



247749
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

FORMACION DE ESTRELLAS MASIVAS:
SUPERASOCIACIONES Y EVOLUCION
DE GALAXIAS AZULES COMPACTAS

T E S I S

Que para obtener el Titulo de

F I S I C O

p r e s e n t a :

VICTOR FRANCISCO ROBLEDO RELLA

México, D.F.

1988



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.
CAPITULO I. FUNCION INICIAL DE MASA ESTELAR

	Página
1.- INTRODUCCION.	1
1.1.- Definiciones.	1
2.- FIM DE LAS ESTRELLAS DE CAMPO.	2
2.1.- Procedimientos.	2
2.2.- Función de Luminosidad.	4
2.3.- Función Actual de Masa.	6
A.- Relación Masa-Luminosidad.	6
B.- Resultados.	6
2.4.- Tiempos de Vida Estelar.	6
2.5.- Función Inicial de Masa Resultante.	9
A.- FIM para estrellas masivas.	9
2.6.- Conclusiones.	13
3.- FIM EN CUMULOS ESTELARES Y EN OTRAS GALAXIAS.	14
3.1.- Cúmulos Estelares.	14
3.2.- Galaxias Externas.	14
4.- VARIACIONES DE LA FIM.	16
5.- CONCLUSIONES.	17
CAPITULO II. ACERCA DE LA FORMACION ESTELAR.	
1.- INTRODUCCION.	19
1.1.- Masa de Jeans.	19
1.2.- Origen de las Nubes Moleculares.	2.1
2.- COLAPSO GRAVITACIONAL.	22
2.1.- Colapso Estérico.	22
2.2.- Procesos de Fragmentación.	25
2.3.- Evidencia Observacional.	27
3.- LIMITE SUPERIOR DE MASAS ESTELARES.	28
3.1.- Retardamiento Radiativo y Formación de una neblón H II.	28
3.2.- Efectos de Presión de Radiación.	29
3.3.- Conclusiones.	32

CAPITULO III. MATERIAL OBSERVACIONAL. METALICIDADES

Y TEMPERATURAS EFECTIVAS PROMEDIO.

	Pag
1.- INTRODUCCION.	39
2.- MATERIAL OBSERVACIONAL.	34
2.1.- Presentación de los Espectros.	37
3.- TEMPERATURAS Y DENSIDADES ELECTRONICAS.	42
3.1.- Temperatura Electrónica. Método Directo.	42
3.2.- Temperatura Electrónica. Métodos Indirectos.	4.4
3.3.- Densidad Electrónica.	
4.- METALICIDADES Y TEMPERATURAS EFECTIVAS PROMEDIO.	49
4.1.- Abundancia de Elementos. Método Directo.	52
A.- Concentraciones Iónicas.	
B.- Abundancia de Elementos.	
4.2.- Abundancia de Elementos. Métodos Indirectos.	58
A.- Determinaciones Semiempiricas.	
B.- Modelos Teóricos.	
4.3.- TEMPERATURAS EFECTIVAS PROMEDIO.	65
4.4.- APLICACION Y RESULTADOS.	66

CAPITULO IV. PENDIENTE Y LIMITE SUPERIOR DE LA FIM.

	69
1.- MOTIVACION.	69
2.- EL MODELO.	75
2.1.- Relaciones semiempiricas.	76
2.2.- Anchos Equivalentes Sintéticos.	83
2.3.- Continuo UV de Estrellas Tempranas.	85
3.- PENDIENTE Y LIMITE SUPERIOR DE LA FIM.	86
3.1.- Proporción de Estrellas en Secuencia Principal.	86
3.2.- Resultados.	
3.3.- Evidencias Indirectas.	89
A.- Temperaturas Efectivas.	95
B.- Ancho Equivalente en $h\beta$.	
3.4.- Incertidumbres.	99
3.5.- Comparación con Trápanos Anteriores.	101
3.6.- Conclusiones.	103

RESUMEN.

El objetivo principal de este trabajo es analizar la posible relación entre la masa máxima que puede alcanzar una estrella durante su formación y la metalicidad del medio en el cual se forma.

En el capítulo I se presenta una revisión de la Función Inicial de Masa (FIM) en la Vecindad Solar, en particular para las estrellas masivas.

En el capítulo II se exponen las ideas básicas acerca de la teoría del colapso gravitacional de nubes gaseosas, con énfasis en los posibles mecanismos que pueden afectar a la masa estelar máxima.

En el capítulo III se presenta un conjunto de observaciones nuevas de 4 galaxias Azules Compactas, así como la recopilación en la literatura de observaciones de 8 galaxias de brote. A partir de las intensidades de las líneas espectrales de estos objetos se calculan la temperatura y densidad electrónica promedio, con las cuales se estima la abundancia de oxígeno y nitrógeno por diferentes métodos.

En el capítulo IV se expone un análisis que permite calcular el límite superior de la FIM a partir de los anchos equivalentes observados en absorción y en emisión de las líneas UV de $\text{SiIV } \lambda 1495$ y $\text{CIV } \lambda 1548$. Este método emplea calibraciones semiempíricas entre dichos anchos equivalentes y el tipo espectral para estrellas de tipo temprano en la Vecindad Solar.

En base a los resultados obtenidos se obtuvo la siguiente relación entre el límite superior de la FIM (m_{sup}) y la metalicidad (Z):

$$(m_{\text{sup}}/m_{\odot}) \approx 80 \times (Z/Z_{\odot})^{-0.5}$$

que coincide en buena aproximación con las predicciones teóricas (Larner 1974).

Se consideran también otras posibles interpretaciones de esta relación en base a efectos evolutivos de la formación estelar.

CAPITULO I. FUNCION INICIAL DE MASA ESTELAR.

1.- INTRODUCCION.

De acuerdo con las teorías de evolución estelar, la masa de una estrella es el elemento principal que determina su estructura y evolución, siendo secundarios en comparación la composición química, la rotación y los campos magnéticos. Una vez determinada su masa es posible en principio calcular su luminosidad, radio y espectro de su radiación en cualquier momento de su evolución.

Dado que en muchas aplicaciones son de principal interés los efectos integrados sobre un gran número de estrellas que configuran un sistema dado, es importante conocer la fracción relativa de estrellas en los diferentes intervalos de masa. La Función Inicial de Masa (FIM) de un grupo estelar, es la distribución de frecuencias del número de estrellas con masas en un cierto intervalo, al momento de su nacimiento. La FIM es uno de los elementos básicos, junto con la Tasa de Formación Estelar (TFE), para los modelos de "síntesis de poblaciones" y de evolución de galaxias. Asimismo las determinaciones observacionales de la FIM y sus posibles variaciones espaciales y temporales, constituyen constricciones fundamentales para las teorías de evolución estelar.

Existen varias teorías acerca de la forma de la FIM, sin embargo se desconoce la importancia de los diferentes mecanismos físicos que la determinan.

En este capítulo se comenta brevemente la derivación de la FIM para estrellas de la Vecindad Solar (V_S), incluyendo la Función de Luminosidad (FL), la relación masa-luminosidad, la Función Actual de Masa (FAM), los tiempos de vida estelar $\tau(m)$ y la historia de la TFE en la galaxia $B(t)$. Se presenta una recopilación de determinaciones observacionales directas de la FIM, a partir del conteo de estrellas, así como algunos resultados de la FIM en cúmulos estelares y galaxias externas. Se discute evidencia observacional acerca de las posibles variaciones de la FIM y se sugiere un panorama que explique varias de las propiedades observadas en la V_S y en otras galaxias.

1.1.- DEFINICIONES.

Se define el espectro de masa de las estrellas $f(m)$, como una función tal que $f(m)dm$ es el número de estrellas formadas al mismo tiempo en un cierto volumen del espacio, con masa m en el intervalo $(m, m+dm)$ al momento de su nacimiento. Es conveniente tratar a $f(m)$ como una función de densidad de probabilidad tal que

$$\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} f(m) dm = 1 \quad (1)$$

donde m_{inf} y m_{sup} son las masas límites inferior y superior con valores generalmente considerados entre $m_{\text{inf}} \approx 0.05$ a $0.1 m_{\odot}$ y $m_{\text{sup}} \approx 100$ a $500 m_{\odot}$. Como se verá más adelante (cap. II) los valores observados más realistas para m_{sup} son ~ 60 a $80 m_{\odot}$. (NOTA.- De aquí en adelante todas las masas se expresan en masas solares m_{\odot} .)

Se define la Función de Masa (FM) $F(\log m)$, como la fracción de estrellas nacidas por unidad de intervalo logarítmico de masa y su relación con $f(m)$ es $F(\log m) = (\ln 10) m f(m)$. Se define la pendiente logarítmica de $F(\log m)$ evaluada en la masa m , como el índice de la FM

$$\Gamma(m) = \frac{\partial}{\partial \log m} \log F(\log m) \Big|_m \quad (2)$$

el cual es independiente de m para espectros de masa dados por una ley de potencias. Si α es el índice del espectro de masas, entonces $\alpha = \Gamma + 1$.

2.- FIM DE LAS ESTRELLAS DE CAMPO.

2.1.- PROCEDIMIENTO.

Una determinación directa de la FIM requiere de un conteo de estrellas de todas las masas, incluyendo aquellas de masa pequeña y por lo tanto de baja luminosidad, de ahí que se pueda tener un buen conocimiento de la FIM para la V5, mientras que en regiones remotas de la galaxia o en otras galaxias cercanas, el conocimiento directo de la FIM está limitado para las estrellas más brillantes y por lo tanto para las más masivas.

El tamaño de la V5 depende del intervalo de magnitudes absolutas (o masas) que se esté estudiando, variando desde ~ 40 pc para estrellas con $m \leq 2$, hasta ~ 5 a 10 kpc para estrellas con $m \geq 10$.

Debido a las velocidades peculiares de las estrellas del disco,

la FIM de las estrellas de campo de baja masa ($m \leq 2$) refleja una FIM promedio sobre una fracción significativa del disco galáctico, mientras que para estrellas con $m \geq 3$, la FIM derivada puede considerarse como local dentro de una escala de ~ 1 a 5 kpc. De igual modo, para estrellas con masa $m \leq 1$, la FIM representa un promedio temporal sobre toda la historia del disco galáctico, en cambio para $m \geq 3$, el promedio sólo cubre los últimos $\sim 10^8$ años. Así que para poder calcular la FIM es necesario suponer que es independiente de la posición en el disco para $m \leq 2$ e independiente del tiempo para todas las masas.

El primer paso para estimar la FIM a partir de conteo de estrellas, es determinar la Función de Luminosidad (FL) $\phi(M_V)$, que se define como el número de estrellas observadas de todos los tipos espectrales con magnitud visual absoluta M_V por unidad de magnitud por unidad de volumen.

A partir de la FL se calcula la Función Actual de Masa (FAM) $\phi_{SP}(\log m)$, la cual se define como número de estrellas en Secuencia Principal (SP, es decir que están quemando H en He en su núcleo), con masa m por unidad de $\log m$ por unidad de área del disco galáctico. Para ello se transforma la FL en una FM utilizando alguna relación masa-luminosidad adoptada. Esta última representa la luminosidad promedio de estrellas en SP de todas las edades a una masa dada.

Para derivar la FIM a partir de la FAM, se necesita corregir ésta última debido a efectos evolutivos, de modo de tomar en cuenta aquellas estrellas que han muerto o que han abandonado la SP. Para hacer esta corrección es necesario conocer el tiempo de vida de una estrella como función de su masa y la TFE en el disco como función del tiempo.

Sea $\tau(m)$ el tiempo que permanece en la SP una estrella con masa m , y sea t_0 la edad del disco galáctico (contada a partir del momento en que nació la primera generación de estrellas). Sea $B(t)$ la tasa de Formación Estelar (TFE), es decir el número de estrellas de todas las masas que se forman por unidad de tiempo al tiempo t . Todas las estrellas de la primera generación con masa m tal que $\tau(m) > t_0$ serán vistas en la SP, mientras que en el presente sólo se verán aquellas estrellas de masa m que hayan nacido en un tiempo t mayor o igual que $t_0 - \tau(m)$.

Normalizando el número total de estrellas que se han formado hasta la fecha: $\int_0^T B(t) dt = 1$, la FAM y la FIM se relacionan a través de la expresión:

$$FAM(\log m) = FIM(\log m) \times \int_{T_0 - \tau(m)}^{T_0} B(t) dt, \quad \text{para } \tau(m) \leq T_0 \quad (3a)$$

mientras que:

$$FAM(\log m) = -FIM(\log m), \quad \text{para } \tau(m) \geq T_0 \quad (3b)$$

En el caso que $\tau(m) \ll T_0$, la ec. 3a se puede aproximar por:

$$FAM(\log m) = FIM(\log m) \times B(T_0) \tau(m), \quad \text{para } \tau(m) \ll T_0 \quad (4)$$

La relación (4) es válida para $m \geq 2$ y muestra que la forma de la FIM en este intervalo de masas es independiente de la forma detallada de la TFE.

A continuación se comentan los ingredientes empleados en el cálculo de la FIM de las estrellas de campo.

2.2.- FUNCIÓN DE LUMINOSIDAD.

La FL es el elemento más importante involucrado en la determinación de la FAM y por lo tanto de la FIM.

Todos los métodos empleados para determinar la FL para estrellas de campo consisten en un conteo de estrellas como función de su magnitud aparente, y de la estimación de sus distancias por diferentes métodos: (ver Scalo 1986) a).- método de paralajes promedio, b).- método de paralajes trigonométricos, espectroscópicos y fotométricos, y c).- método de magnitudes absolutas promedio.

Scalo (1986, de aquí en adelante S 86) discute ampliamente la FIM en general, compara 15 determinaciones independientes de la FL sobre distintos intervalos de M_V , estimando la FL óptima respecto a las reportadas y sus incertidumbres respectivas. Encuentra que, aunque existen diferencias en cuanto a los valores absolutos, la "forma" de las distribuciones sí concuerda, lo cual conduce a la conclusión de que existe una FL promedio significativa de la población de disco en la VS.

