

00362  
lg.  
2

CONDICIONES FISICAS A LO LARGO DEL DISCO  
DE LA GALAXIA ESPIRAL M101

Julietta N. Fierro Gossman  
Instituto de Astronomía UNAM

Tesis que se presenta para obtener el grado de  
Maestro en Ciencias (Física).

Departamento de Física  
Facultad de Ciencias  
U N A M  
1982

00362  
1982

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

I N D I C E

	Página
I. INTRODUCCION	4
II. OBSERVACIONES DE REGIONES H II EN LA GALAXIA M101.	9
a) Descripción de las observaciones	
b) Extinción interestelar	
c) Intensidades de las líneas observadas.	
III. CONDICIONES FISICAS Y ABUNDANCIAS DE ELEMENTOS PESADOS EN M101	27
a) Medición de temperaturas a partir de líneas de emisión ópticas.	
b) Determinación de temperaturas en las regiones H II de M101.	
c) Densidades electrónicas.	
d) Densidades electrónicas observadas.	
e) Abundancias químicas.	
f) Abundancias químicas de elementos pesados en M101.	
IV. ABUNDANCIA DE HELIO EN M101.	42
a) Absorción y emisión subyacentes.	
b) Determinación de abundancias iónicas a partir de intensidades de líneas de helio.	
c) Determinación de la abundancia total de helio, $N(\text{He})/N(\text{H})$ .	
V. IMPORTANCIA DE LA DETERMINACION DE LA ABUNDANCIA DE HELIO Y DE LOS GRADIENTES DE COMPOSICION QUIMICA EN LAS GALAXIAS.	58
a) Helio pregaláctico.	
i) Modelo de Gran Explosión.	
ii) Determinación observacional del helio pregaláctico.	

- b) Historia Evolutiva ( $\Delta Y/\Delta Z$ ,  $\Delta Y/\Delta Z$ ).
- c) Gradientes de condiciones físicas y de composición química en discos de galaxias.

VI. DISCUSION Y CONCLUSIONES	81
a) Discusión	
b) Conclusiones	
REFERENCIAS.	91

## I. INTRODUCCION

El estudio de las condiciones físicas de regiones H II extragalácticas por medio de la interpretación de observaciones nos permite iniciarnos en el problema de la formación y evolución de las galaxias. Las nebulosas gaseosas que no han sido contaminadas por evolución estelar nos indican cual fué la composición química pregaláctica la cual tiene relación directa con las condiciones de la Gran Explosión. En particular, la abundancia pregaláctica de helio es una restricción observacional a los modelos cosmológicos.

La determinación de abundancias químicas en regiones H II tiene una doble ventaja sobre la determinación en estrellas. En primer lugar, solo se pueden estudiar estrellas individuales en las galaxias más cercanas, mientras que las regiones H II gigantes se pueden observar en galaxias a decenas de megaparsecs de distancia. En segundo lugar los elementos químicos: H, He, N, O y Ne se observan directamente, con gran precisión, en la parte visible del espectro; en cambio es las estrellas A y las más tardías las abundancias químicas se determinan por el estudio de los metales como el Fe y no es posible medir directamente los gases nobles.

El cociente entre el enriquecimiento de He en relación al de los elementos pesados nos da restricciones adicionales para los modelos de evolución química estelar y galáctica.

Se ha establecido la existencia de gradientes de

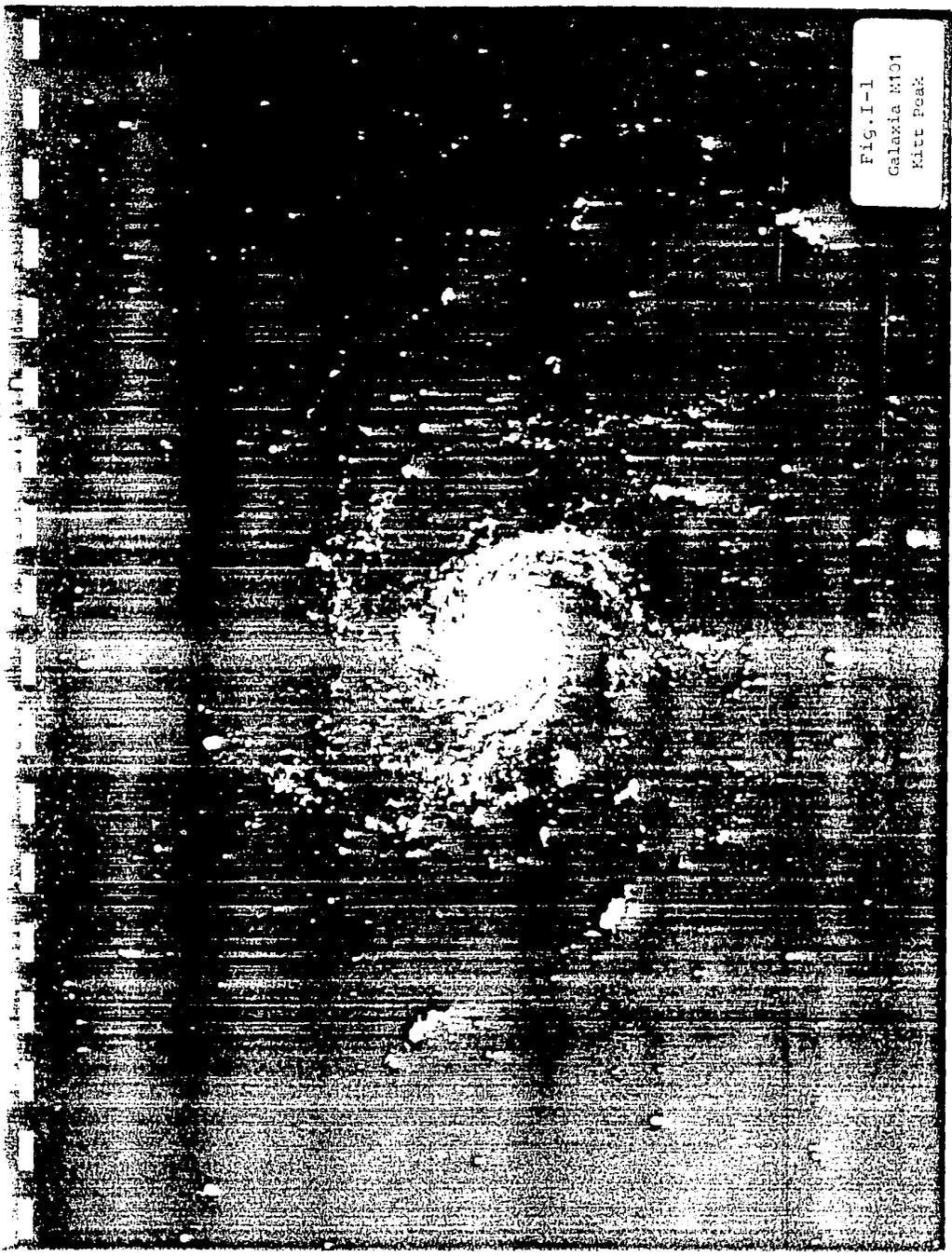
composición química (O/H, N/H, N/S) en galaxias espirales normales (Peimbert 1967, Searle 1971, Smith 1975, Peimbert et al. 1978). Su estudio nos permite discernir entre los modelos de evolución de galaxias y así imponer condiciones en la fracción de nitrógeno de origen primario, la función inicial de masa y la acreción galáctica, el rendimiento (yield) de una generación de estrellas, la cantidad de gas empleado en producirlas y la que regresa al medio interestelar.

El objeto astronómico del que nos ocuparemos en este trabajo es la galaxia espiral M101 (NGC 5457). Está en el hemisferio norte en la constelación de la Osa Mayor y se encuentra casi de frente como se ve en una fotografía directa (Figura I-1). Hemos analizado fotoeléctricamente algunas de sus regiones H II, que son particularmente brillantes en esta galaxia, y que están ubicadas a distintas distancias galactocéntricas.

Las mediciones fotoeléctricas de las líneas de emisión de regiones H II nos permiten conocer algunos de sus parámetros físicos: a) densidad, b) temperatura, c) abundancias iónicas relativas al hidrógeno ionizado y d) grado de ionización. A partir de estos resultados se puede determinar la composición química de los elementos más abundantes de la nebulosa.

La variación de los parámetros físicos a distintas distancias del centro de una galaxia espiral, nos da información acerca de las diferentes condiciones de su evolución

Fig. I-1  
Galaxia M01  
Kitt Peak



química. En particular, el estudio de la abundancia de helio nos permite conocer la cantidad de este elemento que ha bía en el espacio en el momento que se formó la galaxia. Es te elemento se creó probablemente durante la Gran Explosión, antes de la aparición de la primera generación de estrellas, la medición de la abundancia química del mismo nos da una restricción cosmológica importante.

En el capítulo II presentaremos las observaciones efectuadas de regiones H II a lo largo de M101 así como su re ducción. Se incluyen gráficas de los espectros donde se apre cía claramente la gran calidad de los mismos, y una tabla con las intensidades de las líneas de emisión.

En el capítulo III se presentarán y discutirán los parámetros físicos obtenidos a partir de las observaciones para los elementos pesados. Dada la gran importancia de obte ner buenas abundancias de helio a partir de observaciones, su deter minación se discutirá en el capítulo IV.

En el capítulo V se presentará una discusión acerca de la importancia de: a) la determinación del helio pregaláctico, y las consecuencias cosmológicas de distintos valores de la abundancia de helio pregaláctico; b) la deter minación del enriquecimiento de helio y los elementos pesados, lo cual nos da información sobre la cantidad de materia que ha sido procesada en las estrellas de una galaxia, c) el co ciente de enriquecimiento de helio a elementos pesados el cual nos da información sobre la función inicial de masa, y

d) la determinación de gradientes de composición química tanto como indicadores de evolución química de galaxias espirales así como prueba de consistencia para el modelo de las ondas de densidad como origen de la estructura espiral.

En el capítulo VI se presentarán la discusión de los resultados obtenidos a partir de las observaciones y las conclusiones.

## II. OBSERVACIONES DE REGIONES H II EN LA GALAXIA M101.

Se decidió llevar a cabo nuevas observaciones de regiones H II en M101 para: a) mejorar la precisión de las intensidades de las líneas, en particular las líneas débiles que son necesarias para determinar la temperatura electrónica; b) comparar las condiciones físicas de M101 con las de la Galaxia y las de galaxias irregulares; c) medir la temperatura de las regiones H II tan cercanas al núcleo como fuera posible, por un método observacional independiente de modelos, con el fin de determinar abundancias químicas. Una vez que se tienen buenas determinaciones de abundancias se pueden utilizar éstas para calibrar las abundancias obtenidas con modelos o métodos en los que no se ha podido medir directamente la temperatura electrónica (Págel et al. 1979, Alloin et al. 1979); d) determinar la influencia de la absorción y emisión estelar subyacentes en la derivación de las intensidades de las líneas de emisión de helio, ya que algunos autores han sugerido que podría ser importante (Shields y Searle 1978, Tully et al. 1981).

### a) Descripción de las observaciones.

Las observaciones se llevaron a cabo en mayo de 1978, marzo de 1979 y marzo de 1980 en el Observatorio Nacional de Kitt Peak en los Estados Unidos de Norte América, con el telescopio de 2.1 m y el Escaner con Intensificador de Imá

genes (IIDS) por M. Peimbert y S. Torres-Peimbert. Las rendijas utilizadas fueron rectangulares de 0.30x0.98 mm correspondientes a 3.8x12.4 segundos de arco, orientadas este-oeste en todos los casos, la separación entre sus centros fué de 99 segundos de arco.

El IIDS es un espectrómetro multicanal de doble haz que se utilizó con el espectrógrafo de tubo de imágenes Gold y la cámara Wynne. Los espectros son barridos con un tubo disector de imágenes ITT, cuya apertura de barrido es de 50 $\mu$ x250 $\mu$ , donde el tamaño más pequeño es a lo largo de la dispersión y el otro perpendicular a ella. Cada espectro de aproximadamente 21 mm se graba en 1024 canales. Las longitudes de onda de interés fueron observadas independientemente mediante dos rejillas con dispersión de  $\sim 86 \text{ \AA mm}^{-1}$ , una para  $\lambda\lambda 3400-5200 \text{ \AA}$  y otra para  $\lambda\lambda 5600-7400 \text{ \AA}$ , para esta dispersión el ancho medio de resolución fué de 6-7  $\text{\AA}$ . También se utilizaron rejillas de mayor y menor dispersión que cubrieron los intervalos de  $\lambda\lambda 5850-6750$  y  $\lambda\lambda 4800-6600 \text{ \AA}$ ; en general el ancho de las líneas a la mitad de la máxima intensidad (FWHM) fué de 3.8 canales.

Se observaron seis regiones H II de la galaxia M101, cuando menos una vez; sus nombres y distancias galactocéntricas se presentan en la Tabla II-1. Las distancias se midieron directamente de la fotografía de Hodge (1969), Figura I-1, utilizando la distancia de Sandage y Tamman (1976) de 7.2 Mpc. La distancia de la región H II al núcleo de la galaxia

TABLA II-1

REGIONES H II OBSERVADAS EN M101

Región <sup>a</sup>	$\rho$ <sup>e</sup>	r (kpc) <sup>d</sup>
NGC 5471	0.99	26.2
NGC 5461	0.42	11.1
H47	0.32	8.5
H40 <sup>b</sup>	0.26	6.9
H108+III <sup>c</sup>	0.15	4.0
Núcleo	0.00	0.0

<sup>a</sup>Las identificaciones H son de Hodge (1969).

<sup>b</sup>Región número 3 de Smith (1975).

<sup>c</sup>Región número 2 de Searle (1971).

<sup>d</sup>Para una distancia de 7.2 Mpc a M101 (Sandage y Tamman (1976)).

<sup>e</sup>Fracción de la distancia galactocéntrica.

es  $\rho R_0$ , donde  $R_0=12!3$ . Para corregir las distancias por la inclinación de la galaxia respecto a la visual se ha adoptado una inclinación respecto de la visual de  $27^\circ$  (Hodge 1969) y un ángulo de posición del semieje mayor (medido hacia el este del norte) de  $30^\circ$ .

La Tabla II-2 presenta las observaciones efectuadas para cada región, incluyendo el tipo de dispersión utilizada, el rango observado, la fecha en que se efectuó la observación y el tiempo de integración.

Se eligieron estas regiones porque tienen alto brillo superficial y porque están situadas a distintas distancias del centro de la galaxia, lo cual nos permitirá estudiar la presencia de gradientes en los parámetros físicos y químicos.

Una rendija se centró en la parte más brillante del objeto. Cada objeto se observó alternando ambas rendijas, al mismo tiempo que se medía el fondo con la otra rendija. Cada haz se redujo independientemente y en todos los casos el cielo fué restado de la fuente. La corrección por extinción atmosférica se realizó usando los coeficientes promedio de extinción para longitudes de onda selectas y ajustando un polinomio para interpolar a todas las longitudes de onda observadas (Torres-Peimbert 1981).

La sensibilidad del sistema se determinó por medio de la medición de estrellas estándar, para todas las longitudes de onda de interés. También se emplearon algunas nebulos

TABLA II-2  
FECHAS Y TIEMPOS DE OBSERVACION DE LAS REGIONES  
H II EN M101<sup>a</sup>.

Región	Baja dispersión			Alta dispersión		
	$\lambda\lambda 3400-5200$	$\lambda\lambda 5600-7400$		$\lambda\lambda 4800-6750$		
NGC 5471	9- V -78	40	10- V -78	40	12-III-80	16
	13- V -78	60	11- V -78	40		
	24-III-79	40	12- V -78	40		
	14-III-80	24	25-III-79	40		
	15-III-79	16	13-III-80	24		
NGC 5461	9- V -78	40	10- V -78	40	12-III-80	16
	13- V -78	60	11- V -78	40		
	24-III -79	40	12- V -78	40		
	14-III-80	24	25-III-79	40		
	15-III-80	16	13-III-80	24		
H40	9- V -78	20	10- V -78	20	12-III-80	24
	13- V -78	40	11- V -78	20		
	26-III -79	40	12- V -78	20		
	14-III-80	21	13-III-80	8		
	15-III-80	24				
H47	9- V -78	5	11- V -78	20		
H108+111			12- V -78	20		
Núcleo			12- V -78	20		

<sup>a</sup>Día-Mes-Año, tiempo de integración en minutos

sas planetarias y regiones H II, observadas previamente con otro fotómetro muy confiable, como fuentes estándar secundarias. La calibración de las estrellas estándar se tomó del trabajo de Stone (1974) y Oke (1974) modificados por la calibración de Hayes y Latham (1975).

En las Figuras II-1, II-2 y II-3 se muestran espectros típicos de la región NGC 5461 tomados durante la misma sesión de observación. Estas observaciones ya han sido corregidas por extinción atmosférica y calibradas respecto a estrellas estándar. En el eje horizontal están graficadas longitudes de onda y en el vertical flujos en  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{A}^{-1}$ , estos ya han sido reducidos a flujos fuera de la atmósfera.

El espectro de la Figura II-1 fué tomado el 15 de marzo de 1980. Ha sido muy amplificado para mostrar las líneas débiles, por consiguiente el eje vertical no es lo suficientemente largo para mostrar H $\beta$ , por ejemplo, que aparece truncada. La resolución es de 6-7 Å. Se puede apreciar claramente la discontinuidad de Balmer así como las líneas 4026 y 4922 de He I. La estructura que rodea a  $\lambda 4686$  es debida a estrellas Wolf-Rayet.

