g_{\text{II}}} E_1(X_n) . \quad (2.29)$$

Y el número total de recombinaciones a todos los niveles puede ser escrito como

$$\sum_{n=1}^{n=n_{\text{max}}} \int_{\nu_n}^{\infty} F_{\kappa n} d\nu = N(\text{H}^+) N_e \alpha_A(T_e) , \quad (2.30)$$

donde definimos $\alpha_A(T_e)$, el coeficiente de recombinación total

$$\alpha_A(T_e) = \frac{K Z^4}{T_e^{3/2}} \sum_{n=1}^{n=n_{\text{max}}} \int_{\nu_n}^{\infty} g_{\text{II}}(\nu) e^{(-h\nu/k_B T_e)} \frac{d\nu}{\nu} \quad (2.31)$$

El factor de Gaunt, g_{II} ha sido calculado por Menzel y Peckeris y otros autores después de ellos (Karzas and Latter, 1961).

También podemos definir un coeficiente $\alpha_B(T_e)$ que se revelará extremadamente útil más adelante y que corresponde a la tasa de recapturas totales sobre al segundo nivel o más alto

$$\sum_{n=2}^{n=n_{\text{max}}} \int_{\nu_n}^{\infty} F_{\kappa n} d\nu = N(\text{H}^+) N_e \alpha_B(T_e) , \quad (2.32)$$

$$\alpha_B(T_e) = \frac{KZ^4}{T_e^{3/2}} \sum_{n=2}^{n=n_{max}} \int_{\nu_n}^{\infty} g_{II}(\nu) e^{(-h\nu/k_B T_e)} \frac{d\nu}{\nu} . \quad (2.33)$$

También podemos calcular el número total de fotoionizaciones integrando $F_{n\kappa}$ sobre todas las frecuencias relevantes y sumando sobre todos los n , aunque en la práctica, sólo se requiere considerar el nivel fundamental dado que, como ya dijimos, la mayor parte de los átomos se encuentran desexcitados. Utilizando la ecuación [2.19] encontramos

$$4\pi N_1 \int_{\nu_1}^{\infty} J_\nu a_1(\nu) \frac{d\nu}{h\nu} = N(\text{H}^+) N_e \frac{DZ^4}{T_e^{3/2}} b_1 e^{X_1} \int_{\nu_1}^{\infty} J_\nu g(\nu) \frac{d\nu}{\nu^4} . \quad (2.34)$$

Así que en condición estacionaria

$$4\pi N_1 \int_{\nu_1}^{\infty} J_\nu a_1(\nu) \frac{d\nu}{h\nu} = N(\text{H}^+) N_e \alpha_A(T_e) . \quad (2.35)$$

Haciendo un poco de álgebra con las ecuaciones [2.34], [2.35] y [2.30] tenemos

$$\begin{aligned} b_1 e^{X_1} \frac{c^2}{2h} \int_{\nu_1}^{\infty} J_\nu g(\nu) \frac{d\nu}{\nu^4} &= \sum_{n=1}^{n=n_{max}} \frac{c^{X_n}}{n^3} \int_{\nu_n}^{\infty} g(\nu) e^{-(h\nu/k_B T_e)} \frac{d\nu}{\nu} \\ &\equiv \sum_{n=1}^{n=n_{max}} \frac{S_n}{n^3} \equiv G_A(T_e) , \end{aligned} \quad (2.36)$$

En esta última expresión

$$S_n = c^{X_n} \int g e^{-(h\nu/k_B T_e)} \frac{d\nu}{\nu} . \quad (2.37)$$

De la misma manera podemos definir una cantidad similar, $G_B(T_e)$ tomando como límite inferior al nivel $n = 2$. Con estas definiciones reescribimos los coeficientes α_A y α_B

$$\begin{aligned} \alpha_A(T_e) &= KZ^4 G_A(T_e) T_e^{3/2} \\ \alpha_B(T_e) &= KZ^4 G_B(T_e) T_e^{3/2} . \end{aligned} \quad (2.38)$$

La tabla 2.1 muestra valores característicos de estas funciones de T_e

A partir de la ecuación [2.36]

$$b_1 = \frac{(2h/c^2) e^{-X_1} G(T_e)}{\int J(\nu) g \nu^{-4} d\nu} . \quad (2.39)$$

Tabla 2.2: Funciones de Recombinación para el hidrógeno. Las unidades de $\alpha_{A,B}$ son cm^3s^{-1} . La dependencia de $\alpha_B(T_e) \sim 4.1 \times 10^{-10} T_e^{-0.8} \text{cm}^3\text{s}^{-1}$ es bastante precisa. Extraído de Aller (1987).

$T_e(\text{K})$	G_A	G_B	$\log \alpha_A$	$\log \alpha_B$
5000	0.074	0.049	-12.166	-12.343
10000	0.128	0.080	-12.380	-12.585
20000	0.218	0.124	-12.600	-12.845

Podemos dar algunos órdenes de magnitud involucrados. Por ejemplo, $J(\nu) \sim 10^{-14} B_\nu(T_{ef})$, $T_{ef} \sim 8 \times 10^4 \text{ K}$. Si suponemos $T_e \sim 1 \times 10^4 \text{ K}$ encontramos que $b_1 \sim 3.5 \times 10^7$. Es decir, la población de átomos en el nivel fundamental excede a la calculada mediante equilibrio termodinámico (a través de la ecuación de Saha, por ejemplo) en un factor de alrededor de 35 millones. Y mientras las ionizaciones se ven fuertemente reducidas, la tasa de recombinaciones ocurre a un valor fijo que depende de $\alpha_B(T_e) = 4.18 \times 10^{-13} \text{cm}^3\text{s}^{-1}$ y de las concentraciones de $N(\text{H}^+)$ y N_e a la temperatura $T_e = 1 \times 10^4 \text{ K}$ (ver ecuación [2.30]).

Téngase en cuenta que J_ν es la radiación total en el elemento de volumen considerado y que está conformada por la radiación estelar más lo que radía la propia nebulosa.

2.1.1 Decremento de Balmer

A partir de algunas hipótesis sobre el transporte radiativo podemos desarrollar un modelo de nebulosa para obtener las intensidades relativas de las líneas del H, particularmente de la serie de Balmer que son las observadas en el rango visible del espectro electromagnético. Esta serie se define por las transiciones al primer nivel excitado ($n = 2$) desde cualquier otro nivel superior. H_α ($n = 3 \rightarrow n = 2$) $\lambda = 6562 \text{ \AA}$, H_β , ($n = 4 \rightarrow n = 2$) $\lambda = 4862 \text{ \AA}$, H_γ ($n = 5 \rightarrow n = 2$) $\lambda = 4340 \text{ \AA}$, H_δ ($n = 6 \rightarrow n = 2$) $\lambda = 4100 \text{ \AA}$, H_ϵ ($n = 7 \rightarrow n = 2$) $\lambda = 3970 \text{ \AA}$, H_ζ , ($n = 8 \rightarrow n = 2$) $\lambda = 3888 \text{ \AA}$, son las primeras líneas de la serie, y las únicas relevantes para esta tesis.

Las recombinaciones electrónicas se producen en cualquier nivel del ion de Hidrógeno. A partir de este nivel el átomo empieza a decaer hasta que al-

canza el nivel fundamental. Es de esperar, entonces, que la línea más intensa de la serie de Balmer sea H_α , después con menor intensidad le sigue H_β y así sucesivamente. Esta sucesión de intensidades decrecientes es conocida como *Decremento Balmer* y es muy importante en los diagnósticos de nebulosas. Menzel y Baker (1937) supusieron tres condiciones diferentes para las nebulosas a las que llamaron **Caso A**, **Caso B** y **Caso C**.

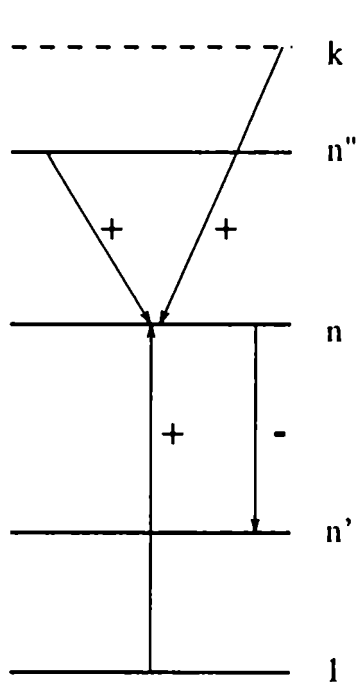


Figura 2.2: Esquema de las transiciones consideradas en el Caso B.

Siendo el **Caso B** el más representativo de las nebulosas, y el que empleamos en esta tesis, nos detendremos a describirlo con algún detalle. Se supone a la nebulosa ópticamente gruesa con lo que los fotones Ly se crean por degradación de radiación UV, entonces puede ocurrir la excitación desde el nivel fundamental de manera directa a una tasa F_{1n} . La figura 2.2 esquematiza el balance detallado en esta situación. Las transiciones que arriban al nivel n provienen del continuo k , de niveles superiores n'' y del fundamental, 1; mientras que disminuyen la población atómica en el nivel n las transiciones radiativas hacia niveles n' de menor energía. Con un signo + se ha indicado las transiciones que aumentan la población y con un signo - las que disminuyen la población de átomos en el nivel n . La ecuación de equilibrio estadístico puede ser reescrita como

$$\sum_{n''=n+1}^{\infty} F_{n''n} + \int_{\nu_n}^{\infty} F_{kn} d\nu + F_{1n} = \sum_{n'=1}^{n-1} F_{nn'} \quad (2.40)$$

Si asumimos como Menzel y Baker (1937) que $F_{1n} = F_{n1}$ entonces

$$\sum_{n''=n+1}^{\infty} F_{n''n} + \int_{\nu_n}^{\infty} F_{kn} d\nu = \sum_{n'=2}^{n-1} F_{nn'} \quad (2.41)$$

Podemos calcular un coeficiente de recombinación efectiva para el número de fotones emitidos en una transición particular, $n \rightarrow n'$, por ejemplo, H_β .

$$F_{nn'} = P_{nn'} F_n = N(\text{H}^+) N_e P_{nn'} \sum_{n''>n} \alpha_{n''} C_{n''n} = N(\text{H}^+) N_e \alpha_{nn'} \quad (2.42)$$

y la energía total emitida

$$E_{nn'} = N(\text{H}^+) N_e \alpha_{nn'} h\nu_{nn'} \quad (2.43)$$

En las últimas ecuaciones se ha definido (Seaton, 1959)

$$A_n = \sum_{n'=1}^{n-1} A_{nn'} \quad \text{y} \quad P_{nn'} = \frac{A_{nn'}}{A_n}, \quad (2.44)$$

$$C_{n''n} = \sum_{m=n}^{n''-1} P_{n''m} C_{mn}, \quad (2.45)$$

$$\int_{\nu_{n''}}^{\infty} F_{\kappa n''} d\nu = N(\text{H}^+) N_e \alpha_{n''}(T_e).$$

Siendo $\alpha_{n''}(T_e)$ el coeficiente de recombinación para el nivel n'' . Y además

$$F_n = N(\text{H}^+) N_e \sum_{n'' \geq n} \alpha_{n''}(T_e) C_{n''n}. \quad (2.46)$$

Las cantidades $C_{n''n}$ sólo involucran constantes atómicas y pueden ser calculadas de una vez y para cualquier situación posterior. El juego de ecuaciones de equilibrio estadístico, se comienza a resolver partiendo de los niveles superiores y llegando hasta los más bajos.

En el caso de H_β podemos calcular

$$\begin{aligned} E(H_\beta) &= \alpha(H_\beta) N(\text{H}^+) N_e h\nu_{H_\beta}, \\ E(H_\beta) &= N(\text{H}^+) N_e E_{4,2}^\circ \times 10^{-25} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \end{aligned} \quad (2.47)$$

siendo $\alpha(H_\beta)$ el coeficiente de recombinación efectiva para H_β y

$$E_{4,2}^\circ = \alpha(H_\beta) h\nu_{H_\beta} \times 10^{25}.$$

Clarke (Clarke, 1965). En el Caso B podemos emplear la siguiente aproximación

$$E_{4,2}^\circ(t) = 1.387 t^{-0.983} 10^{-0.0424/t} \quad (2.48)$$

con $t = T_e \times 10^{-4}$.

Si queremos realizar cálculos mejorados del Decremento Balmer debemos tomar en cuenta no sólo el número n del nivel atómico, sino también, l . Clarke (1965) y Brocklehurst (1971) hicieron los cálculos detalladamente.

2.2 Líneas Excitadas Colisionalmente

Como ya hemos dicho en la introducción de este capítulo uno de los mecanismos a través de los cuales los iones de las nebulosas son excitados es el colisional. En las nebulosas de baja densidad es muy improbable que el H sea excitado por mecanismos colisionales. Pero los elementos más pesados son particularmente sensibles a las colisiones con electrones libres. En particular los niveles de baja excitación de especies como C^{++} , C^{3+} , Ne^{++} , N^+ , O^0 , O^+ , O^{++} , S^+ , etc. Cuando decaen al nivel fundamental emiten líneas en el rango UV observables con telescopios ubicados en estaciones satelitales. En el rango del visible, sin embargo, son pocas las líneas que se producen, una de ellas la desexcitación del $Mg^0 3^1S - 3^3P_1$ con $\lambda = 4571 \text{ \AA}$. En algunas nebulosas muy densas, particularmente $\eta \text{ Car}$ se observan líneas permitidas de iones del Fe.

Las líneas más observadas corresponden a transiciones dipolares magnéticas o cuadrupolares eléctricas, también llamadas *prohibidas*, por violar la regla de paridad de Laporte. Para poder hacer un cálculo de las intensidades que pueden alcanzar y su dependencia con los demás parámetros físicos de la nebulosa, es necesario conocer las probabilidades de transición. Como estas transiciones no pueden ser observadas mediante experimentos de laboratorio, los cálculos se apoyan en modelos atómicos. Si bien algunas comprobaciones se pueden hacer mediante observaciones de objetos astronómicos, en general, un diagnóstico exhaustivo no está disponible.

Para poder calcular las intensidades de las líneas colisionalmente excitadas, sean permitidas o prohibidas debemos conocer, además de los valores A de las tasas de transición, las secciones eficaces $\sigma(v)$ para la excitación entre los niveles $\alpha' L' S' J'$ a un nivel $\alpha L S J$. En las transiciones prohibidas los niveles α' y α son iguales.

Consideremos un electrón en colisión con un ion con un parámetro de impacto R . Su momento angular será

$$\vec{L} = mv\vec{R}.$$

el que cuánticamente se expresa como

$$L = (h/2\pi)\sqrt{l(l+1)}.$$

Luego

$$R_l = \sqrt{l(l+1)}/k \quad k = \frac{mv}{h/2\pi}. \quad (2.49)$$

Es difícil que un electrón encuentre un blanco con exactamente la combinación precisa de R y l para cumplir con esta condición. Así que una descripción mecánica del electrón entrante involucra la suma de ondas de diferente momento angular: funciones s, p, d etc. El electrón deberá tener suficiente energía para excitar el ion desde el nivel J' al nivel superior J . Por otro lado, el valor de l no puede ser demasiado alto, si no el electrón no haría impacto. Cuánticamente la sección eficaz es la siguiente suma

$$\sigma(J' \rightarrow J) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P(J' \rightarrow J, R_l) . \quad (2.50)$$

Hebb y Menzel (1940) hicieron notar la próxima dependencia de $\sigma(v)$ con v^{-2} lo que les llevó introducir la cantidad Ω llamada *Intensidad o Fuerza de la Colisión*.

$$\sigma_v(J' \rightarrow J) = \frac{\pi}{k^2} \Omega(J', J) = \frac{h^2}{4\pi m^2} \frac{\Omega(J', J)}{v^2} . \quad (2.51)$$

La tasa total de excitaciones colisionales por unidad de volumen y tiempo es

$$\mathcal{F}_{J',J} = N_{J'} N_e \int_{v_0}^{\infty} v \sigma_v(J', J) f(v) dv = N_{J'} N_e q(J'J) , \quad (2.52)$$

donde $f(v)$ es la distribución maxwelliana de velocidades tal como se la uso antes y $q(J'J)$ es el llamado coeficiente de activación. La integración es sobre todas las velocidades mayores que v_0 dada por la condición

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \chi_J - \chi_{J'} = \chi_{JJ'} ,$$

el intervalo JJ' de energía. También podemos definir un coeficiente de desactivación $q(JJ')$ notando que bajo condiciones de equilibrio termodinámico el número de excitaciones colisionales desde el nivel J' al J debe igualar exactamente al de desexcitaciones colisionales del J al J' . Como $N_J/N_{J'}$ está dado por la relación de Boltzmann tenemos:

$$q(J'J) = q(JJ') \frac{2J+1}{2J'+1} e^{-\chi_{JJ'}/k_B T} . \quad (2.53)$$

Aún más, se puede demostrar que $\Omega(J', J) = \Omega(J, J')$. Luego las intensidades de colisión son análogas a las intensidades de la línea que tienen la propiedad de que $S(\alpha J, \alpha' J') = S(\alpha' J', \alpha J)$ para todos los tipos de transiciones. Ahora, poniendo los valores numéricos

$$q(J'J) = 8.63 \times 10^{-6} \frac{\Omega(J', J)}{2J'+1} T_c^{-1/2} e^{-\chi_{JJ'}/k_B T_c} \quad (2.54)$$

y

$$q(JJ') = 8.63 \times 10^{-6} \frac{\Omega(J'J)}{2J+1} T_e^{-1/2}, \quad (2.55)$$

siempre que la aproximación $\sigma \simeq \Omega v^{-2}$ sea válida.

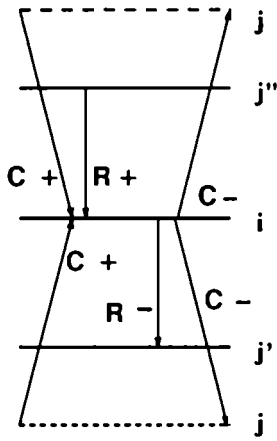


Figura 2.3: Esquema de las transiciones consideradas en el equilibrio detallado cuando entran en juego las colisiones atómicas.

En la figura 2.3 se observa los términos involucrados en el equilibrio de ionización del nivel i : aportan las colisiones desde $j \neq i$ (mayor o menor) y las transiciones con emisión de un fotón (*radiativas*) desde $j > i$; disminuyen las colisiones desde i a cualquier otro nivel y las transiciones radiativas hacia $j' < i$. Con signo + se ha indicado las transiciones que aportan al nivel i , con signo - las que disminuyen el nivel i . Con R se ha indicado las transiciones radiativas, con C las colisionales. Podemos ahora escribir las ecuaciones generales del equilibrio estadístico de líneas colisionales. Debemos notar, al hacerlo, que tan sólo pueden existir transiciones radiativas hacia niveles inferiores. Para el i ésimo nivel

$$\sum_{j \neq i} \mathcal{F}_{ji} + \sum_{j'' > i} F_{j''i} = \sum_{j' < i} F_{ij'} + \sum_{j \neq i} \mathcal{F}_{ij}, \quad (2.56)$$

donde el nivel $j'' > i > j'$. $F_{j''i}$ y $F_{ij'}$ son las tasas de transiciones radiativas, mientras que \mathcal{F}_{ij} son las transiciones colisionales $i - j$. La ecuación anterior puede ser reescrita como

$$N_e \sum_{j' < i} N_{j'} q_{j'i} + \sum_{j'' > i} N_{j''} (A_{j''i} + N_e q_{j''i}) = N_i \left[\sum_{i > j'} A_{ij'} + N_e \sum_{i \neq j} q_{ij} \right]. \quad (2.57)$$

Las sumas se extienden sobre los m niveles involucrados en el esquema. Para las configuraciones p^2 , p^3 y p^4 , $m = 5$, pero si se agregan términos mayores como puede ocurrir cuando se estudian algunas líneas UV, m puede llegar a 15. Empleando los resultados ya obtenidos (ecuaciones [2.54] y [2.55]) e introduciendo explícitamente valores para A y Ω , podemos obtener m ecuaciones, sólo $m - 1$ independientes. Así que sólo podemos resolver los cocientes $n_i = N_i/N_1$, para $i = 1 \dots m$. Por ejemplo, la configuración p^3 cuyos niveles son $^4S_{3/2}$, $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$, $^2P_{1/2}$ y $^2P_{3/2}$ a los que numeramos con subíndice $i = 1$ al 5 respectivamente (ver figura 2.4. Llamamos

$$x = 10^{-2} \frac{N_e}{\sqrt{T_e}}, \quad t = \frac{T_e}{10 \times 10^3}. \quad (2.58)$$

Entonces tenemos que, planteando la ecuación 2.57 para $i = 2$

$$\left[\frac{4635}{x} A_{21} + \left((\Omega_{12} + \Omega_{23}) + (\Omega_{24} + \Omega_{25}) e^{-x_{24}/k_B T_e} \right) \right] n_2 = \frac{2}{3} \Omega_{23} n_3 +$$

$$+ \left[\frac{4635}{x} A_{42} + 2\omega_{42} \right] n_4 + \left[\frac{4635}{x} A_{52} + \Omega_{52} \right] n_5 + \Omega_{12} e^{-x_{12}/k_B T_e} = 0 \quad (2.59)$$

y otras expresiones análogas se obtienen para los niveles 3, 4 y 5. Este modelo atómico de 5 niveles es muy empleado en la obtención de densidades iónicas de las distintas especies, las ecuaciones pueden ser resueltas mediante la ayuda de computadoras. Sin embargo, cuando la densidad $N_i \lesssim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ podemos suponer que las excitaciones se producen directamente desde el nivel fundamental. Por ejemplo, en el O^{++} , que tiene una configuración p^2 , suponemos que las transiciones al término 1S provienen únicamente del nivel 3P y despreciamos las excitaciones colisionales $^1D \rightarrow ^1S$ (ver figura 2.4). El átomo de cinco niveles puede ser reducido a uno de 3 niveles: P (que llamamos A), D (que llamamos B) y S (que llamamos C). Luego, el número de átomos que entran al nivel 1D_2 por excitaciones colisionales iguala al número que escapan por radiación más los que escapan por colisiones

$$N_A N_e q_{AB} = N_B N_e q_{BA} + N_B A_{BA} . \quad (2.60)$$

Utilizando las ecuaciones [2.54] y [2.55], y teniendo en cuenta que $2J_A + 1 = 9$ y $2J_B + 1 = 5$ tenemos

$$\frac{N_B}{N_A} = \frac{b_B}{b_A} \left(\frac{N_B}{N_A} \right)^\circ ; \quad \frac{b_A}{b_B} = \left[1 + \frac{A_{BA}}{N_e q_{BA}} \right] = \left[1 + \frac{5794}{x \Omega_{AB}} A_{BA} \right] , \quad (2.61)$$

siendo $(N_B/N_A)^\circ$ la tasa apropiada para el equilibrio termodinámico a temperatura T_e . Para transiciones $^1D \rightarrow ^3P$ (nebulares)

$$E_{neb} = N(^1D_2) \left[A(^1D_2 - ^3P_2) h\nu(^1D_2 - ^3P_2) + \right.$$

$$\left. + A(^1D_2 - ^3P_1) h\nu(^1D_2 - ^3P_1) \right] = N_B h \langle A\nu \rangle_{BA} . \quad (2.62)$$

Si H_β se origina en el mismo volumen considerado podemos utilizar la ecuación [2.47]. Sea entonces $N^*(ion) = N(\text{término fundamental}) \lesssim N(ion)$ a densidades nebulares. Luego

$$\frac{N^*(ion)}{N(H^+)} = 0.906 \times 10^{-9} \left(\frac{x + 5794 A_{BA}/\Omega_{BA}}{\langle A/\lambda(\mu) \rangle} \right) 10^{0.504 x_{AB}/t} \sqrt{t} E_{4,2}^\circ \frac{I_{neb}}{I(H_\beta)} , \quad (2.63)$$

lo que puede ser expresado como

$$\frac{N^*(ion)}{N(H^+)} = a(1 + bx)\sqrt{l}E_{A,2}^\circ 10^{d/l} \frac{I(neb)}{I(H_\beta)}. \quad (2.64)$$

La cantidad $1 + bx$ es un criterio muy bueno para el caso de baja densidad ya que si este factor se excede en mucho de la unidad, las transiciones colisionales 1D y 1S se pueden volver importantes y ya no es válida la aproximación empleada de los tres niveles.

2.2.1 Diagnósticos con líneas colisionales

Determinación de T_e

A partir de las intensidades observadas en los flujos de las líneas colisionales podemos realizar diagnósticos acerca de la nebulosa. Utilizamos para ello la aproximación de baja densidad que considera sólo tres niveles en las configuraciones p^2 , por ejemplo, del O^{++} . Llamamos, como antes, $^3P = A$; $^2D = B$ y $^1S = C$. Observacionalmente está bastante bien establecido que a bajas densidades la transición $C \rightarrow B$ (auroral) es mucho menos intensa que la transición $B \rightarrow A$. Como A_{CB} es normalmente mucho mayor que A_{BA} , este hecho significa que la desexcitación desde el nivel C no tiene demasiada importancia y que al plantear la ecuación [2.60] estamos justificados en asumir que el número de iones entrando al nivel B por cascada radiativa desde el C puede ser despreciado. Sólo en iones como el N^+ , las desexcitaciones colisionales del término B son significativas a las densidades nebulares. Bajo estas condiciones, entonces, sólo debemos determinar el cociente N_B/N_A . Para el nivel C podemos suponer que las excitaciones colisionales están seguidas sólo de decaimientos radiativos. Luego

$$N_A N_e q_{AC} = N_C (A_{CB} + A_{CA}), \quad (2.65)$$

luego, usando las ecuaciones [2.54], [2.55], [2.60] y [2.65] encontramos

$$\frac{N_C}{N_B} = \frac{\Omega_{AC}}{\Omega_{AB}} \frac{A_{BA}}{A_{CB} + A_{CA}} \left[1 + 1.73 \times 10^{-4} \frac{x\Omega_{AB}}{A_{BA}} \right] e^{-x_{BC}/k_B T_e}, \quad (2.66)$$

La intensidad auroral está dada por $I_u = N_C A_{CB} h\nu_{CB}$ y la intensidad nebular $I_n = N_B A_{AB} h\nu_{BA}$. Entonces, el cociente de estas líneas nos puede dar una indicación de la temperatura electrónica. El coeficiente de Boltzmann depende de la densidad, de los coeficientes A , pero, más importante, del

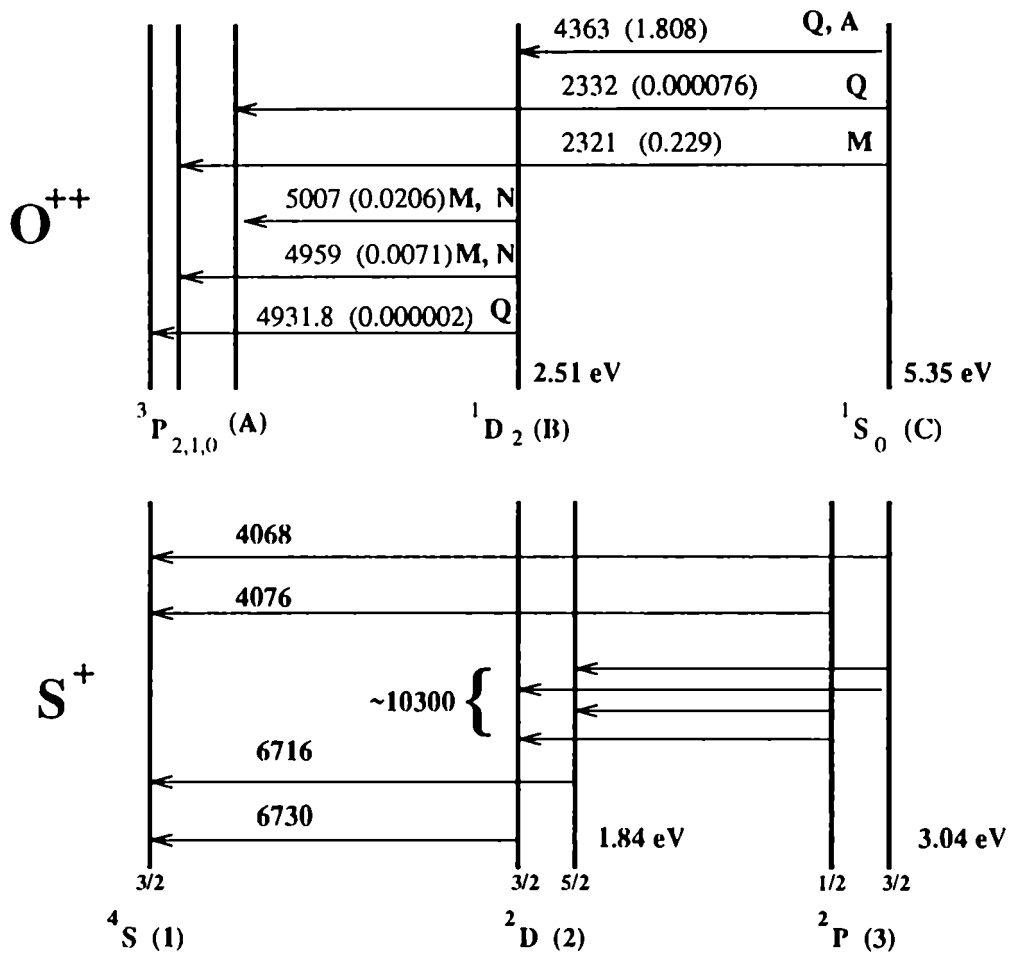


Figura 2.4: **Arriba.** Esquema de la configuración $2p^2$ del O^{++} (no está en escala). M, denota una transición dipolar magnética; Q una transición cuadrupolar eléctrica; A, una transición Auroral y N, una transición nebulosa. Se muestran las longitudes de onda en Å y las probabilidades de las transiciones. Al lado del término espectral se ha indicado el símbolo con el que se lo denomina en el texto para hacer los cálculos. **Abajo.** Esquema de la configuración p^3 para el S^+ (no está en escala). Se muestran las longitudes de onda en Å, los términos espectrales y la denominación empleada en el texto para realizar los cálculos. (Aller, 1987)

cociente de las intensidades de colisión. Se puede demostrar que la relación [2.66] resulta en

$$\frac{I_a}{I_n} = \frac{\Omega_{AC}}{\Omega_{AB}} \frac{A_{CB}}{A_{CB} + A_{CA}} \frac{\lambda_{BA}}{\lambda_{CB}} \left[\frac{1 + a_2 x}{1 + a_1 x} \right] e^{-x_{BC}/k_B T_e} . \quad (2.67)$$

De forma general la expresión anterior es reescrita como

$$\frac{I_n}{I_a} = C_T \left[\frac{1 + a_1}{1 + a_2 x} \right] 10^{d(2,3)/t} . \quad (2.68)$$

En la Tabla 2.3 encontramos valores típicos de los parámetros involucrados en la expresión [2.68]. El cociente de líneas más empleado en la determinación de T_e es el que involucra a las transiciones del O^{++} , $\lambda = 4363, 4959$ y 5007 \AA . La relación entre los flujos de estas líneas queda

$$\frac{I(4959) + I(5007)}{I(4363)} = 7.77 \left[\frac{1 + 0.00038}{1 + 0.0437} \right] 10^{1.432/t} . \quad (2.69)$$

Los valores de a_1 , a_2 y C_T varían suavemente con la temperatura. Estas variaciones pueden ser despreciadas a primer orden. En la práctica uno supone una $T_e = 10^4 \text{ K}$ y se procede por iteración.

En principio las demás relaciones mostradas en la tabla 2.3 pueden ser utilizadas, pero en general las líneas aurales son muy débiles para ser detectadas o se encuentran mezcladas con con otras líneas espectrales.

Determinación de la Densidad Electrónica

Los iones de configuraciones p^3 también pueden ser empleados para determinar las temperaturas electrónicas y aún más, pueden ser empleados en la determinación de la temperatura y la densidad simultáneamente. El principio es el mismo que en el caso de la determinación de T_e , pero aquí la densidad electrónica juega un papel dominante en las intensidades de los flujos de las líneas.

En las configuraciones p^3 el término fundamental es el $^4S_{3/2}$ y hay cuatro niveles excitados: $^2D_{5/2}$ y $^2D_{3/2}$ y los dos términos $^2P_{3/2}$ y $^2P_{1/2}$. Hay cuatro transiciones entre los términos 2P y 2D (aurales). En la figura 2.4 se observa un esquema de un ion con esta configuración.