La parte brillante de la FL ($M_V < 1$, tipo espectral U y B) es

incierto dado el pequeño número de estrellas brillantes. Para $M_V \approx -5$ podría existir una subestimación de la FL debido a la posible omisión de un número significativo de estrellas O tempranas, que han evolucionado a temperaturas efectivas (T_*) más frías durante la quema de hidrógeno en el núcleo (Bisicacchi et al. 1983).

El intervalo de magnitudes en el que se conoce mejor la FL es $-2 < M_V < 5$ (B tardío a G temprano), pues es en el que se tiene el mayor número de determinaciones.

Existe una peculiaridad de la FL en el intervalo $M_V \sim 7$ a 9, que consiste en una depresión ~ 0.1 a 0.2 en el $\log \phi(M_V)$, presente en todas las estimaciones.

Dada la existencia de una masa estelar mínima, se espera que la FL alcance un máximo para magnitudes débiles ($M_V \sim 10.5$ a 13.5). Sin embargo este comportamiento podría deberse a un efecto de incompletez por lo cual un gran número de investigadores buscan estrellas de baja masa.

En la figura 1 se muestra la FL de la VS en el intervalo $-6 \leq M_V \leq 16$, con desviaciones $\sim \pm 0.2$ en el $\log \phi(M_V)$.

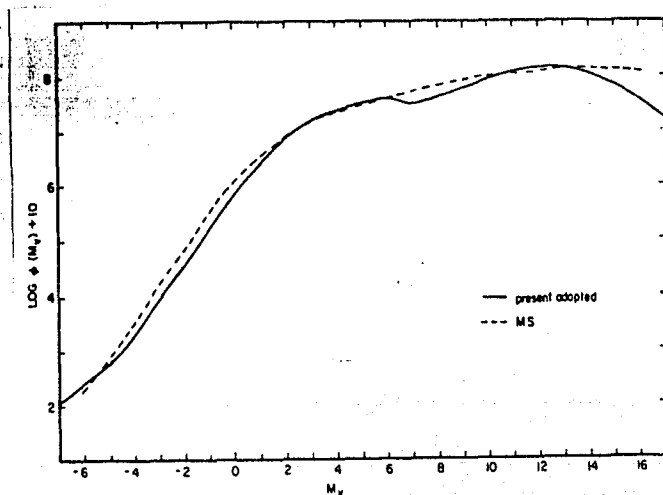


Figura 1.- Función de Luminosidad en la Vecindad Solar. Línea continua: de Scalo (1980); línea a trazos de Miller y Scalo (1979). Tomada de Scalo (1980).

2.3. FUNCION ACTUAL DE MASA: $\log \phi_{SP}(\log m)$.

En esta sección se comenta la relación masa-luminosidad y se presenta la FAM resultante de la VS.

A.- RELACION MASA-LUMINOSIDAD: $m(M_V)$.

La relación masa luminosidad $m(M_V)$, es un ingrediente básico en la determinación de la FAM. Desafortunadamente la estimación directa de m y M_V sólo es posible para sistemas binarios (visuales, espectroscópicos o eclipsantes) con paralajes confiables (incertidumbres ~ 0.002). La relación empírica $m(M_V)$ (basada en aproximadamente 100 estrellas) permite estimar masas de estrellas no binarias e impone restricciones observacionales a los modelos teóricos de evolución estelar.

La mayor incertidumbre en $m(M_V)$ proviene de la estimación de la distancia, la cual se determina con una precisión de sólo ~ 20 o hasta ~ 50 % para las mayores masas (Popper 1980).

La figura 2 muestra la relación $m(M_V)$ empírica para estrellas de SP, basada en el trabajo de Popper (1980). La relación es incierta en la zona de estrellas masivas debido a la probable transferencia de masa en estas estrellas.

La pendiente de la relación $m(M_V)$: $|dm_V/d\log m|$, es una fuente de error importante en la determinación de la FAM, en particular para altas masas y para masas pequeñas (D'Antona y Mazzitelli 1983).

B.- RESULTADOS.

En la figura 3 se muestra la FAM resultante para la VS. A masas pequeñas y masas grandes, la mayor incertidumbre se debe a la relación $m(M_V)$, mientras que para masas intermedias la FL contribuye sustancialmente.

2.4.- TIEMPOS DE VIDA ESTELAR: $\tau(m)$.

El tiempo de vida de quemado de H de una estrella en la SP $\tau(m)$ corresponde al cociente de la masa del núcleo estelar entre la luminosidad, divididas por la energía liberada por cada gramo de hidrógeno que se quema. Los efectos de convección en el núcleo, pérdida de masa, rotación y variaciones en la composición química, introducen complicaciones en particular para las estrellas masivas.

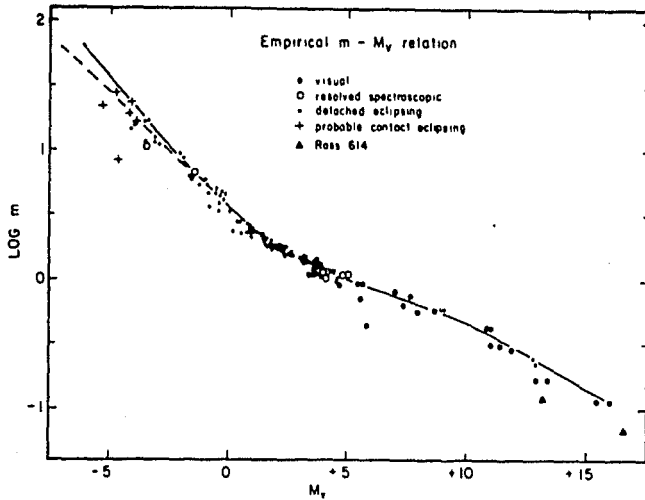


Figura 2.- Relación masa-luminosidad empírica derivada a partir de estrellas binarias. La línea continua es la relación usada por Miller y Scalo (1979) y la línea a trazos es la modificación adoptada por S 86. Puntos llenos grandes: binarias visuales; círculos vacíos: espectroscópicas resueltas; puntos llenos chicos: espectroscópicas separadas; signo +: eclipsantes en contacto probable; triángulo lleno: Ross 614. Tomada de S 86.

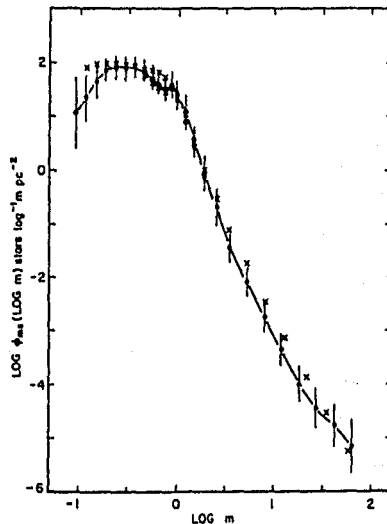


Figura 3.- Función Actual de Masa (FAM) y sus incertidumbres. Las cruces representan la FAM derivada por Miller y Scalo (1979). Tomada de S 86.

Para $m \geq 10$, y una composición química $Z = 0.02$, $Y = 0.25$; $\tau(m)$ varía ~ 20 % para cambios $\Delta Z = \pm 0.01$ y $\Delta Y = \pm 0.05$ (Miller y Scalo 1979, de aquí en adelante MS 79), disminuyendo $\tau(m)$ al disminuir Z .

La figura 4 muestra la relación $\tau(m)$. Se compara la calibración usada por Firmani y Tutukov (1988), que puede aproximarse por:

$$\log \tau(m) = 9.773 - 2.948 \times (\log m) + 0.681 \times (\log m)^2 \quad (5)$$

para $10 \leq m \leq 200$, con una incertidumbre ~ 30 a 70 %, con la reportada por otros autores (S 86, Larson 1974). Estas curvas se apoyan en modelos que incluyen el efecto de pérdida de masa y sobre-impulsos convectivos.

El gran ancho observado de la SP de estrellas masivas favorece el probable incremento (~ 50 %) de $\tau(m)$ debido a sobre-impulsos convectivos.

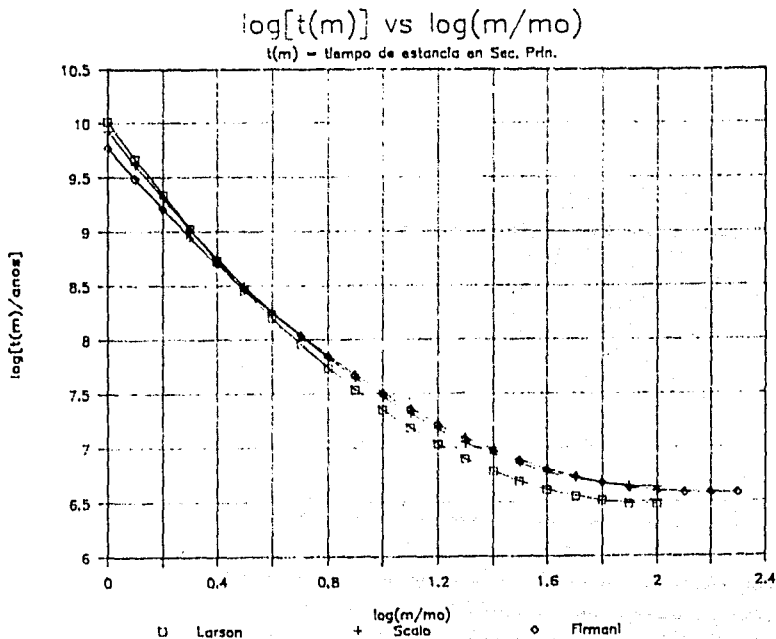


Figura 4.- Relación teórica entre el tiempo de estancia en la SP $\tau(m)$ y la masa estelar. Cuadros: Larson (1974); signo mas: S 86; rombos: Firmani y Tutukov (1988).

2.5.- FUNCION INICIAL DE MASA RESULTANTE: $\log \phi(\log m)$.

De las ecs. 3 y 4 se ve que la FAM está ligada a la FIM a través de la historia de la TFE $B(t)$. Se ha realizado mucho trabajo para determinar el comportamiento de $B(t)$ en la Vb por diferentes métodos: (continuidad de la FIM: MS /7; conteo en radio de regiones H II: Güstén y Mezger 1982; distribución de edades estelares: Iwarog 1980). El resultado que parece más ampliamente aceptado es que la TFE se ha mantenido aproximadamente constante dentro de un factor de 2 en el disco galáctico en los últimos $\sim 10^9$ años.

Este hecho es muy favorable en el estudio de la FIM de las estrellas masivas que tienen tiempos de vida relativamente pequeños.

Se ha sugerido que la TFE depende de una cierta potencia positiva de la densidad superficial o volumétrica de gas $B(t) \sim \rho^n$, $n > 0$, sin embargo estudios de Madore (1977) indican que en este caso n debe ser < 0.5 y correspondería sólo a regiones locales. Para otras galaxias existe una carencia de evidencia de esta dependencia en la densidad.

Respecto a la edad del disco galáctico el valor comunmente aceptado es $T_0 = 12 \pm 3 \times 10^9$ años (S 86).

La figura 5 muestra la FIM de la Vb y sus incertidumbres, considerando $(B(T_0), T_0) = (1/(1.2 \times 10^9) \text{ años}^{-1}, 1.2 \times 10^9 \text{ años})$. La depresión mencionada en la FL para $5 \leq M_V \leq 7$ se refleja en la FIM para $m \approx 0.7$.

La caída de la FIM para masas pequeñas ($m \leq 0.3$) refleja el comportamiento similar que muestra la FL para $M_V \geq 12$. Este comportamiento en la FIM podría evitarse si $|dM_V/d\log m|$ fuera mucho mayor que lo considerado para este intervalo de masas. Es necesario tener modelos evolutivos más detallados para estrellas de baja masa, así como correcciones bolométricas más precisas y mejores determinaciones de la FL para estimar con seguridad el comportamiento general de la FIM en este intervalo de masas.

La forma y amplitud de la FIM en el intervalo de 1 a 1.5 M_\odot ($2.5 \leq M_V \leq 5.5$, al cual corresponden $r(m) \sim 1_\odot$) está fuertemente afectada por la historia de la TFE. S 86 encuentra que, aun considerando las máximas desviaciones (dentro de los límites permisibles por las evidencias observacionales) tendientes a uniformizar la FIM, existe realmente una singularidad de la FIM (en $m \approx 0.7$, fig. 6) dentro de este intervalo de masas (0.6 a 1.5 M_\odot).

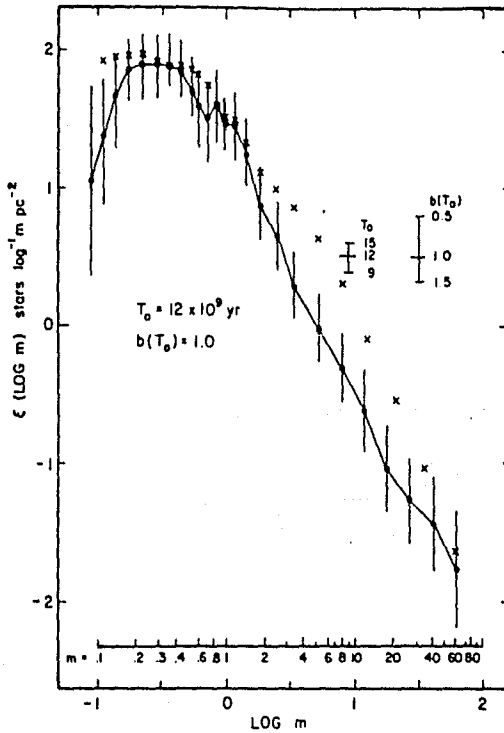


Figura 6.- Función Inicial de Masa para estrellas de campo. Las incertidumbres no incluyen a la TFE relativa $b(T) = B(T)/\int_0^T B(t)dt$, ni la edad del disco T_0 , cuyos efectos se indican por separado. Cruces: FIM derivada por MS 79. Tomada de S 86.