Cuando se toma un espectro con mayor resolución que otro las líneas monocromáticas se siguen viendo delgadas, en cambio la luz de líneas anchas o del continuo se distribuye en un número mayor de canales.

La Figura II-3 muestra un espectrograma en alta dispersión de NGC 5461, tomado el 12 de marzo de 1980. Es

por esto que el nivel del continuo se ve reducido en relación con el de la Figura II-2 que es de baja dispersión. Se aprecia claramente la magnífica calidad del espectro, la alta señal sobre ruido y la resolución de las líneas débiles. La figura II-2 muestra la parte roja del espectro en baja dispersión, tomada el 14 de marzo de 1980. Las líneas débiles de He I  $\lambda\lambda 6678$  y  $7065$  destacan claramente por encima del ruido, así como  $\lambda\lambda 7320+7330$  de [O II].

#### b) Extinción Interestelar

Para poder obtener cocientes de líneas y de allí abundancias químicas es necesario corregir por extinción interestelar o enrojecimiento. La luz proveniente de las estrellas y de las nebulosas sufre una extinción al pasar por el medio interestelar debida a polvo. La extinción interestelar en la parte óptica del espectro, se debe fundamentalmente a la luz dispersada por las partículas de polvo y en menor grado a luz absorbida por él. La disminución de la luz de una fuente se ve afectada de la siguiente manera cuando atraviesa polvo interestelar:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda 0} e^{-\tau_{\lambda}} \quad , \quad \text{II-1}$$

donde  $I_{\lambda 0}$  sería la intensidad recibida en la tierra en ausencia de extinción interestelar a lo largo de la visual,  $I_{\lambda}$  es la intensidad observada y  $\tau_{\lambda}$  es el espesor óptico en la frecuencia observada. Esta ecuación es correcta siempre y cuando

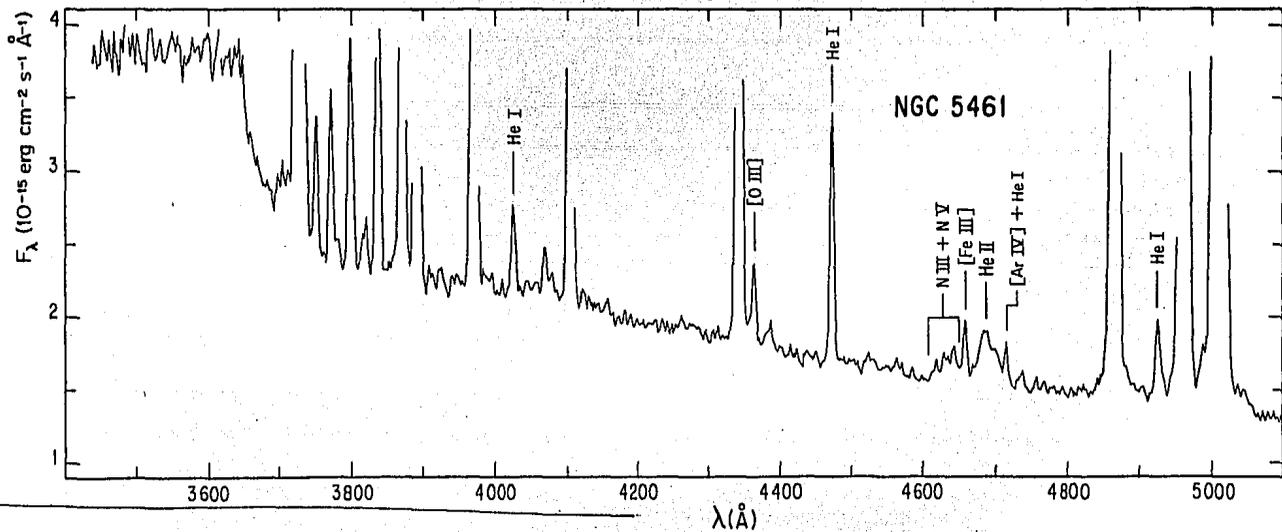


Fig. II-1. Espectrograma azul de NGC 5461, donde se señalan algunas de las líneas de emisión débiles medidas.

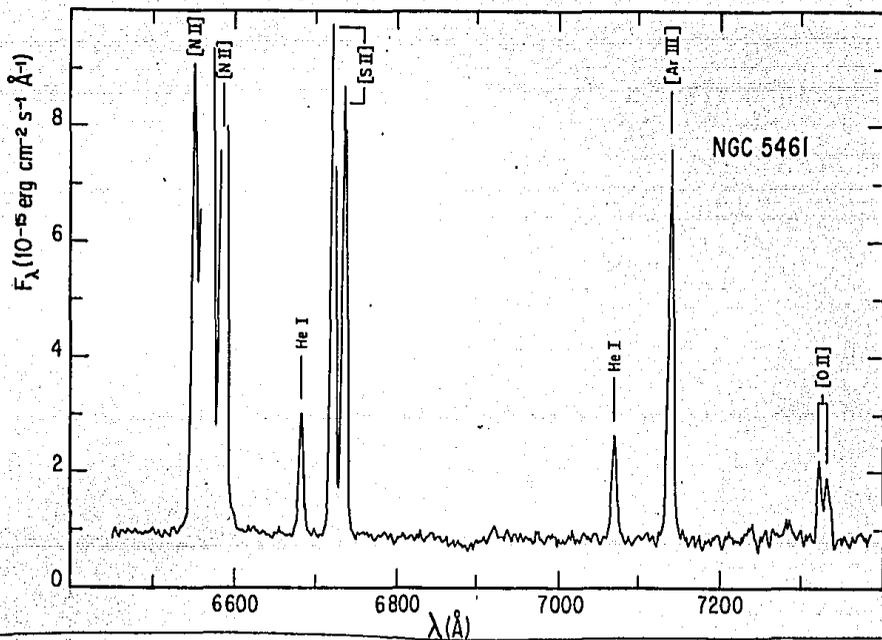


Fig. II-2. Espectrograma rojo en baja dispersión de NGC 5461, que muestra la región vecina a  $H\alpha$ .

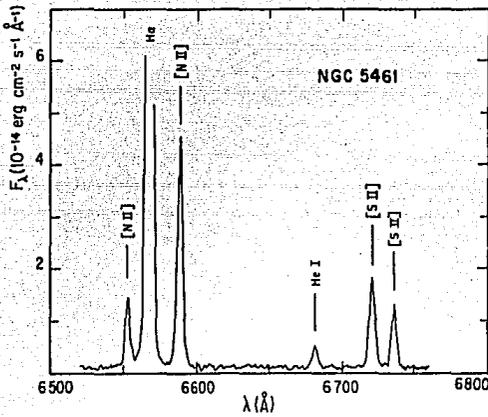


Fig. II-3. Espectrograma rojo en alta dispersión de NGC 5461, que muestra claramente las líneas de [S II] y [N II]

do la luz sea absorbida o dispersada fuera del haz, y no lo es si llega luz dispersada al haz observado. La ecuación resulta incorrecta cuando hay polvo dentro de la nebulosa ya que puede llegar luz dispersada a la línea de la visual, como luz proveniente del continuo estelar por ejemplo.

La ley de extinción interestelar ha sido obtenida al estudiar espectrofotométricamente pares de estrellas que tienen el mismo tipo espectral en distintas regiones del cielo. La extinción interestelar disminuye conforme aumenta la longitud de onda (y por lo tanto la luz de las estrellas o nebulosas aparece más roja); así comparando una estrella poco enrojecida con otra muy enrojecida se puede determinar la extinción interestelar hacia la estrella enrojecida.

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

$$\tau_{\lambda} = C f(\lambda) \quad , \quad \text{II-2}$$

donde C es un factor constante que depende de cada objeto y la función  $f(\lambda)$  se supone la misma en todas las direcciones. En primera aproximación esto significa que tanto la distribución de tamaño como la composición química del polvo son similares en todas las regiones del cielo observadas. La función de extinción ha sido determinada por diversos autores.

En este caso C nos da una medida de la cantidad de polvo que está entre el objeto y el sol.

El método más empleado para determinar la extinción interestelar cuando se observan regiones H II en la parte óptica del espectro electromagnético, es el de medir el cociente de dos o más líneas de la serie de Balmer del H I, por ejemplo  $H\alpha/H\beta$  y  $H\beta/H\gamma$ . La serie de Balmer se encuentra en la parte visible del espectro y las líneas son intensas así que se pueden medir con mucha precisión. Estas mediciones se comparan con las predicciones teóricas de los cocientes  $H\alpha/H\beta$  etc y de ahí es posible derivar el valor de la extinción. Los valores teóricos calculados por Bröcklehurst (1971) para  $N_e = 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 5000 \text{ K}$  y una nebulosa ópticamente gruesa de los cocientes  $F(H\alpha)/F(H\beta)$ ,  $F(H\gamma)/F(H\beta)$  y  $F(H\delta)/F(H\beta)$  son 3.03, 0.47 y 0.25 respectivamente. Además se normaliza la ley de extinción en  $H\beta$  y se usa en forma logarítmica.

En este trabajo se ha calculado el coeficiente de absorción logarítmico en  $H\beta$ ,  $C(H\beta)$ , definido por:

$$C(H\beta) = \log I(H\beta) - \log F(H\beta) \quad ,$$

donde  $I(H\beta)$  representa el flujo emitido por la nebulosa, suponiendo que todo el enrojecimiento se lleva a cabo fuera del objeto.

c) Intensidades de las líneas observadas:

La Tabla II-3 muestra las intensidades intrínsecas

de las líneas medidas en cada región dadas en  $\text{ergs cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $I(\lambda)$ , de tal manera que:

$$\log \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \log \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} + C(H\beta) f(\lambda) \quad , \quad \text{II-3}$$

donde  $F(\lambda)$  es el flujo de la línea de longitud de onda  $\lambda$ , corregido por extinción atmosférica,  $C(H\beta)$  es la corrección logarítmica por enrojecimiento en  $H\beta$  y  $f(\lambda)$  es la función de enrojecimiento normalizada en  $H\beta$  derivada a partir de la ley normal de extinción determinada por Whitford (1958) que también se incluye en la Tabla II-3.

El enrojecimiento  $C(H\beta)$  en  $H\beta$ , se determinó ajustando el decremento de Balmer observado con el computado por Brocklehurst (1971) para una temperatura electrónica  $T_e = 10,000^\circ\text{K}$  y una densidad electrónica,  $N_e = 10,000 \text{ cm}^{-3}$ .

Debido a que el intervalo rojo y el azul del espectro se observaron en noches distintas, en algunos casos, y requieren de distintas rejillas de difracción, fué necesario ajustar la razón  $H\alpha/H\beta$  a la teórica corrigiendo  $F(H\alpha)$  de acuerdo a la ecuación II-3 y además aplicando una corrección adicional, uniforme para todas las longitudes de onda, que se aplicó a todas las líneas en el intervalo de  $\lambda\lambda 5600$  a  $7400 \text{ \AA}$  (o sea la parte roja del espectro). Este corrimiento siempre fué menor que 0.1 dex (dex = log base 10) y se debe a pequeños cambios de visibilidad que ocurren de noche a noche, además de que no siempre se logra centrar la rejilla precisamente en la misma posición sobre la región H II. Además fué

TABLA II - 3

INTENSIDADES OBSERVADAS DE LAS LINEAS DE EMISION CORREGIDAS POR ENROJECIMIENTO, LEY DE EXTINCION NORMAL Y FLUJOS EN H $\beta$  PARA LAS DISTINTAS REGIONES H II EN M 101

$\lambda$	ID	f( $\lambda$ )	NGC 5471	NGC 5461	H 47	H 40	H 108+111	Nucleus <sup>a</sup>
3726+3729	[O II]	+0.315	+0.16	+0.39	+0.25	+0.43	-0.03	+0.13
3798	H 10	+0.290	-1.32	-1.29	....	....	....	....
3835	H 9	+0.280	-1.19	-1.13	....	-1.12	....	....
3869	[Ne III]	+0.270	-0.20	-0.70	....	-1.38	....	....
3889	He I +H $\delta$	+0.265	-0.72	-0.70	....	-0.70	....	....
3967+3970	[Ne III]+H7	+0.235	-0.46	-0.64	....	-0.76	....	....
4026	He I	+0.225	-1.81	-1.76	....	....	....	....
4068+4076	[S II]	+0.210	-1.89	-1.91	....	-1.96	....	....
4102	H $\delta$	+0.200	-0.59	-0.59	-0.61	-0.60	....	....
4340	H $\gamma$	+0.135	-0.33	-0.32	-0.36	-0.34	....	....
4363	[O III]	+0.130	-1.06	-1.05	....	<-2.55	....	....
4388	He I	+0.125	....	-2.30	....	....	....	....
4472	He I	+0.105	-1.47	-1.41	....	-1.45	....	....
4658	[Fe III]	+0.050	....	-2.03	....	-2.16	....	....
4686	He II	+0.045	-2.01	-1.73	....	-1.67	....	....
4702	[Fe III]	+0.040	....	-2.36	....	....	....	....
4711+4713	[Ar IV]+ He I	+0.035	-1.94	-2.39	....	....	....	....
4861	H $\beta$	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00 <sup>b</sup>
4922	He I	-0.010	-2.01	-1.94	....	-2.03	....	....
4959	[O III]	-0.020	+0.33	+0.00	....	....	....	....
5007	[O III]	-0.030	+0.83	+0.51	-0.84	-0.08	-0.74	-0.11
5048	He I	-0.035	-2.92	....	....	-1.97	....	....
5199+5201	[N I]	-0.075	-2.46	-2.35	....	-2.25	....	....
5755	[N II]	-0.190	-2.87	-2.52	-1.26	-1.04	-1.12	....
5876	He I	-0.210	-1.02	-0.96	....	-1.85	....	....
6300	[O I]	-0.285	-1.66	-1.92	....	-2.05	....	....
6311	[S III]	-0.290	-1.90	-1.99	....	-2.35	....	....
6364	[O I]	-0.300	-2.14	-2.41	-0.60	-0.69	-0.61	+0.07
6548	[N II]	-0.330	-1.67	-0.98	....	....	....	....
6563	H $\alpha$	-0.335	+0.45	+0.45	+0.41	+0.45	+0.45	+1.09 <sup>b</sup>
6583	[N II]	-0.340	-1.13	-0.51	-0.15	-0.20	-0.13	+0.60
6678	He I	-0.360	-1.58	-1.52	....	-1.60	....	....
6717	[S II]	-0.370	-1.10	-0.97	-0.63	-0.84	-0.58	-0.07
6731	[S II]	-0.370	-1.18	-1.05	-0.79	-0.97	-0.81	+0.20
7065	He I	-0.400	-1.67	-1.69	....	-1.98	....	....
7136	[Ar III]	-0.410	-1.25	-1.12	....	-1.23	....	....
7320+7330	[O II]	-0.435	-1.50	-1.52	....	-1.77	....	....
C(H $\beta$ )	.....	.....	+0.40	+0.75	+0.70	+0.50	+0.70	....
log F(H $\beta$ )	.....	.....	-12.65	-12.52	-14.48	-13.12	-14.49	-14.61

<sup>a</sup> Sin corrección por enrojecimiento

<sup>b</sup> Absorción subyacente presente.

posible en las observaciones de 1980 observar  $H\beta$  y  $H\alpha$  simultáneamente con lo cual no fué necesario realizar lo anterior aumentando la precisión del cociente  $H\alpha/H\beta$ .

La precisión en las mediciones para cocientes de intensidades de líneas brillantes azules a rojas es mejor que 0.05 dex como se puede comprobar comparando las razones de intensidades teóricas y observadas de He I (4472/5876).

Las desviaciones estándar entre los cocientes intrínsecos para NGC 5471, NGC 5461 y H40, de las líneas  $H9/H\beta$ ,  $H\gamma/H\beta$ ,  $H\gamma/H\delta$ ,  $H\alpha/H\beta$ , 4472/5876 y los teóricos calculados por Brocklehurst (1971, 1972), son de 0.04, 0.01, 0.01, 0.00, 0.03 y 0.02 dex respectivamente. Estos resultados incluyen autoabsorción y el efecto de fluorescencia por resonancia en las líneas de helio (el cual se explicará en el capítulo IV). Las desviaciones estándar para las otras líneas presentadas en la Tabla II-3 se han estimado comparando resultados obtenidos durante noches distintas y en todos los casos son menores que 0.04 dex, con la excepción de las marcadas con dos puntos. La precisión de las observaciones de intensidades de líneas es mayor que la reportada anteriormente, sobre todo en lo que se refiere a líneas débiles.

Aún cuando existen desviaciones a la ley normal de enrojecimiento éstas solo afectarán a la absorción total y no a las intensidades relativas de las líneas, en la región de 3500 a 7400 A que es el intervalo de interés. Los errores es

timados para  $C(H\beta)$  son de  $\pm 0.05$  dex para NGC 5471 y NGC 5461,  $\pm 0.1$  dex para H40,  $\pm 0.2$  para H47 y  $\pm 0.3$  dex para H108+111. Las desviaciones estándar en  $\log F(H\beta)$  son menores que 0.1 dex.

Los valores de  $C(H\beta)$  calculados en este trabajo para NGC 5471 y NGC 5461 son  $\sim 0.3$  veces mayores que los que se obtuvieron con anterioridad por otros autores (Peimbert y Spinrad 1970, Searle 1971, Smith 1975, Sedwick y Aller 1981); pero son menores que los que se encuentran al comparar la línea de  $H\alpha$  con observaciones de radio (Israel y Kennicutt 1980). (Tabla II-4).