Tabla 2.3: Los valores de las columnas **Auroral** y **Nebular** corresponden a las longitudes de onda de las transiciones expresadas en Å. Los valores entre paréntesis en las columnas correspondientes a a_1 y a_2 denotan el exponente en base 10. Los valores de C_T con * deben ser aplicados a los cocientes medidos de las transiciones nebulares más intensas respecto de la transición auroral; es decir: $I(6584)/I(5755)$ en el caso del N^+ ; $I(3869)/I(3342)$ para el Ne^{++} y $I(7135)/I(5192)$ en el Ar^{++} . Si ambas transiciones son empleadas los valores de C_T deben ser multiplicados por $I_n/I(\lambda^*) = 1.34, 1.30$ y 1.24 respectivamente.

ion	t	Auroral	Nebular	C_T	a_1	a_2	$d(2,3)$
N^+	0.5	5755	6548	5.02*	5.2 (-4)	0.249	1.086
	1.0		<u>6584</u> *	5.15*	5.3 (-4)	0.256	
	1.5			5.19*	5.3 (-4)	0.261	
	2.0			5.20*	5.4 (-4)	0.265	
O^{++}	0.5	4363	4959	8.01	3.2 (-4)	3.88 (-2)	1.432
	1.0		5007	7.77	3.8 (-4)	4.37 (-2)	
	1.5			7.66	4.0 (-4)	4.54 (-2)	
	2.0			7.62	4.0 (-4)	4.55 (-2)	
Ne^{++}	1.0	3342	3969 3869*	10.40*	7.0 (-5)	2.60 (-3)	1.870
Ne^{4+}	1.0	2972	3426	15.29	9.3 (-5)	1.83 (-3)	2.107
	1.5		3346	16.52	9.6 (-5)	2.06 (-3)	
	2.0			17.20	1.0 (-4)	2.30 (-3)	
S^{++}	1.0	6312	9069 9352	6.45	8.8 (-4)	4.70 (-2)	0.990
Cl^{3+}	1.0	5323	7530	3.09	5.9 (-4)	6.20 (-3)	1.174
	1.5		8045	3.23	6.8 (-4)	7.30 (-3)	
Ar^{++}	1.0	5192	7751 7135*	10.17*	2.0 (-4)	4.60 (-3)	1.203
Ar^{4+}	1.0	4625	6435 7005	6.08	2.1 (-4)	1.80 (-3)	1.351

Supongamos una situación simplificada. Consideremos dos transiciones nebulares ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$ (que llamaremos 1 - 2) y ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ (que llamaremos 1 - 3). Consideremos que las otras transiciones sólo influyen en un segundo orden. Escribimos las ecuaciones de equilibrio estadístico tomando en cuenta las excitaciones desde el nivel fundamental (1) a los niveles excitados (2 y 3) y su desexcitación desde allí. Podemos suponer que $\chi_{12} = \chi_{13}$ dado que las diferencias son muy pequeñas.

$$N_1 N_e q_{12} + N_3 N_e q_{32} = N_2 A_{21} + N_2 N_e (q_{23} + q_{21}) . \quad (2.70)$$

$$N_1 N_e q_{13} + N_2 N_e q_{23} = N_3 A_{31} + N_3 N_e (q_{32} + q_{31}) . \quad (2.71)$$

Las transiciones radiativas desde los niveles 2D son despreciables. Empleando las ecuaciones [2.54] y [2.55] y $C = 8.63 \times 10^{-4} x$ obtenemos

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{N({}^2D_{5/2})}{N({}^2D_{3/2})} = \frac{\omega_3 \frac{\Omega_{21}}{\Omega_{13}} + \frac{\Omega_{23} + \Omega_{12}}{\Omega_{12}} + \frac{A_{21} \omega_2}{C \Omega_{12}}}{\omega_2 \frac{\Omega_{23}}{\Omega_{13}} + \frac{\Omega_{23} + \Omega_{13}}{\Omega_{13}} + \frac{A_{31} \omega_3}{C \Omega_{13}}} . \quad (2.72)$$

Consideremos primero los casos límites. Supongamos una alta densidad (x muy grande). Los términos que involucran a los coeficientes A pueden ser despreciados y la ecuación anterior se reduce a

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{\omega_3}{\omega_2}$$

las intensidades radiativas son $I = NAh\nu$ así que el cociente entre las intensidades de las líneas será

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{\omega_3 A_{31} \nu_{31}}{\omega_2 A_{21} \nu_{21}} \simeq \frac{\omega_3 A_{31}}{\omega_2 A_{21}} , \quad (2.73)$$

dado que $\nu_{31} \simeq \nu_{21}$. En este límite no interesan los coeficientes de intensidad de las colisiones. El otro extremo es cuando la densidad es muy baja. Los términos que involucran a los coeficientes de Einstein son los que predominan, luego

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{(A_{21} \Omega_{13})}{(A_{31} \Omega_{12})}$$

y las intensidades relativas quedan

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{N_3 A_{31}}{N_2 A_{21}} = \frac{\Omega_{13}}{\Omega_{12}} . \quad (2.74)$$

Bajo estas condiciones, cada átomo que alcanza el nivel 2D se desexcita bajo radiación., N_2 y N_3 quedan determinados por el número de excitaciones colisionales y los coeficientes S no quedan involucrados.

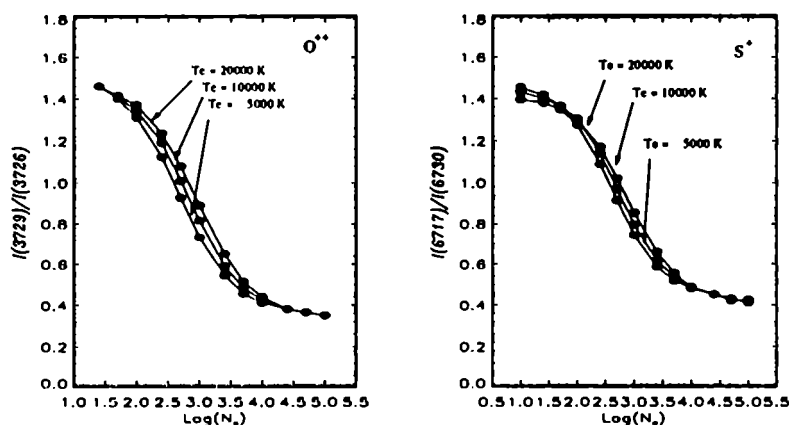


Figura 2.5: **Izquierda.** Cociente de las intensidades de las líneas espectrales del O^{++} , $I(3729)/I(3726)$ como función del logaritmo de la densidad electrónica, N_e . Las tres curvas representan los cocientes para las temperaturas electrónicas T_e 20×10^3 K (curva de arriba), 10×10^3 K (curva del medio) y 5×10^3 K (curva de abajo). **Derecha.** Cociente de las intensidades de las líneas espectrales del S^+ $I(6717)/I(6730)$ como función del logaritmo de la densidad electrónica, N_e . Las tres curvas representan los cocientes para las temperaturas electrónicas T_e 10×10^3 K (curva de arriba), 20×10^3 K (curva del medio) y 5×10^3 K (curva de abajo).

Entre estos dos extremos los cocientes de las intensidades cambian muy rápidamente con la densidad. En la Figura 2.5 vemos la dependencia de los cocientes de las intensidades con la densidad electrónica. Como se ve de la figura, una pequeña dependencia con la temperatura electrónica es apreciable. Esto ocurre porque los niveles 2D están influenciados por intercambios con los niveles 2P .

Las configuraciones clásicas que involucran a niveles p^3 para el cálculo de la densidad electrónica son:

Tabla 2.4: Diagnósticos de densidad nebular. Especie iónica, denominación del espectro, cocientes de la intensidad de los flujos (las líneas espectrales se indican en Å)

Ion	Espectro	Cociente
C^+	$C \text{ II}]$	$I(2326) / I(2328)$
C^{++}	$C \text{ III}]$	$I(1907) / I(1909)$
N^0	$[N \text{ I}]$	$I(5198) / I(5200)$
N^{++}	$N \text{ III}]$	$I(1749) / I(1752)$
O^+	$[O \text{ II}]$	$I(3726) / I(3729)$
O^{+3}	$O \text{ IV}]$	$I(1401) / I(1405)$
Ne^{+3}	$[Ne \text{ IV}]$	$I(2423) / I(2425)$

Continúa en la siguiente página

viene de la página anterior

Ion	Espectro	Cociente
Si ⁺²⁺	[Si III]	I(1883) / I(1892)
S ⁺¹	[S II]	I(6716) / I(6731)
Cl ⁺²⁺	[Cl III]	I(5517) / I(5537)
Ar ⁺³	[Ar IV]	I(4711) / I(4740)

También pueden ser derivadas las abundancias de los elementos respecto del H⁺. En este caso se toma en cuenta que $N(X_i)/N(H^+) = I(\lambda)/I(H_\beta) \times j(H_\beta/j(\lambda))$, en donde $I(\lambda)/I(H_\beta)$ es el cociente del flujo observado, y λ se refiere a la longitud de onda de la transición considerada. $j(H_\beta)$ es la emisividad del H⁺ en la transición H_β la que puede ser calculada mediante la siguiente fórmula: $4\pi j(H_\beta) = 1.387 \times 10^{-25} N_e N(H^+) t^{-0.893} 10^{-0.0424/t}$ (Brocklehurst, 1971). Y $j(\lambda)$ es la emisividad del ion. Típicamente se emplean las siguientes transiciones para calcular la abundancia iónica respecto del H⁺.

Tabla 2.5: Diagnósticos de Abundancias Iónicas.

Ion	Espectro	Línea espectral (Å)
C ⁺	[C II]	2326+28
C ⁺²⁺	[C III]	1907+09
N ⁰	[N I]	5198+5200
N ⁺	[N II]	5755, 6548, 6583
N ⁺²⁺	[N III]	1749+52
O ⁰	[O I]	6300, 6363
O ⁺	[O II]	3726+29, 7320+30
O ⁺²⁺	[O III]	4363, 4959, 5007
O ⁺³	[O IV]	1400+01+05+07
Ne ⁺²⁺	[Ne III]	3342, 3869, 3968
Ne ⁺³	[Ne IV]	2423+25, 4724+25
Ne ⁺⁴	[Ne V]	2975, 3426, 3346
Si ⁺²⁺	[Si III]	1206, 1883+92
S ⁺	[S II]	4068+76, 6716+31
S ⁺²⁺	[S III]	6312, 9069, 9532
Cl ⁺	[Cl II]	3679, 5807, 9383
Cl ⁺²⁺	[Cl III]	5517+37
Cl ⁺³	[Cl IV]	5323, 7531, 8045

Continúa en la siguiente página

viene de la página anterior

Ion	Espectro	Línea espectral (Å)
Ar ⁺⁺	[Ar III]	5192, 7136, 7751
Ar ⁺³	[Ar IV]	2854+68, 4711, 4740, 7170
Ar ⁺⁴	[Ar V]	4626, 6435, 7006

2.3 La nebulosa *Cebolla*

La resolución completa de la dinámica nebular exige el cálculo detallado del equilibrio iónico estadístico tomando en cuenta a todas las especies presentes y todos los procesos de transferencia de energía simultáneamente.

Un acercamiento más esquemático y sencillo permite, sin embargo, formarse también una idea acerca de la estructura de la nebulosa. El esquema parte de la idea de que la nebulosa puede ser dividida en capas concéntricas como una *cebolla*, de allí su nombre. Cada capa está definida por una temperatura electrónica T_e y por una densidad electrónica n_e y sólo se encontrarán dentro de esa capa las especies ionizadas compatibles con los valores de estas variables.

De esta manera podemos clasificar a los iones según el potencial de ionización necesario para producirlos en tres capas o niveles: **Alta**, **Media** y **Baja** energía o potencial de ionización (P.I.). La tabla 2.6 se muestra la clasificación usual hallada en la literatura y que empleamos en esta tesis. En una nebulosa ionizada exclusivamente por la radiación de la estrella central esta clasificación se corresponde con un gradiente de T_e . Sin embargo ondas de choque pueden provocar un aumento de la T_e localmente revirtiendo el gradiente esperado. Esta situación es esperable en las nebulosas de anillo.

Tabla 2.6: Clasificación de las especies iónicas en el modelo *cebolla* de nebulosa. Especie, Potencial de Ionización (P.I.) y zona para el modelo de cebolla

Ion	P.I. eV	Zona
C ⁺	11.3	Baja
N ⁰	0.0	Baja
N ⁺	14.5	Baja
N ⁺⁺	29.6	Media
O ⁰	0.0	Baja
O ⁺	13.6	Baja
O ⁺⁺	35.1	Media

Continúa en la siguiente página

viene de la página anterior

Ion	P.I. eV	Zona
O ⁺³	54.9	Alta
Ne ⁺⁺	41.1	Media
Ne ⁺³	63.5	Alta
Ne ⁺⁴	97.0	Alta
Si ⁺⁺	16.3	Media
S ⁺	10.4	Baja
S ⁺⁺	23.4	Media
Cl ⁺⁺	23.8	Media
Cl ⁺³	39.9	Media
Ar ⁺⁺	27.6	Media
Ar ⁺³	40.9	Media
Ar ⁺⁴	59.8	Alta

En esta clasificación se considera como **Bajo** un potencial de ionización (P.I) inferior a los 25 eV; **Medio** a $25 < \text{P.I} < 50$ eV y **Alto** a $\text{P.I} > 50$ eV.

2.4 Los Efectos del Polvo Interestelar

La importancia del polvo en el MIE hace tiempo que ha sido reconocida. El *Saco de Carbón* es una de las manifestaciones de la Galaxia más fácilmente reconocibles a ojo desnudo. El fenómeno de lo que llamamos polvo interestelar ha sido constatado en casi todos los objetos astronómicos. Por ejemplo, el *Atlas Stromlo* de la Vía Láctea en el Hemisferio Sur demuestra la omnipresencia del polvo y su extremadamente irregular distribución. Las imágenes de la Nebulosa de Trífida muestran la íntima asociación del polvo con las regiones H II. La relación de masas entre polvo/gas es del orden de 0.01 (Aller, 1987) y es razonablemente constante en toda la Galaxia. Las observaciones en radio, en el infrarrojo y en el UV han mostrado la presencia del polvo en muchas nebulosas planetarias.

En lo que concierne a esta tesis, una razón más que importante para estudiar al polvo es el llamado efecto de la *extinción*: el polvo absorbe radiación de alta frecuencia (azul, violeta, UV, etc) y la reemite en frecuencias menores (roja, infrarroja, etc) generando un exceso o *enrojecimiento* en el flujo de las frecuencias menores.

2.4.1 Efectos de Extinción Producidos por el Polvo

Un modelo sencillo de la extinción causada por el polvo se puede expresar mediante la siguiente relación

$$\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda_0)} = \frac{F(\lambda)}{F(\lambda_0)} 10^{C_{ext}f(\lambda)}. \quad (2.75)$$

$F(\lambda)$ y $F(\lambda_0)$ son los flujos medidos en las longitudes de onda λ y λ_0 . Usualmente y por razones prácticas $\lambda_0 \equiv H\beta$. Los valores I representan las intensidades de las líneas espectrales. C_{ext} es el valor de la extinción logarítmica para $H\beta$ mientras que la función $C_{ext}f(\lambda)$ es la extinción logarítmica para λ . En la porción visible del espectro, $f(\lambda) > 0$ para $\lambda < H\beta$ y $f(\lambda) < 0$ para $\lambda > H\beta$. La figura 2.6 muestra

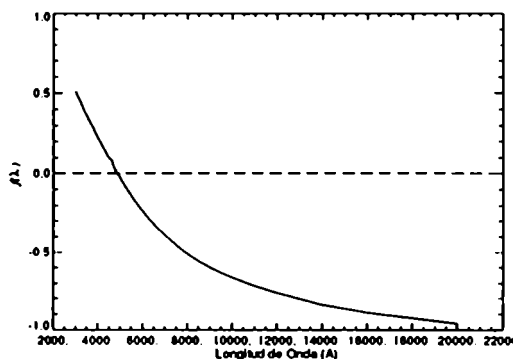


Figura 2.6: Función de enrojecimiento $f(\lambda)$. (Kaler, 1976)

la dependencia de f con λ tal como fue calculada por Kaler (1976). La ley de extinción parece ser bastante uniforme en la región del óptico del espectro electromagnético y en cualquier dirección que observemos del espacio, aunque hay algunas zonas en que ocurren *absorciones anormales* como en *Orión* o *ρ Oph*, etc.

Si A_λ es la extinción medida en magnitudes para la frecuencia λ , el *exceso de color* es $E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V$, en particular

$$E(B - V) = A_B - A_V, \quad (2.76)$$

donde $\lambda_B^{-1} = 2.31$ y $\lambda_V^{-1} = 1.83$ para λ expresado en μm . Podemos expresar la extinción interestelar como $E(\lambda - V)/E(B - V)$ en función de la recíproca de la longitud de onda. Luego

$$\frac{A_\lambda}{E(B - V)} = \frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} + R$$

con

$$R = \frac{A_V}{E(B - V)}$$

el cociente de exceso extinción - color. Numéricamente $R \sim 3.1$ (Savage and Mathis, 1979), mientras que Seaton (1979) adoptó $R = 3.2$. Siguiendo su

deducción

$$X(x) = \frac{A_\lambda}{E(B-V)}, \quad x = \frac{1}{\lambda (\mu m)}. \quad (2.77)$$

La extinción en cualquier frecuencia es

$$10^{C_{ext}(1+f(\lambda))}$$

donde

$$f(\lambda) = \frac{X(x)}{X(H_\beta)} - 1, \quad X(H_\beta) = X\left(\frac{1}{0.4861}\right) = 3.68. \quad (2.78)$$

Luego, de acuerdo a lo definido,

$$f(H_\beta) = 0, \quad C_{ext} = 0.4X(H_\beta)E_{B-V} = 1.47 E_{B-V}. \quad (2.79)$$

El método más popularmente utilizado para determinar la extinción generada por el polvo es mediante el estudio del decremento Balmer. Uno puede emplear los resultados de los modelos radiativos hallados en la sección 2.1 adoptando alguna de las hipótesis allí utilizadas, que hemos abreviado bajo los nombres de Caso A, Caso B y Caso C.

2.5 Las Nebulosas de Anillo

Ya hemos dado cuenta del fenómeno de las *Nebulosas Gaseosas*, su clasificación y la descripción de algunos procesos físicos que ocurren en ellas. En esta sección hablaremos de una nueva clase de nebulosas, conocidas como *Nebulosas de Anillo*: extensas envolturas gaseosas alrededor de estrellas WR de población I, aunque también visibles alrededor de estrellas Of, OB y estrellas azules variables luminosas (o *Luminous blue variables*, LBV).

El nombre de nebulosas de anillo responde a una característica más o menos general de estas nebulosas que es su forma de arco, a veces cerrado. Dados los valores característicos de tasa de pérdida de masa y velocidad terminal del viento, la existencia de nebulosas de anillo es esperable en los alrededores de una estrella WR. Ejemplos clásicos de nebulosas de anillo son NGC 6888, alrededor de la estrella HD192163 de tipo espectral WN6; NGC2359, alrededor de HD56925 de tipo WN5; G 2.4+1.4 alrededor de LSS 4368 de tipo WO, etc.

Los primeros en estudiarlas fueron Johnson y Hogg (1965) quienes concluyeron que la materia que conforma a la nebulosa está constituida principalmente por gas interestelar barrido por el fuerte viento de la estrella. Los

primeros catálogos de nebulosas de anillo son los de Chu (1981), Heckathorn et al (1982) y Chu et al (1983).

Posteriormente Miller y Chu (1993) empleando imágenes CCD con filtros de interferencia realizaron una búsqueda completa de nebulosas de anillo alrededor de estrellas WR galácticas visibles desde del hemisferio norte que incluyó 62 estrellas, agregando al menos tres probables candidatos nuevos a los catálogos existentes y otros tres más que consideran como posibles. Marston et al (1994a; 1994b), por su parte, realizaron una búsqueda similar en el hemisferio sur empleando el catálogo de van der Hucht (1981) de estrellas WR. Emplearon también filtros por interferencia de banda angosta y con un telescopio de gran campo registrando las imágenes sobre CCD. Encuentran seis nuevas nebulosas de anillo (Marston et al., 1994a) y catalogan a otras once como posibles (Marston et al., 1994b).

Combinando estos dos últimos trabajos con los de Miller y Chu (1993) del hemisferio norte, se ha relevado el 92% del catálogo de van der Hucht (1981), lo que representa 145 estrellas, 39 (26.9%) de ellas tienen una nebulosa de anillo asociada. De esta fracción 23 corresponden a nebulosas cuya estrella central es de tipo WN y 13 de tipo WC. Las tres restantes corresponden, una a un sistema WN+WC, otra a una estrella del tipo WO y la restante a un grupo de estrellas WR de distintos tipos (WR37, WR38, WR39). Ocho de las nebulosas detectadas están alrededor de los 17 sistemas WR+OB conocidos: 4 están alrededor de alguno de los 9 sistemas WN+OB conocidos y otros 4 alrededor de los 8 sistemas WC+OB conocidos. Por otra parte el 31% de las estrellas WN y el 16% de las estrellas WC actualmente clasificadas como simples tienen una nebulosa asociada.

No sólo en estrellas WR se observan nebulosas de anillo, también alrededor de estrellas Of. Lozinskaya (1982) y Lozinskaya et al (1984) buscaron nebulosas alrededor de 109 estrellas del tipo Of y hallaron 13, aunque en 7 de estos casos la estrella tiene a una o más estrellas O en las cercanías.

En estrellas *más frías* también se han hallado nebulosas de anillo. Por ejemplo alrededor de estrellas OB con un movimiento propio que supera la velocidad sónica del MIE lo que genera ondas de proa: ζ Oph es un caso típico (Gull and Sofia, 1979) y BD+50°886 (Deharveng et al., 1976; Dyson, 1977). Y en seis casos se hallaron nebulosas de anillo alrededor de estrellas B (van Buren and McCray, 1988).

Entre las estrellas LVB que tienen una nebulosa de anillo el caso más conocido es el de η Car. Walborn (1982) encuentra dos casos más en la Nube Chica de Magallanes: R127 (\equiv IIDE 269858) y Sk-67°266.

2.5.1 Clasificación de las Nebulosas de Anillo

Las nebulosas de anillo sugieren la interacción entre la estrella central excitatriz y el MIE. You-Hua Chu (1981) presenta un esquema de clasificación de las nebulosas de anillo que refleja esta suposición. Las tres categorías en que subdivide a las nebulosas de anillo son (i) Excitadas Radiativamente, R; (ii) Producto de eyecciones estelares, E y (iii) Burbujas barridas por el viento, W.

2.5.2 Regiones H II Radiativamente Excitadas

Las nebulosas tipo R se caracterizan por su inmovilidad y por el espectro que indica excitación radiativa. La velocidad de expansión derivada de los corrimientos Doppler de las líneas espectrales es subsónica y comparable a regiones H II ordinarias. Morfológicamente pueden ser subdivididas en amorfas, R_a y en estructuradas, R_s .

En cuanto la estrella se forma a partir de la nube neutra, comienza a ionizar el ambiente formando una región R_a . Más tarde los fuertes vientos comenzarán a barrer el material dándole forma de envoltura. La envoltura eventualmente detiene su expansión y la nebulosa se convierte en R_s . Según este esquema, las R_a son más jóvenes que las R_s .

Suponiendo que la densidad del MIE es de 1 cm^{-3} y que la energía almacenada en la envoltura es de 10^{50} erg, se necesitan más de 10^6 años para que la velocidad de expansión se reduzca a unos 10 km s^{-1} . Este tiempo es superior al de la fase WR de una estrella.

Eyecciones Estelares

Las nebulosas tipo E se caracterizan por su estructura grumosa y por la irregularidad del campo de velocidades proyectado. Los grumos que se observan podrían deberse a inestabilidades en el flujo que se expande (por ejemplo de Rayleigh - Taylor) o inhomogeneidades en el MIE. Las nebulosas tipo E tienen una vida breve. La densidad de las eyecciones es mayor que 1000 cm^{-3} para M1-67, por ejemplo. Esto significa que la presión interna supera a la del MIE y provoca una rápida expansión. Esta rápida expansión hace decaer rápidamente la *Medida de Emisión* a valores por debajo de los detectados por el Palomar Sky Survey, que es la fuente original en la que se basan las búsquedas de nebulosas de anillo.

En algunos casos la eyección puede quedar encerrada or una burbuja barrida por el viento y así sobrevivir más tiempo. La expansión de la burbuja se detiene, y comienza una etapa de evaporación debida a la conducción térmica

(la temperatura interna es superior a la externa). Cowie y McKee (1977) estiman una vida media de 5×10^4 años para la evaporación aunque, debido a una sobreabundancia de elementos más pesados puede prolongarse un poco más. Si la tasa de enfriamiento es superior a la conductividad térmica, la burbuja puede acrecentar su materia en vez de perderla (Cowie and McKee, 1977).

Esto nos permite suponer que las nebulosas tipo E sólo se encuentran bajo dos circunstancias: o son muy recientes o está atrapadas dentro de una burbuja barrida por el viento. En este último caso las eyecciones pueden continuar, aumenta su vida y por lo tanto la probabilidad de ser detectadas.

Burbujas Barridas por el Viento

Las nebulosas tipo W se caracterizan por presentar delgados filamentos de gas. El tiempo de vida de estas nebulosas puede ser estimado en base a

$$\eta \times (\text{radio/velocidad de expansión}) ,$$

donde η es 0.5 para el caso en que se conserva el momento mecánico (Steigman et al., 1975) y 0.6 para el caso en que se conserva la energía mecánica (Weaber et al., 1977). La edad es menor que el tiempo de la fase WR de la estrella central. La estrella suele encontrarse en el centro de la nebulosa o corrida hacia la zona más brillante. La teoría de la expansión de burbujas (Weaber et al., 1977) puede explicar este fenómeno: las regiones más brillantes se encuentran más cerca de la estrella porque tienen mayor densidad y han sido aceleradas con menor intensidad por el frente de onda.

Las tres categorías presentadas no son excluyentes y sólo se refieren al mecanismo que parece predominar en la constitución de la nebulosa de anillo.

Capítulo 3

La Nebulosa de Anillo Alrededor de θMus

3.1 Estudios Previos

3.1.1 Observaciones Ópticas

La nebulosa óptica alrededor de la estrella de tipo WR, θMus fue observada por primera vez por Heckathorn y Gull (1980) y Heckathorn et al (1982). Ellos realizaron la primera búsqueda sistemática de nebulosas de anillo alrededor de todas las estrellas WR del catálogo de van der Hucht (1981). Como fuente inspeccionaron placas fotográficas de baja resolución espacial obtenidos a través de filtros de banda angosta centrados en las frecuencias de las transiciones prohibidas del S^+ , $\lambda = 6730$ ($\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$); del H^+ , H_α , $\lambda = 6570$ ($\Delta\lambda = 75 \text{ \AA}$) (que incluye a las transiciones del N^+) y H_β , $\lambda = 4861$ ($\Delta\lambda = 28 \text{ \AA}$); del O^{++} , $\lambda = 5007$ ($\Delta\lambda = 28 \text{ \AA}$) y del continuo en $\lambda = 4225$ ($\Delta\lambda = 60 \text{ \AA}$). Estos filtros están cuidadosamente elegidos de manera de obtener imágenes en las longitudes de onda en las que la luz de las nebulosas es más intensa. Los campos de cada placa cubrían un diámetro de $7^\circ.1$ de cielo y fueron centrados sobre el plano de la Vía Láctea y 5° por encima y por debajo del mismo ($l, b = 0, \pm 5^\circ$ en coordenadas galácticas). Datos adicionales de estas placas se encuentran en Parker et al (1979).

Heckathorn et al (1982) asocian la nebulosidad claramente visible en una placa de O^{++} con la estrella θMus , y la describen como una estructura en forma de arco ubicada aproximadamente $33'$ al Sur de la estrella WR. La apariencia general es el de una serie de arcos conectados entre sí y de una longitud total de $67'$ según los autores. En otra placa de la misma zona del cielo pero con el filtro centrado en H_α , los autores observan también emisión nebulosa filamentosa en forma de J, *aunque no coincidente con la emisión del*

Tabla 3.1: Datos interferométricos en H_α obtenidos por Chu y Treffers (1981) para la nebulosa óptica de θ Mus. La primera columna indica la posición observada respecto de la posición de la estrella WR. La segunda columna es la velocidad respecto al *local standard of rest*. La tercera columna es el ancho completo a mitad de altura de la línea.

Desplazamiento	V_{LSR}	FWHM
	km s ⁻¹	km s ⁻¹
51"E, 32'S	-15.7	21
51"E, 24'S	-11.2	21
108"E, 14'S	-15.6	32
108"E, 60' S	-17.9	26

O⁺⁺. No observan emisión en S⁺ ni en H_β .

Chu y Treffers (1981) observaron la nebulosa óptica alrededor de θ Mus mediante interferogramas Fabry-Perot con el telescopio de 91 cm de CTIO. En todas las observaciones emplearon un filtro de banda angosta centrado en H_α y un diámetro del haz de 2'. Cuatro zonas distintas de la nebulosa fueron observadas y los resultados obtenidos son reproducidos en la tabla 3.1.1. Según los autores las líneas del espectro no muestran variación de corrimiento Doppler (velocidad radial) significativo respecto a la posición. Tampoco muestran evidencias de división. Esto indica que no hay expansión de la nebulosa o ésta es demasiado lenta para ser detectada con el instrumental usado. Los anchos de las líneas tampoco permiten suponer un flujo turbulento y se corresponden con un ensanchamiento térmico debido a una temperatura de 7000 K.

NO EXISTEN ESTUDIOS PREVIOS DE ESPECTROS ÓPTICOS DE LA NEBULOSA ANILLO ALREDEDOR DE θ Mus NI TAMPOCO IMÁGENES CON DETECTORES CCD.

3.1.2 Las Observaciones en Radiofrecuencias

Con el fin de estudiar la cinemática y la distribución espacial del Hidrógeno neutro alrededor de la estrella θ Mus, Cappa de Nicolau y Niemela (1984) observaron el entorno de la estrella en la línea de 21 cm ($\nu = 1420$ MHz, producida por la transición entre los dos estados de la estructura hiperfina del nivel fundamental) con la antena de 30 m del IAR que tiene un haz de 34'

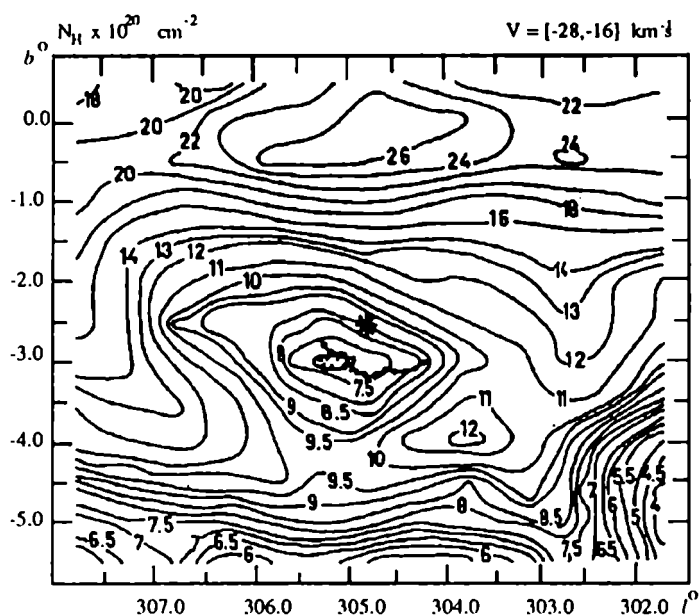


Figura 3.1: Mapa de contornos de igual densidad en función de la latitud y la longitud en el rango de velocidades $-28 \leq V \leq -16 \text{ km s}^{-1}$. Los niveles de los contornos son 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9, 9.5, 10, 11, 12, 13, 14, 16, 18, 20, 22, 24 y $26 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. En el centro de la figura se marca la posición de la estrella $\theta \text{ Mus}$. La curva con círculos negros indica la posición de la nebulosa óptica tal como se ve en el trabajo de Heckathorn et al (1982). Extraído de Cappa de Nicolau y Niemelä (1984)

de arco del cielo para esta frecuencia. Las observaciones están espaciadas por $0^\circ.5$ tanto en longitud como en latitud y cubren un área $301^\circ.75 \leq l \leq 307^\circ.75$ y $-5^\circ.5 \leq b \leq +0^\circ.5$ en coordenadas galácticas. La posición de la estrella $\theta \text{ Mus}$ es $l = 304^\circ.67$, $b = -2^\circ.49$ (para una descripción de las coordenadas galácticas ver Apéndice A). Cada posición fue observada en el rango de velocidades $(-90, +130) \text{ km s}^{-1}$ con filtros de banda angosta que dan una resolución de 2 km s^{-1} en la línea de 21 cm .

Los autores muestran una serie de gráficos de contorno de igual temperatura de brillo, T_b , centrados en $l = 305^\circ$ y observan una disminución en la misma para el rango de velocidad $-30 \leq v \leq -10 \text{ km s}^{-1}$ que sugieren un movimiento peculiar del gas interestelar en la región. La densidad de la columna de Hidrógeno neutro está dada según la siguiente fórmula

$$N_{H_I} = 1.823 \times 10^{18} \int_{v_1}^{v_2} T_b dv \quad \text{cm}^{-2},$$

es decir, una disminución en la temperatura de brillo indica una disminución en la columna de Hidrógeno neutro. $\theta \text{ Mus}$ está ubicada según los autores, dentro de una cavidad o burbuja de H^0 . (ver Figura 3.1). Las características generales de esta cavidad son las siguientes:

(l, b)	V	d	$\Delta l \times \Delta b$	$D_1 \times D_2$	r	z
	km s ⁻¹	(° × °)	pc × pc	pc	pc	
(305°, -3°)	-23	1.8	4 × 2.5	126 × 79	50	-100

En la tabla anterior d es la distancia estimada a la burbuja, $\Delta l \times \Delta b$ son las dimensiones angulares, $D_1 \times D_2$ las dimensiones geométricas suponiendo la distancia dada, r es un radio medio y z la distancia al plano galáctico estimada. La distancia fue estimada mediante el modelo de Schmidt (1965). De acuerdo a este modelo y al patrón de los brazos espirales de la Galaxia (Humphreys, 1976), la cavidad de II⁰ se encuentra ubicada en el brazo de Carina - Sagitario. Smith (1968) determinó fotométricamente la distancia de θ Mus : $d = 2$ kpc. La coincidencia espacial del agujero con la nebulosa óptica y la coincidencia en la distancia indican que ambas están relacionadas por un origen común.

Por otra parte las observaciones en el continuo de radio no muestran ningún aumento en la dirección de la nebulosa de θ Mus lo que implica una densidad electrónica muy baja. Esto refuerza la hipótesis de que la nebulosa es una burbuja barrida por la acción del viento de la estrella WR. Por otra parte, la expansión de la burbuja es en dirección contraria al plano galáctico.

Cappa de Nicolau y Niemela (1984) estiman que la masa de H⁰ faltante en la cavidad es de

$$M_{H^0} = (3.1 \pm 1.0) \times 10^{-3} d^2 M_{\odot} \text{ pc}^{-2} ,$$

lo que a la distancia estimada de $d = 1.8$ kpc corresponde a

$$M_{H^0} = (100.0 \pm 3.2) \times 10^3 M_{\odot} .$$

Esta masa barrida es similar a la observada en el caso de remanentes de supernova (Colomb and Dubner, 1982; Venger et al., 1982). Estimaciones de masas barridas por estrellas WR (Johnson, 1973; Treffers and Chu, 1982; Chu, 1982) dan valores significativamente menores. Pero debe tenerse en cuenta que estos últimos fueron obtenidos para el caso de estrellas de tipo WN. θ Mus es de tipo espectral WC6 (ver 3.2), lo que de acuerdo a los actuales diagramas evolutivos significa que es más vieja que las WN y por lo tanto tuvo más tiempo para barrer la masa de los alrededores. Por otra parte las estimaciones de estos últimos autores se basan en datos ópticos.