El hecho de que la FIM presente 2 máximos, uno a $m \approx 1.2$ y el otro a $m \approx 0.3$ puede representar una bimodalidad en el proceso de formación estelar. Se requerirá mucho más trabajo teórico y observacional para poder establecer con certeza esta posible bimodalidad, ya sea a causa de una dependencia del proceso de formación estelar con la masa o, a diferencias del espectro de masas producido en distintos grupos estelares o sitios de formación estelar.

A.- FIM PARA ESTRELLAS MASIVAS.

Existen básicamente dos métodos diferentes para estimar la FIM. Uno es el descrito anteriormente, que consiste en derivar la FIM a partir de la FL observada y convertir ésta a una FAM usando la relación $m(M_V)$. El otro método (llamado método espectroscópico) consiste en estimar las luminosidades bolométricas y temperaturas efectivas (T_e) para cada estrella a partir de su M_V , tipo espectral (TE) y clase de luminosidad (CL). La FAM se obtiene contando sobre el diagrama H-R (M_{bol} vs $\log T_e$), el número de estrellas por unidad de área del disco galáctico, entre distintas trazas evolutivas calculadas como función de la masa. La FIM se calcula dividiendo el número de estrellas en un intervalo de masas dado entre el tiempo de estancia en SF correspondiente.

Lequeux (1979) utiliza el método espectroscópico y encuentra una FIM de la forma $\xi(m) = dN(m) / d\log m = 5.6 \times 10^{-4} m^{-2}$ ($\log m^{-1} \text{ kpc}^{-2} \text{ año}^{-1}$) para $2.5 \leq m \leq 100$ (excluyendo estrellas O evolucionadas) con N = densidad superficial de estrellas del disco. Esta FIM es mucho más empinada que la FIM de Salpeter (1955) la cual tiene un índice $\Gamma = -1.35$ y es incierta para masas grandes.

Germany et al. (1982) emplean el mismo método para calcular la FIM para estrellas dentro de un radio $r \sim 2.5 \text{ kpc}$ alrededor del sol. Su FIM resultante es $\xi(m) = dN / d\log m = 2.3 \times 10^{-3} m^{-1.6}$ ($\log m^{-1} \text{ kpc}^{-2} \text{ año}^{-1}$). Encuentran evidencia que sugiere que la pendiente de la FIM varía con la distancia galactocéntrica siendo menos empinada hacia el centro galáctico.

Bisicacchi et al. (1983) emplean un método similar. Encuentran que, extendiendo el estado de quema de hidrógeno de modo de incluir estrellas B3 a B0 se resuelve la discrepancia entre el número de estrellas WR observado y el número obtenido a partir de estimaciones previas de la FIM de sus progenitores (estrellas con $m \geq 20$, siendo mayor el número de estrellas WR observadas que el de sus progenitores). La FIM calculada por ellos es $\xi(m) = dN / d\log m = 1.5 \times 10^{-2} m^{-2.1}$ ($\log m^{-1} \text{ kpc}^{-2} \text{ año}^{-1}$) para $m \geq 20$.

Humphreys y McElroy (1984) realizan la compilación con el mayor número de estrellas (~ 5000). Determinan la pendiente de la FIM como $\Gamma \approx -2.4$ para $20 < m < 70$, y a diferencia del trabajo de Germany et al. (1982), no encuentran una variación clara de la pendiente con el radio

galáctico.

Vanbeveren (1984) determina por este método la FIM, incluyendo estrellas B, la pendiente que obtiene es $\Gamma \approx -2.2$ a -2.4 . Estima el efecto de la extinción atmosférica en la T_e , y encuentra que este efecto puede explicar el gran ancho observado de la banda de quema de H en el diagrama H-R. Obtiene una pendiente más empinada para las estrellas de campo ($\Gamma \approx -3.5$) que para los cúmulos ($\Gamma \approx -1.6$).

MS 79 encuentran una pendiente de $\Gamma \approx -2.4$ para su FIM derivada a través de la FL para la VS.

La FIM encontrada por S 86: $\Gamma \approx -1.5$, derivada usando su FL, concuerda bien con la FIM de Garmany et al. (1982).

La tabla 1 resume los valores de las pendientes encontrados por los distintos autores mencionados anteriormente, para $m > 15$ a 20, variando m_{sup} de 60 a 100. Es claro que existe cierta diversidad entre las distintas estimaciones de la pendiente de la FIM en la VS.

TABLA 1.º Comparación de la pendiente de la FIM de estrellas masivas en la Vecindad Solar obtenida por diferentes autores.

TRABAJO	PENDIENTE de la FIM: Γ
Lequeux	- 2.0
Garmany et al.	-1.4 a -1.7
Bisicacchi, et al.	- 2.1
Humphrey y McElroy	- 2.4
Vanbeveren	- 2.4
Scale (vía FL)	- 1.5

a. - Adaptado de S 86.

Los principales problemas relacionados con las incertidumbres de la FIM son: i).- la completéz de los catálogos; ii).- la estimación de la extinción interestelar y de las distancias; y iii).- la validez de las teorías de evolución estelar, en particular los efectos de sobre-impulsos convectivos y rotación, las tasas de pérdida de masa, los tiempos de vida y las calibraciones de Correcciones Bolométricas v M_v con T_e y TE.

Un efecto importante no considerado es el de las estrellas binarias no resueltas. El cambio podría ser significativo considerando que ~ 50 % de las estrellas son sistemas binarios y que de éstas, una

fracción grande pueden ser sistemas no resueltos.

Otro efecto interesante para estrellas jóvenes (de alta masa) es el ocultamiento por sus nubes progenitoras opacas durante una fracción importante de sus tiempos de vida. Garmany et al. (1982), comparan la posición de estrellas en el diagrama H-R con isócronas teóricas y encuentran que no se observa ninguna estrella más joven que $1 \text{ a } 2 \times 10^6$ años, lo cual a su vez puede indicar la escala de tiempo de "evaporación" de las nubes moleculares.

La corrección de los 2 efectos anteriores tendería a aplanar la pendiente de la FIM.

Respecto a las estrellas de Población II (estrellas con mayor dispersión de velocidades y pequeña abundancia de metales por masa, $Z \approx 10^{-3} - 10^{-4}$), es difícil calcular su FIM dado que todos los criterios para su identificación son muy dependientes de modelos. Los resultados son consistentes con la hipótesis de que la FIM del halo (Población II) y del disco (principalmente Población I) son las mismas para $m < 1$ (Chiu 1980).

2.6.- CONCLUSIONES.

1.- La FIM derivada a través de la FL sufre grandes incertidumbres, en particular para las estrellas poco masivas ($m \leq 5$).

2.- La FIM derivada a partir de una FL visual es congruente (dentro de las incertidumbres) con la FIM derivada usando el método espectroscópico.

3.- De los resultados anteriores se tiene que las determinaciones de Γ para la V₀ están en el intervalo $- 1.5 \text{ a } - 2.4$ para $m \geq 10$.

4.- Si se considera que el efecto de sobre-impulso convectivo extiende los $\tau(m)$ para las estrellas masivas, la FIM se vuelve más empinada ($\Delta\Gamma \approx - 0.1 \text{ a } - 0.2$) y de menor amplitud por un factor de 1.2 a 1.5. Asimismo, si se considera el efecto de abrigamiento durante la evolución en SF, la corrección correspondiente a la relación masa-luminosidad causa que la FIM se empine un poco más, así como que disminuya su amplitud hasta en un factor 1.5 para las masas mayores (5 M_{\odot}).

Nuevamente, dado que las estrellas consideradas en la derivación de la FIM se distribuyen en un cierto intervalo de edades y tienen distintos lugares de nacimiento, la FIM derivada (en particular para m

< 5) sólo tiene significado si es independiente de la posición y del tiempo y, si la TFE promedio ha sido uniforme durante la vida de la galaxia. Las variaciones de la FIM son un problema muy importante de la astronomía contemporánea y serán discutidas más adelante a la luz de los resultados encontrados en este trabajo.

3.- FIM EN CUMULOS ESTELARES Y EN OTRAS GALAXIAS.

3.1.- CUMULOS ESTELARES.

Los cúmulos estelares son particularmente útiles para el cálculo de la FIM dado que todas las estrellas de un cierto cúmulo tienen aproximadamente la misma edad y se encuentran a la misma distancia. También pueden aportar información sobre la posible dependencia de la FIM con la metalicidad o con el tiempo.

Sin embargo se tienen problemas debido a la determinación de la membresía de las estrellas a un cúmulo dado, a efectos de segregación de la masa estelar dentro del cúmulo y a posibles efectos evolutivos.

Las estimaciones de la pendiente de la FIM de cúmulos jóvenes y asociaciones indican que en general es más plana ($\Gamma \approx - 1.2$ a $- 1.5$) para masas altas ($m \geq 10$) respecto a la FIM de la V5 ($\Gamma \approx - 1.8$ a $- 2.0$). En algunos casos existe evidencia de un máximo en la parte baja de la FIM (para masas en el intervalo $m \approx 0.2$ a $1.3 m_{\odot}$).

Se comparan distintas estimaciones de la FIM de cúmulos jóvenes y encuentra que en general existe gran similitud entre las distintas estimaciones. No obstante, parecen existir pequeñas diferencias que no muestran ninguna correlación clara con las propiedades de los mismos, sugiriendo que la FIM podría tener cierto comportamiento estocástico. Desafortunadamente las incertidumbres inherentes a cada determinación no permiten dar una conclusión definitiva acerca de la universalidad de la FIM.

3.2.- GALAXIAS EXTERNAS.

El mayor problema para la determinación de la FIM en galaxias cercanas es el pequeño número de estrellas que se resuelven individualmente y por lo tanto el reducido intervalo de masas (altas) que puede cubrirse.

La comparación de la parte alta de la FIM para algunas galaxias cercanas (p. ej. la Nube Mayor de Magallanes, la Nube Menor de

Magallanes, M 31, M 33 y M 81) adaptadas por S 86 indica que todas tienen aproximadamente la misma pendiente $\Gamma \approx - 2.3 \pm 0.5$. Este resultado es muy significativo en virtud de las incertidumbres involucradas y las diferencias en los métodos empleados, apoyando la universalidad de la FIM en escalas de longitud ≥ 1 kpc.

Para estudiar la FIM en galaxias remotas es necesario hacer estimaciones indirectas basadas en cantidades observables integradas sobre todo el sistema, como pueden ser: colores de banda ancha, cocientes masa-luminosidad (M/L), abundancia de elementos, intensidades de líneas espectrales, etc., junto con la aplicación de modelos teóricos. Las luminosidades UV pueden utilizarse como otra posible restricción para la parte alta de la FIM.

Los modelos de evolución química de galaxias tratan de reproducir las abundancias observadas en base a las teorías de evolución estelar y nucleosíntesis para estimar la composición y la masa del material eyectado por una estrella de masa dada como función del tiempo. Desafortunadamente el exceso de parámetros libres en los modelos empleados (edad del sistema, FIM o IFE) ocasiona que las predicciones sean muy sensibles al modelo adoptado y existen fuertes incertidumbres como por ejemplo la posible acreción de gas pobre en metales o la existencia de vientos galácticos.

No obstante, se ha encontrado que la forma de la FIM no varía significativamente ($\Gamma \approx - 1.5 \pm 0.5$, $m \geq 10$) entre galaxias irregulares y otras galaxias.

Trabajos previos de síntesis de poblaciones (Rieke et al. 1980, 1984; Gehrz et al. 1983; Augarde y Lequeux 1985) sugieren que en las galaxias irregulares enanas y en las Galaxias de Brote está fuertemente suprimida la formación de estrellas de baja masa ($m \leq 10$), que se manifiesta como un exceso de estrellas masivas.

Se ha observado cierta correlación de la presencia de sistemas que están experimentando un brote de formación estelar en galaxias que se encuentran en interacción dinámica.

En el caso de las Galaxias Azules Compactas, sus colores extremadamente azules junto con sus bajas abundancias de metales, sugieren la ocurrencia de un brote de formación estelar reciente ($\sim 10^{7-8}$ años).

4.- VARIACIONES DE LA FIM.

Uno de los problemas más controvertidos acerca de la FIM son las posibles variaciones espaciales y temporales que pueden presentarse. A pesar de los diversos estudios que se han realizado en ese sentido, el alto número de parámetros libres en los modelos empleados y sus incertidumbres, no han permitido establecer ninguna conclusión firme acerca de dichas variaciones.

Existe cierta evidencia observacional (en algunos casos contradictoria) acerca de posibles variaciones de la FIM. Burki (1977) estudia la pendiente de la parte alta de la FIM en cúmulos abiertos y encuentra que tiende a aplanarse al aumentar el radio galactocéntrico, lo cual, aunado al gradiente negativo de metalicidad observado en nuestra galaxia, conduce a una situación de mayor proporción de estrellas masivas en regiones de menor metalicidad.

Se ha presentado también (Boisse et al. 1981) evidencia en favor de un gradiente negativo en el "exceso IR" (definido como la razón de la luminosidad en el lejano IR a la luminosidad ionizante), lo cual apuntaría hacia una FIM que se vuelve deficiente en estrellas masivas hacia el anticentro, en acuerdo con el resultado de Burki.

Posteriormente, Terlevich y Melnick (1984) estudian un conjunto de regiones H II gigantes y Galaxias Azules Compactas y encuentran que una FIM dependiente de la metalicidad podría explicar ciertas correlaciones observadas (del flujo de fotones ionizantes, cociente M_{gal}/L_B y temperatura efectiva con la metalicidad).