La diferencia entre los resultados ópticos y los de radio podrían deberse a la presencia de nubes de polvo ópticamente gruesas que oscurecen parte de la región H II, y a la mezcla del polvo con el gas ionizado a lo largo de la línea de la visual.

Para poder calcular la abundancia de helio en las distintas regiones H II de M101 es necesario corregir las intensidades de las líneas por la radiación, de la misma frecuencia, proveniente de otras fuentes.

Con este fin en la Tabla IV-2 se presentan los anchos equivalentes de las líneas de hidrógeno y helio en emisión. Las desviaciones estándar para todos los valores son menores que 0.06 dex y se obtuvieron al comparar las observaciones efectuadas en distintas ocasiones. La figura II-1

TABLA II-4

ABSORCION INTERESTELAR, C(H $\beta$ )

Objeto	C(H $\beta$ )	Referencia
NGC 5471	0.75	1
	0.18	2
	0.1	3
	0.4	4
NGC 5461	1.03	1
	0.4	3
	0.8	4
H40	0.2	5
	0.28	3
	0.6	4
H108+111	1.1:	1
	0.8	4

1) Israel y Kennicutt (1980); 2) Shields y Searle (1978);  
3) Aller (1981); 4) este trabajo; 5) Smith (1975).

muestra un espectro de NGC 5461 donde aparece una línea en emisión de He II,  $\lambda 4686$ , ensanchada; esta línea es un indicador de presencia de estrellas Wolf-Rayet. El ancho de la línea corresponde a  $1700 \text{ km s}^{-1}$ , después de corregir por ensanchamiento instrumental. Las componentes en  $\lambda\lambda 4620$  y  $4640 \text{ \AA}$  debidas a N V y a N III, típicas de estrellas WN6 y WN7 también están presentes en el espectro.

### III. ABUNDANCIAS QUIMICAS DE LOS ELEMENTOS PESADOS

Para entender la naturaleza de las nebulosas gaseosas es necesario estudiar sus propiedades físicas, las más importantes son: la densidad y la temperatura y su distribución dentro de la nebulosa, la estructura de ionización, la composición química y la presencia de polvo.

A través del conocimiento de las nebulosas gaseosas es posible determinar composiciones químicas precisas que nos permitirán atacar problemas tan importantes como la evolución estelar y galáctica.

En el presente capítulo se presentarán las abundancias químicas de los elementos pesados obtenidas a partir de las observaciones de regiones H II en la galaxia espiral M101. Debido a la importancia especial que tienen las abundancias precisas de helio su análisis se presentará en el capítulo IV.

La determinación de abundancias químicas en regiones H II a partir de las intensidades de líneas en la parte visible del espectro requiere del conocimiento de la densidad y de la temperatura de las regiones. Por consiguiente explicaremos brevemente como se obtienen estas. También se presentarán las abundancias iónicas.

- a) Mediciones de temperaturas a partir de líneas de emisión ópticas.

Algunos iones como [O III] y [N II] tienen estructuras de niveles de energía que dan como resultado líneas de emisión de dos niveles de energía superiores con distintas energías de excitación. En la Figura III-1 se muestran los diagramas de niveles de energía de estos dos iones, donde se aprecia que la línea correspondiente al [O III]  $\lambda 4363$  proviene del nivel superior  $^1S$  mientras que  $\lambda 4959$  y  $5007$  provienen del nivel inferior  $^1D$ . Las tasas de excitación a los niveles  $^1S$  y  $^1D$  dependen fuertemente de la temperatura así que las intensidades relativas de las líneas emitidas por estos niveles pueden ser utilizadas para medir la temperatura.

La temperatura se puede obtener de los cocientes de las intensidades de las líneas a partir de la siguiente relación:

$$\frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 4363)} = \frac{\Omega(^3P, ^1D) A_{1S, ^1D} + A_{1S, ^3P} \bar{\nu}(^3P, ^1D) \Delta E / kT}{\Omega(^3P, ^1S) A_{1S, ^1D} \nu(^1S, ^1D)} \quad \text{III-1}$$

donde:

$$\bar{\nu}(^3P, ^1D) = \frac{A_{3P_2, ^1D_2} \nu(\lambda 5007) + A_{3P_1, ^1D_2} \nu(\lambda 4959)}{A_{3P_2, ^1D_2} + A_{3P_1, ^1D_2}} \quad \text{III-2}$$

$\Delta E$  es la diferencia de energía entre los niveles  $^1D_2$  y  $^1S_0$ ,  $\Omega$  son las fuerzas de colisión entre los pares de niveles y  $A_{ij}$  las probabilidades de transición radiativas entre los niveles  $i$  y  $j$ . La expresión III-1 sólo es válida para densidades electrónicas bajas, menores que  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , por lo que se apli

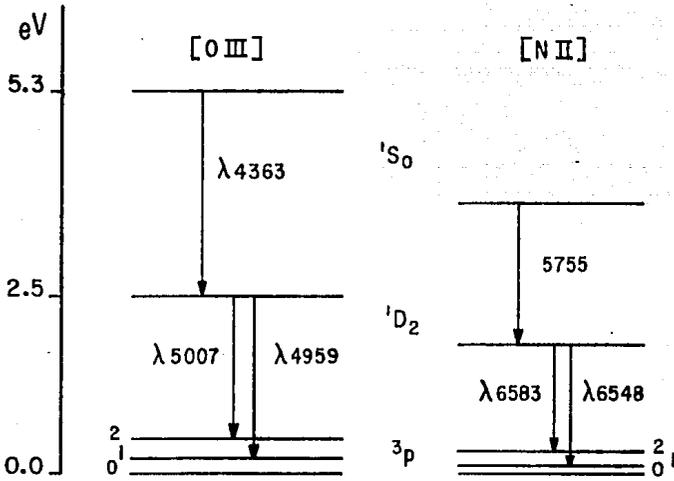


Fig. III-1 . Diagrama de niveles de energía de O III y N II para el estado base  $2p^2$ . La división del nivel  $^3p$  se ha exagerado.

ca perfectamente a regiones H II gigantes cuya densidad media se encuentra entre  $1-100 \text{ cm}^{-3}$ . Existe una expresión análoga a III-1 para el  $[N II]$ .

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

b) Determinación de temperaturas en las regiones H II observadas en M101.

Debido a que sólo se tiene información fragmentaria de las condiciones de  $T_e$  y  $N_e$  a la que se encuentran los diversos iones, para hacer la reducción empírica de las observaciones frecuentemente se emplea la aproximación de que dentro de la nebulosa existe una región de baja ionización donde se encuentran los iones:  $S^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  y  $S^{++}$  que está a la temperatura obtenida a partir del N II y otra zona de alta ionización dominada por iones de  $A^{++}$ ,  $O^{++}$ ,  $A^{3+}$  y  $Ne^{++}$  que está a la temperatura derivada a partir del O III.

En la Tabla III-1 se presentan las temperaturas derivadas a partir de las observaciones descritas en el capítulo II. Para cada región H II se han obtenido varias temperaturas derivadas de las soluciones de los cocientes de intensidades de líneas prohibidas en el plano  $N_e, T_e$ . Los valores

TABLA III-1

TEMPERATURAS Y DENSIDADES OBTENIDAS A PARTIR DE OBSERVACIONES  
DE REGIONES H II GIGANTES EN M101

Región	$T_e$					$\log N_e$	
	O III	N II	S II	O II	$\langle T_L \rangle$	S II	O II
NGC 5471	12400	10600:	11200	...	10900	2.47	2.2
NGC 5461	8900	8300	8700	...	8300	2.47	2.0
H40	(7200)	7900:	7400:	6500:	7200	2.00	...

se han obtenido a partir de la intersección de las soluciones  $(N_e, T_e)$  correspondientes a dos razones de intensidades. Las soluciones son: a) T(O III) a partir de  $I(\lambda 4363)/I(\lambda 5007)$  y  $\langle N_e \rangle$ , donde  $\langle N_e \rangle$  es la densidad electrónica promedio, en este caso entre  $N_e(O II)$  y  $N_e(S II)$ , b) T(N II) a partir de  $I(\lambda 5755)/I(\lambda 6583)$  y  $N_e$ , c) T(S II) de  $I(\lambda 4068)/I(\lambda 6717)$  y  $N_e(S II)$ , d) T(O II) de  $I(\lambda 3726 + \lambda 3729)/I(\lambda 7320 + \lambda 7330)$  y  $\langle N_e \rangle$ .

Carecemos de suficiente información como para especificar el valor de las fluctuaciones de temperatura cuadrática media para cada objeto, pues sería necesario tener mayor número de datos observacionales.

En la Tabla III-1 se ha designado por  $\langle T_I \rangle$  a la temperatura representativa de la región de baja ionización. Los valores adoptados para  $\langle T_I \rangle$  son:  $\{T(N II) + T(S II)\}/2$  para NGC 5471, T(N II) para NGC 5461 y un promedio pesado entre T(N II), T(S II) y T(O II) para H40. En las regiones de alto grado de ionización se supuso que la temperatura representativa es T(O III).

c) Densidades electrónicas.

Las densidades electrónicas en nebulosas gaseosas se determinan típicamente a partir del cociente  $I(\lambda 3729)/I(\lambda 3727)$  del [O II] o bien a partir del [S II] usando la razón  $I(\lambda 6717)/I(\lambda 6731)$ .

En el caso de las regiones H II estudiadas la reso

lución utilizada no fué suficiente para resolver el doblete del  $[O II] \lambda\lambda 3726+3729$ . En este caso las densidades electrónicas se pueden obtener con el cociente de las líneas aurales a nebulares del  $[O II]$ ,  $I(\lambda 3727)/I(\lambda 7325)$  (donde  $3727 = 3726+3729$ ). Cuando existen fluctuaciones de temperatura y densidad, la densidad derivada por este procedimiento es un poco más elevada que con el cociente de las líneas nebulares, que da más bien una densidad promedio de la región emisora.

En la Figura III-2 se muestra el diagrama de niveles de energía del S II para el estado base  $3p^3$ . En el límite de baja densidad, cuando  $N_e \rightarrow 0$ , cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón. Puesto que las tasas de excitación de los niveles  $^2D_{5/2}$  y  $^2D_{3/2}$  son proporcionales a sus pesos estadísticos, en este caso la razón de las intensidades de las líneas es de 1.5. Por otro lado en el límite de alta densidad electrónica,  $N_e \rightarrow \infty$ , dominan las excitaciones colisionales y las poblaciones relativas de los niveles obedecen la ley de Boltzmann. Es decir, las poblaciones relativas de los dos niveles  $^2D_{5/2}$  y  $^2D_{3/2}$  son proporcionales al cociente de los coeficientes de Einstein de emisión espontánea y por lo tanto la intensidad relativa de las líneas es de 0.35. La transición entre los límites de alta y baja densidad ocurre en la vecindad de la densidad crítica.

La densidad media  $N_e$  (rms), de una esfera homogénea de radio  $r$ , está dada a partir del flujo intrínseco observado,  $I(H\beta)$ .

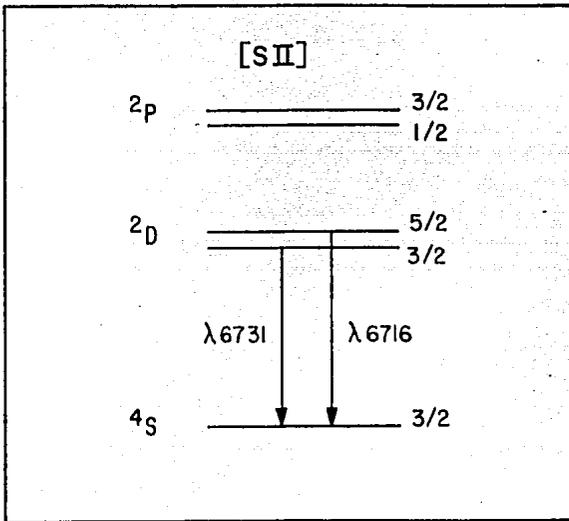


Fig. III-2 . Diagrama de niveles de energía del S II para el estado base  $3p^3$ . La separación del doblete se ha exagerado, de  $I(6731)/I(6716)$  se obtiene la densidad electrónica.

$$I(H\beta) = \frac{N_e(\text{rms}) N_p(\text{rms}) \alpha(4+2, T) h\nu(4+2) 4\pi/3 r^3}{4\pi d^2}, \quad \text{III-5}$$

donde  $\alpha(4+2)$  es el coeficiente efectivo de recombinación de  $H\beta$  y  $d$  es la distancia al objeto.

A partir de la ecuación III-5 se tiene que:

$$N_e^2(\text{rms}) = \frac{3d^2 I(H\beta) \left[ 1 + \frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H})} + \frac{2N(\text{He}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right]}{r^3 \alpha(4+2, T) h\nu(4+2)} \quad \text{III-6}$$

donde se supuso que  $N_e = N_p \left[ 1 + \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} + \frac{2\text{He}^{++}}{\text{H}^+} \right]$

d) Densidades electrónicas observadas.

Las densidades electrónicas derivadas para las regiones H II observadas en M101 se presentan en la Tabla III-1. Así como para las temperaturas, se obtuvieron de la intersección de las soluciones ( $N_e$ ,  $T_e$ ) correspondientes a cocientes observados de intensidades de líneas.  $N_e(\text{S II})$  se obtuvo a partir de  $I(\lambda 6717)/I(\lambda 6731)$  y  $N_e(\text{O II})$  de  $I(\lambda 3726+\lambda 3729)/I(\lambda 7320+\lambda 7330)$  y de la temperatura representativa de la región de bajo grado de ionización, (Torres-Peimbert 1981).

Los valores de  $\langle N_e \rangle$ ; obtenidos a partir de líneas prohibidas, son de uno a dos órdenes de magnitud mayores que los valores de  $N_e(\text{rms})$ , indicando la presencia de fluctuaciones de densidad (Peimbert y Spinrad 1970, Rayo et al. 1981).

e) Abundancias Iónicas.

En principio las nebulosas gaseosas nos ofrecen una

manera directa de determinar abundancias químicas. Esto se debe a que en general son ópticamente delgadas, por lo que el flujo relativo en una línea de emisión es directamente proporcional a la abundancia relativa del ion que la produce, siendo la constante de proporcionalidad función sólo de parámetros atómicos y de las condiciones físicas dentro de la nebulosa. Sin embargo en la práctica se enfrenta uno con dificultades ya que es probable que la densidad y la temperatura varíen dentro de la nebulosa y se vuelve difícil escoger las condiciones físicas adecuadas. Además la nebulosa no está en equilibrio termodinámico, y por consiguiente la abundancia de un estado particular de ionización de un elemento dado no refleja la abundancia total de ese elemento en una forma directa. Puesto que a la mayor parte de los elementos no se les puede observar en todos los estados de ionización importantes es necesario encontrar un método para corregir por los que no se observan. Peimbert y Costero (1969) propusieron un procedimiento para derivar abundancias químicas en nebulosas gaseosas. La intensidad de una línea está dada por:

$$I(\lambda) \propto \iiint N_i(r) N_e(r) \epsilon_1(T) ds d\Omega, \quad \text{III-7}$$

donde  $\epsilon_1(T)$  es el coeficiente de emisión correspondiente, y la integral es sobre todo el volumen observado a través de la rendija.

En el caso particular de H $\beta$  la intensidad es proporcional a:

$$I(H\beta) \propto \iint N_p(r) N_e(r) h\nu(H\beta) \alpha_{H\beta}(T(r)) ds d\Omega.$$

III-8

$\alpha_{H\beta}(T(r))$  es el coeficiente de recombinación efectivo de la línea de emisión H $\beta$  proveniente de una recombinación y es función de la temperatura electrónica. Existen expresiones equivalentes a III-8 para las demás líneas de recombinación como  $\lambda 5876$  de He<sup>0</sup> ó  $\lambda 4686$  de He<sup>+</sup>.

Para poder determinar la abundancia de elementos pesados sólo se cuenta con líneas excitadas colisionalmente (en la parte estudiada del espectro) en las cuales los coeficientes de emisión dependen fuertemente de la temperatura, mucho más que para las líneas de recombinación. La intensidad de una línea excitada colisionalmente está dada por:

$$I(\lambda) \propto \iint N_i(r) N_e(r) h\nu \Omega T^{-1/2} \omega^{-1} e^{-\chi/kT} b dr d\Omega.$$

III-8

$\Omega$  es la fuerza de colisión entre los dos niveles,  $\omega$  es el peso estadístico del nivel,  $\chi$  es la diferencia de energías entre los niveles en cuestión y  $b$  es la fracción de excitaciones al nivel superior que decaen por radiación.

En la Tabla III-2 se presentan las abundancias iónicas de las tres regiones H II más brillantes observadas en la galaxia M101.

f) Abundancias Químicas.