3.2 La Estrella Central

θ Mus = HD113904 = WR48, según el catálogo de van der Hucht et al (1981), es un sistema múltiple que consiste de una binaria visual de dos estrellas

separadas por $5''.3$ una de otra y con una diferencia de 1.6 magnitudes en brillo (Jeffers et al., 1963) designados A (la más brillante) y B. θ Mus A tiene un espectro clasificado como O9I + WC6. Las emisiones de la estrella WR muestran variaciones en la velocidad radial con un período de 18.3 días, mientras que las líneas de la O9I no se mueven con este período. Esto hace suponer que θ Mus A es un sistema triple compuesto de un sistema binario WC6 + (O) con una supergigante O9 de período muy largo (Moffat and Seggewiss, 1977). En el espectro de la estrella se puede observar la absorción interestelar por medio del estudio de la línea K del Ca^+ ($\lambda 3933 \text{ \AA}$). Cappa de Nicolau y Niemela (1984) encuentran una componente en la línea que indica la presencia de un nube circumestelar.

θ Mus B tiene un espectro clasificado como O9II (Walborn, 1973; Conti et al., 1977).

La figura 3.2 muestra un espectro unidimensional de la estrella θ Mus que obtuvimos en febrero de 1995 con el telescopio de 2.15 m de CASLEO empleando el espectrógrafo REOSC con una red de difracción de 600 l mm^{-1} . El espectro se encuentra calibrado (ver 3.4) y se han identificado las principales líneas espectrales.

3.3 Nuevas Observaciones de la nebulosa de anillo alrededor de θ Mus

Las primeras imágenes digitales directas con detector CCD de la nebulosa de anillo alrededor de θ Mus fueron llevadas a cabo por la Dra. Niemelä en el CTIO en marzo de 1994. Ella empleó el telescopio Schmidt con cámara directa CCD, colocándole filtros de banda angosta ($\Delta\lambda \sim 50 \text{ \AA}$) centrados en las frecuencias de H_α y O^{++} (5007 \AA). El campo del telescopio Schmidt cubre aproximadamente un área de $30' \times 30'$ de cielo. Se realizaron varias exposiciones en dirección $33'$ al sur de la estrella central, y algunas corridas además unos $15'$ al este. Las imágenes con filtros centrados en H_α fueron obtenidas con un tiempo de exposición de 300 s, mientras que las imágenes con filtros centrados en O^{++} , el tiempo de exposición es de 900 s. En la tabla 3.3 presentamos las coordenadas de telescopio y los filtros empleados en las observaciones. Las coordenadas de θ Mus son A.R. = 13:08:04 $\delta = -65:18$.

3.3.1 Calibración de las Imágenes

Para la calibración empleamos el sistema de procesamiento de imágenes digitales IRAF, desarrollado por NOAO y el paquete STSDAS, del STScI. IRAF es un conjunto de programas que permite realizar toda la calibración, el

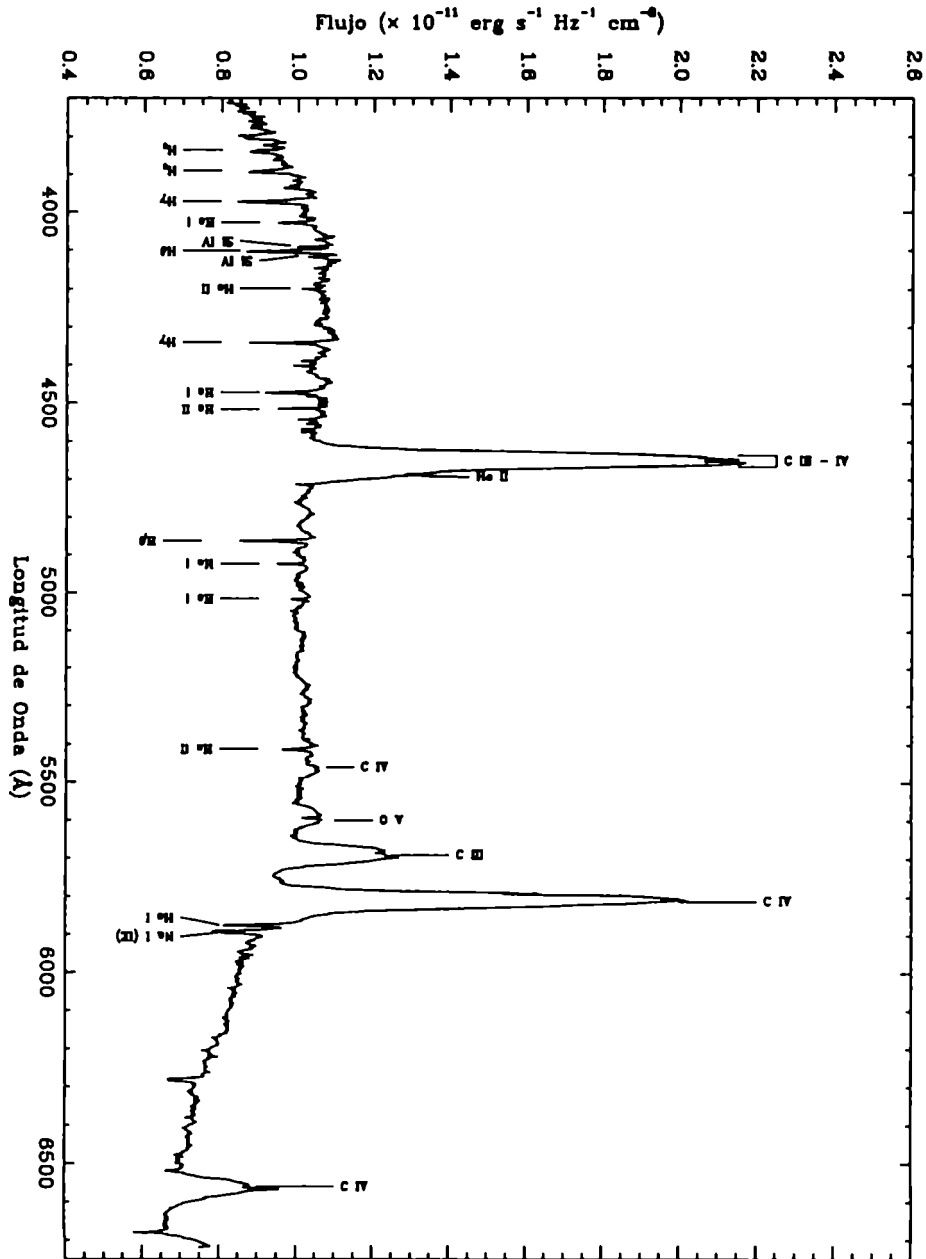


Figura 3.2: Espectro unidimensional calibrado de la estrella θ Mus obtenido con el telescopio de 2.15 m de CASLEO con el espectrógrafo REOSC y una red de difracción de 600 l mm^{-1} . Se han identificado las líneas espectrales más importantes.

Tabla 3.2: Denominación, coordenadas de telescopio y filtro para cada posición estudiada en la nebulosa con telescopio Schmidt.

Denominación	A.R	Declinación	Filtro
Campo A	13:08.00	-65:53:56	H_{α}
Campo B	13:09.00	-65:58:54	H_{α} y O^{++} (5007 Å)
Campo C	13:09.33	-66:03:49	H_{α}

procesamiento y el análisis de los datos astronómicos recogidos por medio de detectores CCD. La complejidad de IRAF puede ser medida por el tamaño de los 6 volúmenes de unas 300 páginas aproximadamente que conforman su manual de operación. Es un software de propósitos generales que puede ser ejecutado en una amplia gama de arquitecturas y provee un ambiente de programación científico sumamente adecuado para seguir agregándole aplicaciones diseñadas específicamente. Para este trabajo de tesis, empleamos la versión Sun/IRAF V2.10.4 (Octubre de 1995) para SunOS sobre las estaciones de trabajo tipo SPARC actualmente en funcionamiento en el IAFE.

Imágenes de calibración. Los detectores CCD son un arreglo o matriz de fotodetectores (desde el punto de vista del procesamiento se los llama píxeles) que transforman la energía luminosa en corriente eléctrica en una relación proporcional. Diversos procesos físicos, ajenos al objeto en estudio, pueden ocasionar el surgimiento de corrientes en el detector que determinan mayor número de cuentas por píxel. El efecto de esas corrientes espúreas es aditivo, es decir que deben ser restadas de la imagen. Otra característica de los CCD es la distinta *ganancia* o factor de conversión fotón/electrón de cada uno de los elementos que lo conforman. En este caso el efecto es multiplicativo.

Para corregir estos problemas se adquieren una serie de imágenes de calibración, que se detallan a continuación:

bias. Es el nivel de cuentas mínimo que tiene el detector, simplemente por ser un objeto termodinámico a una determinada temperatura. Como los objetos astrofísicos son por naturaleza débiles el CCD es enfriado (en nuestro caso por nitrógeno líquido) a una temperatura de régimen de unos -180 C. Aún así el número de cuentas que se puede obtener es de aproximadamente 1000 sobre un máximo que puede registrar cada detector de 32500 (esto es por la cantidad de *bits* que puede codificar). Para un objeto tan difuso y débil como la nebulosa de θ Mus, el número de cuentas esperable es a lo sumo de 500 sobre el nivel basal. Para corregirlo se obtienen imágenes con

tiempo de exposición nulo.

darks. Al igual que el bias, las corrientes de oscuridad son producto de la agitación térmica en el detector. Si se diferencia a ambos, es que en el primero se toma en cuenta el nivel mínimo que siempre hay, mientras que en estos últimos se registra la cantidad de cuentas en exceso a ese nivel pedestal que se incorporan a lo largo de una exposición prolongada (por ejemplo, 30 min). Para corregirlo se toman imágenes con el obturador cerrado, con una exposición de unos 20 a 30 min. En general, la cuentas por dark son muy pocas (del orden de la unidad por cada hora de exposición) por lo que estas imágenes sólo son adquiridas para verificación.

flats. En un arreglo de 1024×1024 fotodetectores es de esperar que no todos posean igual factor de conversión de energía lumínica a energía eléctrica (ganancia). Incluso, por razones de construcción, puede darse un gradiente de ganancia en distintas partes del detector y no sólo una variación local, de pixel a pixel. Para corregirlo se toman distintos tipos de imágenes llamadas de *campo plano* o *flats*. Los más típicos son los flats de lámpara. En este caso se registra la luz de una lámpara de luz blanca producida por un arco de tungsteno y que produce un espectro continuo.

Los efectos de la desigual ganancia de los pixeles del chip, son multiplicativos. Para corregirlos se divide el valor de las cuentas de cada pixel de la imagen observada, por el valor de cuentas del mismo pixel de la imagen de calibración y luego se multiplica por un valor promedio.

3.4 Imágenes CCD espectrales

Las primeras imágenes espectrales de la nebulosa de anillo alrededor de θ Mus fueron realizadas con los telescopios de los observatorios de Córdoba y CASLEO entre enero de 1994 y febrero de 1996.

Córdoba. Entre el 28 de abril y el 2 de mayo de 1995 obtuvimos espectros con el multiespectrógrafo y una red de 600 l mm^{-1} con el telescopio de 1.5m de la Estación Astrofísica de Altura de Bosque Alegre (UNC), registrando las imágenes en un detector CCD de 1034×1024 pixeles con una exposición de 1 hora por cada imagen. Con esta configuración se obtiene una resolución de 1.6 \AA/pixel y una resolución espacial de $0.38''/\text{pixel}$. Colocamos la red del espectrógrafo en dos posiciones: (a) con un ángulo de 45° con el que abarcábamos un rango en longitud de onda λ $5720 - 7250 \text{ \AA}$ (espectros rojos) y (b) ángulo de 43° con el que abarcábamos un rango de λ $3650 - 5300 \text{ \AA}$ (espectros azules). La ranura del espectrógrafo tenía una apertura de $400 \mu\text{m}$ equivalentes a $2''.6$ en el cielo, en tanto que la longitud de la ranura era

de $3'.71$ en el cielo.

CASLEO. Entre el 10 y el 20 de enero de 1994, y entre el 9 y el 15 de febrero de 1996, realizamos observaciones con el espectrógrafo REOSC (perteneciente al *Institute d'Astrophysique* de Liège, Bélgica) en modo de dispersión simple (DS) con una red de 600 l mm^{-1} con el telescopio de 2.15m de CASLEO, registrando las imágenes en un CCD de 1024×1024 pixeles de lado. En esta configuración, la resolución es de 1.5 \AA/pixel . En tanto que en la dirección espacial, la resolución es de $0.98''/\text{pixel}$ (Levato, 1995). Para abarcar el mayor rango espectral posible colocamos la red de dispersión del espectrógrafo en tres ángulos distintos: (a) $8^\circ.33$ que nos da un rango espectral de $\lambda 3580 - 5270 \text{ \AA}$, (b) 11° que nos da un rango espectral de $\lambda 5080 - 6680 \text{ \AA}$ y (c) 14° que nos da un rango espectral de $\lambda 6650 - 8200 \text{ \AA}$. En algunos casos, elegimos el ángulo (a) y para observar la zona roja del espectro (d) un ángulo de $12^\circ.5$ que nos da un rango espectral de $\lambda 5860 - 7400 \text{ \AA}$. Los tiempos de exposición fueron en todos los casos de 20 m para los espectros rojos (ángulos (c) y (d)) y de 30 m para los espectros azules (ángulos (a) y (b)). La apertura de la ranura del espectrógrafo fue fijada en 250μ , equivalentes a $2''.85$ en el cielo, y la longitud de la ranura equivale a $2'.73$ en el cielo. En la tabla 3.4 resumimos las distintas posiciones de la ranura en las observaciones espectroscópicas junto con las coordenadas ecuatoriales del telescopio (1996).

Además de la nebulosa de anillo alrededor de $\theta \text{ Mus}$ observamos a la nebulosa N11 C (IC1769) de la Nube Grande de Magallanes.

Tabla 3.3: Denominación, coordenadas e instrumento para cada posición estudiada en la nebulosa.

Denominación	A.R	Declinación	Instrumento
Posición 1	13:08:01	-65:53:56	CASLEO, Córdoba
Posición 2	13:08:01	-65:58:54	CASLEO
Posición 3	13:08:01	-66:03:49	CASLEO
Posición 4	13:20:29	-65:37:10	CASLEO
Posición 5	13:12:33	-66:02:02	CASLEO
Posición 6	13:08:01	-65:28:01	CASLEO
Posición 7	13:08:01	-65:38:01	CASLEO

La figura 3.3 muestra en forma esquemática la distintas posiciones ob-

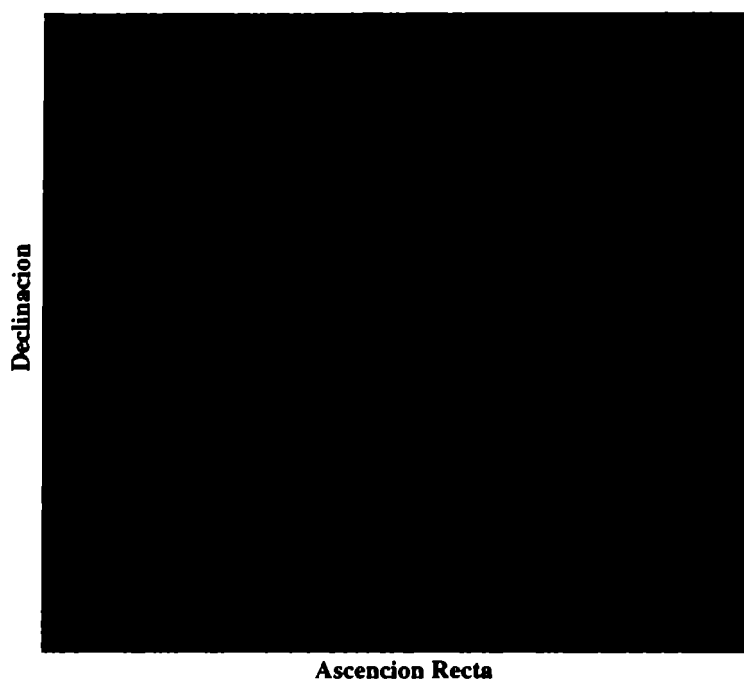


Figura 3.3: Mapa de la zona alrededor de la estrella θ Mus construido mediante el Southern Sky Survey digitalizado por el STScI. La curva de trazo lleno representa la posición de la nebulosa. El cuadro en línea punteada es la zona observada con imágenes del telescopio Schmidt de CTIO. Los números representan las distintas posiciones de la ranura en las imágenes espectrales. La flecha indica la posición de la estrella.

servadas en los turnos mencionados. La imagen muestra un campo del cielo de $3^\circ \times 3^\circ$ en la zona de θ Mus que forma parte del Southern Sky Survey. Este catálogo fue obtenido mediante el UK Schmidt Telescope ubicado en el AAO y digitalizado por el STScI, el que además permite su consulta a través de Internet. Sobre la imagen se ha esquematizado a la nebulosa óptica. El cuadro en línea punteada representa toda la zona examinada con imágenes del telescopio Schmidt, mientras que los números señalan la posición de la ranura en las imágenes espectrales.

Calibración de los datos

Además de las imágenes de calibración descritas en 3.3.1, las imágenes espectrales requieren otras imágenes de calibración que se detallan a continuación.

- **Calibración en longitud de onda.** Inmediatamente antes o después de la adquisición del espectro de un objeto astrofísico se registra un *espectro de comparación* de una lámpara gaseosa cuya composición

química es conocida. Esta exposición es muy breve (algunos segundos) y debe ser realizada con el telescopio en la misma posición (declinación y ascensión recta) que tiene el objeto en estudio. Dependiendo de la región espectral estudiada y del modo de trabajo (dispersión simple o cruzada) se elige la lámpara, de manera de tener una cantidad razonable de líneas espectrales suficientes como para poder realizar una calibración completa del espectro. Las lámparas de comparación usadas fueron de He-Ne en Córdoba y de He-Ne-A en CASLEO.

- **Calibración en flujo.** La calibración en flujo (o energía), requiere la adquisición de espectros de estrellas llamadas *patrones de flujo*. La decisión de cuales estrellas utilizar se realiza en base al rango óptico a observar, así como también de la disponibilidad de la estrella para ser observada en base a la época del año y su posición en el cielo. En Córdoba empleamos como estrella patrón a *eg274* cuyo flujo fue calibrado por Baldwin y Stone (1984). En CASLEO empleamos las estrellas *hr1544* y *hr4963* cuyos flujos fueron calibrados por Hamuy et al (1992).

La calibración de los espectros fue realizada mediante el paquete `noao-twodspec.longslit` que permite trabajar con los espectros bidimensionales de ranura larga sin necesidad de convertirlos a espectros unidimensionales. A cada uno de ellos se les sustrajo las cuentas de bias, se los corrigió por defectos de ganancia e iluminación. La calibración en longitud de onda fue realizada utilizando polinomios spline cúbicos con grado inferior a 5, en todos los casos.

Para calibrar en flujo se tuvo que *extraer* el espectro de la estrella patrón. Esto significa, definir una ventana espacial en la imagen, a lo largo de la cual se van sumando las cuentas registradas para cada longitud de onda. Esta ventana espacial es muy importante dado que el flujo es una integral en ángulo sólido. Lo que hacemos es hallar la cantidad de fotones (medida en cuentas) registradas para cada longitud de onda en un ángulo sólido cuyas dimensiones están definidas por la apertura de la ranura del espectrógrafo y la ventana espacial de extracción. Una vez extraído el espectro, este es comparado con los valores de referencia para la estrella patrón, lo que nos da la *sensibilidad* del detector para cada longitud de onda; básicamente se trata de un factor de conversión entre número de cuentas y energía. La sensibilidad es una función de la longitud de onda. Una vez obtenida en la estrella patrón, es aplicada a los objetos bajo estudio.

Capítulo 4

Resultados de las observaciones de la Nebulosa de Anillo alrededor de θ *Mus*

4.1 Imágenes CCD Directas

En la figura 4.1 se muestra una de las imágenes digitales de la nebulosa 33' al sur de θ *Mus* (Campo A) obtenida mediante un filtro centrado en H_{α} . Se puede observar claramente parte del arco de la nebulosa, así como una estructura filamentosa más intensa en la zona central. La estructura se muestra compleja con un *brazo* que proviene desde el sureste y se confunde con el arco central.

En la figura 4.2 se muestra la imagen de la nebulosa 30' al sur de θ *Mus* pero corrida 15' al este (Campo B) y la figura 4.3 muestra el Campo C en H_{α} y donde se observa en el borde sureste (abajo izquierda) que la estructura del arco de la nebulosa no es continua y surge lo que parece ser otro brazo.

En la figura 4.4 se observa la nebulosa en el Campo B a través de un filtro de banda angosta centrado en O^{++} . La nebulosa en el O^{++} es mucho más filamentosa que en H_{α} y recuerda inmediatamente la morfología de los remanentes de supernova. En particular son comparables a los del remanente del Velo (ver figura 2.1).

La comparación por inspección visual de las figuras 4.2 y 4.4 inmediatamente permite apreciar que las posiciones relativas de los máximos de intensidad de H_{α} y O^{++} no son coincidentes: O^{++} es más intenso *hacia adentro* de la nebulosa; H_{α} lo es *hacia afuera*.

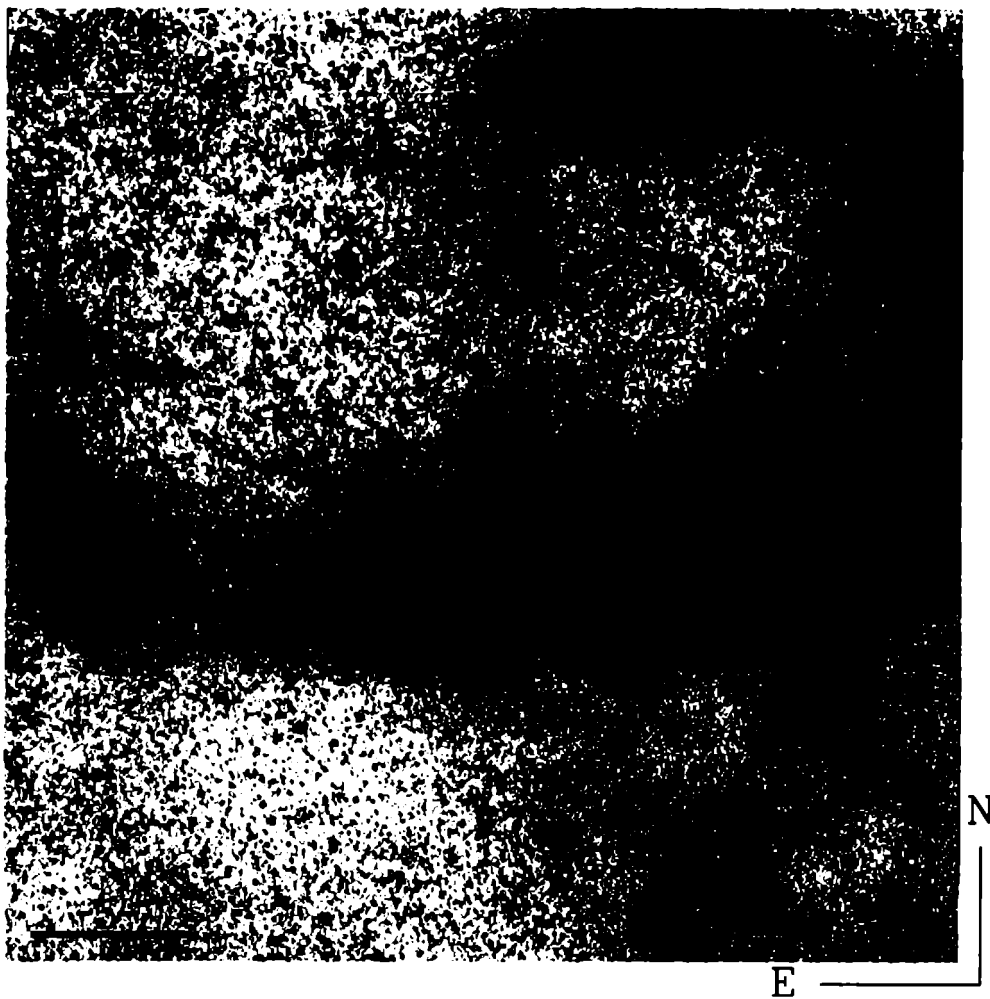


Figura 4.1: Imagen negativa de la nebulosa 33' al sur de θ Mus (Campo A) obtenida con el telescopio Schmidt a través de un filtro angosto centrado en H_{α} en CTIO.

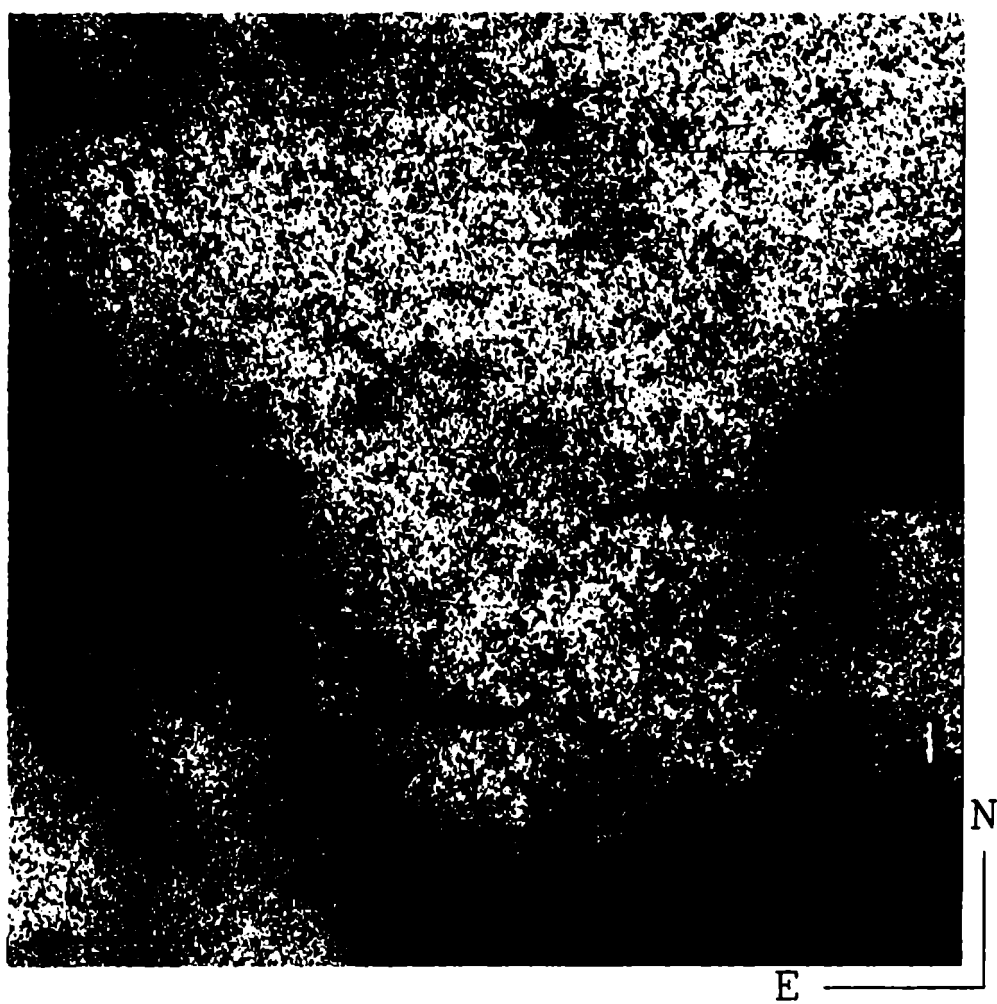


Figura 4.2: Imagen negativa de la nebulosa 33' al sur y 15' al este de θ *Mus* (Campo B) obtenida con el telescopio Schmidt a través de un filtro angosto centrado en H_{α} en CTIO.

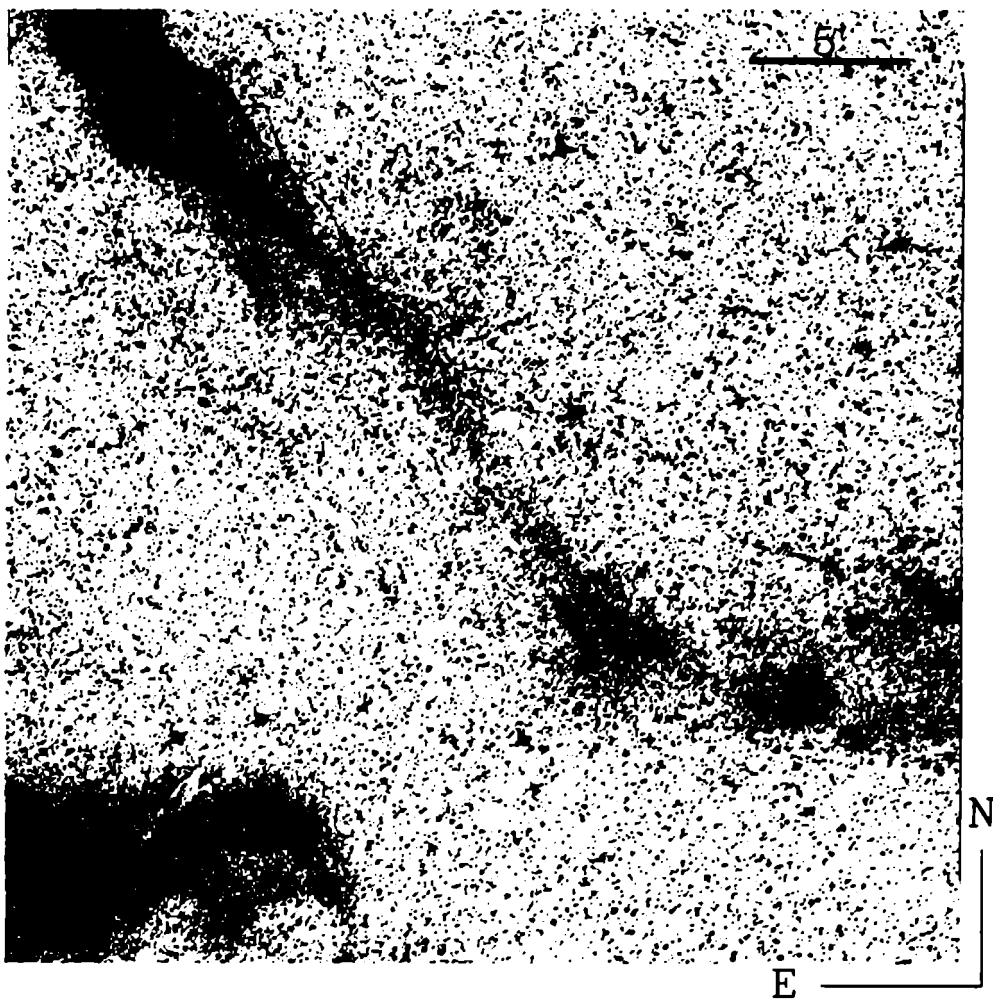


Figura 4.3: Imagen negativa de la nebulosa 33' al sur y 20' al este de θ *Mus* (Campo C) obtenida con el telescopio Schmidt a través de un filtro angosto centrado en H_{α} en CTIO.

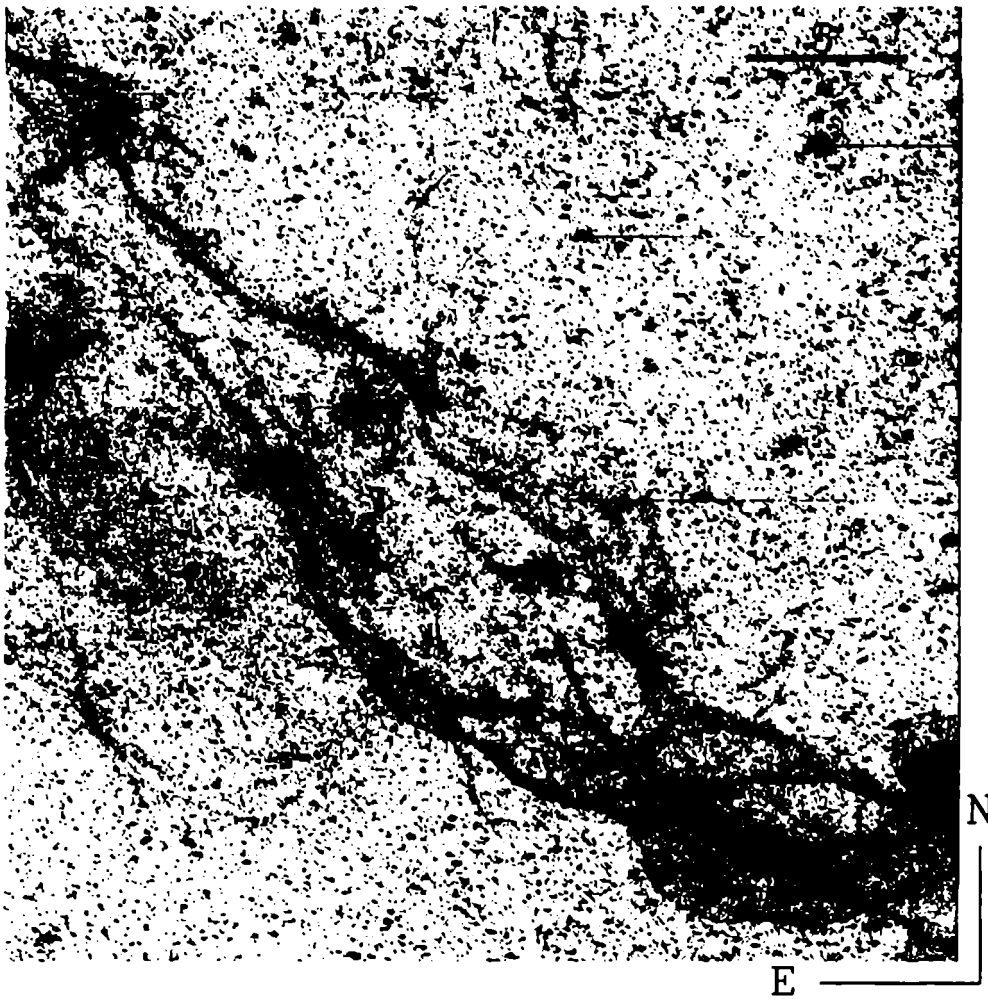


Figura 4.4: Imagen negativa de la nebulosa 33' al sur y 15' al este de θ Mus (Campo B) obtenida con el telescopio Schmidt a través de un filtro angosto centrado en $O^{++}(\lambda 5007)$ en CTIO.