Aunque es extremadamente difícil separar los efectos debidos a cambios en el índice de la FIM o a cambios en su límite superior, Terlevich y Melnick favorecen el primer caso y proponen una relación entre la pendiente de la FIM y la metalicidad: $\Gamma \approx -4.0 - \log(Z)$, para $(m_{inf}, m_{sup}) = (0.1, 100)$, con Z = abundancia fraccional por masa de elementos pesados. Esta relación predice pendientes más empinadas que las deducidas por conteo de estrellas en cúmulos abiertos, asociaciones y en la V5.

Otra evidencia en el mismo sentido se desprende de la existencia de gradientes radiales de excitación $I01111/H\beta$ en galaxias espirales. Parte de este gradiente puede deberse al gradiente de metalicidad, pero a bajas metalicidades ($10^{-4} \leq O/H \leq 4 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) el gradiente de excitación debe corresponder a un gradiente de la temperatura

efectiva de las estrellas excitadoras.

Shields y Tinsley (1976), motivados por el trabajo de Kahn (1974) que relaciona al límite superior de masas (m_{sup}) con la metalicidad (Z) y que será discutido más adelante, caps. II y IV, investigan la posible contribución debida a una dependencia de $m_{sup} \propto Z^{-\alpha}$, con $\alpha \approx 1$, al gradiente de excitación observado en M 101. Encuentran que aun considerando una dependencia nula ($\alpha \approx 0$), existe un gradiente en la temperatura efectiva T_{eff} debido sólo a la dependencia de T_{eff} con Z para estrellas masivas. Considerando las incertidumbres en los modelos estelares y las escalas de temperatura, los resultados de Shields y Tinsley admiten una ligera dependencia ($\alpha \leq 0.5$) de m_{sup} con Z .

La mayor evidencia que se tiene de la posible dependencia de m_{sup} con Z es la anticorrelación observada entre la temperatura efectiva ionizante (T_{eff}) y la metalicidad (Z) en regiones H II de galaxias espirales e irregulares, pero debido a la dependencia de T_{eff} con m_{sup} , T_{eff} y con la TFE es difícil dar una interpretación precisa de la relación $T_{\text{eff}}(Z)$ observada.

Otro indicio a favor de la relación $m_{sup}(Z)$ se presenta en el trabajo de Panagia (1980) quien estudia los gradientes observados del cociente He^+/H^+ en regiones H II gigantes galácticas y sugiere que el efecto que explica mejor este gradiente de excitación como función del gradiente de metalicidad es una anticorrelación de m_{sup} con Z .

Evidencia contraria a la mencionada anteriormente ha sido sugerida por Peimbert y Serrano (1982) quienes, a partir de la correlación establecida entre el rendimiento o producción de elementos pesados con la metalicidad en galaxias irregulares encuentran que la fracción de estrellas de baja masa debe incrementarse con la metalicidad, lo cual se corresponde con los gradientes galácticos de M/L observados. El trabajo de Garmany et al. (1982) está de acuerdo con esto, pues sugiere que la FIM de la VS se aplana hacia el centro galáctico.

5.- CONCLUSIONES.

A pesar de la poca evidencia firme que se tiene sobre la FIM en general, las distintas estimaciones de la FIM en la VS son consistentes con $\Gamma \approx -1.7$ para $Z \leq m \leq 10$ y Γ entre -1.3 y -2.4 para $m \geq 10$.

Existe en general una gran similitud entre la FIM de diversos sistemas. La FIM de cúmulos abiertos y asociaciones es de la misma forma que en la VS, aunque muestra un aplanamiento a masas altas.

La FIM derivada por conteo de estrellas en otras galaxias, así como los resultados obtenidos mediante argumentos indirectos basados en luz integrada, sugieren un remarcable parecido del índice $\Gamma \approx -1.5 \pm 0.5$, en galaxias espirales e irregulares compactas, dependiendo un poco de la elección de m_{sup} , lo cual sugiere universalidad de la FIM al menos para las estrellas masivas.

Se ha encontrado cierta tendencia en la ocurrencia de límites inferiores de la FIM m_{inf} altos (5 a 20 m_{\odot}) en sistemas que están experimentando un brote de formación estelar como lo son las Galaxias de Brote en interacción o regiones activas en los brazos espirales de galaxias tardías. Scalzo (1988) sugiere una FIM en la que el límite inferior o masa característica es una función creciente de la TFE de estrellas masivas. Este panorama puede explicar varias de las propiedades observadas en la VS y en otras galaxias.

No existe una evidencia precisa de la existencia de gradientes de la FIM en galaxias, en particular mediante conteo de estrellas, aunque deben estudiarse mejor los gradientes observados de exceso IR y de excitación.

La dependencia de la excitación en la metalicidad sugiere una anticorrelación del límite superior de masas estelares con la metalicidad, aunque los resultados disponibles no permiten una interpretación clara.

En el cap. IV de este trabajo se presenta evidencia adicional en favor de presencia de estrellas tendencialmente masivas en regiones de menor metalicidad.

CAPITULO II. ACERCA DE LA FORMACION ESTELAR.

1.- INTRODUCCION.

Las estrellas son los principales constituyentes de las galaxias y éstas a su vez son las entidades básicas que integran el universo "visible". El gran número de objetos estelares en nuestra galaxia y el no menos grande de galaxias observadas, permiten estudiar la formación y evolución de éstos objetos en sus diferentes etapas evolutivas.

La idea generalmente más aceptada acerca de la formación estelar es que las estrellas resultan de la contracción gravitacional de material difuso en el espacio. Existe evidencia a favor de esta idea como es la asociación de algunas estrellas muy luminosas y por lo tanto muy masivas y jóvenes con nubes densas de gas, como p. ej. en la región de lauro. Adicionalmente la distribución de estrellas recién formadas en los brazos espirales de algunas galaxias, sugiere que efectos dinámicos a gran escala deben jugar un papel importante en la realización del proceso de formación estelar, como pueden ser ondas de compresión que originan la inestabilidad gravitacional en las nubes de material difuso.

1.1.- MASA DE JEANS.

El criterio de Jeans establece que una nube con masa m , radio R y temperatura T se encuentra ligada gravitacionalmente cuando su energía gravitacional es del orden o mayor que su energía térmica o en general, mayor que la energía asociada con fuerzas que tienden a dispersar la nube, como son fuerzas magnéticas, centrífugas o fuerzas relacionadas a movimientos turbulentos macroscópicos.

Para que ocurra el colapso gravitacional en el caso de una nube esférica sin rotación ni campos magnéticos debe cumplirse que:

$$\frac{GM}{R} \geq \frac{3kT}{2\mu m_H} \quad (1)$$

con μ = peso molecular promedio de la nube y m_H = masa del átomo de hidrógeno. Otra manera de expresar la relación 1 considerando que toda la nube es de hidrógeno molecular ($\mu = 2$) es:

$$\left(\frac{h}{pc}\right) \leq 0.40 \left(\frac{m}{m_0}\right) \left(\frac{v}{c}\right)^{-1} \quad (2)$$

o, en términos de la densidad inicial ρ , se define la masa de Jeans m_J como:

$$\left(\frac{m_J}{m_0}\right) = 1.5 \times 10^{-11} \left(\frac{v}{c}\right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{\text{gr cm}^{-3}}\right)^{-1/2} \quad (3)$$

tal que si $m \geq m_J$, la nube está ligada gravitacionalmente.

En términos de la densidad de partículas n ($\rho = \mu m_H n$), la masa de Jeans es:

$$\left(\frac{m_J}{m_0}\right) = 11.6 \left(\frac{v}{c}\right)^{3/2} \left(\frac{\mu n}{\text{cm}^{-3}}\right)^{-1/2} \quad (4)$$

Utilizando los datos de la tabla 1 en la que se presentan algunas propiedades físicas generales de ciertas componentes del medio interestelar, se encuentra que la masa de Jeans para las nubes atómicas frías (H I) varía entre $m_J \sim 300 - 500 m_0$, mientras que sus masas observadas son $m \sim 50 m_0$, por lo tanto no es de esperar que estas nubes sean gravitacionalmente inestables.

En el caso de las nubes moleculares (fundamentalmente de H_2), la masa de Jeans varía en el intervalo $m_J \sim 50 - 1.5 \times 10^4 m_0$ y sus masas observadas son $m \sim 10^2 - 10^6 m_0$, por lo tanto es de esperar que, dependiendo de las condiciones iniciales de tamaño y temperatura, algunas de éstas nubes sean gravitacionalmente inestables.

TABLA 1. Propiedades Físicas de algunas Fases del Medio Interestelar. ^(a)

Región	Densidad de part. (cm ⁻³)	Temp. (electr.)	Presión (dina cm ⁻²)	Masa (m ₀)	Radio (pc)
Gas atóm.					
caliente	0.1-0.3	10 ³ -10 ⁴	2.5x10 ⁻¹³	--	--
Gas frío					
(HI)	1-50	50-10 ²	3x10 ⁻¹³	50	2.5
Gas molecu-					
lar (H ₂)	10 ² -10 ⁶	10-50	~ 8x10 ⁻¹²	10 ² -10 ⁶	1-10 ²

(a). - Adaptada de Dyson y Williams (1980), de Spitzer (1978) y de Franco (1984).

Una vez que empieza a colapsarse una nube molecular por ejemplo de 10^3 M_{\odot} , no produce como resultado una estrella de 10^3 M_{\odot} , sino que se formarán condensaciones en torno a aquellos puntos en donde hubiera ligeras inhomogeneidades en la densidad, aumentando rápidamente el grado de concentración de masa. Mientras uno de estos fragmentos no alcance la opacidad suficiente para retener su energía térmica (i.e. para densidad de partículas $n \sim 10^4 - 10^{6-8}$ cm^{-3} , Spitzer 1978; Larson 1985), no aumentará su temperatura durante el colapso y por lo tanto la masa de Jeans correspondiente irá disminuyendo, permitiendo una fragmentación ulterior dentro de cada fragmento, originada a causa de inhomogeneidades presentes en la densidad. Este proceso continuará hasta que la opacidad del material (para $n > 10^{10}$ cm^{-3} , Spitzer 1978) sea tal que un aumento en la densidad implique un incremento en la temperatura, y la masa de Jeans alcance un valor mínimo ($m_{\text{min}} \approx 0.01$ M_{\odot} , Spitzer 1978).

Las condiciones iniciales del sistema determinadas básicamente por la distribución de densidad y temperatura, son las que establecen tanto la eficiencia de formación estelar, dada por la fracción de la masa total de la nube que se transforma finalmente en estrellas, como la distribución de masas estelares representada por la FIM.

La existencia de grupos de estrellas jóvenes y de sistemas estelares múltiples es una muestra del carácter colectivo del proceso de formación estelar, sin embargo existe evidencia observacional y trabajo teórico (Stein et al., 1972) que indica la posibilidad de formación de estrellas individuales de baja masa ($m \sim 1$ M_{\odot}) debido a inestabilidades térmicas y no gravitacionales sin necesidad de recurrir al proceso de fragmentación.

1.2.- ORIGEN DE LAS NUBES MOLECULARES.

Acerca del origen de las nubes moleculares, Franco y Cox (1986) han sugerido que éstas se forman a partir de las nubes difusas interestelares (donde el H está en estado atómico) cuando se impide que la radiación UV externa penetra dentro de la nube, con lo cual se disminuye la temperatura en el interior y aumenta la densidad, favoreciendo así la formación de moléculas.

Franco y Cox encuentran que el parámetro que gobierna el proceso de formación de moléculas en la nube es la opacidad debida al polvo.

Estiman que la densidad de columna crítica (mínima) de la nube es $N_c \sim 5 \times 10^{20} (Z_0/Z) \text{ cm}^{-2}$, con $Z = \text{metalicidad} = \text{abundancia fraccional por masa de elementos pesados en la nube } (Z_0 = 0.017, \text{Allen } 1973)$. Este resultado está de acuerdo con la escasez de nubes moleculares en galaxias irregulares las cuales son de baja metalicidad.

2.- COLAPSO GRAVITACIONAL.

A continuación se presentan algunas de las ideas principales y los resultados más sobresalientes de los modelos de colapso y fragmentación gravitacional estudiados por Larson (1973 y 1985).

Considerando el criterio de Jeans y una temperatura inicial de la nube $T \sim 20 \text{ K}$, el tiempo de caída libre ($t_c \approx 32/\pi \times (6 \rho_0)^{-1/2}$) de una nube de masa m es $t_c \sim 1.8 \times 10^4 (m/M_0)$ años, pero debido a que se establece un gradiente de densidad, aparece un gradiente de presión que tiende a frenar el colapso gravitacional, aumentando el tiempo de colapso en un factor ≈ 2 . Larson (1969) estima que en un tiempo $\sim t_c$ se forma un embrión de estrella, sobre el cual continúa la acreción del material circundante, empleando otro tiempo similar en completar el proceso hasta formar una estrella.

Si la masa de la nube protoestelar es suficientemente grande, la estrella resultante conservará una envolvente en acreción hasta cierta etapa de su evolución. En base a consideraciones sobre los tiempos de acreción, Larson y Starrfield (1971) estiman que los valores máximos para las masas de estrellas que pueden observarse a través de su envolvente son ~ 60 a $120 M_0$ para temperaturas de la nube protoestelar de $T \sim 20$ a 40 K , estos resultados no incluyen el efecto del campo de radiación de la estrella recién formada que puede detener e incluso invertir el proceso de acreción.

Mediante una consideración de procesos de calentamiento y enfriamiento, Larson (1977) encuentra que la temperatura de la protoestrella se mantiene entre 5 y 11 K para densidades que van desde $\rho \sim 10^{-19} \text{ gr cm}^{-3}$ a $\rho \sim 10^{-13} \text{ gr cm}^{-3}$, este hecho justifica la suposición de colapso isotérmico en los modelos.

2.1.- COLAPSO ESFERICO.

En la figura 1 se muestra la distribución de densidad a diferentes tiempos durante el colapso esférico e isotérmico de una

nube protoestelar esférica de densidad inicial uniforme constituida sólo de hidrógeno en estado molecular, con una masa de $m = 1 m_{\odot}$, radio $R = 1.63 \times 10^{17}$ cm y una temperatura $T = 10$ K, sin rotación y en ausencia de campos magnéticos, calculada por Larson (1973). La distribución de densidad tiende a tomar la forma $\rho \sim r^{-2}$ conforme el colapso evoluciona.