Como no se conocen todos los grados de ionización

TABLA III-2

ABUNDANCIAS IONICAS EN LAS DISTINTAS REGIONES H II EN M101

$$\text{Log } N(X^{+m})/N(H^+) + 12$$

Ion	NGC 5471	NGC 5461	H 40
N <sup>+</sup>	6.05	7.00	7.51
O <sup>+</sup>	7.62	8.40	8.74
O <sup>++</sup>	8.06	8.21	8.00
Ne <sup>++</sup>	7.46	7.52	7.31
S <sup>+</sup>	5.40	5.85	6.13
S <sup>++</sup>	6.30	6.69	7.03
Ar <sup>++</sup>	5.50	5.95	6.09

de los distintos elementos, ni se observan líneas de todos los estados ionizados, se utilizaron las expresiones propuestas por Peimbert y Costero (1969) para obtener abundancias químicas de los elementos respecto del hidrógeno. Para el caso del oxígeno se empleó la expresión:

$$\frac{N(O)}{N(H)} = \frac{N(O^+ + O^{++})}{N(H^+)} \quad , \quad \text{III-9}$$

ya que los potenciales de ionización del  $O^0$  y del  $H^0$  son muy parecidos y no se espera encontrar  $O^0$  en las regiones en donde hay  $H^+$ , y como no se observa  $He^{++}$  no se espera encontrar  $O$  con grado de ionización mayor que 2. Para el nitrógeno y el neón se emplearon:

$$\frac{N(N)}{N(H)} = \frac{N(O)}{N(O^+)} \frac{N(N^+)}{N(H^+)} \quad , \quad \text{III-10}$$

y

$$\frac{N(Ne)}{N(H)} = \frac{N(O)}{N(O^{++})} \frac{N(Ne^{++})}{N(H^+)} \quad , \quad \text{III-11}$$

que toman en cuenta los elementos ionizados no observados.

Para el caso del argón se supuso que son no importantes o que son inexistentes las emisiones producidas por A IV y A V, entonces el  $A^{++}$  se convierte en el estado de ionización dominante, esto es de esperarse puesto que no se observa  $He^{++}$ . Para el caso en que  $A^{++}/A > 0.5$ :

$$\frac{N(A)}{N(H)} = 1.5 \frac{N(A^{++})}{N(H^+)} \quad . \quad \text{III-12}$$

La expresión III-12 fué propuesta y discutida por Barker (1980) y French (1981). Las abundancias de argón serán de especial utilidad ya que representan un estado más avanzado de nucleosíntesis que el oxígeno.

Para el azufre:

$$\frac{N(S)}{N(H)} = \frac{N(S^+ + S^{++})}{N(H^+)} i_{cf}(S) \quad , \quad \text{III-13}$$

donde  $i_{cf}(S)$  es el factor de corrección por ionización estimado a partir de los modelos de Stasińska (1980), que toma en cuenta los estados ionizados del elemento en cuestión no observados.

En la Tabla III-3 se presentan las abundancias químicas totales, en donde los errores tabulados corresponden a errores en la temperatura de  $\pm 650^\circ\text{K}$  para NGC 5471,  $\pm 250^\circ\text{K}$  para NGC 5461 y  $\pm 400^\circ\text{K}$  para H40.

TABLA III-3

ABUNDANCIAS QUIMICAS TOTALES EN LAS DISTINTAS REGIONES

H II OBSERVADAS EN M101<sup>a</sup>.

	NGC 5471	NGC 5461	H40	Nebulosa de Orión	Sol
He/H	0.0725±0.0009	>0.0769±0.0021	...	0.101	...
log O/H	-3.81±0.04	-3.38±0.05	-3.19±0.15	-3.25	-3.08
log N/O	-1.57±0.04	-1.40±0.04	-1.23±0.06	-0.99	-0.93
log Ne/O	-0.60	-0.69	-0.69	-0.85	-0.80
log S/O	-1.69	-1.75	-1.65	-1.55	-1.69
log Ar/O	-2.51:	-2.49	-2.54	-2.1	...
Y	0.233±0.002	>0.233±0.006	...	0.280	...
Z	0.0043	0.0112	0.017:	0.014-0.019	...

<sup>a</sup>Abundancias por número a excepción de Y y Z que están dadas por masa  
 $[\log(N(X)/N(H))]$ .

#### IV. ABUNDANCIAS DE HELIO EN M101.

Uno de los objetivos principales de este trabajo fué la obtención de la abundancia química de helio de las diversas regiones H II en M101. Buenas determinaciones de helio son necesarias para: a) encontrar el enriquecimiento de helio respecto del de los elementos pesados, b) calcular  $\Delta Y + \Delta Z$  que es una medida de la energía producida por las estrellas en toda la vida de una galaxia, o de un sistema que evoluciona en forma aislada y c) derivar la abundancia de helio pregaláctica.

Los errores en la determinación de abundancias de helio (y de otros elementos) son de varios tipos: sistemáticos, estadísticos y de interpretación. En este trabajo se trató de reducir estos errores en relación a las investigaciones elaboradas anteriormente. Algunos de estos errores se detallan a continuación: 1) La incertidumbre en la calibración fotométrica relativa, ya que las regiones roja y azul del espectro se tomaron en noches y sesiones de observación distintas. 2) Parte del flujo observado, en cada una de las longitudes de onda del espectro observado, proviene de estrellas que se encuentran en la línea de la visual, ya sea dentro o fuera de la nebulosa (espectro subyacente). 3) Los provenientes de utilizar parámetros atómicos mal conocidos en la determinación de abundancias a partir de intensidades de líneas. 4) La incertidumbre en el factor de corrección para considerar la presencia de helio neutro que no produce

líneas observables.

Para reducir los errores estadísticos se hicieron observaciones con suficiente tiempo de integración para lograr que las medidas de cada una de las medidas de cada una de las líneas tuviera la mayor exactitud alcanzable. En las líneas fuertes de los espectros medidos estos errores fueron típicamente de 0.04 dex como se mostró en la Tabla II-3. A excepción de los errores provenientes del espectro subyacente los errores más altos son los estadísticos.

Para reducir el error proveniente de la presencia de helio neutro en la región H II se puede observar en diferentes lugares dentro de la misma nebulosa, que pueda tener distintos grados de ionización y por lo tanto distintos valores de  $\text{He}^0/\text{He}^+$  y así tratar de estimar la cantidad de helio neutro, esto no se pudo hacer para las regiones H II en M101 debido a la gran distancia que nos separa que hace que presenten un tamaño angular pequeño.

Para corregir por la contribución de las líneas estelares se puede aumentar la dispersión con que se observa para distinguir mejor entre la línea de emisión angosta producida en la nebulosa y la línea de absorción generalmente más ancha producida en las estrellas calientes.

En este capítulo presentaremos con gran detalle los esfuerzos realizados para reducir el error en la determinación de helio.

a) Absorción y emisión subyacentes.

En una nebulosa gaseosa la fracción de helio a hidrógeno se obtiene a partir de la medición de las líneas de emisión de helio y de hidrógeno. En una región H II gigante además de la radiación producida por el gas caliente, están presentes la radiación de las estrellas con espectro continuo con líneas de absorción de hidrógeno, de helio en las estrellas tempranas y con líneas de emisión de helio en las estrellas Wolf-Rayet.

Por consiguiente las intensidades medidas de las líneas de helio se ven afectadas por absorción y emisión estelar y las de hidrógeno fundamentalmente por absorción; por consiguiente el cociente  $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$  deberá ser corregido por este efecto. En la Figura IV-1 se muestran esquemáticamente el espectro de una región H II gigante, el espectro de una estrella temprana y el de una estrella Wolf-Rayet.

En la Tabla IV-1 se presentan los anchos equivalentes de algunas de las líneas en emisión de las regiones H II estudiadas y de las líneas correspondientes en absorción de una estrella O9V. Se escogieron estrellas O9V porque en estas los anchos equivalentes de las líneas de helio alcanzan su intensidad máxima. En esta tabla se pueden apreciar que mientras los cocientes de los anchos equivalentes de las líneas en emisión del mismo elemento son relativamente elevados, los mismos cocientes en absorción en una estrella O9V

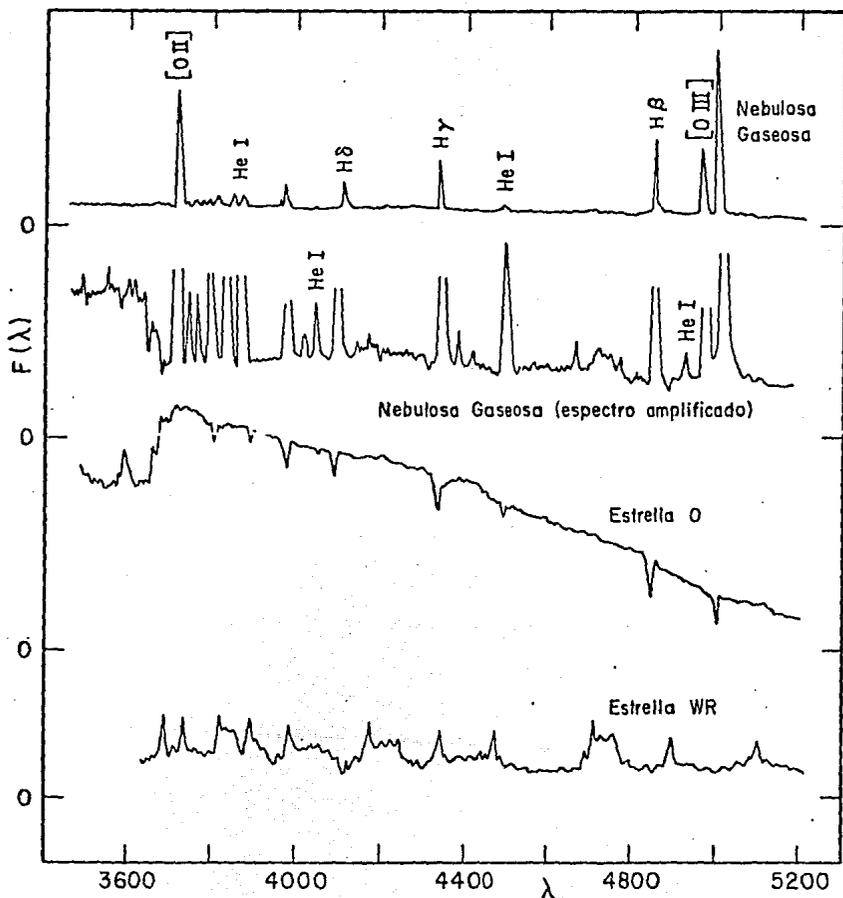


Fig. IV - 1. Representación esquemática de los espectros azules de una nebulosa gaseosa, una estrella O y una estrella Wolf-Rayet de tipo N. El eje vertical es el flujo como función de la longitud de onda, no es la misma para todos los espectros, se ha marcado el cero.

TABLA IV-1

ANCHOS EQUIVALENTES<sup>a</sup>

$\lambda$	Id	Anchos observados en emisión			Anchos Estelares Típicos	
		NGC 5471	NGC 5461	H 40	O9 <sup>b</sup> (absorción)	WN6 <sup>c</sup> (emisión)
3798	H10	3.53	3.65	....	....	....
3835	H9	3.67	3.72	3.66	....	....
4026	HeI	3.12	3.18	....	2.9	3.9
4102	H $\delta$	4.36	4.38	4.28	....	4.9
4340	H $\gamma$	4.72	4.75	4.63	3.4	4.4
4388	HeI	....	2.80	....	2.6:	....
4472	HeI	3.63	3.71	3.57	3.0	3.8
4686	HeII	3.16:	3.49:	3.45:	2.8	5.5
4861	H $\beta$	5.24	5.29	5.21	3.4	4.6
4922	HeI	3.24	3.38	3.19	2.9	<3.6
5048	HeI	2.37	....	....	....	....
5876	HeI	4.52	4.70	4.50	2.9	4.4
6563	H $\alpha$	6.14	6.23	6.13	3.4	5.1
6678	HeI	4.13	4.28	4.10	2.7:	4.4
7065	HeI	4.10	4.15	3.70:	....	....

<sup>a</sup>Dados en log W(mÅ).

<sup>b</sup>Tomados de Slettebak (1956), Conti (1973) y Ahmad (1952).

<sup>c</sup>Tomados de Underhill (1968).

son del orden de la unidad. Por consiguiente el posible efecto de la absorción subyacente afectará más las mediciones de las líneas débiles en emisión. La absorción subyacente puede ser estimada comparando los cocientes de intensidades de las líneas fuertes a débiles en emisión observadas con relación a las teóricas, también comparando dichos cocientes en espectros de alta y baja dispersión.

La absorción subyacente es mayor conforme disminuye la longitud de onda para las líneas de Balmer de Hidrógeno; por lo tanto si no se toma en cuenta simularía mayor extinción interestelar que la real. Sin embargo, debido a que en las regiones H II observadas los anchos equivalentes de las líneas H $\alpha$  y H $\beta$  son muy grandes y a que las razones de H $\gamma$  y H $\delta$  respecto de H $\alpha$  son normales se concluye que el efecto de absorción subyacente es despreciable en lo que se refiere al decremento de Balmer.

Hay que señalar que D'Odorico y Rosa (1981) han encontrado gran cantidad de estrellas Wolf-Rayet en regiones H II gigantes. Nuestros espectros de NGC 5471, NGC 5461 y H40 (ver Figura II-1) también muestra la presencia de estrellas Wolf-Rayet dentro del volumen observado. En nuestro caso el ancho de la línea  $\lambda 686$  es típicamente de  $1700 \text{ km s}^{-1}$ . A partir de este ancho y de las intensidades relativas de las líneas de N III y de N V se sigue que el espectro Wolf-Rayet integrado es intermedio entre WN6 y WN7 (Underhill 1968). Por contraste, es importante notar que los anchos de las lí-

neas de emisión de helio de las nebulosas gaseosas son  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  (Osterbrock 1973). En la Tabla IV-1 presentamos anchos equivalentes en emisión típicos para estrellas WN6, obtenidos del promedio de las observaciones de HD192163 y HD191765 (Smith y Kuhl 1970).

Para corregir por la absorción y emisión subyacentes en las líneas de helio se empleó la siguiente expresión (Rayo et al. 1982):

$$\left[ \frac{I(\text{He}^+, \lambda)}{I(\text{H}^+)} \right]_{\text{cor}} = \left[ \frac{I(\text{He}^+, \lambda)}{I(\text{H}^+)} \right]_{\text{obs}} \{1 + a\delta_{\text{abs}}(\lambda) - \delta_{\text{em}}(\lambda)\},$$

IV-1.

donde los subíndices *cor* y *obs* indican cocientes de intensidades corregidas y observadas, respectivamente.  $\delta_{\text{abs}}(\lambda)$  es la corrección por absorción subyacente de la línea suponiendo que el continuo estuviera producido exclusivamente por estrellas O9V.  $a$  es un parámetro libre, independiente de  $\lambda$  y probablemente menor que la unidad que se ajusta de tal manera que dé la mínima dispersión a partir de las distintas líneas de helio. Análogamente  $\delta_{\text{em}}(\lambda)$  es la contribución proveniente de las líneas estelares en emisión, suponiendo que algunas de ellas son estrellas Wolf-Rayet.

Los valores de  $\delta_{\text{em}}$ , presentados en la Tabla IV-2, se calcularon bajo la suposición de que la emisión subyacente se debe a estrellas WN6 con anchos equivalentes dados en la Tabla IV-1 y ajustando los valores de los anchos equivalentes de tal manera que reprodujeran el ancho equivalente

T A B L A I V - 2

ABUNDANCIA DE He<sup>+</sup> EN LAS REGIONES H II DE M101

$\lambda$	NGC 5471			NGC 5461			H40		
	$N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)_{\text{obs}}$	$\delta(\text{abs})$	$\delta(\text{em})$	$N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)_{\text{obs}}$	$\delta(\text{abs})$	$\delta(\text{em})$	$N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)_{\text{obs}}$	$\delta(\text{abs})$	$\delta(\text{em})$
4026	0.0679	0.602	0.027	0.0744	0.524	0.049	....	....	....
4388	....	....	....	0.0790	0.631	....	....	....	....
4472	0.0702	0.234	0.007	0.0777	0.195	0.012	0.0701	0.269	0.015
4922	0.0747	0.457	<0.010	0.0839	0.331	<0.016	0.0666	0.513	<0.023
5876	0.0722	0.024	0.003	0.0770	0.016	0.005	0.0624	0.025	0.007
6678	0.0707	0.037	0.009	0.0744	0.026	0.013	0.0595	0.040	0.018

observado para  $\lambda 4686$  en cada región H II.

En la Tabla IV-2 también se presentan los valores de  $\delta_{\text{abs}}(\lambda)$  basados en los anchos equivalentes en absorción y emisión dados en la Tabla IV-1. Para  $a = 1$  estos valores darían abundancias de helio mayores para las líneas débiles que para las fuertes, mostrando que la absorción subyacente no es tan fuerte como la producida por estrellas O9V; de hecho la dispersión más pequeña se obtiene para  $a = 0$ , o sea para el caso de absorción subyacente nula. Este hecho se ve corroborado por el hecho de que al utilizar doble dispersión no hubo efectos sistemáticos en los cocientes de las líneas. Nuestras observaciones muestran que  $a < 0.4$  y tomando en cuenta que parte del espectro se debe a estrellas O con líneas en absorción hemos adoptado  $a = 0.2$ . Los errores introducidos por estas correcciones siempre fueron menores que 0.01 dex.

b) Determinación de abundancias iónicas a partir de intensidades de líneas de helio.

A partir de: a) los cálculos de Brocklehurst (1971, 1972) para los coeficientes de recombinación efectivos, b) las intensidades de las líneas presentadas en la Tabla II-2 y c) expresiones de la forma IV-2:

$$I(\text{He}, \lambda) = (1/4\pi) \int_V N(\text{He}^+) N_e h\nu \alpha(\lambda, T) d\lambda d\Omega ,$$

IV-2

se han calculado los valores de  $N(\text{He}^+, \lambda)/N(\text{H}^+)$ .