4.2 Imágenes CCD Espectrales

En la Posición 1 (ver tabla 3.4), la ranura fue colocada en dirección norte - sur. La posición exacta de la ranura se puede ver en la figura 4.5. La figura (a) es una reproducción de la figura 4.2 obtenida con el telescopio Schmidt a través de un filtro centrado en O^{++} . Una ampliación de la zona donde se ubicó la ranura del espectrógrafo se puede ver en la figura 4.5(c), la ubicación de esta ampliación en la imagen completa, está indicada por un recuadro en línea punteada y la letra (c). En la figura (c) se puede ver que la ranura atraviesa una zona de mayor intensidad en O^{++} , a la que con una flecha, hemos llamado *Nudo*. El espectro calibrado se muestra en la figura 4.6. En el margen izquierdo se señala la calibración en longitud de onda y en el margen inferior la escala espacial en segundos de arco del cielo. Se ha realizado la identificación de las principales líneas nebulares. Los puntos blancos son rayos cósmicos, los trazos continuos en la dirección de dispersión, son estrellas que entraron en el campo de observación. Las demás líneas corresponden a líneas del cielo local. La línea rotulada O^0 (5577 Å) está completamente contaminada por la atmósfera local. En las condiciones física dentro de la nebulosa esta debe ser más débil que O^0 6300 Å y que O^0 6363 Å.

Se observa claramente el aumento en la intensidad en O^{++} , en la posición que hemos llamado *nudo* lo que indica una diferencia en las condiciones físicas dentro de esta zona que serán descritas más abajo.

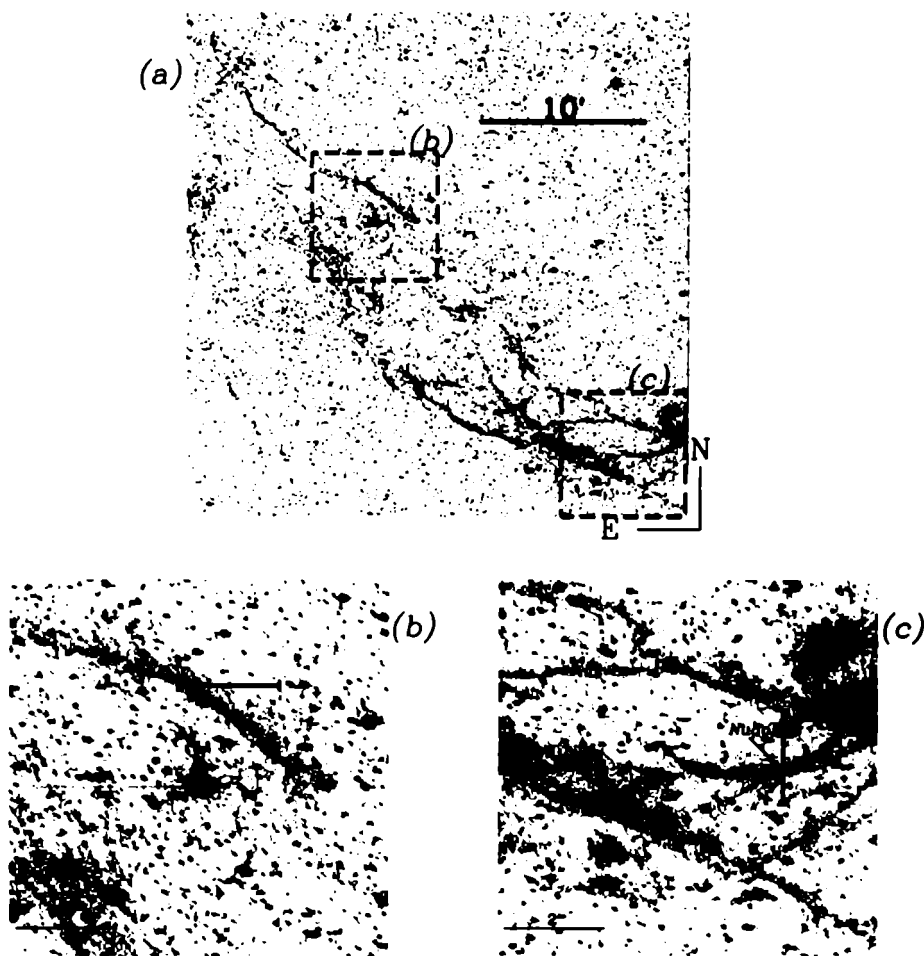


Figura 4.5: Ubicación de la ranura en la Posición 1. (a) Campo B obtenido con el telescopio Schmidt. (b) Imagen ampliada de la zona rotulada como (b) en la imagen central y que muestra la posición exacta de la ranura en la Posición 4. (c) Idem (b) para la Posición 1.

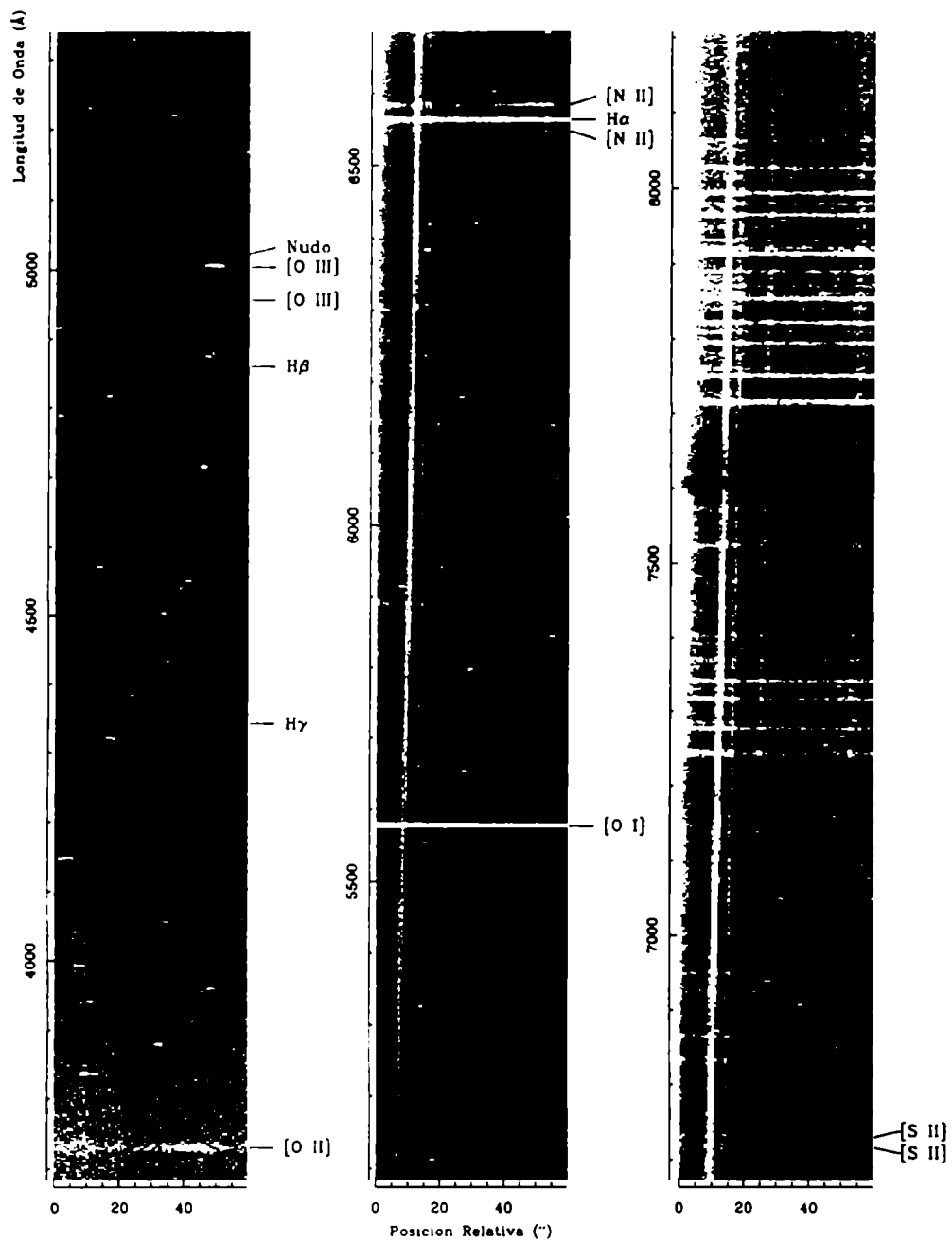


Figura 4.6: Imagen espectral obtenida en la Posición 1. En el margen izquierdo se muestra la calibración en longitud de onda. En los márgenes inferiores la escala espacial en segundos de arco. Se ha indicado el *nudo* en O^{++}

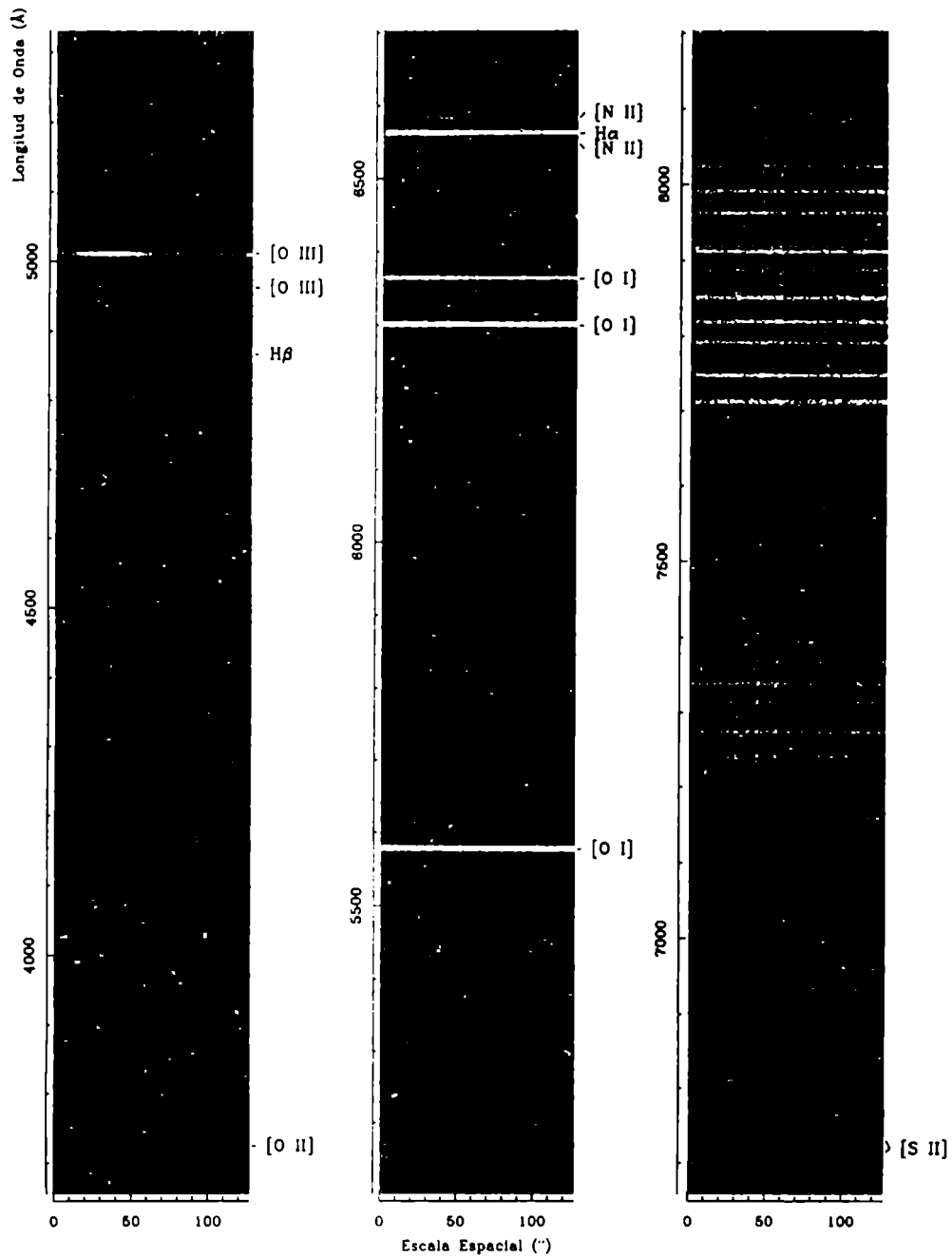


Figura 4.7: Imagen espectral obtenida en la Posición 4. En el margen izquierdo se muestra la calibración en longitud de onda. En el margen inferior la escala espacial en segundos de arco.

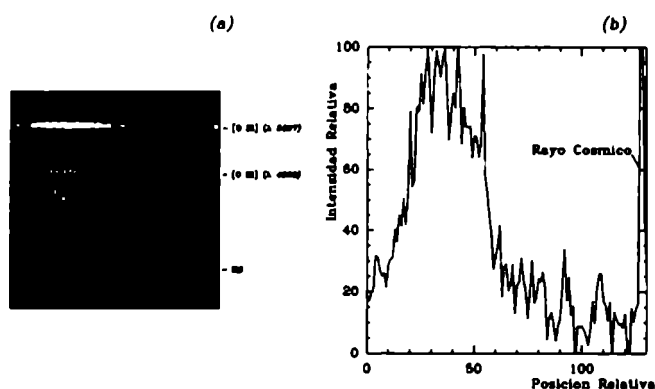


Figura 4.8: (a) Ampliación de la zona cercana a la línea $\lambda 5007$ del O^{++} del espectro en la Posición 4. (b) Variación de la intensidad relativa del flujo en $\lambda 5007$ obtenida como imagen unidimensional de la figura (a).

En la misma figura 4.5 se muestra la ubicación de la ranura en la Posición 4. En este caso la ranura está orientada este - oeste y también cruza por encima de una zona más brillante en O^{++} . En el espectro se ve claramente que O^{++} es más intenso al este (figura 4.7). Además se ve que no hay variación en la intensidad de las líneas de hidrógeno. Para resaltar este comportamiento de la línea de O^{++} , mostramos una imagen reducida del espectro, alrededor de la línea del O^{++} 5007 Å y a su costado un corte a lo largo del eje espacial que muestra la variación relativa de la intensidad del flujo (figura 4.8).

La Posición 5 de la ranura del espectrógrafo se muestra en la figura 4.9: en (a) se muestra una reproducción de una imagen del Campo C, mientras que (b) muestra la ubicación exacta de la ranura del espectrógrafo. Como se ve de la figura la intensidad en la línea H_{α} es constante. En la figura 4.10 se puede ver el espectro reducido obtenido en esta posición junto con la identificación de las principales líneas nebulares. De la imagen se aprecia que O III 5007 Å es más débil que H_{β} y que O III 4959 Å no es detectada. Si se ven O^{+} 3727 Å y O I 6300 y 6363 Å. Las demás líneas son atmosféricas, incluyendo a O^0 5577 Å.

La Posición 2 corresponde a la ranura del espectrógrafo ubicada 5' al sur de la nebulosa (38' al sur de la estrella) y con orientación este - oeste. La Posición 3, corresponde a la ranura del espectrógrafo 10' al sur de la nebulosa (43' al sur de la estrella). La figura 4.11 muestra los espectros en estas posiciones. Se observa que las líneas nebulares son más débiles que las mostradas en las imágenes anteriores.

La Posición 6 corresponde a la ranura del espectrógrafo ubicada 10' al sur de la estrella y la Posición 7, a la ranura a 20' al sur de la estrella. La

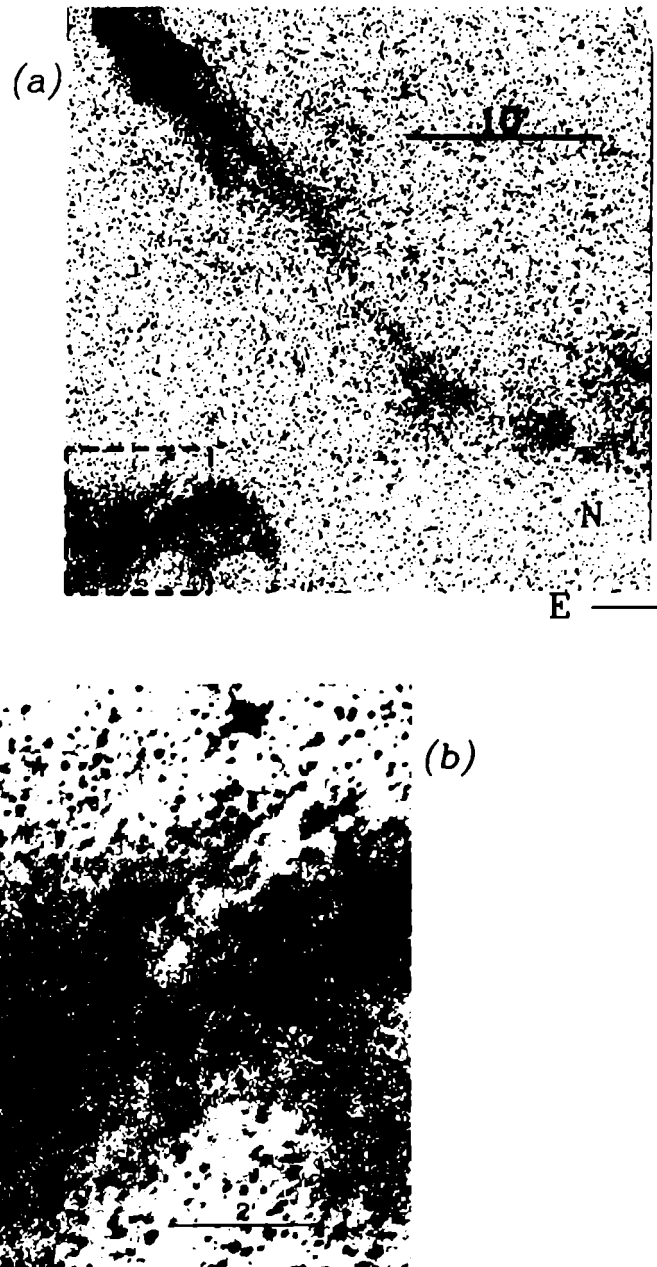


Figura 4.9: (a) Reproducción de una imagen del Campo C. El recuadro en línea punteada corresponde a la zona ampliada en (b). (b) Ampliación de la imagen (a) en la que se muestra la ubicación exacta de la ranura del espectrógrafo.

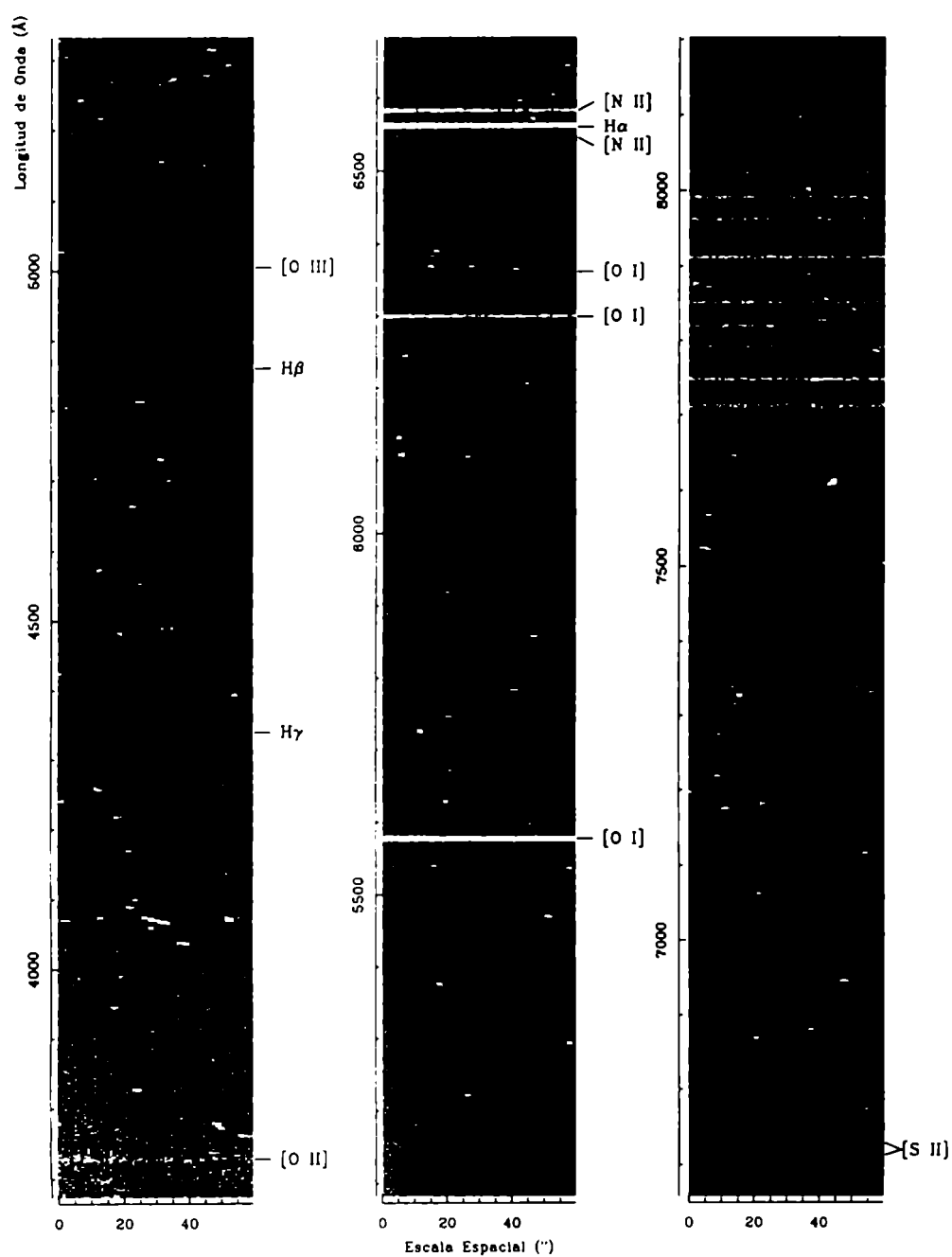


Figura 4.10: Imagen espectral obtenida en la Posición 5. En el margen izquierdo se señala la calibración en longitud de onda. En el margen inferior la escala espacial en segundos de arco.

figura 4.12 muestra los espectros obtenidos en esta posiciones. También aquí las líneas nebulares son débiles.

las figuras 4.6, 4.7, 4.10, 4.11 y 4.12 muestran los espectros de ranura larga calibrados en forma bidimensional. La intensidad del flujo luminoso registrado en el detector CCD sólo es apreciable de forma cualitativa. Para poder observar el flujo de los espectros se debe perder una coordenada, en nuestro caso la coordenada espacial. Eso es lo que hemos hecho tomando una zona de la Posición 1. La figura 4.2 muestra el espectro calibrado en longitud de onda y flujo junto con la identificación de las líneas observadas.

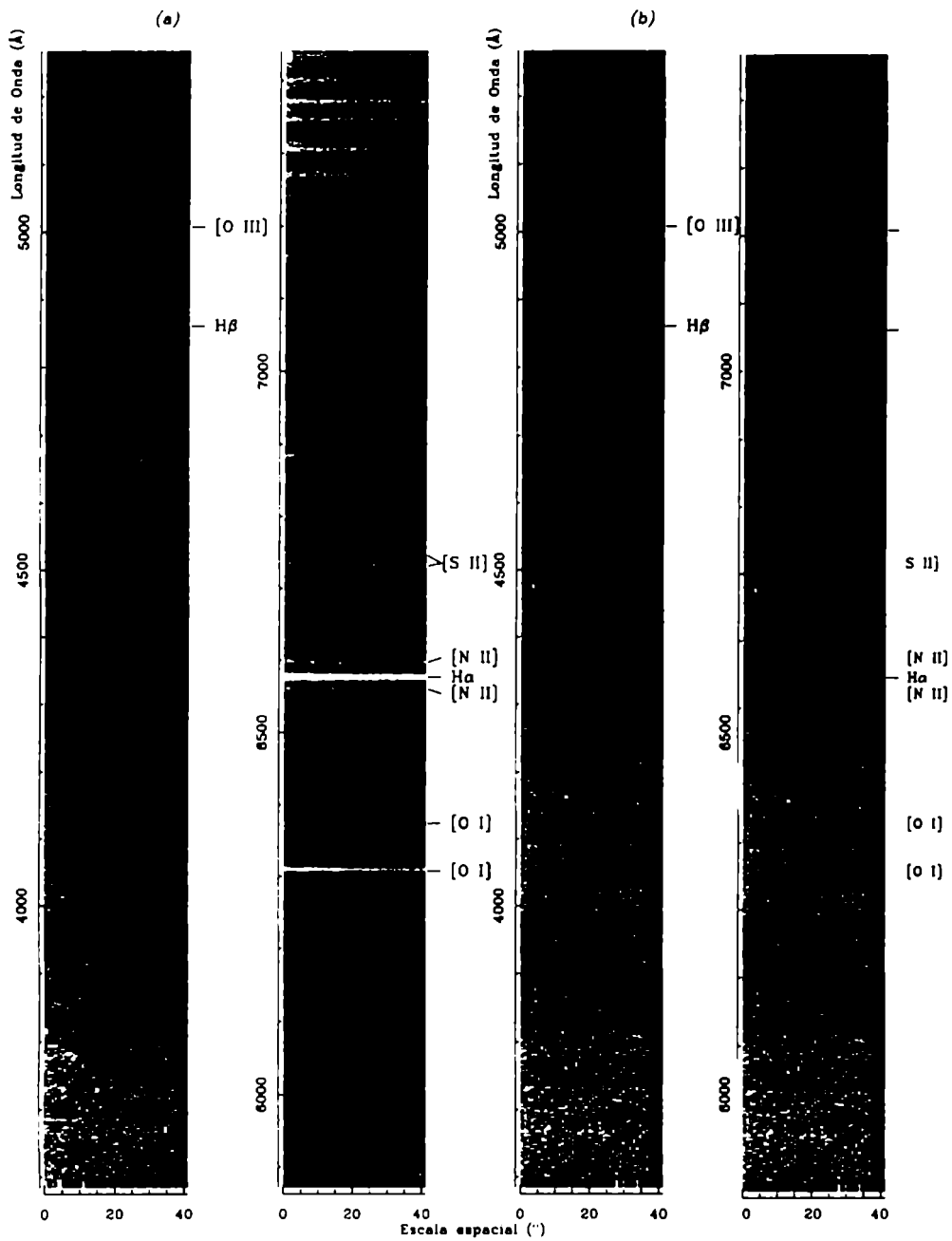


Figura 4.11: (a) Imágenes espectrales obtenidas en las Posición 2. (b) Imágenes espectrales obtenidas en las Posición 3. En el margen izquierdo se señala la calibración en longitud de onda. En el margen inferior se indica la escala espacial en segundos de arco. Obsérvese que las líneas nebulares son sumamente débiles.

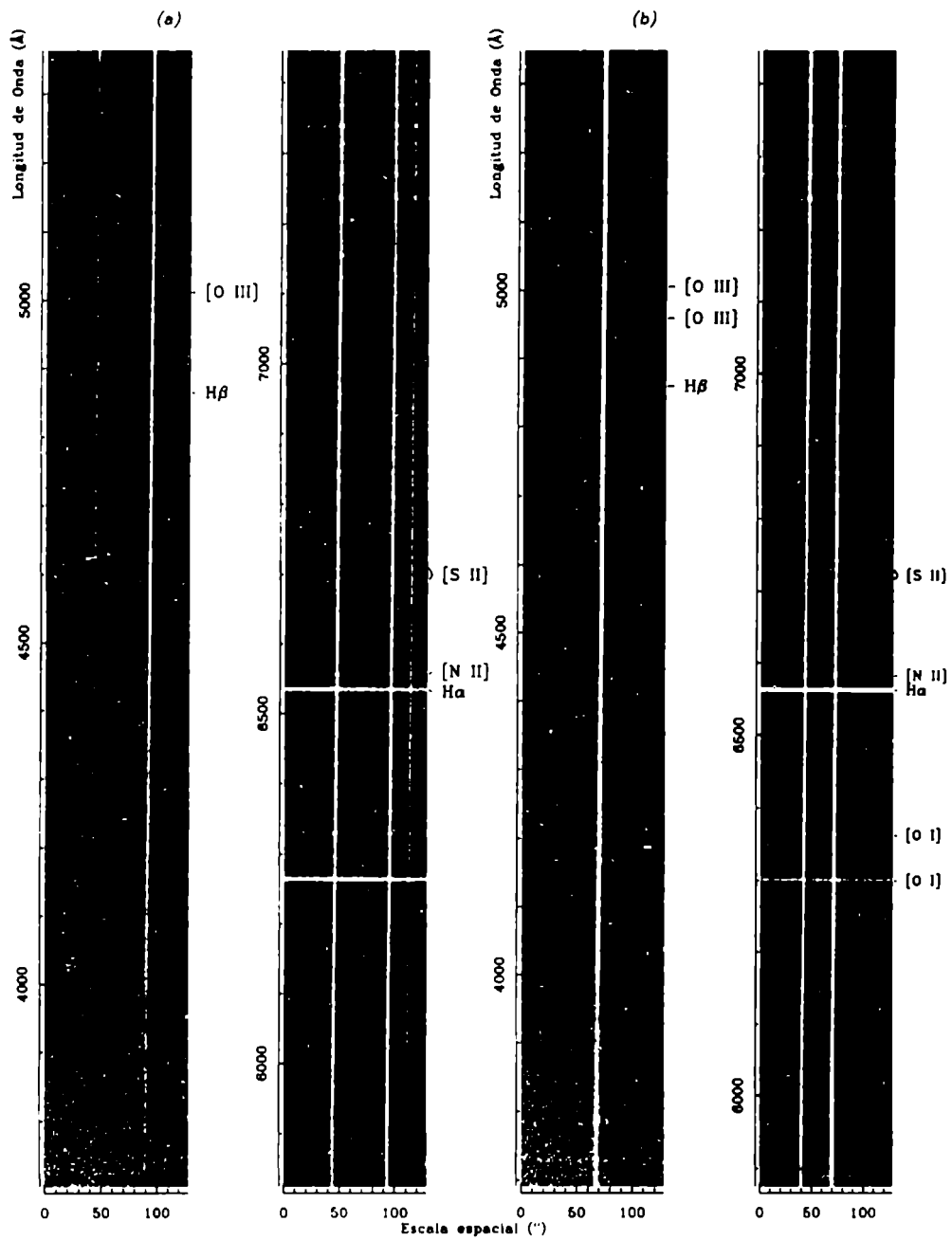


Figura 4.12: (a) Imágenes espectrales obtenidas en la Posición 6. (b) Imágenes espectrales obtenidas en las Posición 7. En el margen inferior se indica la escala espacial en segundos de arco. Obsérvese que las líneas nebulares son sumamente débiles.

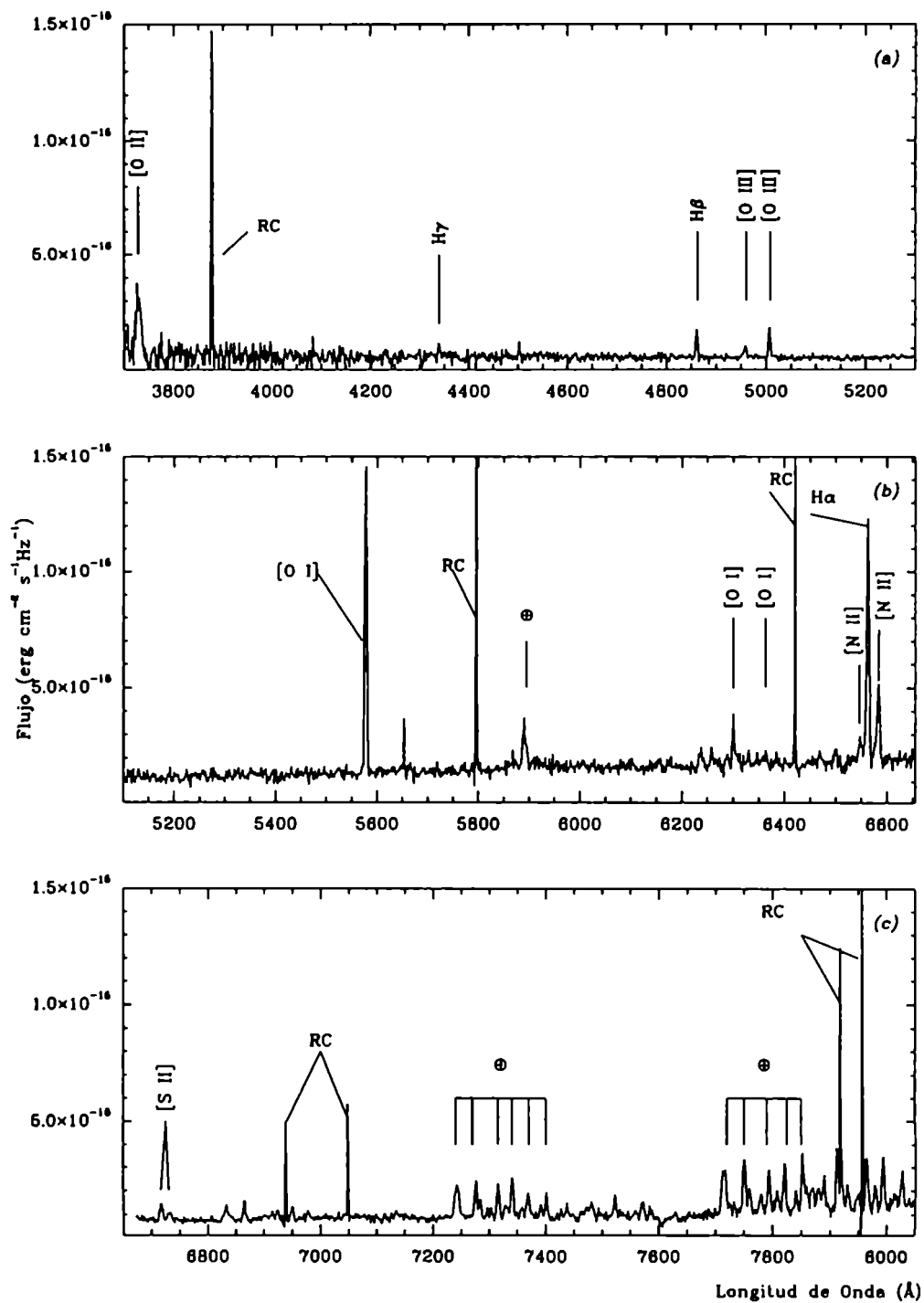


Figura 4.13: Espectro unidimensional de la Posición 1, calibrado en longitud de onda y flujo. Se han identificado las líneas observadas. El símbolo \oplus representa líneas espectrales formadas en la atmósfera terrestre. RC: rayos cósmicos.