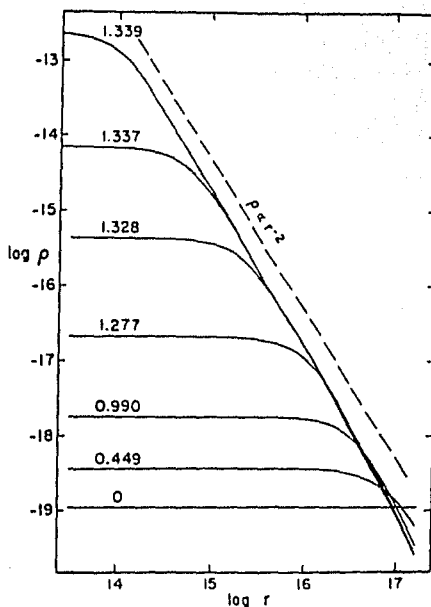


Figura 1. Distribución de la densidad a distintos tiempos durante el colapso isotérmico de una protoestrella de masa $m = 1 m_{\odot}$, radio $R = 1.63 \times 10^{17}$ cm y una temperatura $T = 10$ K. Los números marcados en las curvas dan el intervalo de tiempo transcurrido en unidades de 10^{13} seg (tomada de Larson 1973).

De acuerdo con los modelos de colapso de Larson (1973) a partir del momento en el que la densidad central alcanza valores $\rho \sim 10^{-13}$ gr cm^{-3} y el material comienza a volverse opaco, el colapso (ahora adiabático) ocasiona que la temperatura y la presión de la región central empiecen a aumentar rápidamente. Cuando la densidad central ha alcanzado valores $\rho \sim 10^{-10}$ gr cm^{-3} y la temperatura es $T \sim 100$ K, la presión interna detiene el colapso en la parte central, mientras que las partes externas siguen cayendo casi en caída libre. En consecuencia se forma un fuerte gradiente en la velocidad que origina

Un frente de choque. Posteriormente ocurre un segundo colapso en el núcleo central, formándose un núcleo estelar con masa $m_c \sim 10^{-3} M_{\odot}$, radio $R_c \sim 1.5 R_{\odot}$, densidad central $\rho_c \sim 10^{-2} \text{ gr cm}^{-3}$ y temperatura $T_c \sim 10^4 \text{ K}$. La figura 2 muestra la distribución de densidad a través de la envoltura en caída hasta después de la formación del núcleo estelar.

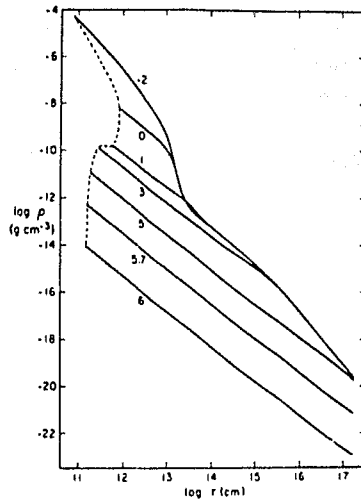


Figura 2. Distribución de densidad a través de la envoltura en caída a diferentes tiempos durante la evolución de una protoestrella de 1 M_{\odot} . La curva punteada representa la posición de la frontera del núcleo estelar y los valores marcados sobre la curva dan el logaritmo del tiempo en años transcurridos desde la formación del núcleo estelar (adaptada de Larson 1978).

Estos valores sólo son indicativos y dependen de la temperatura y opacidad iniciales de la nube protoestelar. La evolución posterior de este núcleo estelar está determinada principalmente por la tasa de acreción sobre éste y las propiedades del frente de choque. Una vez alcanzado este punto, el núcleo estelar sufre una serie de cambios muy rápidos, pasando por un estado de expansión hasta alcanzar una distancia para la cual la opacidad permite un transporte radiativo de energía significativo de modo que el núcleo estelar comienza a contraerse de nuevo aumentando lentamente su masa.

Durante esta fase inicial de contracción y acreción, el núcleo estelar permanece oscurecido por el polvo en la envoltura durante una

parte sustancial de su evolución, por lo tanto es de esperar que la protoestrella sea observable primeramente o exclusivamente como un objeto IR con el máximo de emisión a una longitud de onda (Larson 1975) $\lambda \sim 100 \mu$, correspondiendo a temperaturas $T \sim 100$ K. Las propiedades observadas de las protoestrellas dependen de la envoltura, siendo los principales elementos el cociente de gas a polvo y las propiedades ópticas IR de los granos de polvo (opacidad, tamaños etc.).

Conforme se va agotando el material en la envoltura en caída, la transferencia de energía cinética hacia el interior se vuelve pequeña comparada con el flujo radiativo y convectivo hacia el exterior desde el núcleo interno. Así, el núcleo se convierte en una estrella de pre-secuencia principal normal y sus capas superficiales constituyen una atmósfera estelar en la que la caída de material ya no juega un papel importante y la opacidad del material en caída se vuelve menor que 1, permitiendo que sea visible la nueva estrella de pre-secuencia principal.

A partir de una condensación de masa $M \sim 1 M_{\odot}$ como producto de la contracción gravitacional, se alcanza una luminosidad $L \sim 1.5 L_{\odot}$, radio $R \sim 2 R_{\odot}$ y temperatura efectiva $T \sim 4,400$ K, que ubican a la estrella recién formada en la región del diagrama H-R asociada con las estrellas T-Tauri. La dispersión observada de estrellas T-Tauri en el diagrama H-R aun dentro de un mismo cúmulo, puede deberse a las diferentes condiciones iniciales y de frontera existentes para distintas protoestrellas, diferencias en el grado de ocultamiento por el remanente circunestelar y a diferentes edades evolutivas.

En el caso de estructuras filamentosarias que se colapsan hacia su eje de simetría, los modelos predicen que se formarán fragmentos a lo largo de dicho eje, lo cual podría explicar algunas estructuras observadas que contienen varias condensaciones alineadas.

2.2.- PROCESOS DE FRAGMENTACION.

Larson (1969) encuentra que la eficiencia de formación estelar en una condensación protoestelar es grande debido a la transferencia de momento angular hacia el exterior hasta que la mayoría de la masa se condensa dentro de una estrella o un sistema binario.

Larson (1965) muestra, mediante modelos numéricos que la

fragmentación es un proceso ineficiente durante la etapa de caída libre siendo importante cuando la nube (inicialmente en rotación o algo aplanada) se ha colapsado hacia una configuración tipo disco fuertemente aplanada. Encuentra que la propiedad esencial que favorece la fragmentación es el aplanamiento de la nube protoestelar y que el número de fragmentos formados es proporcional al cociente inicial de energía gravitacional a energía térmica.

En el caso del colapso de una estructura plana con rotación, debido a la conservación de momento angular se formará una estructura de dona o "rosquilla" en torno al centro de la nube. La presencia de perturbaciones no axiales podría producir fragmentaciones en la rosquilla las cuales tendrán un momento angular intrínseco que favorecerá una segunda "fragmentación rotacional".

La temperatura de la nube es el parámetro dominante en la determinación de la escala de masa de la fragmentación, así como de la masa mínima alcanzada. Larson (1985) encuentra que la masa crítica a la que se obtiene la fragmentación va como $1^2/\Sigma$ con Σ = densidad superficial de la nube y encuentra que la masa mínima correspondiente está en el intervalo $m_{\min} \approx 0.3$ a $1.0 M_{\odot}$, lo cual coincide con el valor observado en la vecindad solar (SDF, I).

Se comentó ya (cap. I) que en algunas regiones de intensa formación estelar se tiene evidencia de que la FIM alcanza su máximo a masas mayores (~ 10 a $20 M_{\odot}$), como sería de esperar si la temperatura mínima del gas fuera incrementada por procesos de calentamiento asociados con la alta tasa de formación estelar.

La dependencia detallada de la temperatura con la densidad es un factor determinante en el proceso de fragmentación. Esto hace que la FIM no sea necesariamente una función universal, dependiendo de la temperatura de la nube protoestelar y consecuentemente de la tasa de formación estelar local.

Respecto a la acción de campos magnéticos presentes en la nube protoestelar se sabe que al igual que la rotación pueden jugar un papel importante en la dinámica del colapso, disminuyendo la tasa de acreción. La mayor incertidumbre sobre la importancia de los campos magnéticos es debido a la falta de conocimiento del grado de acoplamiento entre el campo magnético y el gas, el cual depende críticamente del grado de ionización. Larson (1985) encuentra que a

excepción de casos críticos, las escalas de masa y longitud en la fragmentación no se alteran sustancialmente debido a la presencia de campos magnéticos o rotación.

2.3.- EVIDENCIA OBSERVACIONAL.

Aunque la teoría del colapso de protoestrellas aún tiene grandes incertidumbres, se puede hacer un número considerable de predicciones cualitativas y semi-cuantitativas las cuales están en acuerdo razonable con las observaciones que se cree están relacionadas con la formación estelar.

Larson (1977) encuentra un acuerdo satisfactorio en la comparación de la masa y el radio observado de los "glóbulos de Bok" con la predicción teórica correspondiente (dichos "glóbulos" son pequeñas condensaciones de gas denso observadas dentro de nubes moleculares, Bok y Reilly 1947).

Un soporte observacional a los modelos de fragmentación de Larson, se presenta en la región de Tauro donde, tanto los tamaños como las separaciones de las nubes densas, son consistentes con el hecho de que se hayan formado por la fragmentación de una lámina de gas (Larson 1980).

Una evidencia de que la masa típica de los fragmentos es mayor en regiones de mayor temperatura lo constituyen las regiones centrales UM1 - UM2 de la nube molecular de Orión, respecto a las nubes de Tauro que es una región de formación de estrellas de baja masa.

Otra evidencia observacional en favor de las teorías de Larson es el hecho de que algunos objetos que se cree son protoestrellas o estrellas recién formadas, como por ejemplo: 1) el objeto Becklin-Neugebauer en Orión, 2) R Mon (que es una estrella T-Tauri), 3) R Ura, 4) LkHa 101 y 5) las estrellas YY Orionis (que son estrellas T-Tauri en las que se deduce que existe todavía acreción a una tasa $\sim 10^{-7}$ mo año⁻¹), presentan un espectro que se puede dividir en dos componentes, una "visual" proveniente de la estrella central y otra muy marcada (dependiendo en cada caso) en el IR. Adicionalmente estos objetos se encuentran asociados con nebulosidades que pueden corresponder al remanente de su nube progenitora.

3.- LIMITE SUPERIOR DE MASAS ESTELARES.

Uno de los posibles mecanismos que pueden determinar un límite superior a la masa de una estrella son las inestabilidades dinámicas pulsacionales que se presentan en las estrellas masivas ($m \geq 10 M_{\odot}$). Estudios de Siether y Simon (1970) y de Ziebarth (1970), basados en análisis lineales de estabilidad, muestran que la masa crítica a la cual se presenta la inestabilidad pulsacional es $m_{\max} \sim 90 M_{\odot}$ dependiendo un poco de la composición de la estrella. Sin embargo estudios posteriores (Appenzeller 1970a,b y Talbot 1971a,b) que consideran inestabilidades no lineales, indican que las tasas de pérdida de masa por pulsación no son tan severas durante la etapa de secuencia principal, por lo cual uno esperaría en teoría encontrar masas mayores. Recientemente Klapp (1987) ha obtenido resultados análogos.

Aunque los valores observacionales poseen grandes incertidumbres, indican que el valor máximo en la vecindad solar es $m_{\max} \sim 50 - 100 M_{\odot}$. Larson y Starrfield (1971, de aquí en adelante LS 71) proponen diversas razones por las cuales se establece un límite máximo, siendo la más importante la acción de la presión de radiación de la estrella recién formada. Trabajo posterior de Kahn (1974) apoya la hipótesis de que la presión de radiación es el principal elemento que frenó la acreción en las estrellas masivas.

3.1.- CALENTAMIENTO RADIATIVO Y FORMACION DE UNA REGION H II.

Una vez que se ha formado un objeto estelar en el centro de una nube protoestelar, los granos de polvo en la parte interna y opaca de la nube degradarán la radiación procedente del objeto central, emitiendo en el IR. Este fenómeno puede producir un calentamiento significativo en la parte externa de la nube ocasionando un incremento en la temperatura. En consecuencia la fuerza de presión interna puede balancear a la fuerza gravitacional y detener, e incluso invertir el colapso de las partes externas de la nube. Como la luminosidad aumenta rápidamente con la masa, éste efecto será más importante en las protoestrellas masivas.

LS 71 estiman que la fuerza debida a éste gradiente de presión puede ser importante (respecto a la fuerza gravitacional) para una masa estelar $\sim 15 M_{\odot}$.

Otro posible mecanismo que puede detener la acreción es la formación de una región H II entorno a una estrella masiva formada en el centro de una nube protoestelar. LS 71 determinan que la masa crítica que puede alcanzar una estrella para ionizar completamente a la nube protoestelar es función del radio R de la nube protoestelar y de la tasa de fotones ionizantes N_c producidos por la estrella central. En este caso encuentran que la masa crítica es $M_c \sim 20$ a $60 M_\odot$, para radios de la nube ~ 1 a $1/3$ del radio establecido por el criterio de Jeans.