Para obtener abundancias iónicas de alta precisión es necesario corregir las intensidades observadas de las líneas por efectos de orden secundario, en particular por los efectos de transporte de radiación en el He I. Puesto que el nivel base del triplete del helio es  $2^3\text{S}$ , este nivel se halla muy poblado y la nebulosa es ópticamente gruesa (opaca) en la línea  $\lambda 3889$ , correspondiente a la transición  $3^3\text{P}-2^3\text{S}$  (ver Figura IV-2), esto a su vez intensifica la radiación de la línea  $\lambda 7065$  respecto a la de  $\lambda 4471$  ya que el nivel se puede despoblar vía el nivel  $3^3\text{S}$ . A partir de los cálculos de Robbins y Bernat (1973) se encuentra que el efecto de autoabsorción para las líneas de singlete es despreciable. Basados en los cocientes observados:  $I(7065)/I(4471)$  y en los resultados de Robbins (1968), normalizados para los valores máximos para autoabsorción total presentada por Cox y Daltaibuit (1971) se tomó en cuenta el efecto de autoabsorción para la serie de los tripletes de helio. La línea de  $\lambda 7065$  se puede ver afectada hasta por un factor de 2 por autoabsorción mientras que las líneas de  $\lambda 5876$  y  $\lambda 4471$  solamente por factores de 1.08 y 1.03 respectivamente.

Las abundancias de  $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$  se obtuvieron de  $\lambda 4471$ ,  $5876$  y  $6678$  dándoles pesos de 1, 2 y 1 respectivamente debido a sus intensidades relativas. Las intensidades de  $\lambda 4026$ ,  $4388$  y  $4922$  no se tomaron en cuenta porque en presen

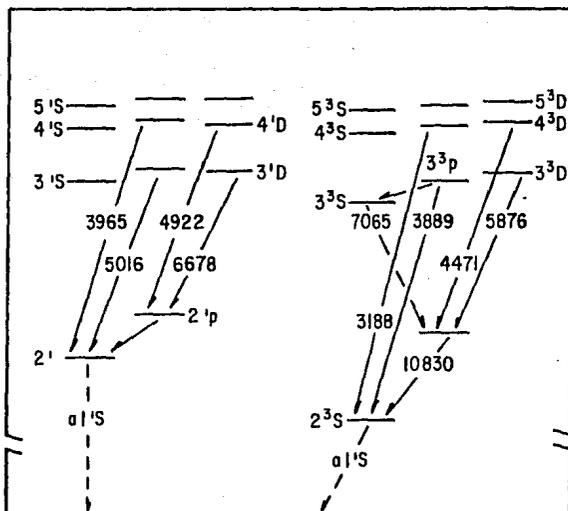


Fig. IV-2. Diagrama parcial de niveles de energía del He I, mostrando las líneas más intensas en la región óptica del espectro.

cia de absorción o emisión estelar subyacente se verían muy afectadas. Los errores presentados en la Tabla III-3, en la que se presentan las abundancias de helio corregidas por los efectos anteriores, corresponden a desviaciones estándar obtenidas de las líneas en  $\lambda\lambda 4471, 5876$  y  $6678$ .

c) Derivación de la abundancia total de helio  $N(\text{He})/N(\text{H})$ .

La presencia de helio neutro dentro de la región H II no se puede detectar directamente, por lo que es necesario derivarla indirectamente para obtener la cantidad de helio total. Se puede estimar la cantidad de helio neutro presente en una región H II basándose en el grado de ionización. Desde luego que los mejores resultados se obtienen en regiones de alto grado de ionización relativo con una cantidad de  $\text{He}^0$  muy pequeña o en regiones extendidas en donde se tengan observaciones de varias zonas con distinto grado de ionización dentro de una misma nebulosa.

En otras palabras, el cociente de helio total con respecto al hidrógeno en una región H II está dado por:

$$y^0 = y + y^+ + y^{++} \quad , \quad \text{IV-3}$$

donde

$$y^i = \frac{\int N_e N(\text{He}^i) dV}{\int N_e N(\text{H}^+) dV} \quad , \quad \text{IV-4}$$

y donde  $V$  es el volumen observado.

Como se mencionó anteriormente, a primera aproximación se puede dividir a todas las líneas observadas en una

región H II en líneas de baja y alta ionización, ya sea que provengan de las regiones donde está ionizado el helio una o dos veces a lo largo de la línea de la visual. Por ejemplo en la región de alta ionización se producen básicamente las líneas de He I, [O III], [S III], y [Ne III]; en cambio en la región de baja ionización se producen las líneas de [O I], [O II], [N I], C II, [N II] y [S II]. Las líneas de H I se producen en ambas regiones. Peimbert y Costero (1969) y Peimbert y Torres-Peimbert (1974, 1976, 1977) encontraron que la cantidad de helio neutro en algunas regiones H II es apreciable. Para la mayor parte de los objetos es necesario comparar observaciones integradas sobre todo el volumen con modelos ya que no es posible determinar la cantidad de helio neutro debido a que unicamente se cuenta con observaciones de una sola región con un grado de ionización que es difícil de determinar; o bien es necesario utilizar factores de corrección por ionización empíricos derivados a partir de objetos similares o usando similitud de potenciales de ionización. En nuestro caso para obtener las abundancias totales de helio se empleó la expresión:

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{He}^0 + \text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} = i_{cf}(\text{He}) \frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} \quad \text{IV-5}$$

Hemos comparado nuestras observaciones con modelos de Stasińska (1980) para tratar de determinar  $i_{cf}(\text{He})$ . En la Tabla IV-3 presentamos algunos de los resultados predichos por sus modelos. Para NGC 5471 los modelos EB2, EC2 y ED1

TABLA IV-3

CARACTERISTICAS DE MODELOS DE REGIONES HII Y  
 PREDICCIONES DE COCIENTES DE INTENSIDADES (STASINSKA 1980)

Modelo	$z/z_0$ <sup>a</sup>	Teff <sup>b</sup> (°K)	I(λ)/I(Hβ)					
			HeI 5876	[OII] 3727	[OIII] 4959 +5007	[SII] 4070	[SII] 6717 +6731	[SIII] 6312
EB2	0.2	37500	0.128	0.045	1.95	0.019	0.229	0.019
CC2	0.2	40000	0.128	1.640	6.24	0.018	0.220	0.019
ED1	0.2	45000	0.129	0.045	6.71	0.020	0.243	0.022
DA2	0.5	35000	0.092	2.620	2.32	0.031	0.566	0.015
DB2	0.5	37500	0.136	0.027	5.59	0.027	0.446	0.018
DC2	0.5	40000	0.137	1.740	7.71	0.027	0.414	0.021

a) Abundancia por masa de elementos pesados respecto a la solar.

b) Temperatura efectiva de la estrella excitadora.

reproducen razonablemente bien los cocientes de  $N(O^+)/N(O^{++})$  y  $N(S^+)/N(S^{++})$  observados, lo que indica que la cantidad de helio neutro es despreciable en ese objeto.

Para NGC 5461 el modelo DA2 reproduce razonablemente bien el cociente  $N(O^+)/N(O^{++})$ , sin embargo  $N(S^+)/N(S^{++})$  observado es menor que el calculado por un factor de 2. Por otro lado  $N(S^+)/N(S^{++})$  está bien reproducido por los modelos DB2 y DC2 pero el cociente  $N(O^+)/N(O^{++})$  es de 3 a 5 veces mayor que la predicción. Para DA2  $i_{cf}(He)$  resulta ser de 1.35 y para DB2 y DC2 de 1.00. A partir de estas comparaciones se sigue que no es posible estimar con certeza la cantidad de helio neutro en NGC 5461. Para ajustar los cocientes de intensidades observadas, se pueden proponer inhomogeneidades de densidad, es decir, un factor de llenado distinto de 1, porque aumentaría  $N(O^+)/N(O^{++})$  y  $N(S^+)/N(S^{++})$ , debido a la dilución del campo de radiación. En la Tabla III-3 los valores para NGC 5461 son un límite inferior para la razón  $N(He)/N(H)$  bajo la suposición de que no hay helio neutro (es decir  $i_{cf}(He) = 1.00$ ) y de que todo el helio está únicamente en forma de  $He^+$ .

Para H40 existe una situación extrema donde los modelos CA predicen el cociente  $N(O^+)/N(O^{++})$  menor que el observado y  $N(S^+)/N(S^{++})$  mayor. La ionización relativamente alta del azufre indicaría la ausencia del helio neutro, mientras que la ionización relativamente baja del oxígeno indica

ría que  $i_{cf}(\text{He}) \approx 2$ . Por consiguiente no se hizo ninguna co  
rrección por la presencia de helio neutro y la abundancia to  
tal de este elemento en H40 es incierta.

Las abundancias totales de helio obtenidas para  
NGC 5471, NGC 5461 y H40 fueron:  $0.0721 \pm 0.0009$ ,  $>0.0769 \pm 0.0021$   
y  $>0.07$  respectivamente.

V. IMPORTANCIA DE LA DETERMINACION DE LA ABUNDANCIA DE HELIO Y DE LOS GRADIENTES DE COMPOSICION QUIMICA EN GALAXIAS ESPIRALES NORMALES.

Con el fin de enmarcar las conclusiones de este trabajo en un contexto general, explicaremos brevemente en este capítulo la importancia de la determinación de la abundancia de helio pregaláctico, así como la de gradientes de composición química en galaxias espirales.

Se ha medido la cantidad de helio en la Galaxia, en galaxias cercanas, en rayos cósmicos, en cuasares, y se ha obtenido que su abundancia química, respecto del hidrógeno, no varía más que del orden del 30% de un objeto a otro, a pesar de que las historias evolutivas de objetos tan diversos son muy diferentes. En cambio la abundancia química de los elementos pesados puede variar considerablemente de objeto a objeto. Por consiguiente se piensa que la mayor parte del helio se formó en un evento único como la Gran Explosión, y que los elementos pesados y parte del helio se han sintetizado en el interior de las estrellas. Además la teoría de la Gran Explosión no predice formación importante de elementos pesados.

Se ha encontrado observacionalmente que las galaxias ricas en elementos pesados, también son ligeramente sobreabundantes

en helio, en cambio que las que son pobres en elementos pesados lo son en helio. Este mismo fenómeno se ha observado en galaxias espirales individuales, incluyendo la Vía Láctea, las regiones sobreabundantes en elementos pesados también lo son en helio, así como aquellas pobres en elementos pesados los son en helio. (para una discusión extensa ver por ejemplo la reseña de Pagel, 1981).

La presencia de zonas de distinta abundancia química, han traído como consecuencia un estudio intenso de la relación  $\Delta Y/\Delta Z$  (donde Y y Z son las abundancias por masa de helio y de elementos pesados) por gran número de investigadores, especialmente en la Galaxia y en galaxias compactas, espirales e irregulares. Se ha encontrado que en general existe una relación lineal  $Y = Y_p + \alpha \Delta Z$ . Por lo tanto, se puede usar la relación anterior para hacer una extrapolación y encontrar el valor de Y para  $Z=0$ , así se obtiene el valor del helio antes de que se formaran estrellas, es decir el valor del helio pregaláctico  $Y_p$ .

También se ha encontrado observacionalmente, que existe variación decreciente de la abundancia de elementos pesados respecto del hidrógeno (y de otras características como la temperatura) conforme nos alejamos en dirección radial del centro de una galaxia espiral, a esto denominaremos gradientes de composición química.

La distribución presente de abundancias químicas en las galaxias, refleja una combinación de la historia pasada tanto de tasas de formación estelar como de flujos del material en el sistema durante la evolución. Por consiguiente es necesario tener información de la estructura y la dinámica galáctica para interpretar las variaciones a gran escala de composición química.

a) Helio pregaláctico.

La determinación de la abundancia de helio pregaláctico es importante no solo como condición inicial para estudiar la evolución química de la galaxia, sino que además es un parámetro fundamental que nos permite conocer las características de la Gran Explosión.

Hasta hace unos cuantos años se creía que la abundancia de helio era igual en todo el Universo, con un valor de  $N(\text{He})/N(\text{H})=0.10$ . Además, se llegó a la conclusión de que todo este helio no pudo haber sido procesado en estrellas, puesto que de ser así, la luminosidad de las galaxias lejanas sería mayor que la observada. Más tarde, Peimbert y Torres-Peimbert (1974), encontraron que había pequeñas diferencias en la cantidad de helio en la Nebulosa de Orión y en las Nubes de Magallanes.

La Tabla V-1 muestra abundancias de helio y de elementos pesados en varios objetos. Se aprecia claramente la distinta composición química entre los objetos de composición similar a la del Sol, como la Nebulosa de Orión y los objetos poco evolucionados, como la Nube Menor de Magallanes y la galaxia Irregular II Zw 18. En la Figura V-1 hemos graficado Y contra Z para los objetos de la Tabla V-1 y se aprecia claramente la relación creciente entre helio y elementos pesados.

i) Modelo de Gran Explosión.

La abundancia de helio pregaláctico reviste una importancia especial si se parte de la base de que la estructura actual del Universo se originó a partir de un proceso general como la Gran Explosión.

La teoría de la Gran Explosión trata de explicar la evolución cósmica en su conjunto. Supone que hace unos quince mil millones de años se inició la expansión cósmica. Las condiciones que existían en el instante inicial y antes de él, no se incluyen en la teoría y están en el ámbito de la especulación. El Universo primordial era muy caliente, muy denso y probablemente también muy irregular. En los primeros minutos después de la Gran Explosión ocurrieron gran cantidad de reacciones nucleares; la mayor parte del helio fué sintetizado en ese momento.

TABLA V-1

ABUNDANCIAS QUIMICAS DE REGIONES H II GALACTICAS Y  
EXTRAGALACTICAS

Objeto	N(He)/N(H)	$Y^a$	$Z^a$	Referencia
Sol	...	...	0.021:	(1)
Nebulosa n Carina	0.102	...	...	(2)
Nebulosa de Orión	0.101	0.280	0.014	(3)
Nube Menor de Magallanes	0.078	0.237	0.003	(3)
Nube Mayor de Magallanes	0.084	0.250	0.0057	(3)
NGC 4449	0.085	0.251	0.0091	(3)
NGC 6822	0.083	0.248	0.0064	(3)
IC 10	0.079	0.240	0.0053	(3)
II Zw 70	0.084	0.250	0.0039	(3)
II Zw 40	0.074	0.227	0.0041	(3)
I Zw 18	0.076	0.233	0.0004	(3)
M101: H40	...	...	0.017:	(4)
NGC 5461	>0.0769	0.223	0.0043	(4)
NGC 5471	0.0721	0.233	0.0112	(4)

(1) Lambert, 1978; (2) Peimbert y Torres-Peimbert, 1974; (3) Lequeux et al., 1979; (4) este trabajo.

<sup>a</sup>Fracción por masa.

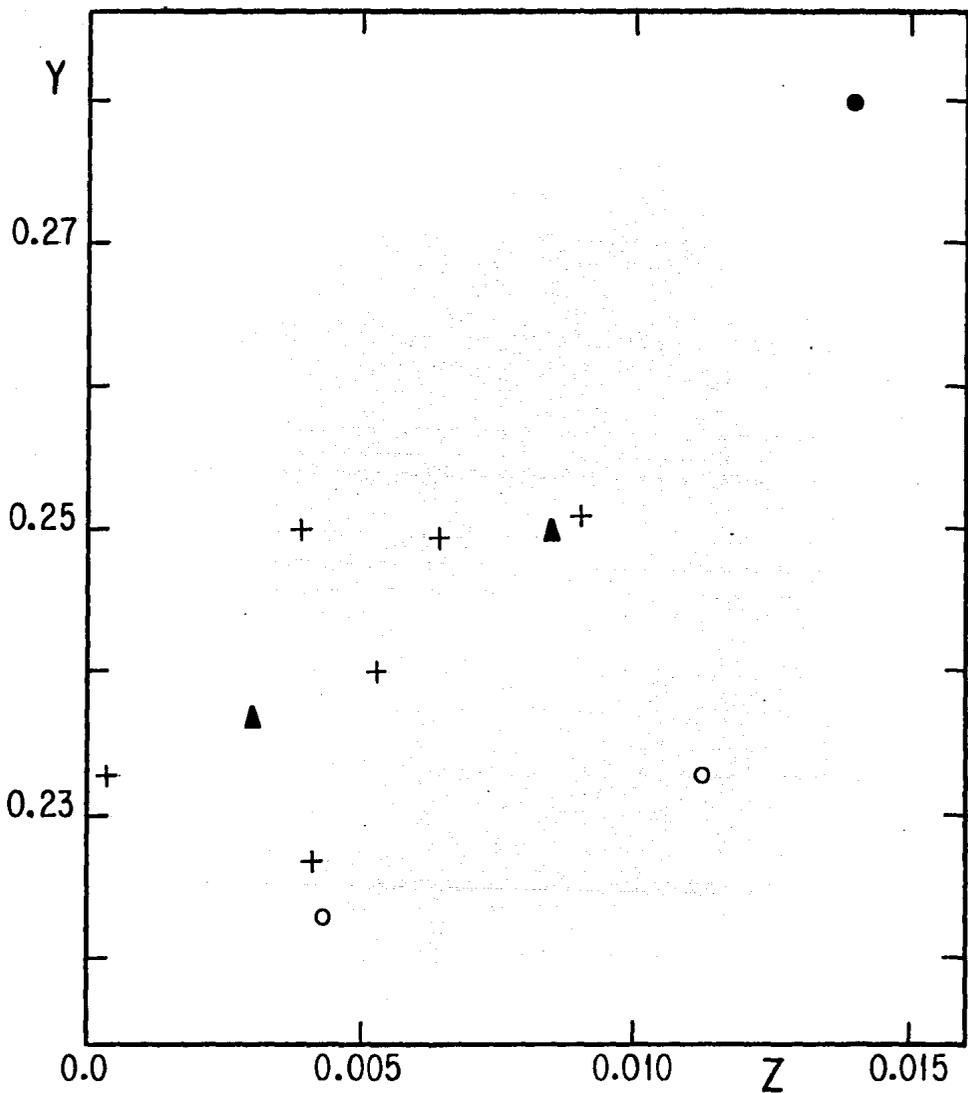


Fig. V-1. Comparación entre las abundancias por masa observadas de helio y de elementos pesados. Círculo lleno, Nebulosa de Orión; Cruces, Galaxias enanas e irregulares; triángulos, Nubes de Magallanes; Círculos abiertos, regiones H II en M 101.