Para cada línea espectral se obtuvo el flujo (en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$) integrando en longitud de onda y ángulo sólido la energía recibida en el detector mediante el programa *splot*. En los casos en que las líneas son simétricas ajustamos gaussianas y luego integramos el área bajo la curva. En los casos en que las líneas aparecen mezcladas (por ejemplo entre H_α y $N^+ 6548 \text{ \AA}$) aplicamos un algoritmo de separación de las líneas llamado *deblending*.

Las tablas 4.1 y 4.2 muestran los valores de los flujos obtenidos respecto de H_β y sin desenrojecer. Observese que hemos presentado el valor de la suma de los flujos de S^+ y el cociente de las mismas, ya que de esta forma es como se las emplea en el diagnóstico nebuloso. En la última fila hemos colocado el valor obtenido de la constante de extinción calculada mediante el cociente entre H_α y H_β y de acuerdo al método descrito en el capítulo 2. En algunas imágenes espectrales se puede obtener el flujo de H_γ pero es muy débil, introduciendo mucho error en el diagnóstico y por ese motivo no fue tomado en cuenta. Los errores fueron estimados considerando un 15% en todas las mediciones y propagando este error en el cociente de los flujos.

Tabla 4.1: Flujos medidos para cada una de las líneas espectrales observadas en cada posición de la ranura respecto de $H_\beta = 100$. c es el valor calculado de la constante de extinción. Los errores se estiman en 21%

Línea Espectral	Pos. 1	Pos. 1 ^a	Pos. 2	Pos. 3	Pos 4a ^b	Pos 4b ^c
$O^+ 3727 \text{ \AA}$	490	430	-	-	84	75
$O^{++} 4959 \text{ \AA}$	48	92	-	-	145	90
$O^{++} 5007 \text{ \AA}$	120	250	115	120	400	190
$O^0 6300 \text{ \AA}$	85	210	260	290	1260	1680
$O^0 6363 \text{ \AA}$	33	48	87	84	430	560
$N^+ 6548 \text{ \AA}$	78	210	88	86	170	140
H_α	400	1120	690	800	770	850
$N^+ 6583 \text{ \AA}$	180	580	190	235	320	280
$S^+ 6717+31 \text{ \AA}$	15	160	120	220	156	176
$S^+ 6717/31$	1.4	1.2	1.6	1.1	1.2	1.2
c	0.46	1.79	1.15	1.35	1.30	1.43

^a Corresponde al *Nudo*.

^b Corresponde a la zona brillante en O^{++} en la Posición 4.

^c Corresponde a la zona más débil en O^{++} en la Posición 4.

Tabla 4.2: Flujos medidos para cada una de las líneas espectrales observadas en cada posición de la ranura respecto de $H\beta = 100$. c es el valor calculado de la constante de extinción

Línea Espectral	Pos. 5	Pos. 6	Pos. 7
O^+ 3727 Å	130	240	-
O^{++} 4959 Å	-	30	25
O^{++} 5007 Å	30	70	40
O^+ 6300 Å	250	210	740
O^+ 6363 Å	85	80	250
N^+ 6548 Å	110	75	140
$H\alpha$	765	590	670
N^+ 6583 Å	270	145	235
S^+ 6717+31 Å	150	150	255
S^+ 6717/31	1.4	1.1	1.3
c	1.3	0.9	1.1

4.3 La estructura de ionización en la nebulosa

A fin de estudiar la estructura de ionización en la nebulosa se analizaron los datos de flujo obtenidos utilizando el paquete de programas `stdas.playpen`. nebular desarrollado por Richard Shaw y Reginald Dufour (ver Apéndice B). Este es un conjunto de programas que reúnen los métodos de análisis detallados en el capítulo 2 y que está adaptado para la utilización junto con los demás programas de IRAF.

De las tablas anteriores y de los espectros presentados en las figuras 4.6, 4.7, 4.10, 4.11 y 4.12 se puede ver que algunas de las líneas que se utilizan para la confección de diagnósticos nebulares, no fueron detectadas en nuestros espectros. Sin embargo podemos calcular la población de cada estado iónico y la emisividad por unidad de volumen de las transiciones del ion (dentro del modelo de átomo de cinco niveles) y en base a ellos obtener la relación de flujos entre las distintas líneas. Habiendo medido el flujo para alguna transición iónica y en base al cálculo anterior podemos estimar el flujo de las transiciones *ausentes*. El cálculo fue llevado a cabo con el programa `ionic` y se ingresó como dato inicial una temperatura electrónica, $T_e = 9700$ K estimada en base a la relación entre O^{++} , O^+ y $H\beta$ y una densidad electrónica, $n_e = 300$ cm^{-3} , estimada en base al S^+ . También con estos valores calculamos el cociente entre las líneas 3726 Å y 3729 Å del O^+ . Las siguientes tablas muestran los resultados.

Tabla 4.3: Flujos calculados para las líneas espectrales no detectadas en las imágenes espectrales, relativos a $H\beta = 100$.

Línea Espectral	Pos. 1	Pos. 1 ^a	Pos. 2	Pos 3	Pos. 4a ^b	Pos. 4b ^b
O ⁰ 3726/27	0.93	0.93	0.93	0.93	0.93	0.93
S ⁺ 4068+76 Å	0.69	3.98	3.16	5.14	3.4	6.2
O ⁰ 7320+30 Å	18	54	-	-	6.8	6.6

^a Corresponde al *Nudo*.

^b Corresponde a la zona brillante en O⁺⁺ en la Posición 4.

^c Corresponde a la zona más débil en O⁺⁺ en la Posición 4.

Tabla 4.4: Flujos calculados para las líneas espectrales no detectadas en las imágenes espectrales, relativos a $H\beta = 100$.

Línea Espectral	Pos. 5	Pos. 6	Pos. 7
O ⁰ 3726/29	0.93	0.93	0.93
S ⁺ 4068+76 Å	4.8	-	-
O ⁰ 7320+30 Å	10.8	13.7	-

Con estos datos podemos ahora construir *diagramas de diagnóstico*. Estos gráficos son curvas en el plano $T_e - n_e$ para cada cociente de flujos de líneas de diagnóstico, tal como los detallados en el capítulo 2, que son compatibles con los valores medidos. El punto de corte de todas las curvas representa la T_e y n_e de la zona nebular estudiada. Las curvas además se grafican para cada clase de ion (alto, medio o bajo P.I.). En nuestras imágenes espectrales observamos O⁺⁺ y $H\beta$ similares. Esto es ya una indicación de que la nebulosa es de media excitación.

Tres tipos de curvas son las que se encuentran en estos diagramas: (a) muy poco sensibles a la densidad, curvas de temperatura casi constante; (b) muy poco sensibles a la temperatura, curvas de densidad constante y (c) curvas sensibles a la densidad y temperatura. Las figuras 4.14, 4.15, 4.16, 4.17, 4.18, 4.19, 4.20, 4.21 y 4.22 muestran los resultados obtenidos.

Comparando el diagrama de diagnóstico para la Posición 1 (figura 4.14) y para el *Nudo* (figura 4.15) se observa claramente que en este último hay un incremento en la densidad electrónica que se aproxima a los $500 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$ mientras que la temperatura queda un tanto indefinida. Las condiciones en la Posición 1 fuera del nudo parecen indicar una densidad de unos $150 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura de unos 12000 K.

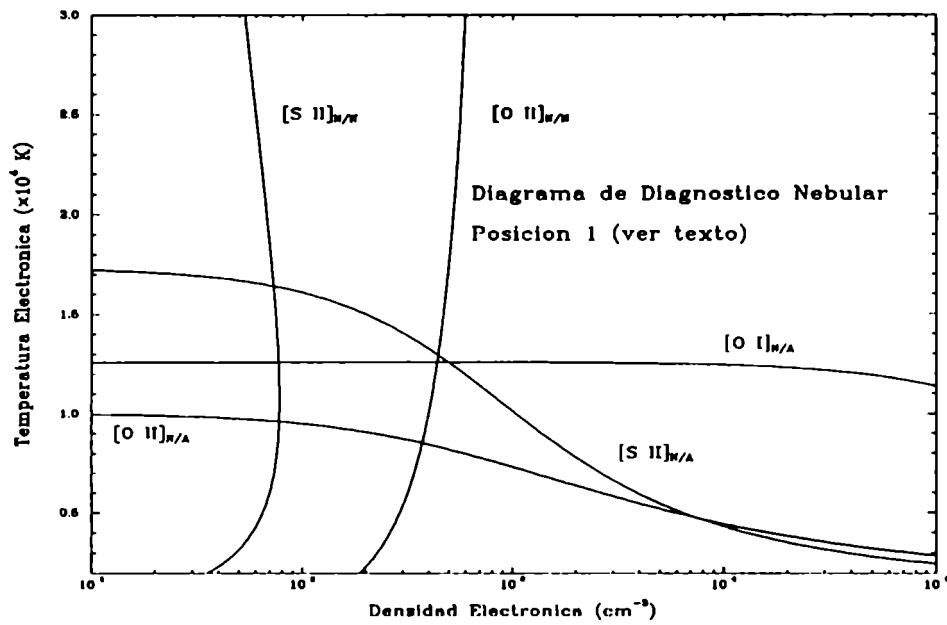


Figura 4.14: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 1. Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

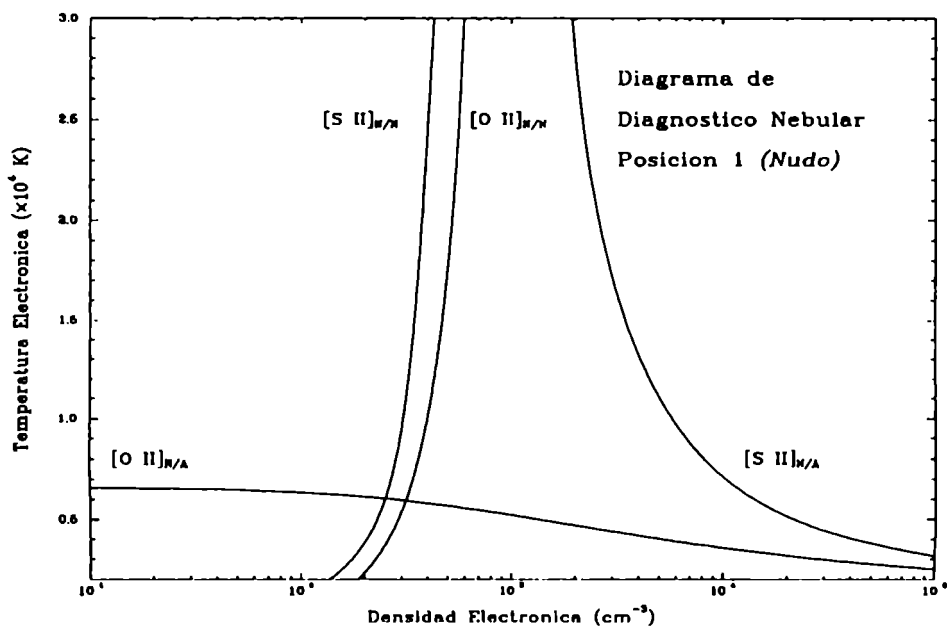


Figura 4.15: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 1 (nudo). Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

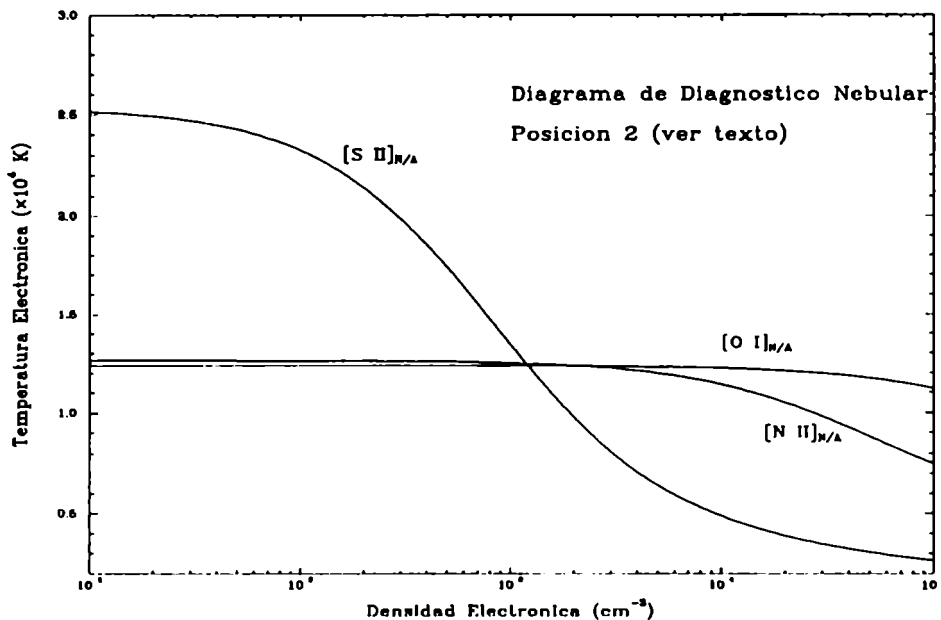


Figura 4.16: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 2. Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

Los diagramas correspondientes a las Posiciones 2 y 3 (figuras 4.16 y 4.17) muestran una temperatura bien definida de unos 13000 y 14000 K respectivamente. En la Posición 2 la densidad no está definida mientras que en la Posición 3 la densidad alcanza un valor próximo a los $500 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$. No es este el valor esperado para la densidad en esta región de la nebulosa, ya que se encuentra a $10'$ alejada de la envoltura principal. Las líneas espectrales en las imágenes son irregulares por lo que los flujos medidos en estas dos Posiciones son dudosos y así también los diagnósticos derivados de estos valores.

No se observa diferencia significativa entre los diagramas correspondientes a las dos zonas en que dividimos la Posición 4 (figuras 4.18 y 4.19). En tanto que el diagrama correspondiente a la Posición 5 muestra que la temperatura es de unos 11000 K y dispersión en el valor de la densidad.

Comparando los diagramas para las Posiciones 6 y 7 (figuras 4.21 y 4.22), próximas a $\theta \text{ Mus}$, se ve que a medida que nos alejamos de la estrella aumenta la densidad y disminuye la temperatura.

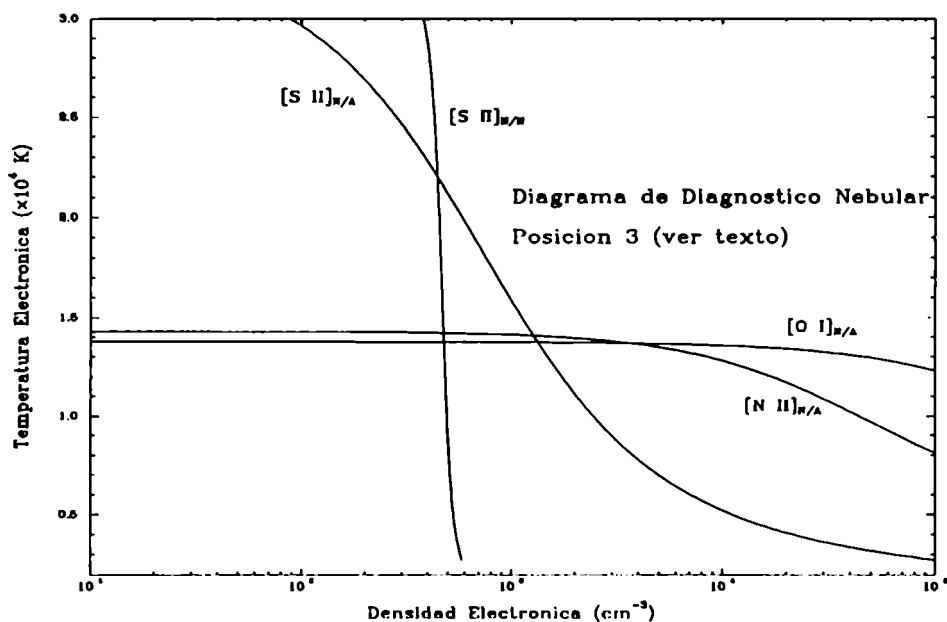


Figura 4.17: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 3. Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

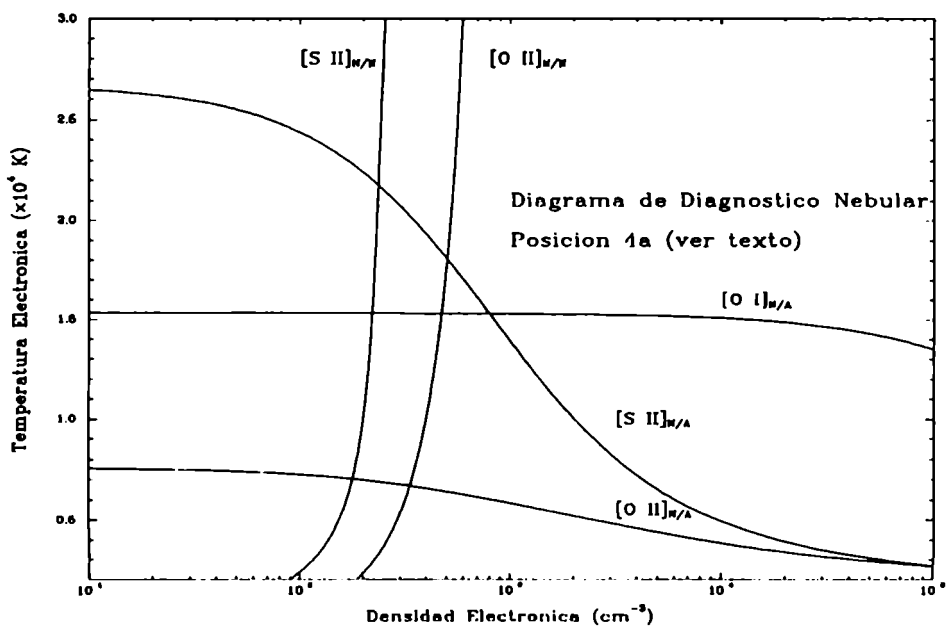


Figura 4.18: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 4a (para la zona brillante en O^{++}). Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

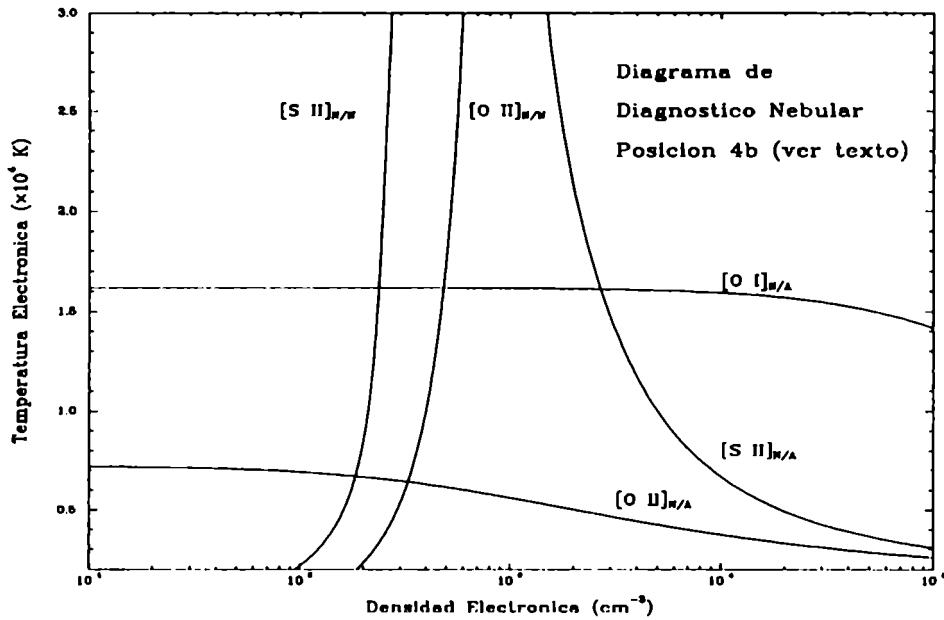


Figura 4.19: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 4b (para la zona más débil en O^{++}). Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

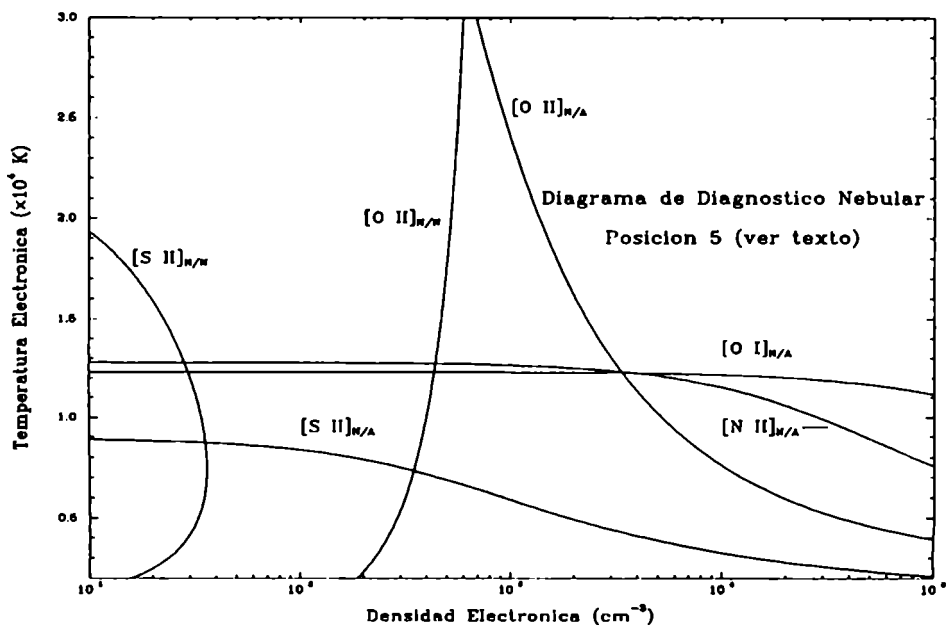


Figura 4.20: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 5. Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

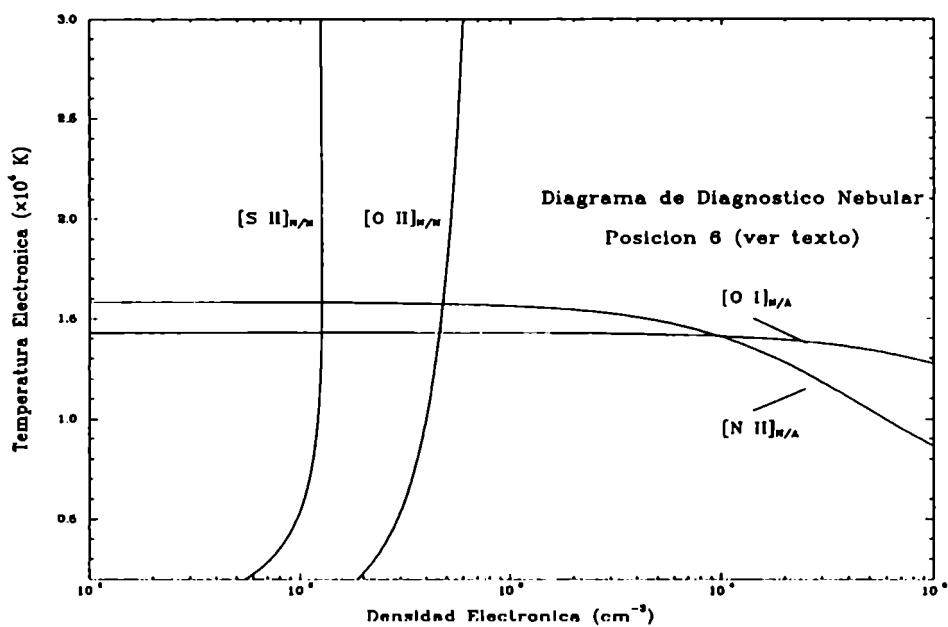


Figura 4.21: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 6 Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

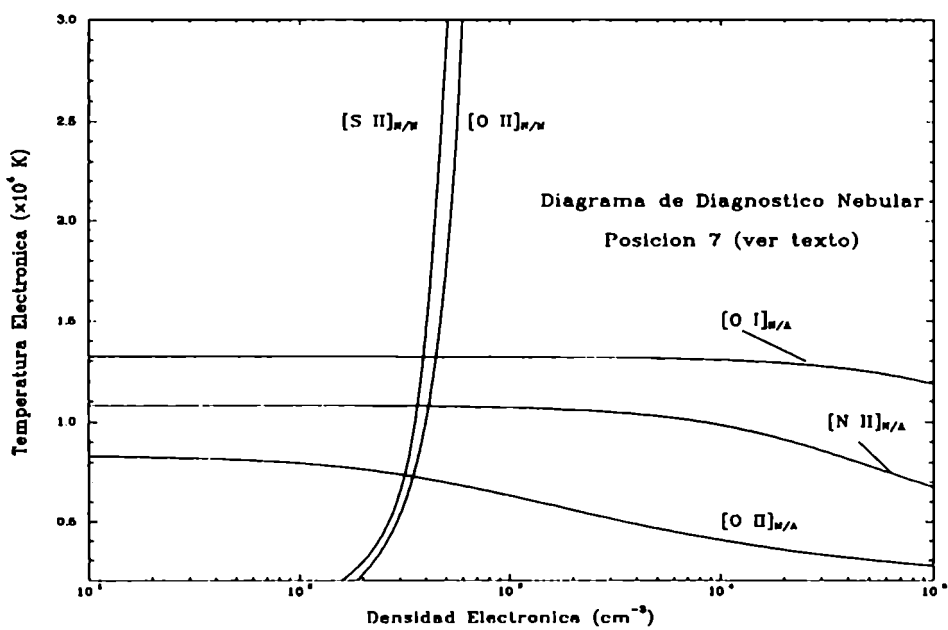


Figura 4.22: Diagrama de Diagnóstico para la Posición 7 Los rótulos indican si el cociente es entre líneas nebulares (N/N) o entre líneas nebulares y aurales (N/A).

4.4 Abundancias Químicas

Para poder calcular las abundancias iónicas en una nebulosa es necesario conocer la temperatura y densidad electrónicas en el lugar donde las distintas especies iónicas se forman. Dentro del marco del modelo de *nebulosa cebolla*, el que hemos descrito en el capítulo 2, necesitamos conocer la temperatura y densidad para las capas llamadas de baja, media y alta excitación. Sin embargo hemos dicho ya que nuestras imágenes espectrales no muestran presencia dentro del límite de detección de iones con valor alto de P.I. y sólo dos líneas del O^{++} de medio P.I.. Nuestros cálculos se circunscriben entonces a la zona de baja excitación nebular. Aplicando un proceso iterativo podemos remover la dependencia que hay entre densidad y temperatura electrónicas y obtener estos valores para cada Posición observada de la nebulosa. Para realizar estos cálculos empleamos el programa *zones* del mismo paquete *nebular* (ver apéndice B). Los resultados obtenidos se presentan en la tabla 4.5.

Tabla 4.5: Temperatura y Densidad Electrónica para cada posición observada. En cada columna se ha indicado el ion con el que se ha calculado el valor de T_e o n_e . En las dos columnas finales se muestran los valores resultantes del calculo iterativo.

Posición	$n_e(S^+)$ $e^- \text{ cm}^{-3}$	$n_e(O^+)$ $e^- \text{ cm}^{-3}$	$T_e(S^+)$ K	$T_e(O^+)$ K	n_e $e^- \text{ cm}^{-3}$	T_e K
Pos. 1	75	430	14500	8900	250	11900
Pos. 1 (nudo)	300	400	indef	5900	350	5900
Pos. 2	indef	indef	indef	12500	indef	12600:
Pos. 3	451	indef	indef	14200	450:	15500:
Pos. 4 ^a	200	400	indef	6800	300	6800
Pos. 4 ^b	210	400	indef	6500	300	6500
Pos. 5	30	440	7700	indef	230	12000
Pos. 7	360	410	indef	7200	390	10300
Pos. 6	130	480	indef	indef	300:	15800:

^a Corresponde a la zona brillante en O^{++} en la Posición 4.

^b Corresponde a la zona más débil en O^{++} en la Posición 4.

: indica valores dudosos.

Finalmente calculamos las abundancias para los distintos iones. El logaritmo decimal de las mismas es presentado en la tabla 4.6 en la escala $N(H) = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Teniendo en cuenta el gran tamaño de la nebulosa y la masa barrida por el viento ($\sim 10^5 M_\odot$, ver 3.1.2), las abundancias deberían reflejar las del MIE.

Comparamos los valores hallados en nuestro trabajo con los valores de

Tabla 4.6: $12 + \log$ de las abundancias iónicas expresadas en términos de la densidad del H. N^+ y S^+ , fueron consideradas como representativas de la abundancia total de su especie.

Posición	N^+	S^+	O
Pos. 1	7.2	5.4	8.3
Pos. 1 (nudo)	8.8	7.3	10.1
Pos. 4 ^a	7.9	9.3	9.8
Pos. 4 ^b	7.9	9.5	9.9
Pos. 5	7.5	6.6	8.5
Pos. 7	7.2	6.5	8.6
Pos. 6	6.9	6.2	indef
Promedio	7.6 ± 0.2	7.3 ± 0.6	9.2 ± 0.3

^a Corresponde a la zona brillante en O^{++} en la Posición 4.

^b Corresponde a la zona más débil en O^{++} en la Posición 4.

abundancias en regiones II II galácticas del trabajo de Shaver et al (1983), quienes encuentran un gradiente en la abundancia galáctica para el N y el O, según las siguientes fórmulas

$$12 + \log(O/H) = (9.38 \pm 0.01) - (0.04 \pm 0.017)R_G, \quad (4.1)$$

$$12 + \log(N/H) = (8.27 \pm 0.03) - (0.073 \pm 0.013)R_G, \quad (4.2)$$

siendo R_G la distancia al centro galáctico expresada en kpc. Adoptando para θ Mus un valor para $R_G = 10.0$ kpc obtenemos

$$12 + \log(O/H) = 8.71 \pm 0.21$$

$$12 + \log(N/H) = 7.54 \pm 0.16$$

Shaver et al (1983) no encuentran un gradiente para el S, pero en base a un promedio de abundancias en distintas regiones II II para $R_G = 10$ kpc obtienen un valor

$$12 + \log(S/H) = 7.06 \pm 0.06$$

Podemos observar de la tabla 4.4 que nuestros valores, dentro de la dispersión estadística están de acuerdo con los hallados por Shaver et al (1983) tal como esperábamos.

4.5 Mecanismos de excitación

La estructura filamentosa que se aprecia en las imágenes directas con filtros centrados en O^{++} pueden indicar la presencia de ondas de choque en el material interestelar. Una descripción de las condiciones físicas reinantes en ondas de choque en el M.I.E. se encuentra en Draine y McKee (1993) y modelos teóricos de los diagnósticos espectrales en Cox (1972) y Shull y McKee (1979). Las líneas colisionales se ven incrementadas respecto de las que se producen por fotionización. Una forma de comprobar la existencia de ondas choque es comparar los cocientes de los flujos de líneas colisionales con las que se producen por recombinación. Sabbadin et al (1977) confeccionaron diagramas de diagnóstico en los que definieron las áreas que corresponden a objetos cuyos espectros se generan inherentemente por ondas de choque, por ejemplo remanentes de supernova (RSN) y objetos en los que el espectro es principalmente producto de la fotionización por efectos de una estrella central, por ejemplo Nebulosas Planetarias (PN) y Regiones H II. Con los datos obtenidos de nuestras imágenes espectrales confeccionamos un diagrama de diagnóstico similar al de Sabbadin et al (1977) en el que se encuentran involucradas las líneas del S^+ 6717 y 6731 Å, comparadas con H_α .

La figura 4.23 muestra que, dentro del error de nuestras mediciones, las líneas del S^+ parecen formarse como consecuencia de un mecanismo de fotionización.

También confeccionamos un diagrama de diagnóstico para estudiar la formación de las líneas del N^+ 6583 Å, O^{++} 5007 Å, similar al de Vilchez y Esteban (1991). Este diagrama se muestra en la figura 4.24. Como se ve de la misma hay un doble comportamiento. Por un lado las líneas del O^{++} parecen comportarse tal como se espera en una nebulosa fotoionizada. Por el otro lado, las líneas del N^+ se encuentran incrementadas, tal como se observa en otras nebulosas de anillo.

Además de comparar las intensidades de las líneas como manera de verificar la existencia o no de ondas de choque, podemos comparar los anchos de las líneas, ya que las colisiones tenderán a incrementarlos. Siguiendo a Lasker (1977) comparamos los semianchos de los perfiles espectrales de la nebulosa de anillo alrededor de θ Mus con los de una región H II donde está bien establecido que el proceso de formación de líneas espectrales es la fotionización. Observamos entonces a la nebulosa N11 C de la Nube Grande de Magallanes, la misma que usó Lasker como referencia.