Para estimar la dependencia aproximada de la masa crítica con la metalicidad de la nube protoestelar en este caso se procedió de la manera siguiente: suponiendo que el radio de la nube es igual al radio dado por el criterio de Jeans, la condición requerida para que la estrella central ionice el resto de la nube protoestelar es (LS 71):

$$(R/M_\odot) \approx 4 \times 10^{40} (N_c)^{-1} \quad (5)$$

Del trabajo de Avezisova (1979) se tiene que la relación entre el flujo de fotones ionizantes N_c con la masa estelar m y con la metalicidad Z de la estrella se puede aproximar por:

$$N_c(m, Z) \approx 1.21 \times 10^{44} \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right)^{-0.58} \left(\frac{m}{M_\odot}\right)^{9.11} \quad (6)$$

Para $m \geq 20 M_\odot$, con $Z_\odot = 0.017$ (por masa), para estrellas de SF. Sustituyendo la expresión (6) en la ec. (5) se encuentra:

$$\left(\frac{m}{M_\odot}\right) \approx 2 \cdot \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right)^{0.14} \quad (7)$$

Esta relación tiene una dependencia muy ligera con la metalicidad y da en general masas críticas relativamente pequeñas.

Existe la posibilidad de que la cáscara opaca que contiene polvo pueda romperse -al menos temporalmente- lo cual puede producir un rápido abrilantamiento de la protoestrella similar al que ha sido observado en los objetos de pre-SF: FU Ori y V 1057 Cyg (Larson 1972).

3.2.- EFECTOS DE PRESION DE RADIACION.

Si la luminosidad del objeto central es suficientemente grande y mayor que un cierto valor crítico, la presión de radiación que actúa sobre los granos de polvo de la envolvente en colapso puede disminuir.

o incluso detener, la acreción de material hacia el objeto central. A las densidades protoestelares el acoplamiento por fricción entre el gas y el polvo es suficiente para que la fuerza que actúa sobre los granos de polvo se transmita al gas. Ls 71 estudian el efecto de la presión de radiación en una protoestrella de masa m y luminosidad L , y encuentran que el cociente τ de la presión de radiación a la presión dinámica es de la forma $\tau \sim L^{1.2} \times m^{-0.6}$. Igualándose ambas presiones a una masa crítica $m_c / m_{\odot} \approx 21 \pm 40 \%$. Sin embargo este mecanismo no detiene totalmente la acreción a radios mayores que el de la cáscara de polvo.

Cuando la nube protoestelar en caída es opaca a la radiación IR proveniente de las partes internas de la nube, se forma un gradiente de presión que comienza a retardar la acreción y conforme aumenta la masa de la estrella central, el cociente L/m se incrementa hasta el punto en que la acreción se detiene completamente y empieza a expulsar al resto de la nube hacia el exterior. Este proceso determina un valor máximo del cociente L/m que puede alcanzar una estrella que está acretando material. El valor exacto depende de la abundancia de polvo en el medio interestelar. Ls 71 estiman que la razón τ en éste caso (sin considerar dispersión en la presión de radiación) está dada por:

$$\tau \approx 0.7 \times 10^{-5} \times \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) \left(\frac{m}{m_{\odot}} \right)^{-1} \quad (8)$$

con κ = opacidad promedio de los granos de polvo, quedando balanceadas a una masa crítica $m_c \approx 25$ a $90 m_{\odot}$ para $\kappa \approx 5$ a $1 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$.

Considerando que la relación masa-luminosidad va como:

$$L \sim m^{\delta} \quad (9)$$

con $\delta \sim 2.9$ a 3.5 para estrellas masivas ($m \geq 25 m_{\odot}$) de SF (Allen 1973), se tiene que el resultado de Ls 71 (ec. 8) indica que la masa crítica "mínima" está dada por:

$$\left(\frac{m_c}{m_{\odot}} \right) \approx A_1 \kappa^{-1} A_2^{\delta} \quad (10)$$

con $(A_1, A_2) \approx (100, 0.55)$ a $(40, 0.40)$ para $\delta \approx 2.9$ a 3.5 .

Considerando $(\kappa / \kappa_{\odot}) \approx (L / L_{\odot})$, con κ_{\odot} = opacidad promedio de los granos de polvo en la vecindad solar ($\kappa_{\odot} \approx 1$ a $5 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$, Ls 71), la ec. (9) puede expresarse como:

$$\left(\frac{m_c}{m_0}\right) \approx A_1 (Z/Z_0)^{-1} A_2 \quad (11)$$

con A_1 y A_2 igual que en la ec. 10.

Posteriormente Kahn (1974), mediante modelos más elaborados indica que el límite máximo del cociente $(L/m)_{\max}$ es $\approx 6.66 \times 10^6 \kappa_0^{-1}$ (cgs), con κ_0 opacidad promedio de la mezcla de gas y polvo a la radiación UV lejana del objeto central. Asimismo mediante consideraciones acerca de la extinción observada en el UV asigna a κ_0 un valor $\kappa_0 \approx 600 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$, en cuyo caso su resultado establece que $(L/m)_{\max} \approx 11100 \text{ erg s}^{-1} \text{ gr}^{-1}$, lo cual corresponde a una masa crítica $m_c \approx 90$ a $30 M_0$ (para $\delta \approx 2.7$ a 3.0 , ec. 9). Kahn estudia básicamente el papel del polvo contenido en el medio interestelar en el proceso de acreción. Considera que los granos de polvo están constituidos de grafito, dado que son los que tienen la mayor temperatura de sublimación ($T_{\text{sub}} \approx 3650$ a 3700 K) y que tienen una sección transversal óptica que varía como ν^2 excepto para el ultravioleta lejano.

Las conclusiones principales del trabajo de Kahn son:

i) que el flujo hacia el interior es desacelerado principalmente por el campo de radiación IR difuso, más que por la radiación directa de la estrella central, aunque ésta es la responsable de sublimar a los granos de polvo de las partes internas de la nube en caída y.

ii) que el cociente máximo L/m que puede alcanzar una estrella para detener la acreción varía como κ_0^{-1} , de modo que es mayor en regiones con menor abundancia de elementos pesados.

Kahn argumenta que si se llegara a formar una región H II alrededor de la estrella durante el proceso de acreción, debido al aumento de densidad en la envoltura, el radio de Stromgren sería pequeño, de modo que la región H II estaría comprendida dentro de la zona libre de polvo. Este esquema es consistente con la observación de fuentes IR intensas en coincidencia con regiones H II muy compactas.

Wolffire y Cassinelli (1987) revisan extensivamente los límites de masa teóricos a la luz del mejor entendimiento de las propiedades de los granos de polvo, reanalizan el trabajo de Kahn, encontrando que sobrestima la temperatura de sublimación los granos de grafito (siendo más realista $T_{\text{sub}} \sim 2000 \text{ K}$), mientras que subestima la opacidad

promedio por un factor de 7 respecto al valor considerado actualmente. Esto último ocasionaría que la constante A de la ec. (11) se redujera en un factor ~ 2.6 .

Wolfire y Cassinelli concluyen que para permitir la formación de estrellas masivas, deben modificarse las propiedades estándar de la mezcla de granos de las nubes difusas dadas por Mathis, Rumpel y Nordstien (1977, que son las que ajustan mejor las propiedades observadas de la extinción interestelar), de modo que el cociente de polvo a gas (~ 0.007) debe reducirse al menos un factor de 4 a 5 y el tamaño máximo de los granos de grafito ($\sim 0.25 \mu m$) debe disminuirse un factor de 5.

Existe gran incertidumbre en el efecto producido por la presión de radiación debido a que no se conocen bien la composición y las propiedades ópticas del polvo, aunque puede ser un efecto importante en la determinación del límite máximo de masa si la opacidad del polvo es suficientemente grande.

3.3.- CONCLUSIONES.

Dada la fuerte dependencia de la masa crítica con la temperatura inicial es de esperar que las estrellas de población II (extrema) de bajo contenido de metales y por lo tanto de baja capacidad de enfriamiento hayan tenido masas críticas mucho mayores (hasta $\sim 10^3 M_{\odot}$) que las presentadas en ésta discusión.

En resumen, en base a los criterios presentados resulta que el mecanismo más eficiente para detener la acreción es el efecto de la presión de radiación actuando tanto en la parte interna como en la parte externa de la envoltura. En este caso, suponiendo condiciones iniciales razonables, resulta que la masa máxima posible para estrellas de población I es $m_{\max} \approx 60$ a $70 M_{\odot}$, lo cual es consistente con las mayores masas observadas.

A pesar del gran interés que se ha dedicado al estudio de la formación estelar en su relación con las condiciones físicas del medio local, el resultado de la teoría de Larson y Starfield (1971) y de Kahn (1974) tiene que ser considerado sólo como indicativo, sin tener todavía una confirmación sólida teórica u observacional.

Varios elementos sugieren que en un medio de baja metalicidad, puede resultar favorecida la formación de estrellas masivas, en parte

a la menor capacidad de enfriamiento del gas y en parte a la menor interacción entre la radiación y el gas mismo.

En el proceso de formación estelar analizado por Silk (1977) y también en los mecanismos de formación estelar inducida estudiados por Elmegreen y Lada (1977), las estrellas ya formadas calientan el gas favoreciendo una siguiente formación de estrellas tendencialmente masivas. Así mismo una baja metalicidad puede amplificar el efecto nato de estos mecanismos.

La región de su Borador en la Nube Mayor de Magallanes constituye un ejemplo de una región de intensa formación de estrellas masivas asociada a una zona donde la razón de polvo a gas observada es deficiente respecto al valor galáctico en un factor de 4.

Como se comentó en el cap. I sec. 4, Shields y Lindey (1976) encuentran evidencia a favor de la teoría de Khan en base a gradientes de excitación observados en galaxias espirales. Peimbert y Serrano (1982) también han sugerido posibles variaciones de la FIM con las condiciones locales del gas.

Por otro lado, análisis químicos en cúmulos globulares muestran que el cociente $(O/Fe) = \log(O/Fe)/(O/Fe)_\odot$ no es constante al variar la metalicidad, sino que crece en un factor ~ 3 cuando la metalicidad disminuye en un factor ~ 10 (Sandage 1988 y referencias ahí). Este fenómeno está relacionado con la alta producción de O hecho en las estrellas masivas y no contradice la idea de que en el pasado, en condiciones de baja metalicidad, la actividad de las estrellas masivas haya sido mejor que en la etapa actual. Esta interpretación está en acuerdo con el resultado de Burki (1977) comentado en el cap. I-4.

La posible dependencia del límite superior de la FIM con la metalicidad sigue siendo un aspecto muy controvertido de la formación estelar a la luz de las incertidumbres presentes en los datos observacionales. En lo que sigue se tomará esta dependencia (ec. 11) como una posible hipótesis para analizar las condiciones de formación estelar en Galaxias Azules Compactas y en Galaxias de brote.

CAPÍTULO III. MATERIAL OBSERVACIONAL METALICIDADES Y TEMPERATURAS EFECTIVAS PROMEDIO.

1.- INTRODUCCION.

El objetivo principal de este trabajo consiste en estudiar alguna posible relación entre la función actual de masa para las estrellas masivas y la composición química del gas donde se encuentran inmersas.

Con esta finalidad se emplean indicadores exclusivos de las estrellas masivas como lo son los anchos equivalentes UV de SiIV $\lambda 1400$ y CIV $\lambda 1550$ de un grupo de Galaxias de Brote y Galaxias Azules Compactas, y al mismo tiempo se derivan las composiciones químicas de estos objetos mediante una extensa recopilación de información disponible de los mismos.

En este capítulo se presentan los espectros ópticos y algunos datos fotométricos de 12 objetos extragalácticos clasificados como Galaxias Azules Compactas, Galaxias H II y Galaxias de Brote. Estos objetos se caracterizan por tener un fuerte continuo ultravioleta, un espectro óptico similar al que presentan las regiones H II y en general son de baja metalicidad. A partir de los datos observacionales se calculan la temperatura electrónica, la densidad electrónica, la abundancia de oxígeno y/o la metalicidad y la temperatura efectiva promedio de las estrellas ionizantes en estos objetos. Para ello se utilizan métodos semiempíricos y modelos teóricos publicados en la literatura. Se comparan las distintas determinaciones y se estiman las incertidumbres correspondientes.

2.- MATERIAL OBSERVACIONAL.

En la tabla I se presenta la lista de los objetos estudiados con las siguientes características: 1).- número Markarian o NGC, 2).- coordenadas ecuatoriales, 3).- corrimientos Doppler, 4).- clase y tipo morfológico, 5).- magnitud aparente, 6) y 7).- magnitud absoluta.

Cuatro de los objetos estudiados fueron observados por C. Firmani y G. F. Bisiacchi en 1984. Estos objetos son: Markarian (MK) 33, MK 35, MK 37 y MK 51. Se seleccionaron estas galaxias porque se encontró que constituían una secuencia en el grado de ionización dado por las líneas I(III) $\lambda\lambda 3763/29$ y I(III) $\lambda\lambda 4059/3007$, favoreciendo la posibilidad de abarcar un intervalo mayor en las propiedades físicas

de los mismos.

Tabla 1^a. - Lista de galaxias estudiadas / algunas de sus propiedades (ver texto).

1	2	3	4	5	6
Nombre ^a	Coordenadas (1950)	Corr. Dopp.	Clase-tipo ^c	Magnitud	
	α(hr., min., seg) δ(°, '., ")			Aparen.	Absol.
MK33 =-----	10 29 21.2	54 39 23	0.0048	H II, Im	13.2 -18.8
MK35 =NGC3353	10 42 16.4	56 13 20	0.0032	H II, Im	12.9 -18.6
MK59 =NGC4861	12 56 38.2	35 06 50	0.0028	H II, Im	12.8 -17.8
MK71 =NGC2366	07 23 23.7	69 17 33	0.0004	H II, Im	11.6 -16.8
MK52 =NGC4385	12 23 08.9	00 51 00	0.0071	Brote, SBab	13.4-19.0
MK171 =NGC3690	11 25 42.8	58 50 23	0.0104	H II, Im	12.1 -20.3
MK213 =NGC4500	12 29 00.9	58 14 20	0.0105	Brote, SBa	13.2 -20.2
MK538 =NGC7714	23 33 41.2	01 52 42	0.0094	Brote, Sdm	13.1 -20.1
MK691 =NGC5996	15 44 43.2	18 02 22	0.0107	Brote, SBd	13.2 -20.3
MK799 =NGC5430	13 59 08.5	59 34 16	0.0094	Brote	12.7 -20.5
----- =NGC2782	09 10 54.0 ^b	40 19 18 ^b	0.0081 ^c	H II, Em A ^d	12.3 ^e -20.6 ^f
----- =NGC3504	11 00 28.0 ^b	28 14 30 ^b	0.0047 ^c	H II, Em A ^d	11.5 ^e -20.2 ^f

a.- Información tomada de Mazarella y Balzano (1986), excepto para NGC 2782 y NGC 9504.

b.- Tomados del Second Reference Catalog of Bright Galaxies (RC2) por Vaucouleurs et al. (1976).

c.- De Feldman et al. (1982).

d.- De Rieke y Lov (1972). Em A = Emisión Angosta.

e.- De Balzano (1983).

f.- Deducido usando $M = m - 5 - 5 \log(z/H_0)$, con $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ "escalado" a Mazarella y Balzano (1986).