Conforme se fué expandiendo el Universo se fué enfriando. Así la radiación de fondo de  $2.7^{\circ}\text{K}$  es un vestigio de esta era primigenia. A medida de que se fué enfriando, la materia del Universo, las irregularidades dieron lugar a condensaciones que más tarde formarían las protogalaxias. Las protogalaxias se fragmentaron formando estrellas y se acumularon para formar inmensos agregados sobre vastas regiones del espacio. Al evolucionar la primera generación de estrellas se sintetizaron paulatinamente en su interior los elementos pesados, como carbono, oxígeno, nitrógeno, etc., y también una cantidad apreciable de helio. Posteriormente evolucionaron las estrellas lanzando material que modificó la composición química del gas circundante. Así se formaron nuevas generaciones de estrellas a partir de nubes de material ya enriquecido de elementos pesados.

Hasta ahora hay cuatro observaciones fundamentales que favorecen la aceptación de la teoría de la Gran Explosión para la descripción de la evolución del Universo: a) la expansión actual del Universo, b) la radiación de fondo de  $2.7^{\circ}\text{K}$ , c) la abundancia de deuterio en la vecindad solar, y d) la abundancia de helio en nuestra galaxia y otras galaxias.

Las suposiciones básicas para el Modelo Estándar de la Gran Explosión (Schramm y Wagoner, 1977), pueden resumirse en

los siguientes puntos: a) es válido el principio de equivalencia y b) el Universo estuvo alguna vez a una temperatura tal, que impuso equilibrio estadístico sobre todas las partículas presentes. Para que sea válido el principio de equivalencia se requiere que las leyes de la física (no gravitacionales), expresadas en la forma usual de relatividad especial, sean válidas localmente en todos los marcos de referencia en caída libre (de Lorentz), o sea la equivalencia entre las masas gravitacional e inercial. La condición de equilibrio estadístico permite iniciar los cálculos de nucleosíntesis en un tiempo cuando la mayor parte de las propiedades de los componentes del Universo son conocidas, independientemente de la historia previa del Universo.

En este modelo existe una masa crítica para el Universo por debajo de la cual éste seguirá siempre en expansión. De acuerdo con el Modelo Estándar cuando apenas había transcurrido alrededor de un minuto y medio y la materia estaba a  $10^9$ °K, el deuterio recién formado reaccionó para crear helio. La tasa de reacciones nucleares disminuyó drásticamente después de que se formó el  $\text{He}^4$ . Simultáneamente se formaron pequeñas cantidades de elementos ligeros como litio, berilio y boro. Pero no se predice que se hayan formado cantidades importantes de núcleos más pesados como el carbono, por el gran aumento de la barrera coulombiana y las brechas de masas para  $A=5,8$ , estos se produjeron posteriormente por las estrellas. La comparación de las abundancias químicas

actuales de los elementos formados durante la Gran Explosión con las predicciones teóricas nos permite determinar la masa del Universo en forma indirecta (Wagoner, 1973).

En la Figura V-2 se muestra una gráfica de la fracción por masa de algunos elementos respecto de la densidad actual del Universo; donde el parámetro de densidad bariónica:  $\Omega_{\text{N}} h^2 = (\rho_{\text{O}} / 2.44 \times 10^{-26}) (2.9/T_{\text{O}})^3$ , está relacionado con la densidad y la temperatura actuales del Universo. A baja densidad se habría formado relativamente mucho deuterio y poco helio; a la densidad se habría formado poco deuterio y mucho helio. Y por lo tanto, en principio se podría determinar la densidad actual del Universo y computar la densidad crítica. Las mediciones de la abundancia de deuterio efectuadas por Rogerson y York (1973), en la región ultravioleta del espectro, indican que la masa es menor que la crítica, implicando que el Universo va a estar siempre en expansión. Hay que tomar en cuenta que estas observaciones de deuterio tienen dos limitaciones: a) se han obtenido a partir de objetos relativamente cercanos, a unos cuantos cientos de parsecs de distancia, sería importante saber si esta abundancia es similar a la de otras regiones del Universo, b) existe la posibilidad de que además del deuterio formado por la Gran Explosión se forme deuterio por otro mecanismo en pequeña escala invalidando la comparación de la teoría de la Gran Explosión con las observaciones.

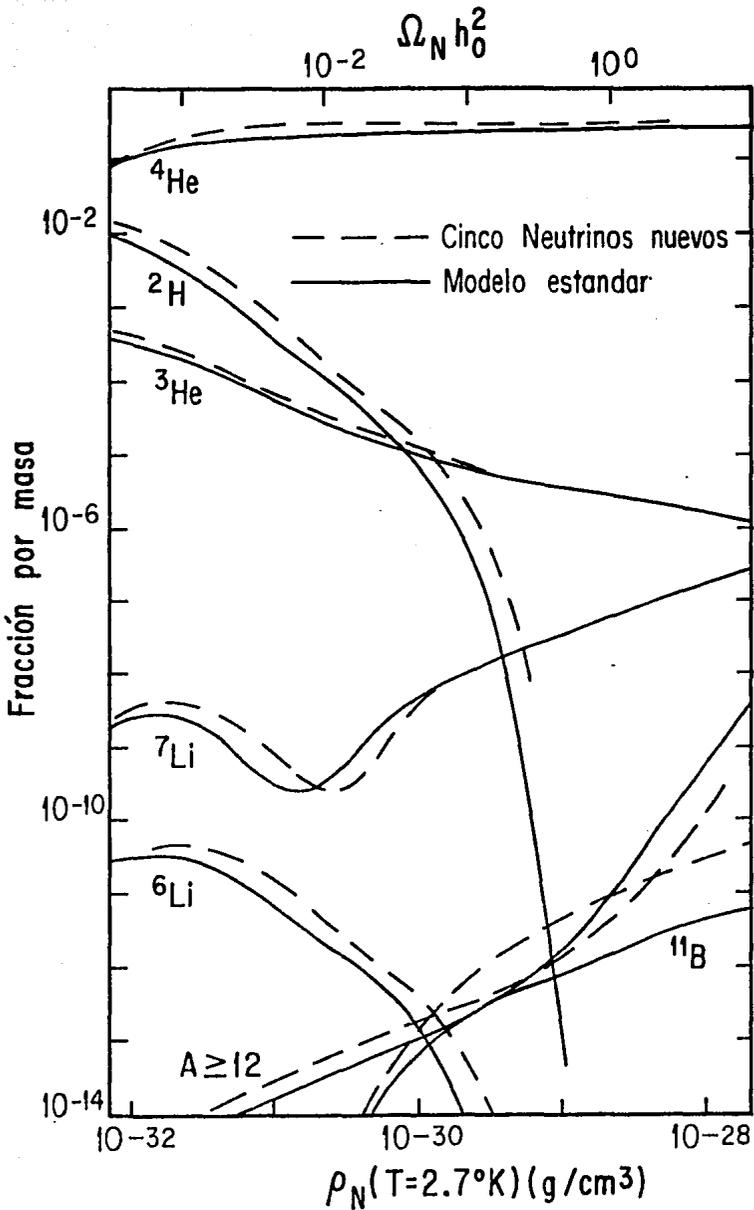


Fig. V-2. Abundancias finales, por masa, producidas en un modelo estándar de Gran Explosión (tomada de Schramm y Wagoner, 1977).

Hasta ahora las mediciones de abundancia de helio (i.e. Peimbert y Torres-Peimbert, 1974), indican que el Universo es abierto (como lo determina Wagoner 1973, para un Universo de Friedmann con constante cosmológica  $\Lambda=0$ , y sin degeneración electrónica o número leptónico igual a cero). Las observaciones de helio no tienen las limitaciones de las de deuterio ya que por una parte el volumen del Universo que ha sido cubierto, es mucho mayor y por otra, las mediciones se han efectuado en regiones de baja formación estelar, y por lo tanto sin gran contaminación por helio sintetizado en estrellas.

Existen otros modelos posibles para la gran explosión (Schramm y Wagoner, 1977), como los que consideran que: a) el número de leptones es mucho mayor que el de fotones, b) el número de bariones es cero, o sea que había igual cantidad de materia y antimateria en el inicio de la expansión, c) hubo formación de partículas nuevas durante la época de nucleosíntesis como neutrinos nuevos o superbariones, d) hubo inhomogeneidad y anisotropía, o, e) hubo variación del valor de la constante gravitacional. Sin embargo la teoría más sencilla que mejor concuerda con las observaciones es el Modelo Estándar.

Yang et al. (1979) encontraron que a partir del Modelo Estándar la abundancia primeva de  ${}^4\text{He}$  impone tres restricciones cosmológicas: a) un límite al número de sabores de los leptones,

TABLA V-2

ABUNDANCIA DE  ${}^4\text{He}$  COMO FUNCION DE DENSIDAD NUCLEONICA  
Y SABORES DE LOS LEPTONES<sup>a</sup>

$\log(\Omega_N h^2)$	$\rho_N(T_O=2.7^\circ\text{K})$ (gr $\text{cm}^{-3}$ )	$\gamma$						
		$N_L^b$	2	3	4	5	6	7
-3.2	$1.3 \times 10^{-32}$		.132	.137	.141	.145	.147	.150
-2.4	$7.3 \times 10^{-32}$		.218	.232	.244	.254	.262	.270
-1.9	$2.3 \times 10^{-31}$		.236	.250	.262	.273	.283	.292
-1.4	$7.3 \times 10^{-31}$		.247	.261	.274	.284	.294	.303
-0.7	$4.1 \times 10^{-30}$		.261	.275	.287	.298	.308	.316
+0.1	$2.3 \times 10^{-29}$		.275	.289	.301	.311	.321	.329

b)  $N_L = 2$  es el modelo estandar.

a) Tomada de Schram y Wagoner, 1977.

que están directamente relacionados con la razón de expansión del Universo, b) un límite a la variabilidad de la constante gravitacional en toda la historia del Universo y c) como se mencionó anteriormente, según el valor que se asigne a la abundancia de helio, se desprende que el Universo sea abierto o cerrado.

ii) Determinación observacional del helio pregaláctico.

Aunque en la Gran Explosión se produce helio en gran proporción no se produce cantidad apreciable de elementos pesados. Por consiguiente se espera que en los lugares donde  $Z=0$  no ha habido enriquecimiento de elementos por evolución estelar y por consiguiente no ha cambiado la abundancia de helio y  $Y_p = Y_0$  (donde  $Y_0$  es la cantidad de helio en el presente); en cambio en los lugares en donde  $Z > 0$  se espera que el helio observado sea parcialmente de origen estelar.

Como ha discutido Peimbert (1977) existen observaciones de regiones H II normales en alrededor de 25 galaxias, la más lejana ubicada a unos 100 Mpc, en todas ellas se ha encontrado  $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0.10$ . Además hay evidencia de que regiones H II más pobres en elementos pesados tienen menor abundancia de helio que las que son más ricas en elementos pesados.

En la Tabla V-3 se presentan valores de  $Y_p$  para varios objetos. Los valores de  $Y_p$  se calcularon a partir de la relación;  $Y=Y_p+\alpha Z$  que caracteriza la evolución química del gas de una galaxia. Serrano y Peimbert (1981), encuentran que  $\alpha=3$  a partir de resultados observacionales.

Determinaciones recientes de  $Y_p$  a partir de regiones H II extragalácticas (Talent 1980, French 1980, Rayo et al. 1982), dan un valor de  $Y_p=0.216$ . Usando el modelo de Gran Explosión este valor daría una densidad sumamente baja para el Universo. Como mostraron Serrano y Peimbert (1981), cuando se tiene una muestra mezclada de poblaciones se tiende a subestimar el valor de  $Y_p$ , y sugieren que el Modelo Estándar de Gran Explosión puede seguir siendo válido si en esas galaxias  $Y_p$  fuera 0.23.

TABLA V-3

VALORES OBSERVADOS DE  $Y_p$  Y DE  $\Delta Y/\Delta Z$ 

Objeto	$Y_p$	$\Delta Y/\Delta Z$	$t^2$ ( $10^{-2}$ )	Fuente
Regiones H II extragalácticas	0.233±0.005	1.7±0.9	3.5	1
" "	0.230±0.005	3.2±1.4	0.0	1
" "	0.216	2.8±2.7	0.0	2
" "	0.216	3.2	0.0	3
" "	0.237±0.005	2.2±1.2	0.0	4
M101	0.216±0.010	3.8	0.0	5
Regiones H II en las nubes de Magallanes	0.231	2.1	3.5	6
" "	0.229	3.6	0.0	6
Nebulosas Planetarias	0.254±0.009	2.2±0.5	3.5	7
" "	0.249±0.010	3.6±0.8	0.0	7
Estrellas FGK de la secuencia principal	...	5±3	...	8
	0.2	3.5:	...	9
Estrellas supergigantes	...	4.5:	...	10
Estrellas binarias	0.235±0.010	3.0±1.5	...	11
Cúmulos globulares	0.23±0.02	...	...	12
Galaxias enanas esferoidales	0.24±0.02	...	...	13

(1) Lequeux et al. 1979, (2) Talent 1980, (3) French et al. 1980, (4) Kunt y Sargent 1980, (5) este trabajo, (6) Peimbert y Torres-Peimbert 1974, 1976, (7) Peimbert y Serrano 1980, (8) Perrin et al. 1977, (9) Faulkner 1967, (10) Chiosi y Nasi 1974, (11) Saio 1978, (12) Caputo et al. 1978, (12) Hirshfeld 1978.

b) Historia Evolutiva ( $\Delta Y/\Delta Z$ ,  $\Delta Y+\Delta Z$ ).

El enriquecimiento del helio producido por las estrellas en toda la historia de una región se puede designar por  $\Delta Y$ , donde  $Y_{\text{obs}} = Y_p + \Delta Y$ . Dado que los elementos pesados en esa región también han sido producidos exclusivamente por estrellas tiene sentido hacer la comparación entre el enriquecimiento relativo  $\Delta Y/\Delta Z$ , ( $\Delta Z$  = enriquecimiento de los elementos pesados). La Tabla V-3 presenta valores de  $\Delta Y/\Delta Z$  para distintos valores de  $t^2$  (las fluctuaciones de temperatura a lo largo de la visual). En general la determinación de  $Z$  en nebulosas gaseosas depende del valor de las fluctuaciones de temperatura, a diferencia de los de  $Y$ . El valor observado de  $\Delta Y/\Delta Z$  es una restricción para los modelos de evolución galáctica y estelar.

Serrano y Peimbert (1981) han discutido ampliamente modelos de evolución química de la Galaxia tomando en cuenta: a) pérdida de masa y producción de helio en estrellas de masa intermedia, b) varias tasas de pérdida de masa en estrellas masivas, c) varias funciones iniciales de masa y d) evolución con y sin reciclaje instantáneo. Al comparar estos modelos con las observaciones de  $\Delta Y/\Delta Z$  se reduce el número de modelos viables; y por tanto se trata de determinar este parámetro en galaxias o regiones H II gigantes. El cociente  $\Delta Y/\Delta Z$  no se ve afectado por las estrellas poco masivas, aquellas con masas menores de  $1M_{\odot}$ , puesto que estas

estrellas casi no sufren pérdida de masa y el material queda atrapado en su interior.

Por otro lado  $\Delta Y + \Delta Z$  nos da una restricción a la cantidad de energía producida por las estrellas una vez que las galaxias se han formado. Se ha encontrado que en el medio interestelar de la vecindad solar  $\Delta Y / \Delta Z \approx 0.1$  (Peimbert, 1975).

La abundancia por masa de los elementos pesados,  $Z$ , se determinaría idealmente a partir de observaciones de Ne y Ar ya que estos elementos no se combinan con otros para formar polvo y por consiguiente podríamos medir la cantidad total de ellos respecto del hidrógeno al estudiar una región H II y de allí derivar la cantidad de elementos pesados. Sin embargo no se hace, puesto que no se observan estos elementos en todos sus grados de ionización dentro de una región H II. En general lo que se emplea es el oxígeno puesto que a menudo la abundancia obtenida, para este elemento, es la más precisa, debido a que se logra observar en varios grados de ionización, además de que es relativamente abundante, y como se conoce el cociente de oxígeno a elementos pesados se puede inferir el valor de  $Z$ .

c) Gradientes de condiciones físicas y composición química en discos de galaxias.