Suponiendo que los perfiles de las líneas espectrales pueden ser representados por curvas gaussianas el flujo está dado por una función del tipo

$$f(\lambda) = f_0 \exp[-(\Delta\lambda/\beta_0)^2]$$

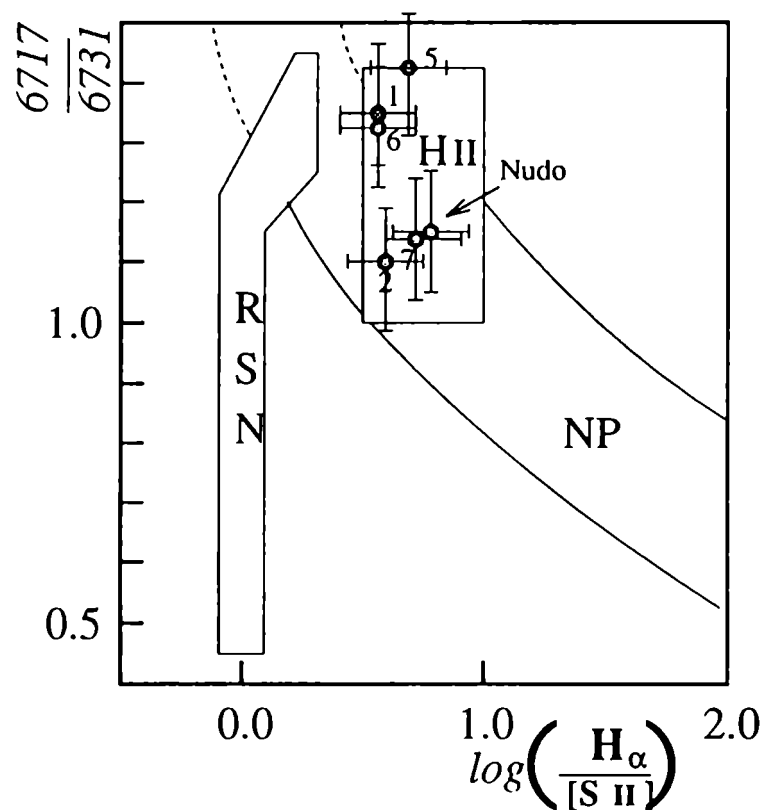


Figura 4.23: Diagrama de Diagnóstico para las líneas del S^+ : λ 6717 y 6731 Å para la nebulosa θ Mus. Los círculos indican los cocientes encontrados en cada posición de la nebulosa. Se indican las zonas correspondientes a los RSN, NP y H II según Sabbadin et al (1977).

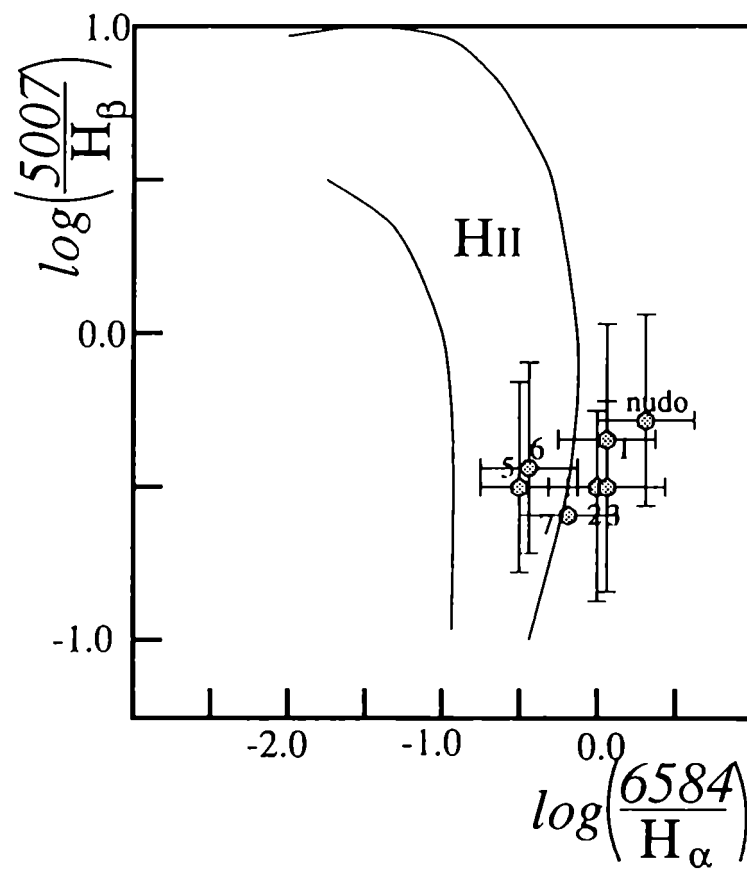


Figura 4.24: Diagrama de Diagnóstico para las líneas del N^+ : $\lambda 6583 \text{ \AA}$, O^{++} : $\lambda 5007 \text{ \AA}$. Los círculos indican los cocientes encontrados en cada posición del espectrógrafo. Las líneas representan las bandas de error. Gráfico adaptado Vilchez y Esteban (1991).

Tabla 4.7: Semianchos para distintas líneas espectrales para N11 C y posiciones de la nebulosa de anillo alrededor de θ Mus. Todos los valores fueron convertidos a velocidad utilizando la fórmula de corrimiento Doppler estándar y se indican en km s^{-1} .

Línea Espectral	N11 C km s^{-1}	Pos. 1 km s^{-1}	Pos. 4 ^a km s^{-1}	Pos. 4 ^b km s^{-1}	Pos. 5 km s^{-1}
$\text{O}^{++} \lambda 5007 \text{ \AA}$	117	121	123	126	126
$\text{O}^{++} \lambda 4959 \text{ \AA}$	118	124	132	200	indef
H_{β}	121	126	121	121	127
H_{γ}	133	161	indef	indef	indef
Promedio	122 ± 4	133 ± 9	126 ± 3	149 ± 25	127 ± 1
β_{cin}		53 ± 24	31 ± 20	86 ± 44	35 ± 14

^a Corresponde a la zona brillante en O^{++} en la Posición 4.

^b Corresponde a la zona más débil en O^{++} en la Posición 4.

donde β_0 es el semiancho para una intensidad $f_0 e^{-1}$. Podemos entonces suponer que $\beta_0^2 = \beta_{HII}^2 + \beta_{cin}^2$, es decir que el semiancho tiene dos contribuciones, una fuente *térmica* y otra *cinética*. Adoptando $\beta_{HII} = 122 \text{ km s}^{-1}$ podemos despejar el valor de β_{cin} . En la tabla 4.5 mostramos los valores medidos del semiancho de las líneas espectrales, el promedio de cada columna y el error del promedio. En la última fila de la misma tabla mostramos los valores hallados de β_{cin} . Como puede observarse los errores de los valores obtenidos muestran considerable dispersión. Esto y el hecho de que las líneas espectrales no tienen forma de gaussianas debe tenerse en cuenta al analizar los resultados, algunos con valores elevados. En la figura 4.25 se muestran los perfiles en $\text{O}^{++} \lambda 5007$ y 4959 \AA y H_{β} de la nebulosa N11 C y de la nebulosa alrededor de θ Mus en las posiciones tomadas en cuenta para el presente cálculo.

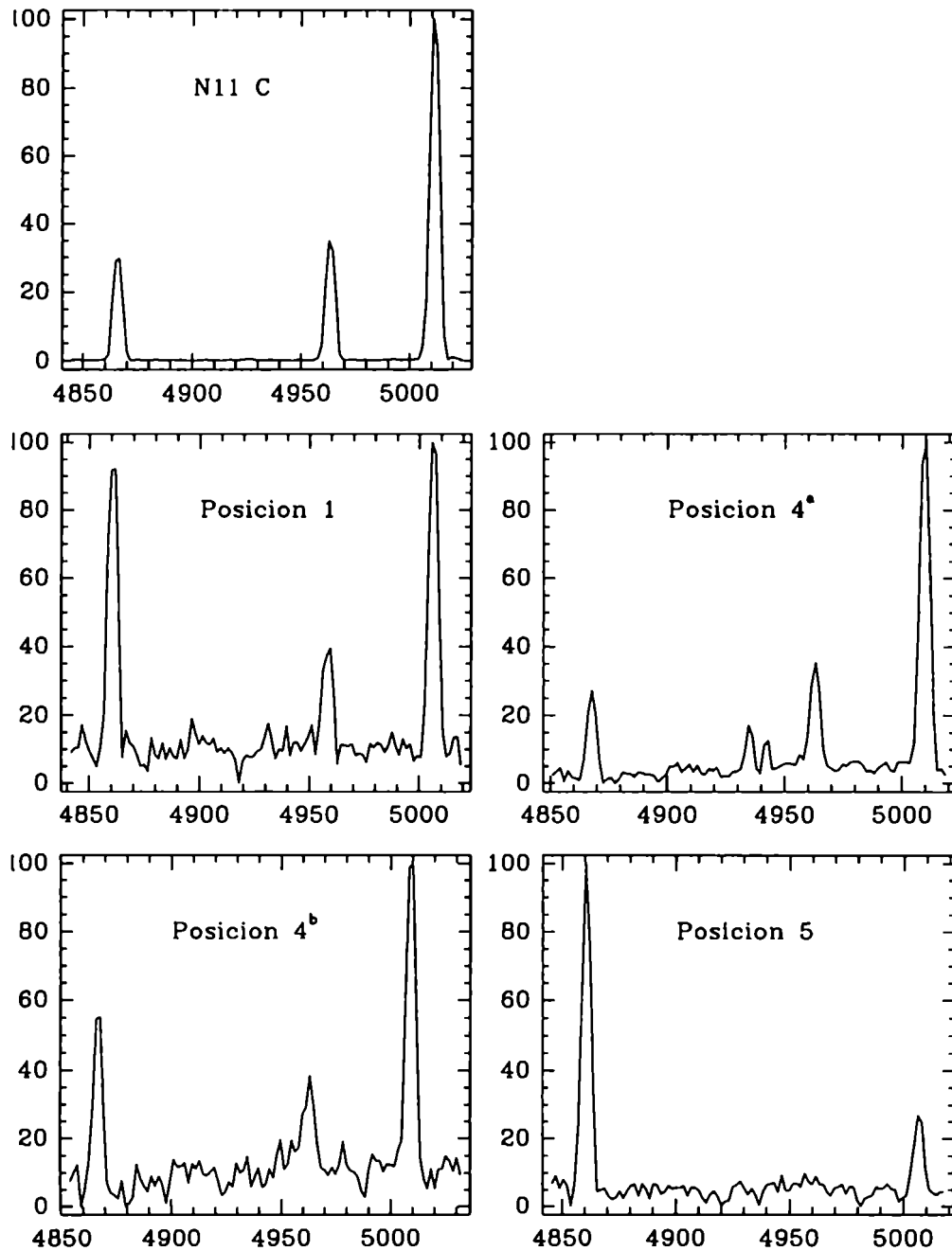


Figura 4.25: Perfiles de las líneas espectrales tomados en cuenta para el cálculo de β_{cin} . En todos los espectros, la escala horizontal está graduada en Å y la escala vertical representa intensidad de flujo relativa al máximo local. De izquierda a derecha se muestra $H\beta$, O^{++} : λ 4959 Å y O^{++} : λ 5007 Å. Excepto para la Posición 5, donde no fue detectada la línea 4959 Å del O^{++} .

Capítulo 5

NGC2359: Nebulosa de anillo alrededor de una estrella WN

Como una forma de corroborar la calidad de nuestros resultados realizamos observaciones de la nebulosa NGC2359 que cuenta con una extensa lista de citas bibliográficas y estudios de sus condiciones físicas.

NGC2359 (= RCW5) es una nebulosa de anillo alrededor de la estrella WR, HD56925 = WR7 (van der Hucht et al., 1981). La nebulosa tiene forma esférica y filamentosa y está dentro de una nebulosa más difusa con un tamaño unas 5 a 6 veces mayor. Se encuentra ubicada en el brazo de Perseo de nuestra galaxia y su distancia al Sol ha sido estimada en $d = 5.0 \pm 0.5$ kpc lo que la ubica a una distancia del Centro Galáctico de 14 kpc, aproximadamente (Shaver et al., 1983).

Schneps et al (1981) realizaron observaciones en radiofrecuencia con el VLA en la frecuencia del CO, del ^{13}CO y en el continuo en 20 cm y compararon los mapas obtenidos con imágenes directas con filtros de banda angosta centrados en el O^{++} . Sus observaciones en la frecuencia del CO demuestran que la nebulosa está interactuando con nubes moleculares ubicadas en el borde este de la misma. En esa misma región la nebulosa no presenta filamentos y es, por el contrario, muy irregular. Los mapas en radiocontinuo en 20 cm del VLA obtenidos por Schneps et al (1981) están muy bien correlacionados con las imágenes ópticas en el borde oeste, pero no así en el borde este, donde, presumiblemente, las nubes de CO ocultan a la nebulosa. En base a los datos en 20 cm, los autores estiman una densidad para el H^+ inferior a los 100 cm^{-3} .

Goudis et al (1983) realizaron observaciones con un espectrógrafo de Fabry-Perot centrados en las líneas del O^{++} 5007 Å y del N^+ 6583 Å colocando la ranura del espectrógrafo en distintas posiciones de la nebulosa. De sus observaciones surge que en varias regiones hay hasta tres componentes

espectrales lo que se traduce en tres velocidades de expansión. La interpretación de Goudis et al (1983) es que hay una delgada envoltura que se expande junto con un sistema de filamentos. Los filamentos tienen menor velocidad de expansión que la envoltura. Para esta última estos autores estiman que se expande a 54 km s^{-1} en muy buena correlación con valores previamente publicados.

Esteban et al (1990) obtuvieron imágenes espectrales de NGC2359 con el telescopio INT de 2.5 m ubicado en el Roque de los Muchachos (Islas Canarias) con una ranura de 2'.8 de largo y una apertura de 1", una red de dispersión de 300 l mm^{-1} lo que se traduce a una resolución de $2.0775 \text{ \AA pixel}^{-1}$. Las imágenes fueron registradas mediante un Imaging Photon Counting System (IPCS). En esta configuración cubrían un rango de longitudes de onda desde 3500 hasta 7000 \AA . La ranura del espectrógrafo fue ubicada en distintas posiciones de la nebulosa que ellos rotulan S1 a S7 y B1 a B5. De todos los estudios espectrométricos de NGC2359, este es el más extenso y por ello contrastamos nuestros resultados con este trabajo.

5.1 Nuevas Observaciones de NGC2359

5.1.1 Imágenes directas digitales

En marzo de 1994 la Dra. Virpi Niemelä observó a NGC2359 con el telescopio Schmidt de CTIO empleando un detector CCD y filtros de banda angosta centrados en H_{α} , O^{++} y S^{+} .

En mayo de 1994, realizamos observaciones con el telescopio de 2.15m de CASLEO con detector CCD en la cámara directa y filtros de banda ancha centrados en el rojo, en el visible y en el azul.

En la figura 5.1 se muestra una imagen de la nebulosa NGC2359 obtenida con el telescopio Schmidt de CTIO. En (a) la nebulosa completa y en tanto que (b) es una ampliación de la zona central. La nebulosa parece estar formada por tres estructuras: (a) la envoltura central muy filamentosa; (b) tres brazos muy intensos al norte y sur de la envoltura central con dirección este - oeste y (c) una nebulosa irregular y varias veces más extensa que la envoltura central. Se observa también el borde este de la envoltura central, con forma irregular, mientras que el borde oeste tiene definición clara.

En la figura 5.2 se muestra la envoltura central de NGC2359 cuando se la observa con un filtro centrado en el S^{+} . No se observan las irregularidades en el borde este y la envoltura central es bien simétrica aunque no está centrada en la posición de la estrella WR7.

En la figura 5.3 se muestra una imagen obtenida en CASLEO a través

de un filtro de banda ancha ($\Delta\lambda \sim 850 \text{ \AA}$) centrado en $\lambda = 5550 \text{ \AA}$. La imagen revela la compleja trama de filamentos de la estructura central de la nebulosa.

5.1.2 Imágenes espectrales

En agosto de 1995 obtuvimos imágenes espectrales de la nebulosa NGC2359 con el telescopio de 2.15m de CASLEO y una configuración similar a la empleada para observar la nebulosa alrededor de $\theta \text{ Mus}$. Centramos la ranura del espectrógrafo en el borde sur de la nebulosa (A.R. 7:18:18, δ -13:17; coordenadas del telescopio para 1995.4). La figura 5.4 muestra un espectro obtenido y calibrado. En (a) la imagen bidimensional del espectro y en (b) un espectro unidimensional donde se puede apreciar la intensidad de las líneas. Se observa de la figura que la nebulosa no tiene igual intensidad en toda su extensión. Se aprecia la presencia de Ne^{++} , lo que indica alta temperatura.

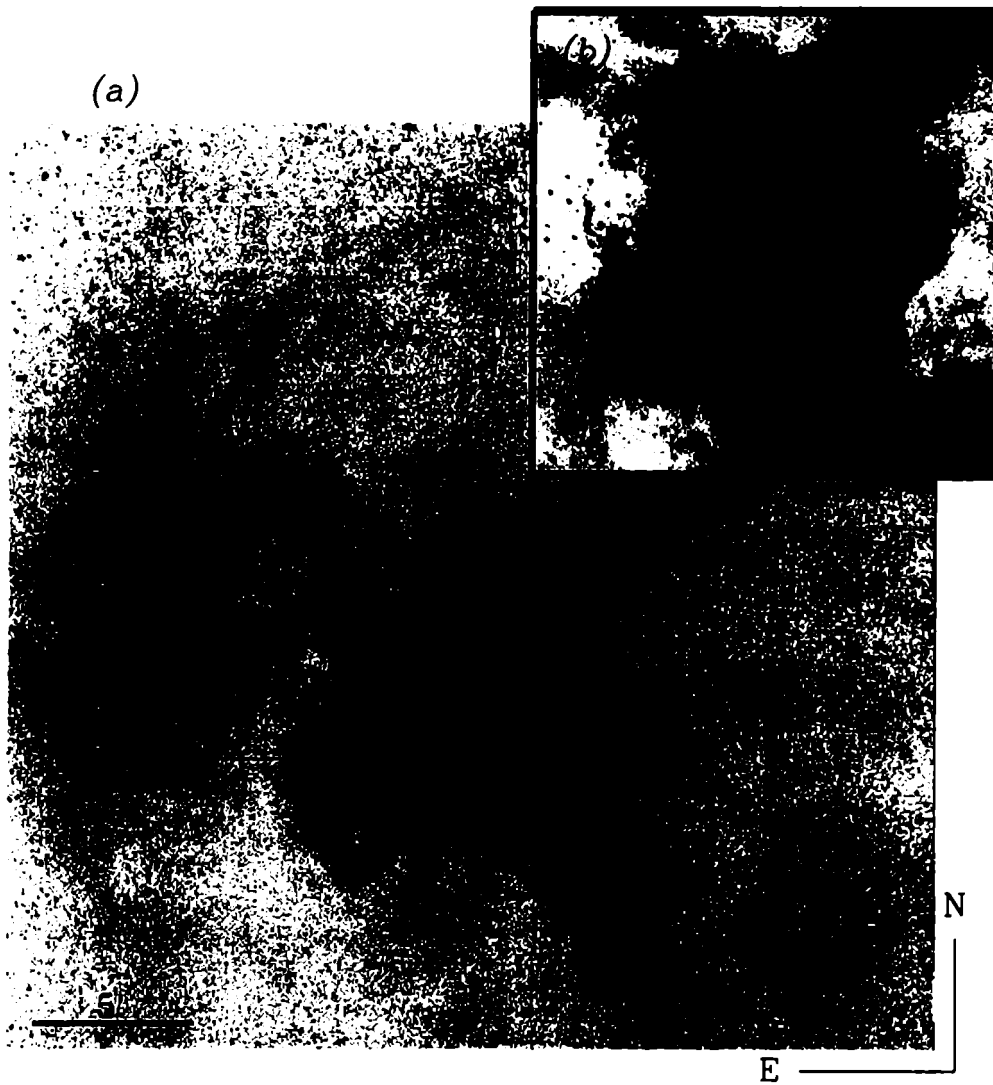


Figura 5.1: Imagen negativa de la nebulosa NGC2359 obtenida con el telescopio Schmidt y filtro angosto centrado en H_{α} en CTIO. (a) Imagen completa. (b) Ampliación de la zona central.

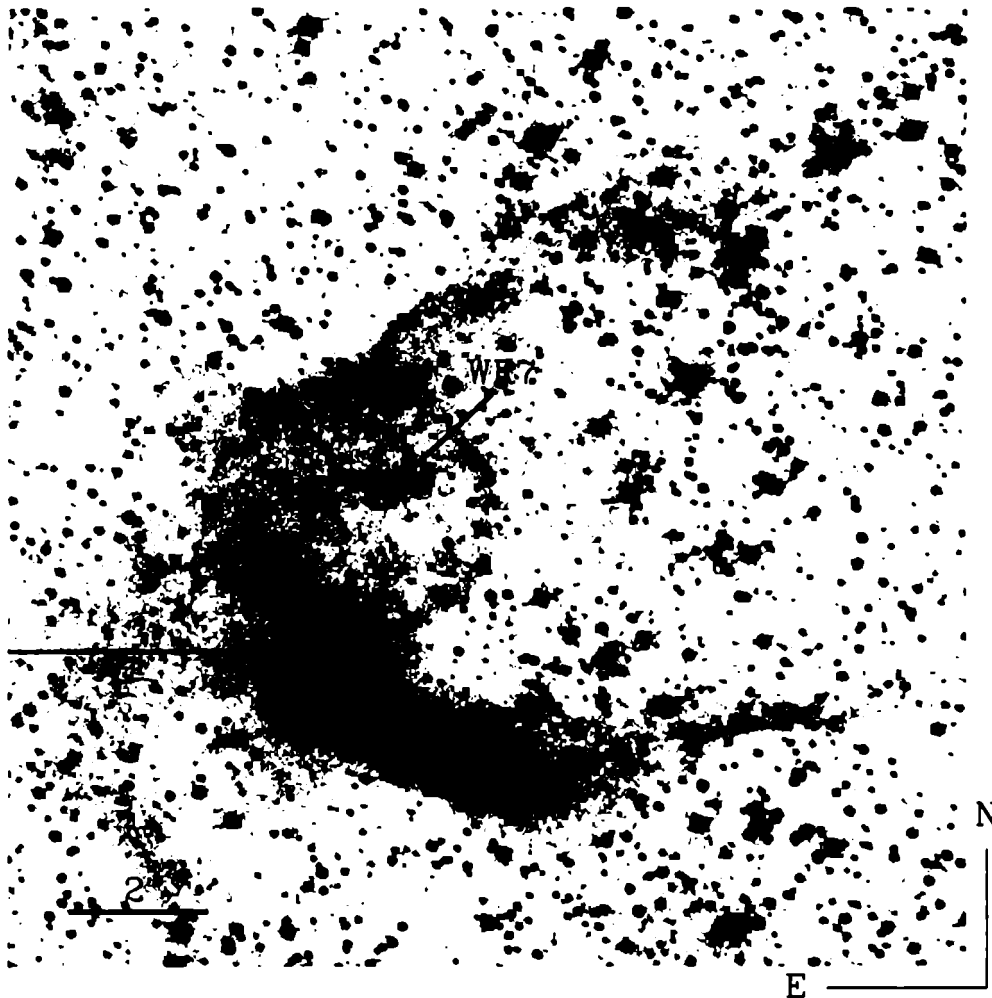


Figura 5.2: Imagen negativa de la nebulosa NGC2359 obtenida con el telescopio Schmidt y filtro angosto centrado en S^+ en CTIO.



Figura 5.3: Imagen negativa de la nebulosa NGC2359 obtenida con el telescopio de 2.15m y filtro ancho centrado en 5550 Å en CASLEO.

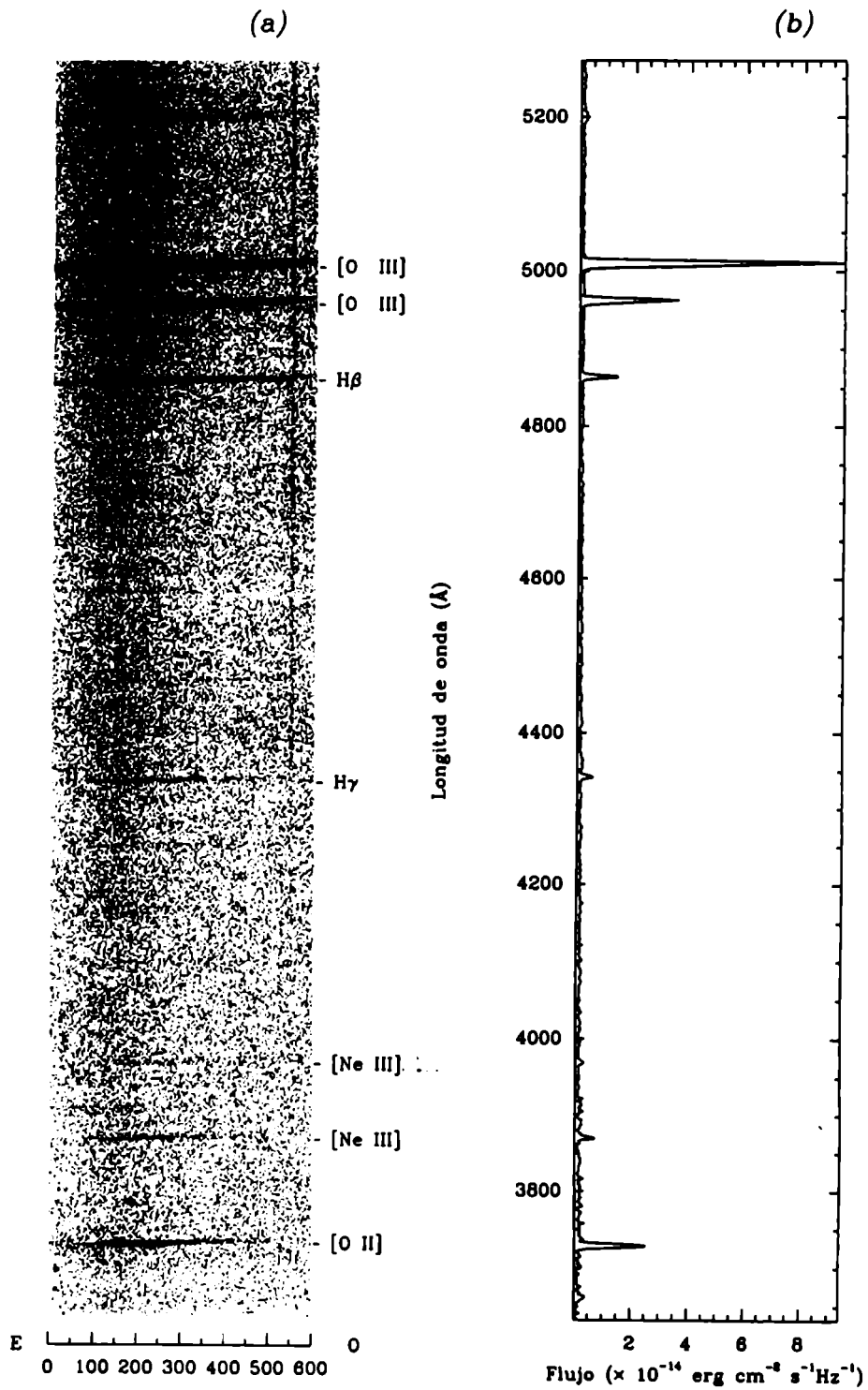


Figura 5.4: (a) Imagen espectral calibrada de la nebulosa NGC2359. (b) Espectro unidimensional calibrado de la nebulosa.

5.2 Las condiciones físicas en NGC2359

De la misma forma que lo hicimos para la nebulosa alrededor de θ Mus medimos los flujos de las líneas espectrales que nos permiten realizar diagnósticos nebulares. En este caso, estimamos el valor de la constante de extinción mediante el cociente de los flujos de H_β y H_γ . Por otra parte, no detectamos H_δ , con lo que supusimos que la línea de Ne^{++} 3969 Å no se encuentra contaminada por H_ϵ (3970 Å).

El cociente de las líneas del O^{++} , nos dio un valor para la temperatura electrónica $T_e = 13000$ K. Con este valor y suponiendo una densidad $n_e = 100$ $e^- \text{cm}^{-3}$ (Esteban et al., 1990), obtuvimos el flujo de la línea de Ne^{++} 3342 Å. Los valores medidos y calculados son presentados en la tabla 5.2.

Tabla 5.1: Flujos observados y calculados de las líneas espectrales de NGC2359 respecto de $H_\beta = 100.0$. En la última fila se indica el valor de la constante de extinción c . Los errores fueron estimados en 21%

Línea Espectral	Flujo
Ne^{++} 3342 Å †	0.316
O^+ 3737 Å	231
O^+ 3727/29 Å †	0.74
Ne^{++} 3869 Å	51
Ne^{++} 3969 Å	20
O^{++} 4363 Å	10
H_γ	36
O^{++} 4959 Å	313
O^{++} 5007 Å	954
c	0.636

† Valores calculados.

Con estos valores derivamos las temperaturas y densidades de las distintas especies atómicas de una manera similar a la efectuada en la nebulosa alrededor de θ Mus. Los valores obtenidos son comparados con lo de Esteban et al (1990) en la tabla 5.2. Se observa de la misma que nuestros resultados están en excelente acuerdo con los publicados.

Tabla 5.2: Resultados Obtenidos a partir de los flujos de las líneas espectrales de NGC2359 comparados con los de Esteban et al (1990) en la Posición que llaman B5.

Parámetro Físico	Este trabajo	Esteban et al (1990)
$n_e [O^+] (e^- cm^{-3})$	100	-
$n_e [S^+] (e^- cm^{-3})$	-	< 100
$T_e [O^{++}] (K)$	13000	13500
$T_e [Ne^{++}] (K)$	16600	-
$n_e (baja) (e^- cm^{-3})$	100	-
$T_e (media) (K)$	14200	-
$12 + \log N(O^+)/N(H^+)$	7.6	7.5
$12 + \log N(O^{++})/N(H^+)$	8.1	8.2
$12 + \log N(Ne^{++})/N(H^+)$	7.4	7.7

Capítulo 6

Viento Estelar en Estrellas Masivas

6.1 Introducción

Tal como ha sido extensamente documentado a lo largo de esta tesis, el viento de las estrellas masivas influye de forma marcada sobre el MIE. Por ese motivo decidimos realizar un estudio teórico sobre el mismo.

Desde que en 1935 Adams y MacCormack detectaron líneas de elementos neutros con corrimiento Doppler cuando analizaban el espectro de una estrella supergigante fría, tenemos evidencia observacional de la existencia de vientos en las estrellas. No debe sorprender este fenómeno ya que termodinámicamente las estrellas son sistemas abiertos. En términos generales lo describimos como una expansión de las capas externas de la atmósfera estelar.

Valores típicos de \dot{M} , que es una medida de la intensidad del viento estelar, son: $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ con velocidades asintóticas o *terminales* (v_{∞}) de entre 1000 y 3500 km s^{-1} para estrellas tempranas y $10^{-11} M_{\odot}/\text{año}$ con v_{∞} de entre 10 y 100 km s^{-1} para estrellas tardías (Casinelli, 1979).

En las estrellas tardías la profundidad óptica del plasma eyectado es demasiado pequeña como para *formar línea* y por lo tanto sus vientos son difícilmente observables espectroscópicamente. Las mejores evidencias se basan en espectroscopía de alta resolución que permite detectar asimetrías en líneas metálicas intensas de muy baja excitación. Las capas externas de la atmósfera (en expansión) producen líneas en *emisión* mientras que la fotosfera (más interna y en reposo) produce líneas en *absorción*. La diferencia en velocidad se aprecia como un corrimiento Doppler: la absorción queda relativamente desplazada al azul. Estos son los llamados *perfiles P-Cygni*,

que permiten estimar no sólo la velocidad de la expansión de la región de formación de la especie sino también la densidad.

Watanabe (1991) propuso que los vientos de las estrellas tardías están gobernados térmicamente. Sin embargo la existencia de un calentamiento no radiativo, a través de ondas de choque por ejemplo (Cuntz, 1987; Cuntz et al., 1989) o a través de disipación por ondas de Alfvén (Hartmann and MacGregor, 1980), en conjunto con un amortiguamiento extendiéndose hasta las regiones de baja densidad, produciría una región de transición y coronas con temperaturas del orden de 10^6 K, tal como la observada en el Sol.

Los campos magnéticos en la atmósfera exterior de las estrellas estructuran al flujo de masa eyectado y además forman parte del balance de energía. Es importante destacar que la condición de *congelamiento del plasma* en el marco de la aproximación MHD, produce la corrotación del viento junto con la estrella, fenómeno que se prolongaría hasta varios radios estelares (Weber and Davies, 1967; Belcher and MacGregor, 1976; Sheeley and Wang, 1991). De esta manera, la estrella pierde, además de momento, también momento angular. Es de esperar, entonces, que la rotación de una estrella disminuya con la edad.

Las estrellas tempranas incorporan un nuevo mecanismo en la aceleración de la masa eyectada: la *presión de radiación*. Básicamente se trata de la transferencia de momento fotónico ($h\nu/c$) a los iones del plasma. Este fenómeno únicamente puede ocurrir si la profundidad óptica de la atmósfera es elevada.

La aceleración del viento por radiación en estrellas tempranas, es el tema central de este capítulo. Antes de abordarlo, daremos las características centrales de este tipo de estrellas.