*.- NOTA: Las siguientes galaxias son sistemas dobles: Mk 59, Mk 171, Mk 538, Mk 691 y Mk 799.

Las observaciones de estos 4 objetos se realizaron utilizando un analizador multicanal televisivo de alto rendimiento como detector (Firman & Ruiz 1981) acoplado a un espectrógrafo Folier & Livivens en el foco principal del telescopio de 2.12 m del Observatorio Astronómico Nacional ubicado en San Pedro Mártir Baja California Norte México.

Cada una de estas galaxias se observó tanto en baja dispersión (con una resolución de 13 Å/mm) como en dispersión media (con una

resolución $\sim 4 \text{ \AA/mm}$. Empleando los espectros de dispersión media se midió la intensidad relativa de las líneas H α + (NII) $\lambda 6548$, (NII) $\lambda 6584$ y (SII) $\lambda 6717, 6731$ y, usando los espectros de baja dispersión se normalizó a H γ la intensidad de las demás líneas espectrales.

NOTA.- De aquí en adelante se tomará la siguiente nomenclatura para designar las líneas espectrales dadas a continuación, a menos que se especifique otra cosa:

(OII) = (OII) $\lambda\lambda 7774+7774$

(OIII) = (OIII) $\lambda\lambda 4959+5007$

(NII) = (NII) $\lambda\lambda 6548+6584$

(SII) = (SII) $\lambda\lambda 6717+6731$

La figura 1a y 1b muestra la gráfica de los espectros típicos en baja dispersión y en dispersión media respectivamente obtenidos con el analizador multicanal televisivo para la galaxia M 59.

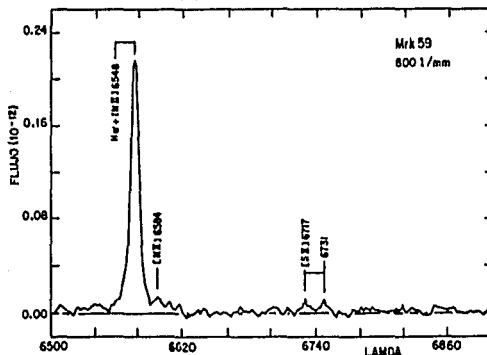
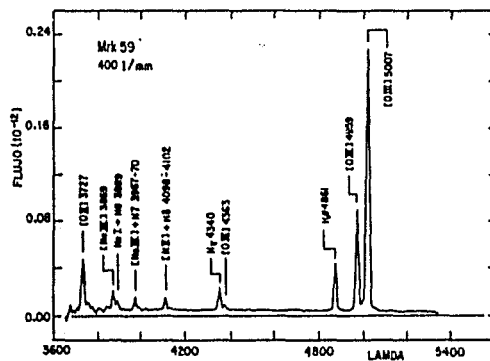


Figura 1a y 1b.- Gráfica del espectro de M33 en baja dispersión y en dispersión media respectivamente.

La información correspondiente para las 6 galaxias restantes se obtuvo mediante una recopilación bibliográfica apoyada en el trabajo de Mazarella y Balzano (1980). Desafortunadamente esto introduce una gran dispersión de los datos recopilados y su grado de confiabilidad.

2.1.- DESENROJECIMIENTO DE LOS ESPECTROS.

Los espectros de las galaxias observadas se desenrojecieron utilizando la ley de extinción clásica $f(\lambda)$ (Whitford 1958; Torres-Heimbert y Heimbert 1977), que se presenta en la segunda columna de la tabla 2.

Las intensidades intrínsecas están dadas por:

$$\log I(\lambda)/I(H\beta)_{int} = \log I(\lambda)/I(H\beta)_{obs} + C(H\beta) \times f(\lambda) \quad (1)$$

La constante de enrojecimiento logarítmica $C(H\beta)$ se calculó utilizando la ec. 1 aplicada a $\lambda = H\alpha$ 6563, suponiendo que el decremento Balmer se produce sólo por procesos de recombinación y que la nebulosa tiene una profundidad óptica grande en la serie de Lyman (caso B). En este caso la relación intrínseca entre las intensidades de las líneas $H\alpha$ y $H\beta$ es $[H\alpha/H\beta]_{int} = 2.86$ (Hummer y Storey 1987; Osterbrock 1974; suponiendo una temperatura electrónica promedio $T_e \sim 10^4$ K y una densidad electrónica $n_e \sim 10^2$ cm⁻³).

Los espectros permiten también calcular $C(H\beta)$ utilizando la intensidad de la línea $(H\gamma/H\beta)_{obs}$, junto con el valor intrínseco de este cociente $(H\gamma/H\beta)_{int} = 0.469$ (Hummer y Storey 1987; con las mismas condiciones que para $[H\alpha/H\beta]_{int}$).

Se encuentra que, en general " $C(H\beta)_\gamma$ ", calculado usando $H\gamma$, es mayor que $C(H\beta)_\alpha$. Esto puede deberse a que existe una absorción estelar subyacente, que afecta más a las líneas de menor intensidad (i.e. a $H\gamma$ respecto a $H\alpha$), sin embargo se espera que este efecto introduzca pequeñas desviaciones en los espectros finalmente adoptados y que éstas sean homólogas sobre todos los espectros reducidos de la misma manera.

Por lo tanto en este trabajo no se consideró el efecto de la absorción subyacente. En la tabla 2 se muestran los valores de $C(H\beta)$ resultantes, así como las intensidades de las líneas espectrales normalizadas a $H\beta$ y desenrojecidas para las 4 galaxias observadas en

San Pedro Mártir, se presentan también los valores del ancho equivalente en $H\beta$, $W(H\beta)$ medidos sobre el espectro y algunos datos fotométricos.

Tabla 2. Espectros desentrañados y datos fotométricos (ver grupo de galaxias).

Ion - long. de onda	$\tau(\lambda)$	$\log I(\lambda)/I(H\beta) : m^a$			
		MK33	MK35	MK59	MK71
[OIII] $\lambda\lambda 326+3729$	0.315	0.59	0.53	0.23	-0.19
[NeIII] $\lambda 3867$	0.270	-0.83	-0.33	-0.33	-0.29
H α + H δ $\lambda 3989$	0.265	-----	-0.77	-0.59	-0.60
[NeIII] + H γ $\lambda 3967+70$	0.235	-----	-----	-0.41	-0.58
[NIII] + H δ $\lambda 4098+4102$	0.200	-0.83	-0.63	-0.49	-0.65
H γ $\lambda 4340$	0.135	-0.33	-0.38	-0.28	-0.34
[OIII] $\lambda 4364$	0.130	-----	-1.70:	-1.04	-0.86
H β $\lambda 4861$	0.000	0.00	0.00	0.00	0.00
[OIII] $\lambda 4959$	-0.020	-0.14	0.13	0.36	0.41
[OIII] $\lambda 5007$	-0.030	0.35	0.62	0.84	0.69
H α $\lambda 6563$	-0.335	0.45	0.45	0.47	0.45
[NIII] $\lambda 6584$	-0.340	-0.48	-0.69	-1.22	-1.65
[SIII] $\lambda 6717$	-0.370	-0.69	-0.86	-1.25	-1.3
[SIII] $\lambda 6731$	-0.370	-0.85	-1.02	-1.25	-1.6
C(H β)		0.77	0.72	0.50	0.20
$W(H\beta)$ (Å)		26	65	129	256
Color		MK33	MK35	MK59	MK71
$V - b$		13.19	13.00	13.60	13.61
$(B - V) - b$		0.33	0.45	0.38	0.38
$(U - B) - b$		-0.52	-0.37	-0.70	-0.30
U		-----	-----	14.20: ^c	-----
$(U - H\alpha)$		-----	-----	0.54: ^c	-----
$(H - B)$		-----	-----	6.35: ^c	-----

a.- La incertidumbre típica en las intensidades reportadas es del orden de ± 0.05 en el $\log I(\lambda)$ para las líneas más intensas y del orden de ± 0.10 para las más débiles ($\log I(\lambda)/I(H\beta) < -0.60$).

b.- De Huchra (1977).

c.- De Cutri y McAlary (1985).

se compararon los espectros obtenidos para estas 4 galaxias con

los reportados en la literatura (Para MK 33: Huchra 1977; para MK 35 y MK 59: Alloin et al. 1978; y para MK 201: Burenkov et al. 1983), encontrando ciertas diferencias aleatorias en la intensidad de las líneas reportadas, en general $\sim 50\%$. Esto puede deberse a: 1).- que los distintos autores hayan observado diferentes regiones de los mismos objetos, 2).- diferencias en el nivel del continuo adoptado, y 3).- distintos procesos de reducción de datos.

En la tabla 3 se muestran los espectros desentrañados adoptados para las 9 galaxias restantes (recopilados de distintas fuentes), así como la constante de extinción logarítmica $C(H\beta)$, el ancho equivalente en $H\beta$, $W(H\beta)$ y algunos datos fotométricos. Se indican también las referencias utilizadas.

TABLE 3. Espectros desentrañados y datos fotométricos (2do. grupo de galaxias).

Ion - λ	$\log_{10}(I(\lambda)/I(H\beta)) \text{ cm}^{-1}$							
	MR52 ^a	MR171 ^b	MR213 ^c	MR338 ^d	MR691 ^e	MR799 ^f	MR782 ^g	N3504 ^h
(U111)								
$\lambda\lambda 3726-3729$	0.46	0.41	----	0.36	----	----	0.46	0.38
H γ $\lambda 4340$	-0.35	-0.35	----	-0.41	----	----	-0.24	----
(O111) $\lambda 4363$	----	-1.86	----	-1.89	----	----	----	----
He I $\lambda 4477$	----	----	----	-1.57	----	----	----	----
He II $\lambda 4686$	-0.65	-1.30	----	-1.77	----	----	-1.10	----
H β $\lambda 4861$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
(O111) $\lambda 4959$	} -0.06	-0.37	} 0.66	-0.23	} -0.35	----	-0.41	} -0.19
(O111) $\lambda 5007$		0.11		0.21		----	-0.03	
He I $\lambda 5876$	-0.91	----	----	-0.94	----	----	-0.77	----
(U1) $\lambda 6300$	----	-1.07	----	-1.38	-0.72	----	-0.60	----
(N11) $\lambda 6548$	----	-0.49	----	-0.43	----	----	----	----
H α $\lambda 6563$	0.46	0.46	0.46	0.46	0.46	0.46	0.46	0.46
(N11) $\lambda 6584$	0.12	-0.01	0.10	0.02	0.05	0.10	-0.09	0.32
(S11) $\lambda 6717$	} -0.05	-0.54	----	-0.57	} -0.28	} -0.14	} -0.02	----
(S11) $\lambda 6731$		-0.67	----	-0.56				----
$C(H\beta)$	0.54	0.82	1.25	0.75	1.08	1.28	0.50	0.83
$W(H\beta)$ (Å)	20 ^A	36 ^B	6 ^C	30 ^D	10 ^E	----	13 ^F	7 ^G

continuación de la tabla 3.

Color	MK52	MK171	MK213	MK538	MK691	MK799	N2762	N3504
V_O^E	13.50	11.89	12.76	12.69	12.79	----	----	----
$(E - V)^E$	0.63	0.56	0.62	0.49	0.42	----	0.54 ^H	0.61 ^H
$(U - E)^E$	-0.18	-0.34	-0.05	-0.44	-0.27	----	-0.16 ^H	-0.11 ^H
J^I	12.41	----	11.75	11.90	13.12	11.55 ^C	12.13	10.73
$(J - H)^I$	0.68	0.64	0.75	0.70	0.68	0.77 ^C	0.74	0.73
$(H - K)^I$	0.29	0.32	0.33	0.32	0.29	0.39 ^C	0.38	0.38

3. - La incertidumbre típica de las intensidades reportadas es $\sim \pm 0.15$.

- a. - Obtenido usando Balzano (1983); Kachikian y Weedman (1971); y Neugebauer et al. (1976).
- b. - Obtenido usando Allion et al. (1978); Augarde y Lequeux (1985); French (1980); Gehrz et al. (1983); y Dahari (1985).
- c. - Extraído de Balzano (1983).
- d. - Obtenido empleando French (1980); y Balzano (1983).
- e. - Recabado usando Balzano (1983); Dahari (1985); Demisyuk et al. (1976); y Huchra (1977).
- f. - Derivado utilizando Balzano (1983); Demisyuk y Lipovetskii (1983); y Petrosian et al. (1980).
- g. - Obtenido usando Sakka et al. (1979); y Balzano (1983).
- h. - Extraído de Alloin y Andriolat (1979); Balzano (1983); y Sargent (1972).
- A. - De Arakelian (1976).
- B. - De Huchra (1977); Arakelian (1976); Alloin et al. (1978); y de French (1980).
- C. - De Arakelian et al. (1971).
- D. - De French (1980).
- E. - De Huchra (1977).
- F. - De Sakka et al. (1979).
- G. - De Alloin y Andriolat (1979).
- H. - Del Second Reference Catalog of Bright Galaxies por de Vaucouleurs et al. (1976) "escalado" a Huchra (1977).
- I. - De Balzano y Weedman (1981).