Observacionalmente se ha encontrado que existe variación en las condiciones físico-químicas a lo largo de los discos de las galaxias espirales. Aller (1942) notó que las regiones más externas de ciertas galaxias espirales, el cociente de la intensidad de  $[O III] / H\beta$  es mayor que en las cercanas al núcleo, la explicación que dió fué que existe un gradiente de excitación en estas galaxias.

El gradiente del cociente de  $[O II] / H\beta$  en regiones H II es el dato observacional directo. Existe la preocupación de determinar si éste se debe a un gradiente de las características de las estrellas excitadoras y la fracción de polvo, o si se debe en verdad a una variación de la composición química del gas, y en todo caso, tener en cuenta la acción combinada de los tres efectos.

En 1967, Peimbert concluyó que para explicar la variación del cociente de intensidades  $[N II] / H\alpha$  entre la periferia y el núcleo de las galaxias M51 y M81 era necesario un cambio en la abundancia de nitrógeno a lo largo del disco.

Searle (1971) propuso que las regiones H II de discos de galaxias espirales normales presentan un gradiente radial de

composición química, lo cual ha incitado a otros autores a estudiar las variaciones de composición química y grado de excitación de regiones H II (Benvenuti et al. 1973; Churchwell et al. 1974; Smith 1975; Sarazin 1976; Jensen y Ström 1976; Collin-Souffrin y Joly 1976; Pagel et al. 1979; Mezger et al. 1979).

Shields (1974) analizando las observaciones de M101 efectuadas por Searle (1971), utilizó modelos detallados de estructura de ionización de regiones H II para demostrar que variaciones de temperatura estelar, de la densidad de gas y de la razón de gas de polvo, no eran suficientes para explicar en su totalidad la existencia de gradientes en la intensidad de las líneas y que por lo tanto la causa principal es la variación de composición química.

Es decir, que se ha establecido claramente la existencia de gradientes de composición química en galaxias espirales normales, en particular de los cocientes O/H, N/H, N/S, He/H y C/H, a partir de observaciones de regiones H II.

Además, en galaxias espirales se ha encontrado, a partir de anchos equivalentes de la línea de H $\beta$  y de modelos de regiones H II que además del aumento hacia el interior de la fracción de elementos pesados hay un ligero decremento en el flujo total de la radiación ionizante de las estrellas

En la Tabla V-4 se presentan los valores de la variación radial de los cocientes entre distintos elementos

TABLA V-4

GRADIENTES DE ABUNDANCIAS QUIMICAS  
EN GALAXIAS ESPIRALES<sup>a</sup>

Objeto	He/N	O/N	N/H	N <sup>+</sup> /S <sup>+</sup>	Fe/H	Na/H	Ref.
LA GALAXIA:							
Nebulosas Planetarias	-0.02	-0.06	-0.18				1
Estrellas Gigantes K					-0.023		2
Estrellas jóvenes					-0.10	-0.15	3
Regiones HII	-0.02	-0.13	-0.23	-0.09			4
"	0.00	-0.04	-0.10	-0.05			5
"	-	-0.11	-0.11	-0.06			6
"		-0.09	-0.12	-0.05			8
"		-0.10	-0.14	-0.05			9
M33 (Sc)		-0.06					7
NGC 300 (Sc)		-0.15					10
NGC 1365 (SB)		-	-	-			10
M83		-0.09	0.00:				11
M101 (Regiones HII)		-0.06	-0.09	-0.03			7
" "	+0.01	-0.15	-0.14	-0.04			12
" "	-0.02	-0.08	-0.18	-0.07			13
" "		-0.032	-0.05				14

a) Datos en  $d \log (X/Y)/dR \text{ kpc}^{-1}$

(1) Torres-Peimbert y Peimbert, 1977 (2), Janes y Mc Clure 1972, (3) Mayor 1976, (4) Peimbert et al. 1978 (5) Hawley 1978, (6) Talent y Dufour 1979, (7) Smith 1975 (8) Peimbert y Torres-Peimbert, 1977 (9) Peimbert, 1978 (10) Pagel et al. 1979, (11) Dufour et al. 1980 (12) Searle 1971 (13) Searle y Shields 1978, (14) este trabajo.

químicos,  $\log \left[ \frac{N(X_1)}{N(X_2)} \right] / dR$ , en los discos de galaxias espirales de distinto tipo.

En el caso de galaxias externas no se pueden resolver estrellas individuales (más que para las Nubes de Magallanes y la Galaxia de Andrómeda), así que el estudio de gradientes de abundancias químicas se limita al gas en regiones H II gigantes y a remanentes de supernova. Por otro lado, tanto en galaxias con barra como en galaxias irregulares no es concluyente la evidencia de la existencia de gradientes de composición química. Si efectivamente no presentan variación radial, esto implica que han tenido una evolución distinta a la de las galaxias espirales normales.

En el caso de la Galaxia se ha determinado un gradiente radial de condiciones físicas y composición química, tanto para el gas como para las estrellas, la primera medición de gradientes de composición química de regiones H II fué efectuada por Peimbert et al. (1978) quienes a partir de la determinación de abundancias químicas en 5 regiones, obtuvieron que el cociente de oxígeno y nitrógeno respecto del hidrógeno disminuye con la distancia radial, mientras que Churchwell y Walsmley (1975) y Churchwell et al. (1978) obtuvieron utilizando líneas de recombinación de radio, que la temperatura electrónica de las regiones H II aumenta con la distancia radial. También Torres-Peimbert (1977) encontraron que las envolventes de nebulosas planetarias presentan un gradiente de O/H y N/O. Mayor (1976) y Janes (1977) encontraron

ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA

que las abundancias metálicas en estrellas disminuyan con la distancia radial, Luck y Bond (1980) encontraron resultados semejantes en las fotosferas de supergigantes tardías. Las observaciones ópticas en la galaxia son especialmente difíciles debido a que nos encontramos sumergidos en el plano y la luz proveniente de objetos distantes se ve seriamente afectada por absorción interestelar.

Para tratar de explicar las observaciones de las variaciones de  $T_e$  y de  $[O III]/H\beta$  en regiones H II de galaxias espirales y de sus probables interpretaciones, de variación de temperatura de las estrellas excitadoras, presencia de polvo y gradientes de composición química, se han propuesto varios modelos de evolución química que incluyen acreción de material e interacción del patrón espiral con el material galáctico.

Tinsley y Larson (1978) construyeron modelos de colapso para la evolución química de galaxias de disco y argumentan que los flujos radiales de gas, que se producen cuando el gas pierde momento angular por fricción y tiende a penetrar hacia el interior de la galaxia, podrían producir gradientes en la abundancia de elementos pesados tan altos como los que se han observado. Otros autores argumentan que la existencia de gradientes de composición química en estas galaxias es una prueba de consistencia a la teoría de ondas de densidad para la formación de los brazos espirales (i.e. Jensen et al. 1976). Pagel et al. (1979) argumentan que la existencia de un gradiente de composición química debe poder

se entender ya sea suponiendo que siempre existió o que la evolución natural de la galaxia de composición química homogénea lo produjo.

Un análisis detallado sobre evolución química de la Galaxia puede encontrarse en: Chiosi y Matteucci (1980) y en Serrano y Peimbert (1981). Sus modelos sugieren que la de formación estelar está controlada ya sea por la propagación del patrón espiral o por la densidad superficial de masa; y predicen que los gradientes de abundancia se deben principalmente al decremento hacia el exterior de la tasa de formación estelar. Peimbert y Serrano (1982) también sugieren que los gradientes se deben en parte a una variación de la función inicial de masa o que los gradientes producen una variación en la función inicial de masa en el sentido de que a mayor  $Z$  se produce una fracción menor de estrellas de poca masa.

## DISCUSION Y CONCLUSIONES

En este capítulo se presentará la discusión de los resultados obtenidos a partir de las observaciones efectuadas a lo largo del disco de la galaxia M101, principalmente en lo que se refiere a la determinación y a los gradientes de: temperatura electrónica, abundancia de oxígeno, abundancia de nitrógeno respecto a la de oxígeno y abundancia de helio. También se discute el cociente de la tasa de enriquecimiento de helio a elementos pesados y a la determinación del helio pregaláctico.

### a) Discusión

A partir de la determinación de la temperatura electrónica en las distintas regiones H II de M101 se encontró un gradiente de  $T_e$  que se puede ajustar por una ley exponencial dada por:  $\Delta \log T_e / \Delta \rho = 0.41 \pm 0.03$ , o bien por una ley lineal dada por  $\Delta T_e / \Delta R = 295 \pm 30^\circ \text{K kpc}^{-1}$ . Este valor es similar al derivado radioastronómicamente para la Galaxia en el rango de 4-14 kpc (Churchwell et al. 1978; Lichten et al. 1979; Wilson et al. 1979; Garay y Rodríguez 1981).

A partir de las abundancias totales tabuladas en la Tabla III-3 se observa claramente que existen gradientes de He, N, O, Ne, S y Ar a lo largo del disco de la galaxia M101. Dentro de la precisión de las observaciones se obtiene que los gradientes de O, Ne, S y Ar son similares. El gradiente de oxígeno se puede representar con una ley de potencia de

la forma  $\Delta \log(O/H)/\Delta \log \rho = -1.10 \pm 0.2$ , o bien exponencialmente  $\Delta \log(O/H)/\Delta \rho = -0.85 \pm 0.3$ .

Para comparar estos gradientes con los de la Galaxia es conveniente expresarlos en  $\text{kpc}^{-1}$ . A partir de la distancia adoptada en la Tabla II-1, de 7.2 Mpc, se sigue que  $\Delta \log(O/H)/\Delta R = 0.032 \pm 0.01 \text{ kpc}^{-1}$  y que  $\Delta \log(N/H)/\Delta R = 0.050 \pm 0.01 \text{ kpc}^{-1}$ . Si se emplea la distancia menor sugerida por Bottinelli y Gouguenheim (1976) de 5.6 Mpc, habría que multiplicar estos valores por 1.32. Los gradientes de O y N son del orden de la mitad de los que se han medido en la vecindad solar (Peimbert et al. 1978; Haley 1978; Talent y Dufour 1979; Peimbert 1979), (Tabla V-4).

En las Figuras VI-1 y VI-2 se presentan los valores de O/H y N/O obtenidos en este trabajo y los del de Shields y Searle (1978). Para el objeto común, NGC 5471, los resultados son muy parecidos. El valor de O/H encontrado para H40 ( $\rho=0.26$ ) es 0.3 dex veces menor que el valor obtenido por Shields y Searle (1978) para S5 ( $\rho=0.28$ ), (Tabla III-3). Este resultado implica ya sea que los valores de O/H derivados mediante el modelo para S5 deben reducirse por  $\sim 0.3$  dex para concordar con los valores encontrados observacionalmente (se puede lograr con un aumento en  $T_e$  de 5800 a 6500°K); o bien que el gradiente de O/H no es continuo (discontinuo en  $\rho \sim 0.2$ , Figura VI-1). Es necesario medir directamente  $T_e$  en S5 para poder decidir entre ambas posibilidades.

Pagel et al. (1979) han elaborado un método para

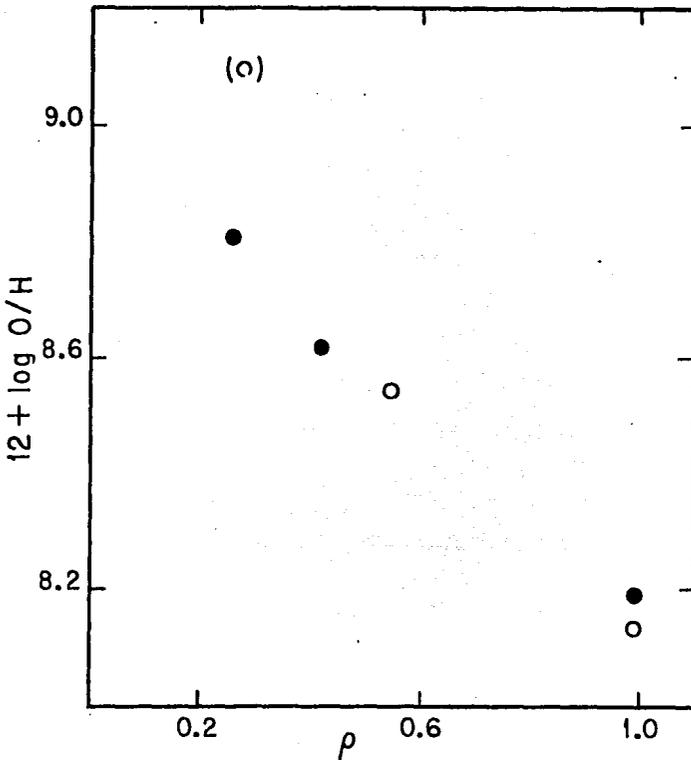


Fig. VI-1. La razón de abundancias  $N(O)/N(H)$  de regiones H II en M101 graficada contra la distancia radial. Los círculos llenos corresponden a datos de este trabajo y los vacíos a los de Shields y Searle (1978).

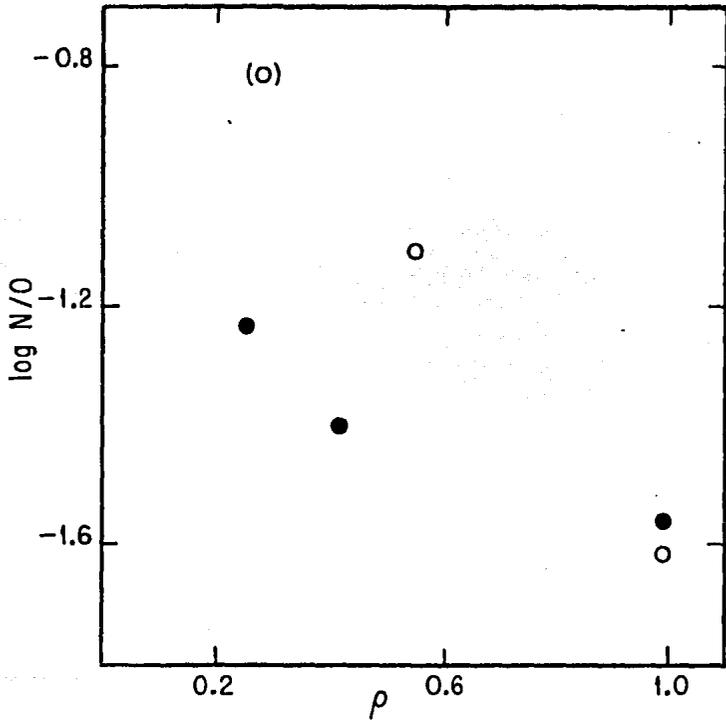


Fig. VI-2. La razón de abundancias  $N(N)/N(0)$  de regiones H II en M101 graficada contra la distancia radial. Los círculos llenos corresponden a datos de este trabajo y los vacíos a los de Shields y Searle (1978)

derivar  $T_e$  en las regiones H II donde no se observan directamente los cocientes apropiados, este modelo se basa en una relación empírica entre el cociente  $([O II] + [O III])/H\beta$  y  $T_e$ . Este método es incierto ya que el cociente de  $([O II] + [O III])/H\beta$  depende no solamente de la abundancia de O/H sino de otras variables como son: la temperatura de las estrellas ionizantes, la densidad electrónica, el factor de dilución etc. Una discusión de estas incertidumbres ha sido dada por Stasińska et al. (1981). Otro problema con este método es que ha sido calibrado para regiones H II ricas en metales con el valor de  $T_e$  obtenido a partir de un modelo para S5 estudiado por Shields y Searle (1978). Los resultados de S5 se han extrapolado a regiones H II supuestamente más ricas en metales que S5 en las galaxias M33, M51 y M101 (Stasińska et al. 1981; Dufour et al. 1980; Blair et al. 1981).

Las razones  $[O III]/[N II]$  y  $([O II] + [O III])/H\beta$  para H40 son mayores que para S5 y H47 ( $\rho=0.32$ ). Este resultado podría indicar que H40 es más pobre en metales que H47 y S5, sin embargo es posible que las diferencias en los cocientes de las líneas se deban a un mayor grado de ionización causado por estrellas más jóvenes y calientes, en H40 que en S5 y H47. Una observación a favor de esta posibilidad viene de un mayor valor de  $F(H\beta)$  para H40 que para H47 y H108+111 ( $\rho=0.15$ ).

Blair et al. (1981), comparando regiones H II con remanentes de supernova en M31 encuentran una discrepancia

de un factor de cuatro en la razón de O/H en las regiones H II interiores que muestran espectros similares a S5. La discrepancia va en el sentido de que se supone que son las regiones H II las que serían más abundantes por un factor de 4 que si se supone que son remanentes de supernova.

En la Figura VI-3 comparamos los valores de N/O determinados en este trabajo para las regiones H II de M101 con algunos de los mejores valores obtenidos para regiones H II de la Galaxia (Peimbert y Torres-Peimbert 1977, 1982; Peimbert et al. 1978). Los valores de N/O en M101 son bastante más bajos que los de la Galaxia.