6.2 Las estrellas tempranas

Las características centrales de las estrellas tempranas son: alta temperatura, una gran masa y luminosidad. Simultáneamente un viento muy denso con una alta velocidad terminal, en síntesis, una alta tasa de pérdida de masa. Es concebible que la pérdida de masa influya en alguna de estas tres maneras sobre la evolución de la estrella (Clayton, 1983)

1. La composición química de las capas externas puede revelar la existencia de productos de las reacciones nucleares no esperados en estrellas de *masa constante* (o tasa de pérdida de masa despreciable).
2. La velocidad de rotación de la superficie se reduce al transportar el viento, junto con la masa y el momento, momento angular. Si bien,

y como veremos más adelante, el campo magnético puede obligar a corrotar al flujo emergente junto con la fotosfera (*condición de congelamiento*) Fliegner y Langer (1994) obtuvieron un resultado similar sin la necesidad de campos magnéticos. Ellos han encontrado que \dot{M} alto produce una deceleración en la rotación suficientemente rápida en los modelos.

3. Al suponer una tasa de pérdida de masa la edad de la estrella debe ser revisada. Uno puede suponer que la estrella será más joven, dado que deberá entregar más energía y consumir, por lo tanto, más rápidamente el combustible nuclear. Esta demanda superior de energía proviene de que la estrella debe darle al gas expulsado suficiente energía para llegar al infinito. Otro argumento más es que al haber tenido más masa en el pasado, la quema de combustible fue más rápida.

Una característica importante de los vientos estelares es su dependencia de la distribución de masa con la latitud. Aunque el ejemplo no sería válido por pertenecer a un tipo completamente distinto, simplemente por muy conocido no podemos desdeñar lo que nos enseñan las observaciones del Sol: las mayor parte del flujo emerge de zonas discretas magnéticamente abiertas y tiene dos componentes: chorros de baja densidad originados en los *agujeros coronales* y vientos lentos provenientes de los *helmetts* próximos más densos (Withbroe, 1989). Podemos citar muchos otros ejemplos de flujos no isótropos en objetos de diferente clasificación o población.

Por último podemos señalar una diferencia importante entre las estrellas WR y las OB. No hay indicios de rotación en las primeras, mientras que las estrellas B están entre los objetos que rotan más rápidamente. Tampoco hay datos fiables de la magnitud de los campos magnéticos en la superficie de las estrellas WR. Apenas podemos señalar un límite máximo de *no detección*: 1000 G.

6.3 Una Teoría MHD del viento de estrellas tempranas

Si los términos radiativos no son tomados en cuenta, el problema bajo análisis se reduce al ya resuelto por Tsinganos y Trussoni (1991), Trussoni y Tsinganos (1993) y Rotstein y Ferro Fontán (1995). Sin embargo, hallar soluciones al problema, se vuelve bastante difícil cuando se quiere incorporar la presión de radiación. Fuera de la aproximación Magnetohidrodinámica (MHD), el trabajo pionero que abrió el camino para cuantificar la influencia de la presión

de radiación sobre la aceleración del viento, es el de Lucy y Solomon (1970) al que después siguió la formulación más amplia de Castor, Abbott y Klein (1975) (de aquí en más CAK) y la de múltiples otros autores que intentaron hallar un mecanismo aún más eficiente de aceleración del viento además de la presión de radiación (cf. Abbott, 1978; Pauldrach et al, 1990; etc).

Uno de los problemas centrales en la generación de una teoría de vientos para estrellas WR es conocido bajo el nombre de: *problema de momento del viento (wind momentum problem)* y se refiere al hecho observado de que si transferimos con máxima eficiencia el momento luminoso de la estrella al viento y lo comparamos con el momento mecánico del flujo emergente bajo la forma de un cociente obtenemos $\eta = (\dot{M}v_{\infty})/(L_*/c) \simeq 1-30$ (Willis, 1991). Es decir, el viento tiene hasta 30 veces más momento que el transferido por los fotones del campo de radiación, lo que nos indica que la presión de radiación por sí sola no puede acelerar al viento.

Soluciones a las ecuaciones de movimiento y dinámica del viento en términos de una descripción MHD, fueron halladas, por Friend y MacGregor (1986), Poe y Friend (1986), Cassinelli et al (1989) y Cassinelli (1992) quienes hallaron soluciones sobre el ecuador de la estrella. Cassinelli (1982) estudió la aceleración del viento por medio de ondas de Alfvén. Dos Santos et al (1993) retomaron la descripción de Cassinelli (1982) pero incluyendo además la presión de radiación.

En esta tesis proponemos una extensión de las soluciones analíticas MHD originalmente introducidas por Low y Tsinganos (1986) de manera tal a incorporar la presión de radiación. Es evidente que la integración analítica de las ecuaciones MHD requiere de algunas simplificaciones. Trataremos mas en detalle algunas de esas aproximaciones, por ahora diremos que consideraremos una estrella sin rotación cuyo campo magnético es puramente radial aunque la intensidad depende de la colatitud θ . Por último, la asimetría en la distribución de la densidad de masa la introducimos mediante un parámetro externo, tal como lo han hecho Ilu y Low (1989).

6.3.1 El Formalismo Básico

La interacción de un fluido estacionario, no viscoso y con alta conductividad eléctrica con campos magnéticos en presencia de un objeto central que provee un campo gravitatorio esféricamente simétrico es descripta en la aproximación MHD por las siguientes ecuaciones

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (6.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (6.2)$$

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (6.3)$$

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla\mathcal{P} + \mu_0^{-1}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \rho g \hat{e}_r + \mathbf{f}_{rad}, \quad (6.4)$$

$$\frac{3}{2} \frac{k_B}{m} \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)T + \mathcal{P} \nabla \cdot \mathbf{v} = \mathcal{Q}(r, \theta) \quad (6.5)$$

donde \mathbf{v} representa el campo de velocidades, \mathbf{B} la intensidad del campo magnético, ρ la densidad media, $\mathcal{P} = k_B \rho T / m$ es la presión del gas, $g = GM_*/r^2$ la aceleración de la gravedad y \mathbf{f}_{rad} la fuerza ejercida sobre el fluido por el campo de radiación. Los demás parámetros: k_B , G , M_* , m y T son la constante de Boltzmann, la constante gravitacional, la masa de la estrella, el peso molecular medio del fluido y la temperatura del gas, respectivamente. $\mathcal{Q}(r, \theta)$ representa, al igual que en Low y Tsinganos (1986), la tasa de energía por unidad de volumen que debe ser agregado al flujo con el fin de alcanzar el régimen estacionario. Se puede pensar como fuentes de calentamiento o enfriamiento a lo largo del flujo que cierra el sistema de ecuaciones dinámicas de manera consistente.

La aproximación clásica a estos problemas es proponer una relación entre presión y densidad a través de una politropa de índice constante γ . Sin embargo este camino puede llevar a obtener soluciones para el campo magnético con formas exóticas o hasta improbables. El camino que seguiremos aquí es proponer una *forma* de campo magnético razonable y a partir de ella obtener las soluciones del problema, incluyendo, las ecuaciones termodinámicas.

Para resolver el sistema de ecuaciones [6.1] - [6.4] haremos algunas simplificaciones matemáticas. En primer lugar supondremos simetría axial: $\partial_\phi = 0$. En ese caso podemos reescribir las ecuaciones [6.1] - [6.2] de la siguiente manera

$$\mathbf{B} = \frac{1}{r \sin \theta} \nabla A(r, \theta) \times \hat{e}_\phi + B_\phi \hat{e}_\phi, \quad (6.6)$$

y

$$\rho \mathbf{v} = \frac{1}{r \sin \theta} \nabla \Lambda_o(r, \theta) \times \hat{e}_\phi + \rho v_\phi \hat{e}_\phi; \quad (6.7)$$

donde $A(r, \theta)$ y $\Lambda_o(r, \theta)$ representan el flujo magnético y de masa respectivamente. Tsinganos (1982) mostró que las componentes \hat{e}_r y \hat{e}_θ de la ecuación [6.3] dan como resultado que Λ_o puede ser expresado como una función del flujo magnético. Por ese motivo, de aquí en más supondremos que $\Lambda_o = \Lambda_o(A(r, \theta))$. La integración de la ecuación [6.3] nos da otra función de $A(r, \theta)$

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \nabla \Omega_o(A) = \frac{\partial \Omega_o}{\partial A} \nabla A(r, \theta) \quad (6.8)$$

Si definimos

$$\Omega = \frac{\partial \Omega_o}{\partial A}, \quad \Lambda = \frac{\partial \Lambda_o}{\partial A}$$

a partir de la ecuación [6.8] y por medio de las ecuaciones [6.6] y [6.7] una relación general entre la velocidad y el campo magnético

$$\mathbf{v} = \mu_0^{1/2} \frac{\Lambda(A)}{\rho} \mathbf{B} + \Omega(A) r^2 \text{sen} \theta . \quad (6.9)$$

En esta tesis estudiaremos el régimen no rotacional en el que el campo magnético adopta una configuración puramente radial. Por definición una línea de campo es la región del plano meridional para la que $A(r, \theta)$ es constante. Podemos suponer $A(r, \theta) = a f(\theta)$ con a una constante y $f(\theta)$ una función arbitraria.

A partir de la ecuación [6.9] podemos definir la función de Mach - Alfvén como

$$M_A^2(r, \theta) \equiv M(r, \theta) = \frac{\mu_0 \Lambda^2}{\rho} = \frac{\rho v_p^2}{B_p^2} , \quad (6.10)$$

donde el subíndice p denota la componente poloidal. Si asumimos que $\partial_\theta M(r, \theta) \equiv 0$ podemos introducir la asimetría en la distribución de masa a través de una función. Para ello definimos la siguiente función

$$\Lambda(A) = \lambda(1 + jA)^{1/2} = \lambda(1 + \zeta \text{sen}^2 \theta)^{1/2} \quad (6.11)$$

donde j es una constante arbitraria, $\zeta = j a$ y λ definen la densidad de masa polar en el punto de Alfvén. El régimen no rotacional que estamos estudiando tiene además: $v_\phi = 0$ y $\Omega_0(A) = \text{constante}$ (ver las ecuaciones [6.9] y [6.10]). Así que mediante la expresión [6.11] el campo MHD se convierte en

$$B_r = \frac{2a}{r^2} \cos \theta , \quad B_\theta = B_\phi = 0 \quad (6.12)$$

$$v_r = \frac{V_0}{M_0} \frac{M(x)}{x^2} \frac{|\cos \theta|}{(1 + \zeta \text{sen}^2 \theta)^{1/2}} , \quad v_\theta \equiv v_\phi \equiv 0 \quad (6.13)$$

donde M_0 se refiere al valor de la función de Mach-Alfvén inicial, y la variable $x \equiv r/R_*$. Por otra parte la velocidad inicial queda definida por

$$V_0 = \frac{2M_0 \Psi}{\mu_0 \lambda}$$

con

$$\Psi = B(x=1, \theta=0) = 2 \frac{a}{R_*^2}$$

6.3.2 La Presión de Radiación

Asumiremos, al igual que CAK, que el campo de radiación es esféricamente simétrico y supondremos válida la aproximación de Sobolev. Como el campo de velocidades sólo tiene componente radial la fuerza de radiación actúa sólo en dirección radial. Con estas aproximaciones descomponemos la fuerza ejercida por la radiación en dos contribuciones, una del *continuo* y la otra de la *línea*

$$\mathbf{f}_{rad} = \rho \left[\frac{\sigma_e L_*}{4\pi r^2 c} + \sum_i g_i \right] \quad (6.14)$$

donde σ_e es el coeficiente de difusión (*scattering*) de los electrones libres y L_* es la luminosidad de la estrella. De esta forma el primer término del miembro de la derecha de la ecuación [6.14] representa la contribución del continuo a la presión de radiación. El segundo término agrega el efecto de la transferencia de momento a través de las líneas UV. La aceleración debida a la i -ésima línea, g_i puede ser expresada como

$$g_i = \frac{\pi}{c} \int_0^\infty \kappa_{\nu,i} F_\nu d\nu \quad (6.15)$$

donde $\kappa_{\nu,i}$ es el coeficiente de absorción de la i -ésima línea y πF_ν es el flujo de radiación que incide sobre la capa absorbente. Se acepta, en general, que $\kappa_{\nu,i}$ se anula por fuera del intervalo $\nu_i \pm \Delta\nu = \nu_i(1 \pm v_{th,i}/c)$ y que adentro toma un valor constante. En esta última expresión $v_{th,i}$ es la velocidad térmica del ion absorbente. Si las emisiones son despreciadas, F_ν puede expresarse como

$$F_\nu = F_{\nu_0} e^{-\tau} \quad (6.16)$$

donde τ_i es la profundidad óptica de la capa donde se forma la línea. Como existe un gradiente de velocidades, la línea se mueve donde hay un fuerte flujo de continuo y es transparente en una capa de grosor Δr de manera que la profundidad óptica puede ser expresada como

$$\tau_i = \rho \kappa_i \Delta r = \rho \kappa_i \frac{v_{th,i}}{dv/dx} \quad (6.17)$$

Entonces podemos reescribir la ecuación que define g_i ([6.15]) como

$$\begin{aligned} g_i &= \frac{\pi \kappa_i F_{\nu_0}}{c} \int_{\nu_i(1-v_{th,i}/c)}^{\nu_i(1+v_{th,i}/c)} e^{-\tau} d\tau = \\ &= \frac{\pi \kappa_i F_{\nu_0}}{c} \nu_i \frac{v_{th,i}}{c\tau_i} \int_0^{\tau_i} e^{-\tau} d\tau = \frac{\pi \kappa_i F_{\nu_0}}{c^2} \nu_i v_{th,i} \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau_i} \end{aligned} \quad (6.18)$$

Esto significa que del total del impulso que puede ser transferido por unidad de área ($\pi F_\nu/c$) una parte es absorbido, dentro del intervalo de frecuencia $\Delta\nu_{\text{Doppler}} = v_{th}\nu_0/c$, en una proporción $1 - e^{-\tau_i}$ debido a la acción absorbente de la columna de masa de scattering τ_i/κ_i . Si la línea es fuerte ($\tau_i \gg 1$) (Casinelli, 1979)

$$g_i = \frac{\pi F_{\nu_0}}{c} \frac{\Delta\nu_{\text{Doppler}}}{\rho v_{th}} \frac{dv}{dx}, \quad (6.19)$$

de manera tal que la aceleración de líneas fuertes es independiente de la intensidad de la línea y la presión total es proporcional al número de líneas gruesas. Y más aún, si sólo existieran líneas gruesas, la aceleración total sería proporcional al gradiente de velocidades. De manera de tomar en cuenta diferentes líneas, CAK definieron una escala de profundidad independiente de la opacidad de la línea

$$t \equiv \begin{aligned} & \frac{\sigma_c \tau_i}{\kappa_i} = \int_r^\infty \sigma_c \rho dr && \text{para una atmósfera estática} \\ & = \sigma_c \rho v_{th,i} \left| \frac{dv}{dx} \right|^{-1} && \text{para una atmósfera en expansión} \end{aligned} \quad (6.20)$$

La contribución de todas las líneas, $\sum_i g_i$, puede ser expresada de manera conveniente para reescribir la ecuación [6.14]

$$f_{rad} = \rho \frac{\sigma_c L_\star}{4\pi r^2 c} [1 + F(t)], \quad (6.21)$$

siendo $F(t)$ el llamado *multiplicador de la fuerza*. Tomando en cuenta las especies más abundantes de las atmósferas estelares, se puede calcular $F(t)$ como una función normalizada de t (Castor et al., 1975; Abbott, 1982). La curva resultante puede ser ajustada mediante una exponencial de la forma

$$F(t) = kt^{-\alpha}, \quad (6.22)$$

siendo α y k los parámetros a ajustar de la curva. Estos parámetros dependen de las características particulares de cada estrella, pero el rango de cada uno de ellos está, entre 0.01 - 0.06 para k y entre 0.5 y 0.7 para α .

Si escribimos de otra forma la conservación de la masa dada por la ecuación [6.1]

$$4\pi r^2 \rho v_r = \text{constante} = \dot{M}_\star, \quad (6.23)$$

a partir de la ecuación [6.19] y para un campo de velocidades puramente radial, la ecuación [6.22] se convierte en

$$F(t) = k \left[\frac{4\pi R_\star}{\sigma_c v_{th} \dot{M}_\star} \right]^\alpha \left(x^2 v_r \left| \frac{dv_r}{dx} \right| \right)^\alpha \quad (6.24)$$

6.3.3 Ecuaciones MHD bidimensionales con presión de radiación

A partir de las ecuaciones [6.11] - [6.24] podemos obtener las componentes \hat{e}_r y \hat{e}_θ de la ecuación [6.4] en términos de la función de Mach - Alfvén de la siguiente manera

$$-\partial_x P = \left[\frac{4}{x^2} \partial_x \left(\frac{M}{x^2} \right) + \frac{Z^2}{Mx^2} \left((1 - \Gamma) - k \left(\epsilon M \left| \partial_x \left(\frac{M}{x^2} \right) \right| \right)^\alpha \right) \right] - \left[\frac{4}{x^2} \partial_x \left(\frac{M}{x^2} \right) - \frac{Z^2}{Mx^2} \left(\zeta(1 - \Gamma) + k \left(\epsilon M \left| \partial_x \left(\frac{M}{x^2} \right) \right| \right)^\alpha \right) \right] \text{sen}^2 \theta, \quad (6.25)$$

$$\partial_\theta P = \frac{4}{x^4} \text{sen} \theta \cos \theta, \quad (6.26)$$

donde hemos definido la *presión adimensional* del gas

$$P = \mathcal{P} \frac{\mu_0}{\Psi^2},$$

así como también

$$Z^2 = \frac{GM_\star}{R_\star} \left(\frac{\lambda \mu_0}{\Psi} \right)^2 = 2 \left(\frac{V_e}{V_0} \right)^2 M_0^2 = 4 \frac{\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_M},$$

siendo V_e la velocidad de escape de la estrella (*no teniendo en cuenta la radiación*), $V_0 = v_r(x = 1, \theta = 0)$, \mathcal{E}_e es la energía de escape y \mathcal{E}_M es la energía magnética. Hemos introducido además el parámetro ϵ definido como

$$\epsilon = \Gamma \frac{4\pi R_\star V_0^2}{\sigma_e v_{th} \dot{M}_\star M_0^2} \equiv \frac{\mathcal{E}_L}{\mathcal{E}_e} \frac{V_0}{v_{th} M_0^2} = \frac{\mathcal{E}_L \mathcal{E}_M}{\mathcal{E}_e \rho v_0 v_{th}},$$

donde $\Gamma = \sigma_e L_\star / 4\pi c GM_\star$ y \mathcal{E}_L es la energía luminosa.

Las ecuaciones [6.25] y [6.26] pueden ser fácilmente desacopladas, esto es, lograr un conjunto de ecuaciones diferenciales ordinarias, siempre y cuando $\alpha = 0$ o $\alpha = 1$. Esta restricción puramente matemática es equivalente a considerar que todas las líneas son delgadas ($\alpha = 0$) o todas las líneas son gruesas ($\alpha = 1$). Es obvio que $\alpha = 0$ es reducir el problema al caso en que no hay presión de radiación y ya fue tratado por Tsinganos et al (1993).

Ya hemos dicho que los parámetros α y k son ajustados a partir de valores obtenidos numéricamente para t y F . En nuestro trabajo de investigación comprobamos que el viento existe para un rango muy acotado de t . Dentro de ese rango, $F(t)$ puede ser considerada una función lineal del gradiente de velocidad (ver ecuación [6.24]). Cuando integrábamos las ecuaciones [6.25] y

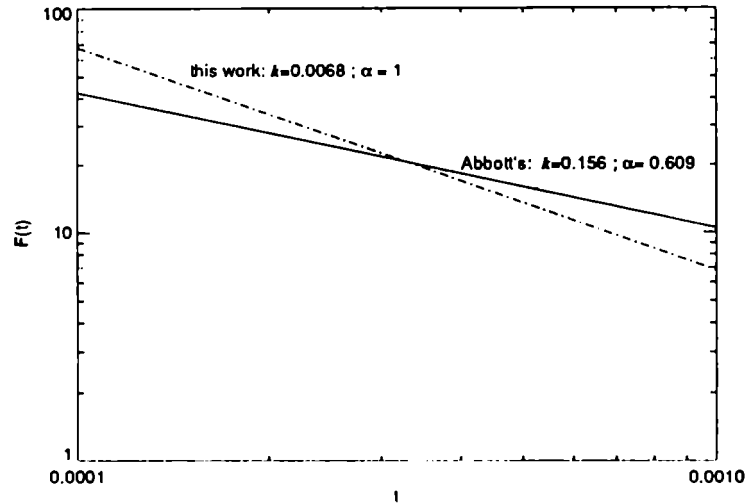


Figura 6.1: La función multiplicadora de la fuerza, $F(t)$ en función de t . La línea de trazo lleno es el resultado obtenido por Abbott (1982) para una estrella con $T_{ef} = 30.000$ K y $N_e/W = 1.0 (+11) \text{ cm}^{-3}$; $k = 0.156$ y $\alpha = 0.609$. La línea de trazos y puntos es la curva para $\alpha = 1$ y, en este caso, $k = 0.0068$ de manera que ambas se cortan en el punto medio del rango de interés.

[6.26] para un dado conjunto de valores iniciales, determinábamos el valor de k de manera que la recta logarítmica k/t intersectara a la curva de Abbott (1982) en el punto medio del rango de valores de interés de t . Para lograrlo comenzábamos con un valor cualquiera de k , integrábamos las ecuaciones, obteníamos el rango de t , asignábamos un nuevo valor a k , ahora con el fin de intersectar ambas curvas y proseguíamos iterando hasta que el rango de t y el valor de k convergieran. Esto ocurría siempre al cabo de pocas iteraciones. La Figura 6.1 muestra la curva obtenida por Abbott (1982) y la construida con $\alpha = 1$. El multiplicador de la fuerza, $F(t)$ resulta sobreestimado (subestimado) para valores menores (mayores) de la profundidad óptica normalizada central dentro del rango de interés.

La ecuación [6.26] puede ser integrada y obtenemos

$$P(x, \theta) = \frac{2}{x^4} \sec^2 \theta + \Pi_1(x) , \quad (6.27)$$

donde $\Pi_1(x)$ es la componente de la presión que depende sólo de la distancia radial a la estrella. Derivando la ecuación [6.27] respecto de x e igualándola

a la ecuación [6.25] nos da una ecuación para $\Pi_1(x)$ y otra para $M(x)$

$$\partial_x \Pi_1(x) = -\frac{4}{x^2} \partial_x U(x) + \frac{\beta k}{x^2} |\partial_x U(x)| - \frac{Z^2(1-\Gamma)}{U(x)x^4}, \quad (6.28)$$

$$\frac{4}{x^2} \partial_x U(x) - \frac{\beta k}{x^2} |\partial_x U(x)| - \frac{Z^2(1-\Gamma)\zeta}{U(x)x^4} = -\frac{8}{x^5}, \quad (6.29)$$

donde hemos definido

$$U(x) = \frac{M(x)}{x^2} \quad (6.30)$$

y

$$\beta = \epsilon Z^2 \equiv \frac{4\mathcal{E}_L}{\rho V_o v_{th}}. \quad (6.31)$$

A menos de una constante la función $U(x)$ representa la velocidad del fluido, lo que se constata a partir de la ecuación [6.13]. Siempre que las demás variables sean escritas en términos de $\Pi_1(x)$ y $M(x)$, las ecuaciones [6.28]–[6.29] son suficientes para determinar el estado dinámico y termodinámico del sistema.

6.3.4 Las soluciones tipo Viento

La ecuación [6.29] puede ser integrada numéricamente y eso es lo que hemos hecho para distintas condiciones del plasma. Sin embargo, la situación en la que la masa se distribuye de forma isótropa ($\zeta = 0$) puede ser integrada en forma analítica. Un estudio exhaustivo de este caso puede verse en Rotstein y Giménez de Castro (1996). Con lo que a continuación mostraremos los resultados obtenidos al integrar las ecuaciones para $\zeta \neq 0$.

Si la luminosidad de la estrella se reduce hasta hacerse despreciable, esto es $L_* \rightarrow 0$ (o lo que es lo mismo $\omega \rightarrow 0$ y $\Gamma \rightarrow 0$) la ecuación a considerar fue estudiada por Hu y Low (1989) para el caso de una configuración puramente radial, mientras que Trussoni y Tsinganos (1993) y Rotstein y Ferro Fontán (1995) analizaron el flujo resultante para campos magnéticos curvados.

El equilibrio ecuatorial de fuerzas no es afectado por la presión de radiación. Este es un hecho a resaltar y que ocurre por su dependencia con el $\cos\theta$. La consecuencia es que al incrementar la columna de gas en la zona ecuatorial, a través de la función de asimetría definida en la ecuación [6.11], con $\zeta \neq 0$ la presión del gas también debe incrementarse para sostenerla. Este aumento en la presión ecuatorial significa un aumento similar en los polos donde la columna de gas tiene menor peso. El resultado es un incremento en la velocidad del viento.

Por otra parte la componente θ , $\Pi_2(x)$, de la presión total compensa la fuerza de Lorentz de manera de mantener a un elemento de fluido dentro de las líneas de campo magnético tal como lo prescribe la condición de congelamiento. La que también fija el valor de $\Pi_2(x)$ en el ecuador independientemente del valor de ζ .

La fuerza de radiación no depende de ζ con lo que ambas contribuyen de manera independiente a la aceleración del viento. Esto produce mayores velocidades terminales calculadas respecto del caso $L_* \rightarrow 0$. Otra diferencia es que las soluciones deben ser monótonamente crecientes para la velocidad en el caso con presión de radiación. Se puede demostrar (Ilu and Low, 1989) que cuando $L_* \rightarrow 0$ pueden existir soluciones en las que $dU(x)/dx < 0$. Sin embargo en el caso que estamos considerando ahora *únicamente soluciones monótonamente crecientes* son aceptables debido a la aproximación de Sobolev que se ha tomado en cuenta. La condición que debe cumplirse se puede derivar de la ecuación [6.29] y resulta

$$U'(x) > 0 \Leftrightarrow \begin{cases} \zeta > \frac{4V_0^2}{v_*^2 M_0 (1-\Gamma)} & \text{para } 1 > \omega, \\ \zeta < \frac{4V_0^2}{v_*^2 M_0 (1-\Gamma)} & \text{para } \omega > 1. \end{cases} \quad (6.32)$$

Desarrollamos un programa de computación para integrar numéricamente las ecuaciones [6.28] y [6.29]. La integración se realizó mediante un proceso Runge-Kutta de cuarto orden de paso constante. Supusimos una estrella con las siguientes características:

Masa:	$30 M_\odot$
Temperatura:	40×10^3 K
Radio:	8
Luminosidad:	1.5×10^5
\dot{M} :	5×10^{-5}
<i>Magnitudes derivadas</i>	
Γ :	0.156
V_e :	1196

Las figuras 6.2 a 6.4 muestran el comportamiento de $v(x)$, $\Pi_1(x)$ y la energía en el polo $Q_0 = Q(x)R_*V_0^{-1}(\mu_0/\Psi^2)$ para tres valores distintos de $\zeta = 3, 5$ y 8 . En la figura 6.2 vemos el perfil de velocidad, en términos de la velocidad de escape V_e , que adopta el viento. Los valores terminales de las velocidades están dentro de un rango de $1,5 - 3 V_e$ tal como ha sido observado en estrellas luminosas (Abbott, 1982). La presión, (figura 6.3) decrece monótonamente y rápidamente se acopla al valor interestelar. Este

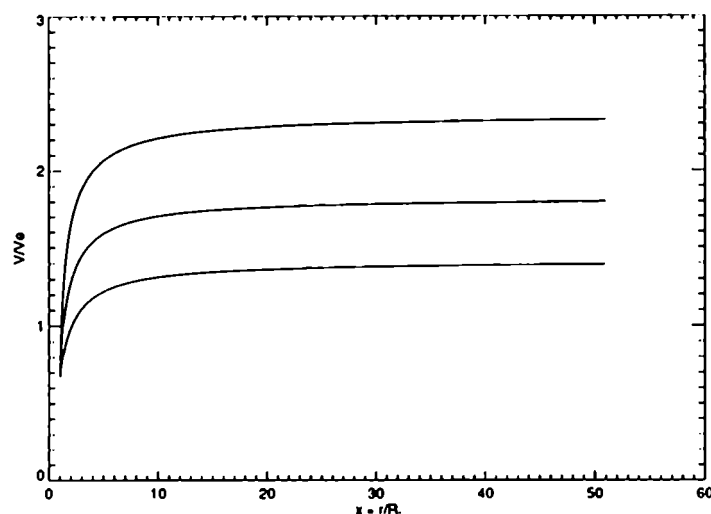


Figura 6.2: Velocidad terminal v_∞ en términos de la velocidad de escape V_e en función de la distancia adimensionalizada x . Estos resultados fueron obtenidos para tres valores de ζ . De arriba hacia abajo $\zeta = 8.0$, 5.0 y 3.0 para una estrella cuyos parámetros se muestran en el texto.

comportamiento es por demás esperable para mantener la velocidad dentro de los límites observados si se tiene en cuenta la alta aceleración inicial.

La energía, representada por Q_0 en la figura 6.3, está claramente liberada en los radios iniciales indicando que la fuente de aceleración está localizada en la fotosfera de la estrella. Cuanto mayor es ζ mayor es Q_0 porque mayor es la energía necesaria para lograr un flujo con mayor velocidad terminal. En todos los casos, debemos enfatizar, esta energía no representa más que un bajo porcentaje de la energía liberada por la estrella considerada como un cuerpo negro.

La fuerza de Lorentz es contrabalanceada por la componente $\Pi_2(x)$ de la presión total. Un aumento en el campo magnético fotosférico conduce a un aumento de la componente $\Pi_2(x)$. Si la columna de masa ecuatorial es la misma (es decir si queda fijo ζ), la presión total sobre los polos queda constante. Pero esta presión es la suma $\Pi = \Pi_1 + \Pi_2$, con lo que un aumento en $\Pi_2(x)$ resulta en una disminución en $\Pi_1(x)$, lo que lleva a una disminución en la aceleración del viento y en una menor velocidad terminal. Es decir que debemos esperar menor velocidad terminal al aumentar la intensidad del campo magnético. Ese resultado se halla graficado en la figura 6.4. Aunque la tendencia de las tres curvas de la figura 6.4 es clara, también es claro que la magnitud de las variaciones es porcentualmente baja. Nuevamente vemos que el campo magnético no participa en la termodinámica del problema ni

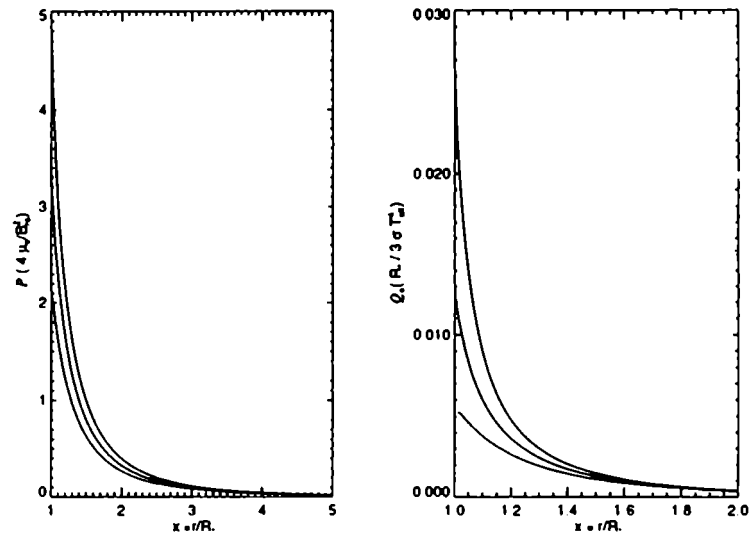


Figura 6.3: Izquierda: presión del gas en términos de la presión magnética en función de la distancia adimensionalizada x para los tres casos cuyos resultados se muestran en la 6.2. De arriba hacia abajo: $\zeta = 8.0, 5.0$ y 3.0 . Derecha: energía liberada en los polos en términos de la energía radiada por la estrella considerada como un cuerpo negro en función de la distancia adimensionalizada x . De arriba hacia abajo: $\zeta = 8.0, 5.0$ y 3.0

aporta energía en la aceleración del plasma tan sólo impone una geometría a lo largo de la cual se desarrollan los flujos de materia eyectada.

Por último y retomando la cuestión del *wind momentum problem* en la siguiente tabla hemos calculado el valor del coeficiente η para los tres casos de ζ distintos estudiados

ζ	η
3.0	2.69
5.0	3.48
8.0	4.5

Lo que nos dice la tabla anterior es que otra fuente de energía además de la radiación es necesaria para acelerar al viento. Estos valores de η están dentro de lo que se observa en este tipo de estrellas, tal como fuera señalado en la sección 6.3 (página 89).

6.3.5 Sumario

Hemos visto que el fenómeno del viento estelar es general en todos los tipos estelares. Sin embargo en las estrellas tempranas, las que nos ocupan en este trabajo, resulta fundamental ya que una porción importante de su energía es liberada en forma mecánica.

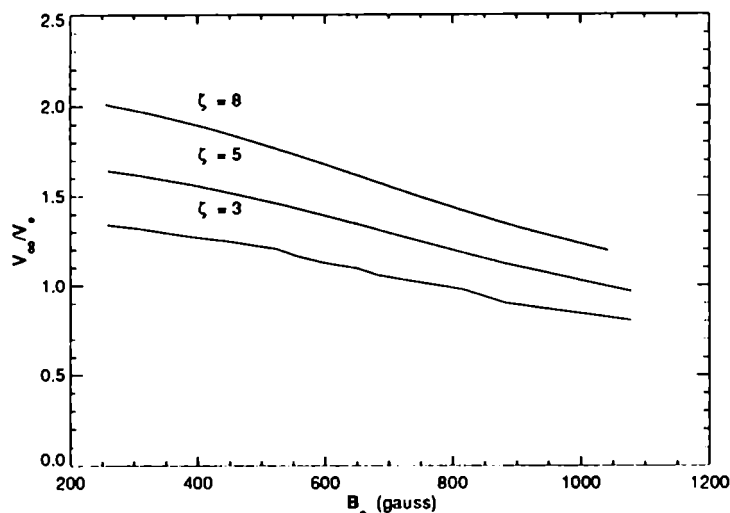


Figura 6.4: Velocidad terminal v_∞ en términos de la velocidad de escape V_e en función de la intensidad del campo magnético fotosférico y para los tres valores distintos de ζ discutidos en esta tesis.

En este capítulo hemos desarrollado una teoría MHD del viento de estrellas tempranas incorporando la presión de radiación como mecanismo acelerador. Podemos enumerar las principales conclusiones de este modelo:

1. De entre las aproximaciones más importantes que introducimos en el modelo, está la suposición de que todas las líneas son ópticamente gruesas. Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que en realidad trabajamos con una constante k artificial que nos asegura mantener el valor de la función $F(t)$ dentro de los límites que los modelos de Abbott (1982) indican.
2. El campo magnético fija los tubos de flujo a lo largo de los que fluye el plasma. Pero al mismo tiempo los tubos del flujo son conducidos hacia afuera por el mismo plasma. Esta es una consecuencia directa de la *condición de congelamiento* y juega un papel importante en la dinámica del viento. No hemos incluido *explícitamente* ningún mecanismo de liberación de energía por parte del campo magnético. De manera fenomenológica hemos incluido una función $Q(x)$ que representa el exceso de energía necesario para acelerar al viento y que puede incluir cualquiera de los métodos desarrollados y publicados en la literatura. Hemos visto que esta función decae abruptamente al alejarse el viento de la estrella y que a lo sumo puede representar el 10% de la energía liberada por la estrella considerada como un cuerpo negro.

3. Hemos demostrado que en el marco de este modelo el incremento en la intensidad del campo magnético resulta en una disminución de la velocidad terminal del viento. Esta conclusión es novedosa y resulta de la *condición de congelamiento* así como de tomar en cuenta la fuerza de Lorentz que en los modelos ecuatoriales evidentemente no puede existir.
4. La no esfericidad en la distribución de la masa del gas, por ejemplo el aumento de la columna de masa sobre el ecuador, resulta en un aumento de la velocidad terminal del viento. No debe entenderse como una consecuencia directa, sino más bien, como el resultado del balance de fuerzas que ocurre y del modelo empleado para describir la presión del gas.
5. También vimos que el flujo es gobernado por este balance de presiones en el ecuador más que por la presión de radiación.

Para resolver las ecuaciones MHD hemos realizado sinnúmeras aproximaciones. Las futuras mejoras en este modelo deben ir en la dirección de eliminar algunas de estas aproximaciones. Entre las más próximas: campos magnéticos curvados y rotación estelar. Más difícil es remover la simplificación de superficies de Mach - Alfvén esféricamente simétricas. Tampoco resulta evidente la forma de desacoplar las ecuaciones [6.25] y [6.26] si $\alpha \neq 1$.

Capítulo 7

Sumario

En esta tesis se han estudiado las condiciones físicas de la nebulosa de anillo alrededor de la estrella WR, θ Mus. Los intensos vientos de las estrellas WR barren el MIE el que es comprimido formando delgadas envolturas en forma de anillo. La gran intensidad luminosa de la estrella, por otra parte, ioniza al MIE produciendo reacciones de recombinación electrónica las que junto a las desexcitaciones atómicas producto de las colisiones de los electrones con los iones, producen la radiación nebular. Los estudios previos en radiofrecuencia de esta nebulosa indican que se encuentra dentro de una cavidad de H^0 . El material interestelar barrido fue calculado en $10^5 M_{\odot}$ (Cappa de Nicolau y Niemelä, 1984). La extensión de la nebulosa de anillo es de aproximadamente 2° .

REALIZAMOS LAS PRIMERAS OBSERVACIONES DIGITALES DIRECTAS DE LA NEBULOSA ÓPTICA a través de filtros angostos centrados en H_{α} y O^{++} . El análisis de estas revela que

- En algunas zonas de la nebulosa, el O^{++} y el H^+ están espacialmente separados.
- La morfología de la nebulosa observada a través de un filtro centrado en O^{++} es filamentosa, similar a la de los remanentes de supernovas.

OBTUVIMOS LAS PRIMERAS IMÁGENES ESPECTRALES DE LA NEBULOSA.

- Se detectaron las principales líneas espectrales de los átomos ionizados de potencial de ionización bajo.
- Se detectó O^{++} de potencial de ionización medio.
- La intensidad de las líneas de O^0 es mayor que la del O^+ , el que a su vez es mayor que la del O^{++} . Esto indica que la nebulosa es de excitación media.

- La intensidad de la línea de O^{++} 5007 Å, es similar a la de H_{β} .
- No se detectaron iones de potencial de ionización alto.

Con estas imágenes y en base a la teoría de formación de líneas espectrales descripta en el capítulo 2 realizamos el estudio de las condiciones físicas dentro de la nebulosa. Las principales conclusiones a las que arribamos son:

- La nebulosa es de baja densidad ($\sim 250 e^{-} cm^{-3}$) y temperatura intermedia ($\sim 11000 K$).
- La abundancia de los átomos de S, N y O refleja la abundancia Galáctica para la distancia al Centro Galáctico de la nebulosa.
- El cociente de los flujos de las líneas de recombinación y las líneas colisionales muestra que la radiación nebular se origina por la fotoionización generada por la radiación estelar.
- El semiancho de las líneas espectrales no muestra un ensanchamiento producto de las colisiones.

LA PRINCIPAL CONCLUSIÓN DE NUESTRAS OBSERVACIONES Y DE LOS DIAGNÓSTICOS EN BASE A FLUJOS DE LÍNEAS ESPECTRALES ES QUE LA NEBULOSA ALREDEDOR DE θMus ES DE MEDIA EXCITACIÓN, BAJA DENSIDAD Y ESTÁ RADIATIVAMENTE IONIZADA. (R_s, W según la clasificación de Chu (1981))

Observamos también a la nebulosa de anillo NGC2359 alrededor de la estrella WR HD56925 de tipo espectral WN5. Para esta nebulosa calculamos T_e , n_e y las abundancias atómicas. LOS RESULTADOS ESTÁN EN EXCELENTE ACUERDO CON LOS PREVIAMENTE PUBLICADOS.

Realizamos un estudio teórico del viento de estrellas tempranas en el marco de la teoría MHD, extendiendo las soluciones tipo viento previamente publicadas (Rotstein y Ferro Fontán, 1995) para incluir la presión de radiación dentro del marco teórico del modelo de CAK.

Apéndice A

Sistemas de Coordenadas Astronómicas

A.1 Sistema Ecuatorial

El plano fundamental de referencia para un sistema de determinación de posiciones espaciales no debiera depender de la rotación terrestre y, en principio, debiera estar ligado a las *estrellas fijas*. El plano perpendicular al eje de rotación terrestre, el ecuador, cumple con este requisito. El círculo máximo de la esfera correspondiente al plano ecuatorial es llamado *ecuador celeste*. El ángulo entre el eje de un polo y el plano del horizonte es llamado *altura del polo* φ (ver figura A.1 y es igual a la latitud geográfica de la ubicación del observador. Los *Círculos Máximos* de la esfera celeste que pasan a través de los *polos celestes* (prolongación de los polos terrestres) son llamados *círculos horarios*. La *declinación*, δ , de un objeto se define como el arco sobre un círculo horario entre el ecuador y la dirección del objeto. Se mide en grados sexagesimales y es positivo hacia el norte y negativo hacia el sur. Los *círculos menores* paralelos al ecuador y de declinación constante son llamados *paralelas de declinación*. Objetos en paralelas de declinación con distancia polar $90 - \delta < \varphi$, es decir, declinación $\delta > 90 - \varphi$, permanecen siempre por encima del horizonte y son llamados *circumpolares*.

Se define el *ángulo horario*, t , como el arco sobre el ecuador celeste entre el círculo horario que pasa a través del punto sur, el *meridiano de lugar*, y el círculo horario del objeto (ver figura A.2). El ángulo horario se calcula en el sentido del recorrido de las agujas del reloj cuando es visto desde el polo norte (sistema *izquierdo*) y es usualmente medido en horas: de 0 hs a 24 hs que se corresponden con los ángulos 0° a 360° .

Con estas dos coordenadas se puede fijar la posición de un objeto en el

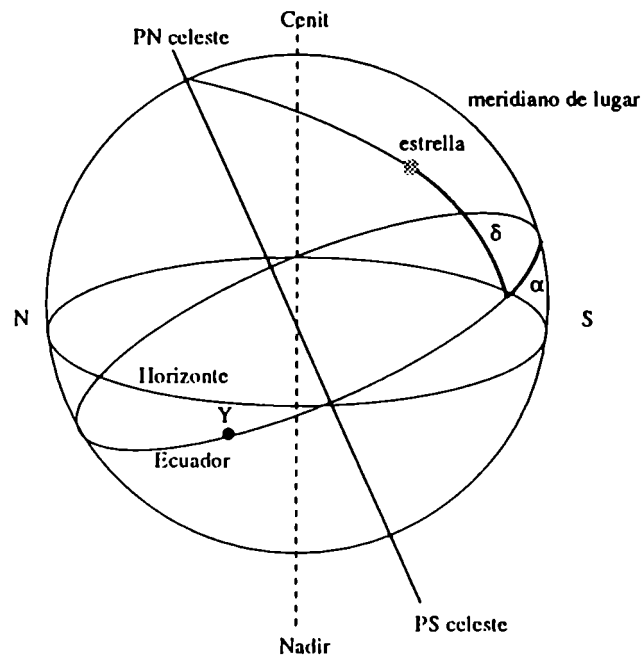


Figura A.1: Sistema ecuatorial de Coordenadas.

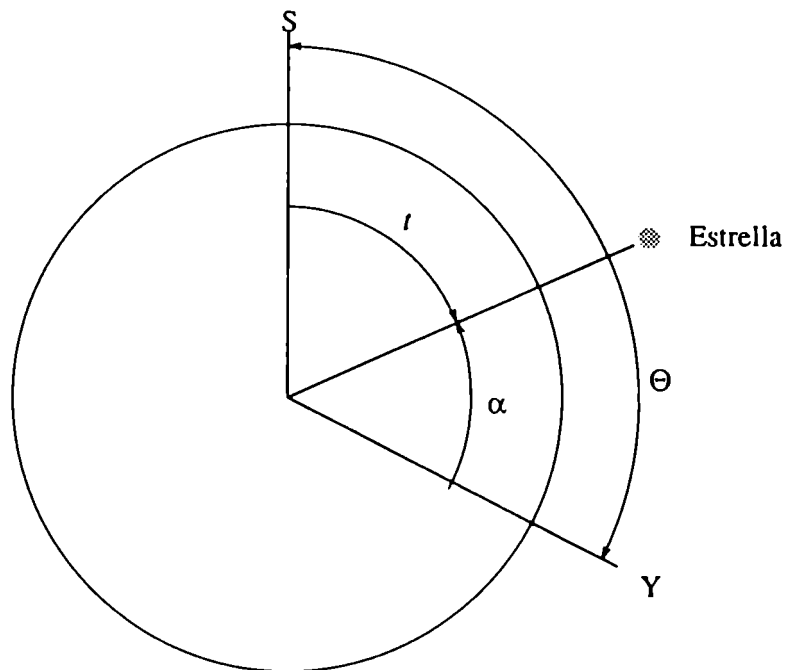


Figura A.2: Relación entre el ángulo horario l , la ascensión recta, α , y el tiempo sidéreo, Θ . Vista del plano ecuatorial desde el polo norte.

cielo. Sin embargo, el ángulo horario t depende del momento de observación y como tal no es una coordenada útil al momento de construir catálogos o referenciar objetos.

A.2 Tiempo Sidéreo

Se toma como un origen o *punto nulo* sobre el ecuador celeste el *Primer Punto de Aries* o *equinoccio vernal*. Este es el punto en el que el centro del disco solar cruza el ecuador celeste en la primavera boreal, proviniendo del sur. También es llamado el *Nodo Ascendente* de la *eclíptica*, esta última es la órbita del Sol en su recorrido anual a través de las estrellas fijas desde el oeste hacia el este a través del sur (hemisferio norte) o norte (hemisferio sur). El equinoccio vernal es simbolizado por Υ . El arco sobre el ecuador celeste desde Υ hasta el círculo horario del objeto, es llamado *declinación recta*, α , y es abreviado usualmente como AR (por *ascencio recta*). La AR es computada en un giro contrario al de las manecillas del reloj y así desde el oeste, a través del sur (hemisferio norte) o norte (hemisferio sur) hacia el este desde las 0 hs a las 24 hs o desde 0° a 360° (sistema *derecho*).

El *tiempo sidéreo*, Θ , se define como el ángulo horario, t , de Υ . Es decir que

$$\Theta = \alpha + t . \quad (\text{A.1})$$

El tiempo sidéreo es un tiempo local, que mide la distancia entre el meridiano del lugar y el Primer Punto de Aries. Esto significa que en cada lugar de observación se debe contar con un reloj sincronizado con el tiempo sidéreo o con algún sistema de cálculo del tiempo sidéreo basado en el tiempo legal.

A.3 Coordenadas Galácticas

La investigación sobre la distribución del Hidrógeno neutro galáctico permitió saber que el mismo se encuentra, primordialmente, ubicado sobre un plano y que ese plano es coincidente con el fenómeno observable a simple vista y llamado *Vía Láctea*. Esto significa que la Galaxia (*nuestra galaxia*) tiene un plano principal de ubicación, lo que nos permite definir un nuevo sistema de coordenadas, muy útil cuando se trata de estudiar la dinámica y cinemática galácticas.

El Sol está ubicado casi en el medio de este plano, llamado *plano galáctico* lo que mejora aún más la utilidad de un sistema de coordenadas galáctico. La división de la esfera celeste por el plano galáctico puede ser prolongado imaginariamente generando un círculo máximo llamado *ecuador galáctico*.

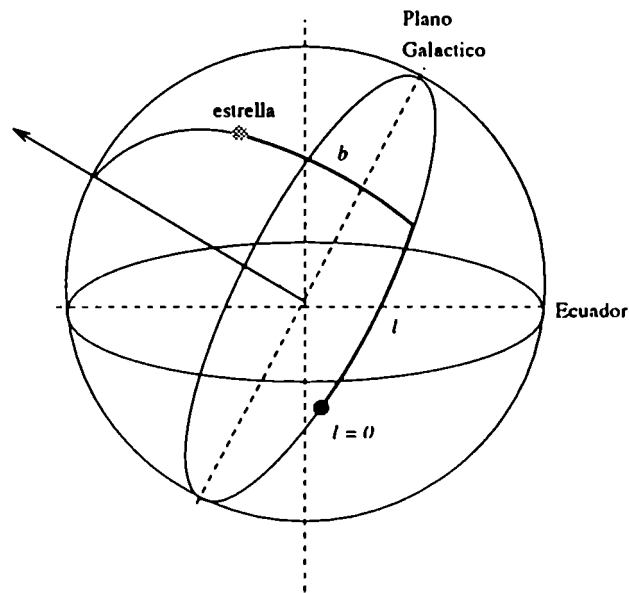


Figura A.3: Definición del Sistema de Coordenadas Galácticas.

Sobre el ecuador galáctico se define una *longitud galáctica*, l , que crece en sentido inverso al del movimiento de las agujas del reloj de 0° a 360° . La distancia desde el ecuador galáctico al objeto es llamada *latitud galáctica*, b , y es positiva hacia el norte y negativa hacia el sur. En la figura A.3 se presenta un esquema del sistema galáctico de referencia. Se ha adoptado como *polo norte galáctico* la posición definida en coordenadas ecuatoriales como

$$\alpha = 12^h 49^m, \quad \delta = +27^\circ.4 \quad (1950.0)$$

y como origen de la longitud galáctica la posición

$$\alpha = 17^h 42^m.4, \quad \delta = 28^\circ.92 \quad (1950.0).$$

El ecuador o plano galáctico está ubicado a aproximadamente 63° norte respecto del ecuador terrestre. Los números entre paréntesis corresponden al momento en que fueron definidos y son de suma importancia en astronomía dado que la precesión en el movimiento terrestre ocasiona una variación sistemática en todas las posiciones estelares.

Apéndice B

El paquete de programas Nebular

Nebulares un conjunto de programas desarrollado para el entorno IRAF/STSDAS para derivar las condiciones físicas en gases de baja densidad (nebulares) mediante apropiados cocientes de flujos de líneas espectrales, densidad electrónica y temperatura electrónica. El paquete de programas está basado en el programa *five-level* desarrollado por De Robertis et al (1987), pero incluye diagnósticos de un juego más amplio de iones y líneas espectrales.

Los programas que forman parte del paquete son los siguientes, junto con una somera descripción de los mismos:

Programa	Descripción
<i>abund</i>	Deriva las abundancias iónicas en una nebulosa de tres zonas
<i>ionic</i>	Calcula la población de los niveles, las densidades críticas y las abundancias para un único ion.
<i>ntplot</i>	Construye diagramas de diagnóstico T_e vs n_e
<i>redcorr</i>	Corrige los flujos por enrojecimiento interestelar.
<i>temden</i>	Calcula T_e o n_e a partir de cocientes de flujos de líneas de diagnóstico.
<i>zones</i>	Deriva T_e y n_e para una nebulosa de tres zonas a partir de cocientes de líneas espectrales.

Empleamos *ionic* con el fin de calcular el flujo de las líneas que no fueron detectadas por los instrumentos empleados: $S^+ \lambda$ 4068 y 4076 Å, en base al flujo de $S^+ \lambda$: 6717 y 6731 Å; y $O^+ \lambda$ 7320 y 7330 Å, en base al flujo de $O^+ \lambda$ 3727 Å. Y además para calcular el cociente de $O^+ \lambda$ 3726/29 Å. Este programa da como resultado la emisividad volumétrica de cada transición

electrónica. El flujo medido es la integral a lo largo de la visual de la emisividad. Si suponemos a esta constante, entonces es directamente proporcional a la emisividad. El cociente de los flujos (valor medido) debe ser igual al cociente de las emisividades (valor calculado).

redcorr fue empleado para desenrojecer los flujos observados. En todos los casos, de las posibles funciones de extinción que el programa permite utilizar, empleamos la definida por Kaler (1976) y denominada para el programa como *jbk*.

zones calcula el valor de T_e y de n_e en un modelo de nebulosa de tres zonas (*cebolla*) para cada una de las zonas de una forma iterativa empleando los cocientes de los flujos de las líneas espectrales. En nuestro caso, de las tres zonas, sólo tenemos la que corresponde a baja ionización, por lo que describimos el método dentro de esta zona únicamente. Para una descripción más detallada ver De Robertis et al (1987), Shaw y Dufour (1995) y los *help* del mismo paquete de programas.

zones parte de un valor inicial $n_e = 1000 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$ y calcula T_e en base a las líneas del N^+ y del O^{++} . Promedia estas dos temperaturas (o asume que $T_e = 10000 \text{ K}$ si las líneas anteriores no son disponibles) y calcula n_e en base a los cocientes de O^+ y S^+ . Promedia estas dos densidades (o asume $n_e = 1000 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$) y recalcula T_e a partir del cociente de N^+ (en caso de no contar con datos de N^+ se emplea O^{++}). Recalcula n_e , a partir de O^+ y S^+ , y emplea el promedio para calcular T_e en base a O^+ y S^+ . Los datos de los coeficientes atómicos que necesita para hacer los cálculos fueron obtenidos de la compilación de Mendoza (1982), pero incorporando los nuevos datos de Blum y Pradhan (1992), Butler y Mendoza (1984), Dufton y Kingston (1989), Cai y Pradhan (1993), Butler y Zeipen (1987), Zeipen et al (1987) y Butler et al (Butler and Zeipen, 1987).

Apéndice C

Listado de Acrónimos

AAO	Anglo Australian Observatory.
AURA	Association of Universities for Research in Astronomy.
CASLEO	Complejo Astronómico El Leoncito, operado por acuerdo entre el CONICET, UNLP, UNC y UNSJ.
CONICET	Consejo Nacional de Actividades Científicas y Técnicas.
CTIO	Cerro Tololo Inter-American Observatory, operado por AURA bajo contrato con la NSF.
IAFE	Instituto de Astronomía y Física del Espacio.
IAR	Instituto Argentino de Radioastronomía.
IRAF	Image Reducing and Analysis Facilities.
NOAO	National Optical Astronomy Observatories.
NSF	National Science Foundation.
STScI	Space Telescope Science Institute.
STSDAS	Space Telescope Science Data Analysis System.
UNC	Universidad Nacional de Córdoba.
UNLP	Universidad Nacional de La Plata.
UNSJ	Universidad Nacional de San Juan.
VLA	Very Large Array

Referencias

- Abbott, D. C.: 1978, *Astrophys. Jour.* **225**, 893
- Abbott, D. C.: 1982, *Astrophys. Jour.* **259**, 282
- Adams, W. S. y MacCormack, K. E.: 1935, *Astrophys. Jour.* **81**, 119
- Aller, L.: 1987, *Physics of Thermal Gaseous Nebulae (Physical Processes in Gaseous Nebulae)*, Dordrecht:Reidel
- Baldwin, J. A. y Stone, R. P. S.: 1984, *Month. Not. of the Royal Astron. Soc.* **206**, 241
- Belcher, J. W. y MacGregor, K. B.: 1976, *Astrophys. Jour.* **210**, 498
- Blum, N. y Pradhan, A.: 1992, *Astrophys. Jour. Suppl.* **80**, 425
- Brocklehurst, M.: 1971, *Month. Not. of the Royal Astron. Soc.* (**153**), 471
- Butler, K. y Mendoza, C.: 1984, *Month. Not. of the Royal Astron. Soc.* **208**, 17P
- Butler, K. y Zeipen, C.: 1987, (*preprint*)
- Cai, W. y Pradhan, A. K.: 1993, *Astrophys. Jour. Suppl.* **88**, 329
- Cappa de Nicolau, C. y Niemelä, V.: 1984, *Astronom. Jour.* **89(9)**, 1398
- Casinelli, J. P.: 1979, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **17**, 275
- Cassinelli, J. P.: 1982, in C. de Loore y A. J. Willis (eds.), *Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics y Evolution. IAU Symp. 99*, p. 173, Dordrecht:Reidel
- Cassinelli, J. P.: 1992, Vol. 22, p. 134, ASPCS
- Cassinelli, J. P., Schulte-Ladbeck, R. E., Poe, R. E., y Abbott, C. H.: 1989, in K. Davidson, H. J. G. L. M. Lamers, y A. Moffat (eds.), *Physics of luminous blue variables. IAU Coll 113*, p. 121
- Castor, J. L., Abbott, D. C., y Klein, R. I.: 1975, *Astrophys. Jour.* **195**, 157, CAK
- Chu, Y.-H.: 1981, *Astrophys. Jour.* **249**, 195
- Chu, Y.-H.: 1982, *Astrophys. Jour.* **254**, 578
- Chu, Y.-H. y Treffers, R. R.: 1981, *Astrophys. Jour.* **250**, 615
- Chu, Y.-H., Treffers, R. R., y Kwitter, K. B.: 1983, *Astrophys. Jour. Suppl.* **53**, 937
- Clarke, W.: 1965, *Ph.D. thesis*, U.C.L.A

Referencias

- Clayton, D. D.: 1983, p. 501, The University of Chicago Press: Chicago
- Colomb, R. F. y Dubner, G. M.: 1982, *Astron. & Astrophys.* **112**, 141
- Conti, P. S., Leep, E. M., y Lorre, J. J.: 1977, *Astrophys. Jour.* **214**, 759
- Cowie, L. L. y McKee, C. F.: 1977, *Astrophys. Jour.* **211**, 135
- Cox, D. P.: 1972, *Astrophys. Jour.* **178**, 143
- Cuntz, M.: 1987, *Astron. & Astrophys.* **188**, L5
- Cuntz, M., Hartmann, L., y Ulmschneider, P.: 1989, in *Circumstellar Matter. Proc. IAU Symp. 122*
- Czysak: 1968, *Stars y Stellar Systems VII. Nebulae y Interstellar Matter*, Chapt. 8, University of Chicago Press
- Deharveng, L., Israel, F. P., y Maucherat, M.: 1976, *Astron. & Astrophys.* **48**, 63
- Dos Santos, L. C., Jatenco-Pereira, V., y Opher, R.: 1993, *Astrophys. Jour.* **410**, 732
- Draine, B. T. y McKee, C. F.: 1993, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 373
- Dufton, N. y Kingston, M.: 1989, *Month. Not. of the Royal. Astron. Soc.* **241**, 209
- Dyson, J. E.: 1977, *Astrop. y Spac. Sci* **51**, 197
- Esteban, C., Vilchez, J. M., Manchado, A., y Edmunds, M. G.: 1990, *Astron. & Astrophys.* **227**, 515
- Fliegner, J. y Langer, N.: 1994, in K. A. van der Hucht y P. M. Williams (eds.), *Wolf Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution. IAU. Symp. 163*, p. 999, Reidel:Dordrecht
- Friend, D. B. y MacGregor, K. B.: 1986, *Astrophys. Jour.* **282**, 591
- Goudis, C., Hippelein, H., y Münch, G.: 1983, *Astron. & Astrophys.* **117**, 127
- Gull, T. R. y Sofia, S.: 1979, *Astrophys. Jour.* **230**, 782
- Hamuy: 1992, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **104**, 533
- Hartmann, L. y MacGregor, K. B.: 1980, *Astrophys. Jour.* **242**, 260
- Hebb y Menzel: 1940, *aaa* **1111**, 7777
- Heckathorn, J. N. y Gull, T. R.: 1980, *Bull. Am. Astron. Soc.* **12**, 458
- Hectarhorn, J. N., Bruhweiler, F., y Gull, T. R.: 1982, *Astrophys. Jour.* **252**, 230
- Hu, Y. Q. y Low, B. C.: 1989, *Astrophys. Jour.* **342**, 1049
- Humphreys, R.: 1976, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **88**, 647
- Jeffers, H. M., van der Bos, W. H., y Greeby, F. M.: 1963, *Publ. Lick Obs.* **21**
- Johnson, H. M.: 1973, in M. K. V. Bappu y J. Sahade (eds.), *Wolf - Rayet y High Temperature Stars. IAU Symp. 49*, p. 42, Dordrecht:Reidel
- Johnson, H. M. y Hogg, D. E.: 1965, *Astrophys. Jour.* **142**, 1033
- Kaler, J. B.: 1976, *Astrophys. Jour. Suppl.* **31**, 517

Referencias

- Karzas, W. V. y Latter, R.: 1961, *Astrophys. Jour. Suppl.* **6**, 167
- Lasker, B. M.: 1977, *Astrophys. Jour.* **212**, 390
- Levato, H.: 1995, *Espectrógrafo REOSC. Manual Operativo*, Casleo, 1.1 edition
- Low, B. C. y Tsinganos, K.: 1986, *Astrophys. Jour.* **302**, 163
- Lozinskaya, T. A.: 1982, *Ap. & Space Sci.* **87**, 313
- Lozinskaya, T. A., Lar'kina, V. V., y Putilina, E. V.: 1984, *Sov. Astronom. Lett.* **9**, 344
- Lucy, L. B. y Solomon, P. M.: 1970, *Astrophys. Jour.* **159**, 879
- Marston, A. P., Chu, Y.-H., y García Segura, G.: 1994a, *Astrophys. Jour. Suppl.* **93(1)**, 229
- Marston, A. P., Yocum, D. R., García Segura, G., y Chu, Y.-H.: 1994b, *Astrophys. Jour. Suppl.* **95(1)**, 151
- Mendoza, C.: 1982, in D. R. Flower (ed.), *Planetary Nebulae. IAU Symp. 103*, p. 143, Dordrecht:Reidel
- Menzel, D. H. y baker, J. B.: 1937, *Astrophys. Jour.* **86**, 70
- Menzel, D. H. y Peckeris, C. L.: 1935, *Month. Not. of the Royal. Astron. Soc.* **96**, 77
- Miller, G. J. y Chu, Y.-H.: 1993, *Astrophys. Jour. Suppl.* **85(1)**, 137
- Moffat, A. F. J. y Seggewiss, W.: 1977, *Astron. & Astrophys.* **54**, 607
- Parker, R. A. R., Gull, T. R., y Kirshner, R. P.: 1979, *An Emission Line Survey of the Milky Way*, NASA SP-434
- Pauldrach, A. W., Puls, J., Gabler, A., y Gabler, R.: 1990, Vol. 7, p. 171, ASPCS
- Poe, C. H. y Friend, D. B.: 1986, *Astrophys. Jour.* **311**, 317
- Robertis, M. M. D., Dufour, R. J., y Hunt, R. W.: 1987, *Jour. Roy. Astron. Soc. Can.* **81**, 195
- Rotstein, N. y Ferro Fontán, C.: 1995, *Astrophys. Jour.* **449**, 764
- Rotstein, N. y Giménez de Castro, G.: 1996, *Astrophys. Jour.* **464**, 859
- Sabbadin, F., Minello, S., y Bianchini, A.: 1977, *Astron. & Astrophys.* **60**, 147
- Savage, B. D. y Mathis, J. S.: 1979, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **17**, 73
- Scheffler, H. y Elsässer, H.: 1987, *Physics of the Galaxy y Interstellar Matter*, Chapt. Interstellar Phenomena, pp 201-240, Springer-Verlag
- Schmidt, L. F.: 1965, *Stars y Stellar Systems*, Vol. 5, p. 513
- Schneps, M. H., Haschick, A. D., Wright, E. L., y Barrett, A. H.: 1981, *Astrophys. Jour.* **243**, 184
- Seaton, M. J.: 1959, *Month. Not. of the Royal. Astron. Soc.* **119**, 90
- Seaton, M. J.: 1979, *Month. Not. of the Royal. Astron. Soc.* **187**, 75p
- Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., y Pottasch, S. R.: 1983, *Month. Not. of the Royal. Astron. Soc.* **204**, 53

- Shaw, R. A. y Dufour, R. J.: 1995, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **107**, 896
- Sheeley, N. y Wang, M.: 1991, *Solar Physics* **134**, 187
- Shull, J. M. y McKee, C. F.: 1979, *Astrophys. Jour.* **227**, 131
- Smith, L. F.: 1968, *Month. Not. of the Royal Astron. Soc.* **141**, 317
- Steigman, G., Strittmatter, P. A., y Williams, R. E.: 1975, *Astrophys. Jour.* **198**, 575
- Treffers, R. R. y Chu, Y.-H.: 1982, *Astrophys. Jour.* **252**, 569
- Trussoni, E. y Tsinganos, K.: 1993, *Astron. & Astrophys.* **269**, 589
- Tsinganos, K.: 1982, *Astrophys. Jour.* **252**, 775
- Tsinganos, K. y Trussoni, E.: 1991, *Astron. & Astrophys.* **249**, 156
- Tsinganos, K., Trussoni, E., y Sauty, C.: 1993, *Physics of Solar y Stellar Coronæ*, p. 615, Dordrecht:Kluwer
- van Buren, D. y McCray, R.: 1988, *Astrophys. Jour. Lett.* **329**, L93
- van der Hucht, K. A., Conti, P. S., Lundström, I., y Stenholm, B.: 1981, *Spac. Sci. Rev.* **28**, 227
- Venger, A. P., Gosachinskii, T. V., Grachev, V. G., Egorova, T. M., Ryzhkov, N. F., y Khersonskii, V. K.: 1982, *Soviet Astron.* **26**, 12
- Vilchez, J. M. y Esteban, C.: 1991, in C. W. H. de Loore y A. J. Willis (eds.), *Wolf-Rayet Stars y Interrelations with Other Massive Stars. IAU Symp. 143*, p. 379, Dordrecht:Kluwer
- Walborn, N.: 1973, *Astron. & Astrophys. Suppl.* **8**, 505
- Walborn, N.: 1982, *Astrophys. Jour.* **256**, 452
- Watanabe, J.: 1991, *Solar Physics* **132**, 397
- Weaber, R., McCray, R., Castor, R., Shapiro, J., y Moore, R.: 1977, *Astrophys. Jour.* **218**, 377
- Weber, E. J. y Davies, L.: 1967, *Astrophys. Jour.* **148**, 217
- Willis, A. J.: 1991, in K. A. van der Hucht y B. Hidayat (eds.), *Wolf-Rayet Stars y Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies. Proc. of IAU Symp. 143*, p. 265, Dordrecht:Kluwer
- Withbroe, G. L.: 1989, *Highlights of Astronomy* **8**, 525
- Zeppen, C., Butler, K., y Le Bourlot, J.: 1987, *Astron. & Astrophys.* **188**, 251

Agradecimientos

Cuando se es afortunado por hacer lo que uno ama debe tener muy en claro que nada es mérito meramente personal. Y es por ello bueno que, de tanto en tanto, haga público sus agradecimientos.

Agradecer a la familia en primer lugar significa reconocer que la esencia que es uno está en las acciones diarias y por ello persistentes, a veces, casi despectivamente, llamadas *pequeñas cosas de la vida*. Y si dediqué esta tesis a mi padre es porque le agradezco el haberme otorgado la pasión esencial por el trabajo intelectual. Y también a mi madre y mi hermana, cuyo cariño guardo en lo profundo de mi humanidad. A mi esposa, que por amor aceptó el destino errabundo e incómodo que tiene el trabajador de la ciencia. Y a mi hijo: *el cuenco de un cariño infantil que añora verte...*

Estoy en deuda con con mi directora de tesis, de la que espero haber aprendido las cosas que pretendió enseñarme. Con las amistades que en estos cuatro años de trabajo supimos construir. Con instituciones varias y con el pueblo argentino que ignora haber financiado este trabajo de investigación. Y dentro de las muchas y muy buenas personas del ambiente científico que me ayudaron, destaco, porque odio el olvido, a Horacio Ghielmetti, a quien conocí diez años atrás y siempre, hasta la última vez que hablé con él, me alentó y me ayudó en mi carrera.

Repetida en cada uno de nosotros, no por ello la anécdota con que cierro esta monografía, puede ser olvidada. A los 15 o 16 años retiré de una biblioteca pública un libro titulado *"Estrellas, Materia Interestelar y Galaxias"*. El libro me resultó soberanamente aburrido. Pero las imágenes capturaron mi atención. Sobre todo una que en su epígrafe decía: *Nebulosa en la Constelación de Orión*. Si hay un hilo misterioso que conduce nuestros pasos o estos son producto de una *caminata al azar* no lo se. Pero también a él le estoy agradecido.