A continuación trataremos de explicar a que se debe esta diferencia. A partir de la relación  $[N/O]$  contra  $[O/H]$  se ha encontrado que una cantidad considerable de N es de origen primario (Peimbert 1979; Edmunds y Pagel 1978; Alloin et al. 1979). Al menos parte del N primario proviene de las estrellas masivas, como lo indica la evidencia observacional: a) las regiones H II de anillo como NGC 2359 y NGC 6888 ionizadas por estrellas WN que están perdiendo masa (Peimbert et al. 1978; Talent y Dufour 1979; Parker 1978; Kwitter 1981); b) las cáscaras alrededor de estrellas WN9 en la Nube Mayor de Magallanes (Walborn 1981) y c) los flóculos cuasi-estacionarios en el remanente de supernova Casiopea A y la cáscara de  $\eta$  Carinae (Walborn 1981). Por otro lado Edmunds y Pagel (1978) han sugerido que parte del

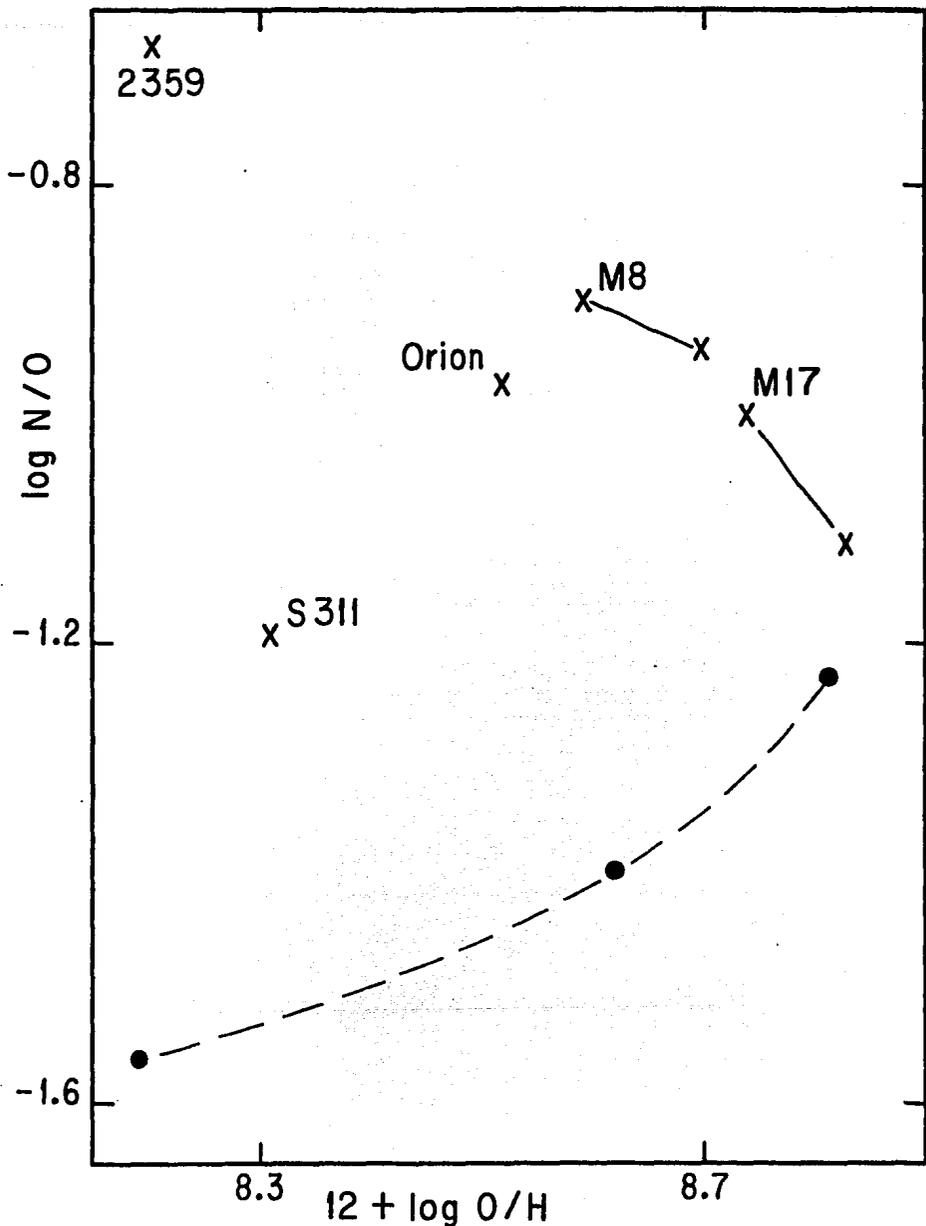


Fig. VI-3. La razón de abundancias de N(N)/N(O) graficada respecto a la razón de abundancias de N(O)/N(H). Las cruces son regiones HII galácticas los círculos son las regiones H II de M101 reportadas en este trabajo.

N primario viene de estrellas de masa relativamente baja como lo son las nebulosas planetarias de tipo I (objetos jóvenes de población I, masivas, filamentosas; según Peimbert 1978); además parte del N secundario también proviene de nebulosas planetarias (Peimbert y Serrano 1981). La producción de N por estrellas de masa relativamente baja podría ser responsable de la diferencia mostrada en la Figura VI-3, y siguiendo a Edmunds y Pagel (1978) implicaría que la población estelar en M101 es en promedio más joven que en la Galaxia.

La abundancia de helio obtenida para NGC 5471,  $Y=0.223\pm 0.006(3\sigma)$ , es muy pequeña y por lo tanto se espera que sea muy cercana a la abundancia pregaláctica. Para encontrar la abundancia pregaláctica de helio es necesario estimar el cociente  $\Delta Y/\Delta Z$  para las regiones H II pobres en metales de M101.

Conviene más comparar el enriquecimiento de helio con el oxígeno que con el de la totalidad de los elementos pesados, Z, ya que el oxígeno en general es el elemento mejor determinado y es una fracción considerable de Z,  $Z(O)\approx 0.45Z$ .

De las observaciones de NGC 5461 y NGC 5471 se obtiene que  $\Delta Y/\Delta Z(O) > 3.2$ . Mientras que para Orión y para la muestra de galaxias irregulares y compactas azules estudiadas por Lequeux et al. (1979) se encuentra un valor de  $\Delta Y/\Delta Z(O) = 6.2$ , y su muestra excluyendo a Orión da  $\Delta Y/\Delta Z(O) = 3.8$ . (Tabla V-2).

A partir del diagrama de N/O contra O/H (Figura VI-3) se sigue que NGC 5471 tiene una composición química más semejante a la de las galaxias irregulares y compactas azules que a la de la Galaxia, y por consiguiente con un valor bajo de  $\Delta Y/\Delta Z(O)$ . Aún más, los cálculos de Serrano y Peimbert (1981) indican que las estrellas de el rango  $1 \leq M/M_{\odot} \leq 5$  contribuyen en forma considerable al enriquecimiento de helio del medio interestelar. En cambio la mayor parte del oxígeno proviene de estrellas masivas ( $M > 10M_{\odot}$ ), por consiguiente se espera que una región con una población estelar más joven deberá tener un cociente  $\Delta Y/\Delta Z(O)$  menor. A partir de esta discusión se ha tomado un valor de  $\Delta Y/\Delta Z(O)=3.8$  para NGC 5471 lo cual al extrapolar para  $Z = 0$  implica una abundancia de helio pregaláctico por masa  $Y_p=0.216 \pm 0.010(3\sigma)$ , o  $N(He)/N(H)_p=0.069 \pm 0.04$ . Este resultado confirma y refuerza los resultados obtenidos anteriormente (Peimbert y Torres-Peimbert 1974, 1976; Lequeux et al. 1979; French 1980; Talent 1980).

#### b) Conclusiones

En este trabajo se han presentado nuevas observaciones fotoeléctricas de 5 regiones H II a lo largo de la galaxia M101 en el intervalo de  $\lambda\lambda 3400$  a  $7400 \text{ \AA}$ . Estas observaciones tienen señal sobre ruido y dispersión mayores de lo que se había logrado con anterioridad. A partir del análisis de las líneas espectrales se ha medido la temperatura electró

nica y se han derivado abundancias químicas precisas de He, N, O, Ne, S y Ar. Se encontró que en la galaxia M101 hay un gradiente radial de temperatura electrónica y de los cocientes  $N/H$ ,  $O/H$ ,  $S/H$  y  $Ar/H$ . Se obtuvo que dado un valor de  $O/H$  el valor correspondiente de  $N/O$  es menor en M101 que en la Galaxia, lo que podría indicar que la población estelar en M101 es más joven en promedio que en la Galaxia.

Se extendió el estudio de los gradientes a regiones más ricas en elementos pesados que en cualquier estudio anterior, y se demostró que los métodos indirectos para determinar  $T_e$  utilizados por otros autores llevan a errores de hasta un factor de dos en la determinación de las abundancias de los elementos pesados.

Se ha diferenciado claramente la contribución a la intensidad de las líneas del helio y del hidrógeno, debida a la región H II y la contribución debida a las estrellas de la misma región.

R E F E R E N C I A S

- Ahmad, I.I. 1952, Ap. J., 115, 341.
- Aller, L.H. 1942, Ap. J., 95, 52.
- Alloin, D., Collin-Souffrin, S., Joly, M., Vigroux, L. 1979, Astr. Ap., 78, 200.
- Barker, T. 1980, Ap. J., 240, 99.
- Benvenuti, P., D'Odorico, S., Peimbert, M. 1973, Astr. Ap., 28, 447.
- Blair, W.P., Kirsher, R.P., y Chevalier, R.A. 1981, pretiro.
- Bottinelli, L. y Gouguenheim, L. 1976, Astr. Ap., 51, 275.
- Brocklehurst, M. 1972, M.N.R.A.S., 157, 211.
- Brocklehurst, M. 1971, M.N.R.A.S., 153, 471.
- Caputo, F., Castellani, V., y Wood, P.R. 1978, M.N.R.A.S., 184, 377.
- Collin-Souffrin, S. and Joly, M. 1976, Astr. Ap., 53, 213.
- Conti, P.S. 1973, Ap. J., 179, 161.
- Cox, D.P. y Daltabuit, E. 1971, Ap. J., 167, 257.
- Czyzak, S.J. y Krueger, T.K. 1963, M.N.R.A.S., 126, 177.
- Chiosi, C. y Matteucci, F. 1980, pretiro.
- Chiosi, C. y Nasi, E. 1974, Astron. Ap., 35, 81.
- Churchwell, E., Mezger, P.G. y Huchtmeier, W. 1974, Astr. Ap., 32. 283.
- Churchwell, E., Smith, L.F., Mathis, J. y Mezger, P.G. 1978, Astr. Ap., 70, 719.
- Churchwell, E., y Wamsley, C.M. 1975, Astr. Ap., 38, 451.

D'Odorico, S. y Rosa, M. 1981, pretiro.

Dufour, R.J., Talbot, R.J., Jr., Jensen, E.B., y Shields,  
G.A. 1980, Ap. J., 236, 119.

Dufour, R.J., Talbot, R.J., Jr., y Shields, G.A. 1981, pretiro.

Edmunds, M.G. y Pagel, B.E.J. 1978, M.N.R.A.S., 185, 77p.

Faulkner, J. 1967, Ap. J., 147, 617.

French, H.B. 1980, Ap. J., 240, 41.

French, H.B. y Grandi, S.A. 1980, pretiro.

French, H.B. 1981, Ap. J., 246, 434.

Garay, G. y Rodríguez, L.F. 1981, en preparación.

Hawley, S.A. 1978, Ap. J., 224, 417.

Hayes, D.S. y Latham, D.W. 1975, Ap. J., 197, 593.

Hirshfeld, A. 1978, Ph. D., thesis, Universidad de Yale.

Hodge, P.W. 1969, Ap. J. Suppl., 18, 73.

Israel, F.P. y Kennicutt, R.C. 1980, Ap. Letters, 21, 1.

Janes, K. A. 1977, en IAU Colloquium No. 45, Chemical and  
Dynamical Evolution of our Galaxy, ed. Basinska-Grzesik, E.  
y Mayor M. (Geneva), p. 173.

Janes K.A. y Mc Clure R. D. 1972, IAU Coll. 17, Meudon Observatory,  
Paris.

Jensen, E.B., Strom K.M. and Strom S.E. 1976, Ap. J., 209, 748.

Kwitter, K.B. 1981, Ap. J., 245, 154.

Kunth, D. y Sargent, W.L.W. 1980, en preparación.

- Lambert, D.L., 1978, M.N.R.A.S., 182, 249.
- Lequeux, J., Peimbert, M., Rayo, J.F., Serrano, A. y Torres-Peimbert, S. 1979, Astr. Ap., 80, 155.
- Lichten, S.M., Rodríguez, L.F. y Chaisson, E.J. 1979, Ap. J., 229, 524.
- Luck, E.R. y Bond, H.E. 1980, pretiro.
- Mayor, M. 1976, Astr. Ap., 48, 301.
- Mezger, P.G., Pankonin, V., Schmid-Burkg, J., Thum, C. y Wink, J. 1979, Astr. Ap., 80, L3.
- Oke, J.B. 1974, Ap. J. Suppl., 27, 21.
- Osterbrock, D.E. 1973, en: Astrophysics of Gaseous Nebulae Ed. W.H. Freeman p. 5.
- Pagel, B.E.J. 1978, General Lecture at the Fourth European Regional Meeting in Astronomy, Uppsala.
- Pagel, B.E.J. Anual Review, Astr. Ap., 1981.
- Pagel, B.E.J., Edmunds, M.G., Blackwell, D.E., Chun, M.S., Smith, G. 1979, M.N.R.A.S., 189, 95.
- Parker, R.A.R. 1978, Ap. J., 224, 873.
- Peimbert, M. 1967, Ap. J., 150, 825.
- Peimbert, M. 1975, Ann. Rev. Astr. Ap., 13, 113.
- Peimbert, M. 1977, en Topics in Interstellar Matter, ed. H. van Woerden (Dordrecht: D. Reidel), p. 249.
- Peimbert, M. 1978, en Planetary Nebulae: Observations and Theory, IAU, Symp. 76, ed. Y. Terzian (Dordrecht: D. Reidel), p. 215.

- Peimbert, M., 1979, en: Abundances and Chemical Evolution of Interstellar Medium: XXIII International Astrophysical Symposium, (Liège).
- Peimbert, M. y Costero, R. 1969, Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya, 5, 3.
- Peimbert, M. y Serrano, A. 1980, Rev. Mex. Astron. Astrof., 5, 9.
- Peimbert, M. y Serrano, A. 1982, pre-tiro.
- Peimbert, M. y Spinrad, H. 1970, Ap. J., 159, 809.
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S. y Rayo, J.F. 1978, Ap. J., 220, 516.
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1974, Ap. J., 193, 324.
- Peimbert, M. y Torres Peimbert, S. 1976, Ap. J., 203, 581.
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1977, M.N.R.A.S., 179, 217.
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1982, en preparación.
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S. Y Rayo, J.F. 1978, Ap. J., 220, 516.
- Perrin, M.- N., Hejlesen, P.M., Cayrel de Strobel, G. y Cayrel, R. 1977, Astron. Astrof., 54, 779.
- Rayo, J.F. Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1982, Ap. J., 255, 117.
- Roberson, J.B. Jr., York, D.G. 1973, Ap. J. (Letters), 186, L95.
- Robbins, R.R. 1968, Ap. J., 151, 511.
- Robbins, R.R. y Bernat, A.P. 1973, Mem. Soc. R. Sci. Liège 6 Ser., 5, 263.
- Saio, H. 1978, Publ. Astron. Soc. Japan, 30, 139.
- Sandage y Tamman, 1976, Ap. J., 210, 7.
- Sarazin, L. 1976, Ap. J., 208, 323.
- Schramm, D.N. y Wagoner, 1977. Ann. Rev. Nucl. Sci. 1977, 27, 37.

- Searle, L. 1971, Ap. J., 168, 327.
- Sedwick, K.E. y Aller, L.H. 1981, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 78, 1994.
- Serrano, A. y Peimbert, M. 1981, Rev. Mex. Astr. Astrof., 5, 109.
- Shields, G.A. 1974, Ap. J., 193, 335.
- Shields, G.A. y Searle, L. 1978, Ap. J., 222, 821.
- Shields, G.A. y Tinsley, B.M. 1976, Ap. J., 203, 66.
- Slettebak, A. 1956, Ap. J., 124, 173.
- Smith, H.E. 1975, Ap. J., 199, 591.
- Smith, L.F. y Kuhi, L.V. 1970, Ap. J., 162, 535.
- Stasińska, G. 1980, Astr. Ap., 84, 320.
- Stasińska, G., Alloin, D., Collin-Souffrin, S. y Joly, M. 1981, Astr. Ap., 93, 362.
- Stone, R.P.S. 1974, Ap. J., 218, 767.
- Talent, D.L. 1980, Ph. D. Thesis, Rice University.
- Talent, D.L. y Dufour, R.J. 1979, Ap. J., 233, 888.
- Tinsley, B.M., Larson, R.B. 1978, Ap. J., 221, 554.
- Torres-Peimbert, S. 1981, comunicación privada.
- Torres-Peimbert, S., y Peimbert, M. 1977, Rev. Mex. Astr. Astrof., 2, 181.
- Tully, R.B., Boesgaard, A.M., Dyck, H.M. y Schempp, W.V. 1981, Ap. J., 246, 38.
- Underhill, A.B. 1968, en Wolf-Rayet Stars, NBS Special Publ. 307, ed. K.B. Gebbie y R.N. Thomas, (U.S. Government Printing Office), p. 183.

Wagoner, R.V. 1973, Ap. J., 179, 343.

Walborn, N.R. 1981, pretiro.

Whitford, A.E. 1958, Ap. J., 63, 201.

Wilson, T.L., Pauls, T.A. y Ziurys, L.M. 1979, Astr. Ap.  
(Letters), 77, L3.

Yang, J., Schramm, D.N., Steigman, G. y Rood, R.T. 1979,  
Ap. J., 227, 697, 1979.