Para confirmar la naturaleza de la fuente de excitación en los objetos estudiados, se ubicó su posición en el diagrama $\lambda 5007/H\beta$ vs $\lambda 6584/H\alpha$ reportado por Veilleux y Osterbrock (1987) y que se muestra en la figura 1, comprobando que la fuente principal de excitación es debida a un continuo estelar. Veilleux y Osterbrock revisan y extienden el método de clasificación de objetos extragalácticos basado en cocientes de líneas de emisión prominentes ($H\alpha/H\beta$, $H\gamma/H\beta$ y $H\delta/H\beta$) presentado por Verón (1981) y por Baldwin et al. (1981). Para ello emplean un conjunto de datos internamente consistentes y comparan sus diagramas de diagnóstico con modelos recientes de fotoionización.

por espectros de ley de potencias y de estrellas calientes, encontrando buen soporte observacional para los modelos.

Como un criterio de clasificación se tiene que los cocientes de líneas $\log([O III]\lambda 5007/H\beta)$ y $\log([N II]\lambda 6584/H\alpha)$ en galaxias H II están en el intervalo $(-1.0$ a $1.0)$ y $(-0.2$ a $+1.3)$ respectivamente (Verón 1981).

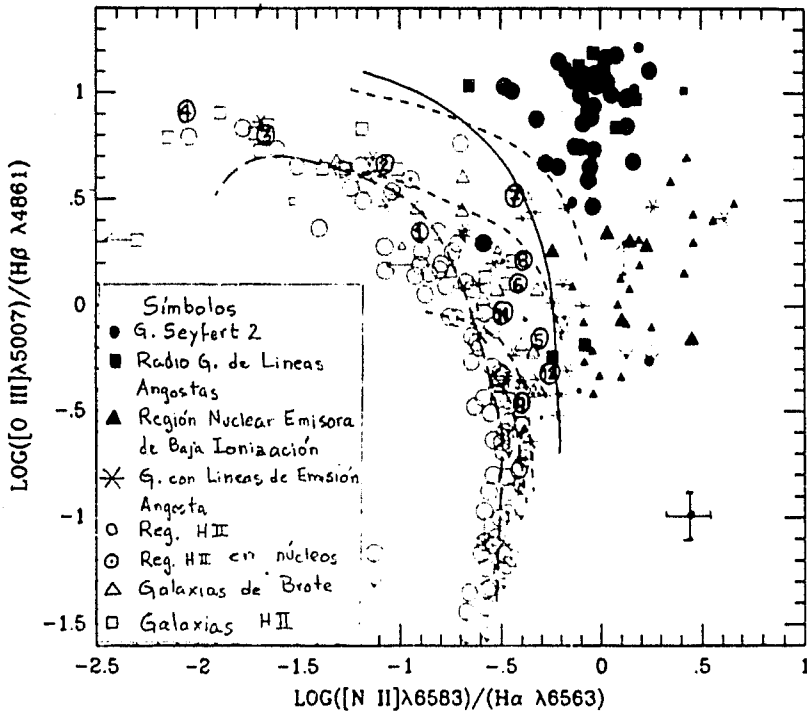


FIGURE 2.- Gráfica de los cocientes desnormalizados $\log([O III] \lambda 5007/H\beta)$ vs $\log([N II] \lambda 6584/H\alpha)$ para objetos extragalácticos. Las 4 líneas a trazos cortos son los modelos de regiones H II de Evans y Dopita (1985) para $T_e \cdot 10^3 = 56, 45, 38.5$ y 37 de arriba a abajo respectivamente. La curva a trazos largos representa los modelos de regiones H II de McCall et al. (1985). La línea continua divide los Núcleos Activos de Galaxias (AGN) de los objetos tipo región H II (tomada de Veilleux y Osterbrock (1987). Se indica también la posición de las galaxias estudiadas en este trabajo. - 1 = Mk33; 2 = Mk35; 3 = Mk59; 4 = Mk71; 5 = Mk52; 6 = Mk171; 7 = Mk213; 8 = Mk538; 9 = Mk691; 10 = Mk799 (no se indica); 11 = N2782; y 12 = N3504. La cruz representa la incertidumbre típica de los cocientes.

3.- TEMPERATURAS Y DENSIDADES ELECTRONICAS.

La temperatura electrónica de una nebulosa gaseosa puede determinarse directamente a partir de la medición del cociente de las intensidades de dos líneas de emisión producidas por un mismo ión y correspondientes a dos niveles cuánticos con una diferencia de energía de excitación considerable. Es posible obtener información adicional sobre la temperatura utilizando observaciones del continuo en radio.

La densidad electrónica puede estimarse usando el cociente de la intensidad de un par de líneas emitidas por un mismo ión procedentes de dos niveles cuánticos con energía de excitación similar pero con una probabilidad de transición radiativa y tasa de desexcitación colisional diferentes, de modo que las poblaciones relativas de estos dos niveles y por lo tanto, las intensidades de las líneas emitidas correspondientes, dependen de la densidad de partículas.

Una vez conocidas la temperatura y densidad electrónicas de la nebulosa, puede derivarse información acerca de la abundancia de iones presentes en ésta, a partir de las intensidades observadas de líneas emitidas por estos iones y, conociendo las abundancias iónicas pueden estimarse las abundancias de elementos presentes en la nebulosa.

También es posible obtener información sobre propiedades integradas de las nebulosas comparando predicciones basadas en modelos teóricos con las propiedades observadas.

En este capítulo se presentan diferentes métodos teóricos y semiempíricos para determinar temperaturas, densidades y, algunas abundancias iónicas y de elementos.

3.1.- TEMPERATURA ELECTRONICA; METODO DIRECTO.

Dentro de los iones favorables para determinar la temperatura electrónica (T_e) se encuentran O^{++} y N^+ que presentan una estructura de subniveles de su estado base adecuada para esta estimación. Las longitudes de ondas involucradas para el oxígeno son: $I(III)$ $\lambda\lambda 4363$ y $\lambda\lambda 4959, 5007$; y para el nitrógeno: $II(III)$ $\lambda\lambda 755$ y $\lambda\lambda 6548, 6584$. Como los espectros de las 12 nebulosas estudiadas no presentan la línea $II(III)$ $\lambda\lambda 755$, la estimación de T_e por este método se limitará al uso del ión O^{++} . La temperatura derivada de esta manera, corresponde a la temperatura presente en la región donde el oxígeno está dos veces

ionizado (zona de alta excitación), sin embargo es de esperar que la temperatura no sea homogénea sobre toda la nebulosa, como no se cuenta con otros indicadores. Para estimar la temperatura, en primera aproximación se considerará que la temperatura derivada a través de las líneas de O^{++} es representativa de la temperatura promedio sobre toda la nebulosa.

Peimbert y Costero (1969) desarrollaron un método para estimar las posibles fluctuaciones en la temperatura. Concluyen que este efecto es importante en la determinación de las abundancias químicas, en el sentido de subestimar las abundancias de metales hasta en un factor 3 si no se toma en cuenta este efecto, o de sobreestimar la abundancia de helio hasta en un 10%.

El método se aplicará sólo a las 5 galaxias que presentan la línea $(O^{++}) \lambda 4363$, que son: NGC 35, NGC 59, NGC 71, NGC 171 y NGC 538.

Considerando que la densidad electrónica (n_e) es pequeña ($\leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$), es decir despreciando la desexcitación colisional, y conociendo las probabilidades de transición radiativa así como los parámetros atómicos de "fuerza de colisión" para los subniveles correspondientes del ión O^{++} , es posible derivar una expresión teórica para el cociente de las intensidades $I(\lambda 4763) + I(\lambda 4441) / I(\lambda 363)$, en función de la temperatura electrónica (Hiler 1964):

$$\frac{I(\lambda 4763) + I(\lambda 4441)}{I(\lambda 363)} \cong A_{31} \left[\frac{1 + 0.00033x}{1 + 0.0433x} \right] 10^{1.432/T} \quad (2)$$

con $x = 10^{-2} n_e T_e^{-1/2}$ y $T_e = 10^{-4} T$.

La figura 3 muestra la relación anterior para densidades electrónicas en el intervalo $n_e = (10, 10^4) \text{ cm}^{-3}$.

Este método no depende de la distancia a la nebulosa, de la abundancia de O^{++} presente en ésta, ni del enrojecimiento. La mayor incertidumbre en la determinación de T_e a través de la ec. 1 se debe a que la línea $\lambda 363$ es muy débil y por lo tanto resulta muy imprecisa su medición.

Las temperaturas electrónicas obtenidas mediante este método para las 5 galaxias mencionadas anteriormente se muestran en la columna 5 de la tabla 4.

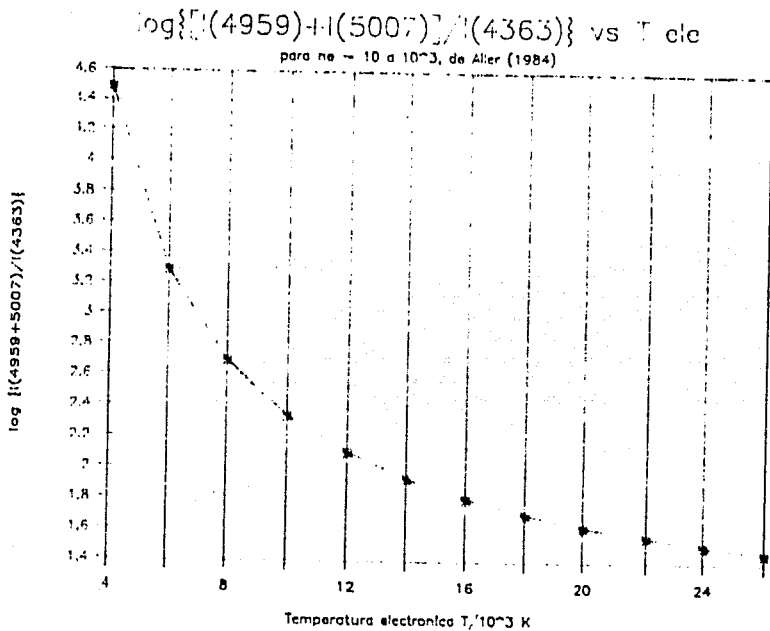


Figura 3.- Cociente de las intensidades de (OIII) $\langle I(4959) + I(5007) \rangle / I(4363)$ como función de la temperatura electrónica, n_e para densidades electrónicas en el intervalo $(10, 10^3) \text{ cm}^{-3}$, (ec. 1), tomada de Aller (1984).

3.2.- TEMPERATURA ELECTRONICA; METODOS INDIRECTOS.

Existen varios métodos indirectos reportados en la literatura para calcular temperaturas electrónicas. Estos surgen debido a la necesidad de conocer dichas temperaturas -indispensables en el cálculo de composiciones químicas- aun para los objetos en los que no se tiene la línea $\text{OIII} \lambda 4363$ (ó las correspondientes líneas del NIII), cual es el caso de los sistemas de baja excitación a bajas temperaturas electrónicas. A continuación se presentan algunos de estos métodos y su aplicación.

Allison et al. (1977) presentan una relación semiempírica del cociente de las líneas $\text{OIII} / \text{NIII}$ como función de la temperatura electrónica, obtenida a partir de un conjunto de regiones H II galácticas, extragalácticas y galaxias irregulares. En la figura 4 se muestra dicha gráfica.

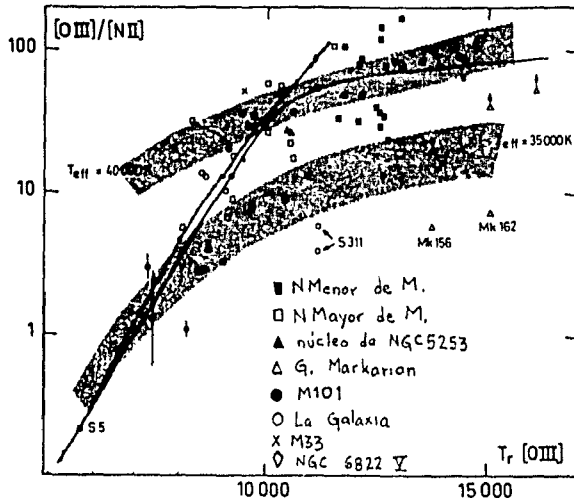


Figura 4. - Diagrama $\log([OIII]/[NII])$ vs $T_e([OIII])$ para regiones H II galácticas y extragalácticas. La curva continua es la aproximación adoptada para interpolar las temperaturas. Las bandas corresponden a los modelos de Stasinska (1978a). Tomada de Alloin et al. (1979). La línea punteada corresponde a los modelos de Dopita y Evans (1986).

Pagel et al. (1979) dan una calibración entre la temperatura electrónica promedio $\langle T_e \rangle$ y el parámetro $([OII] + [OIII])/H\beta$ también para regiones H II extragalácticas, basada en datos empíricos y modelos teóricos. Esta calibración es consistente con la recopilación de regiones H II extragalácticas y galaxias irregulares presentada por Stasinska (1980) y se muestra en la figura 5.

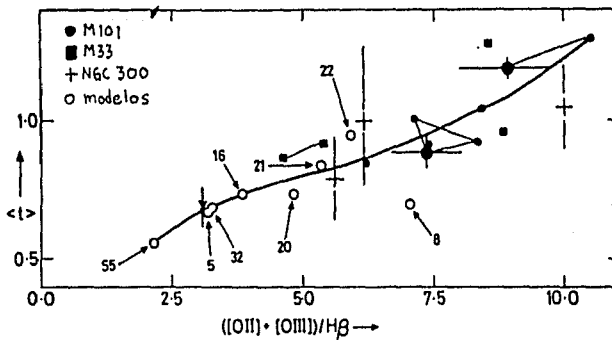
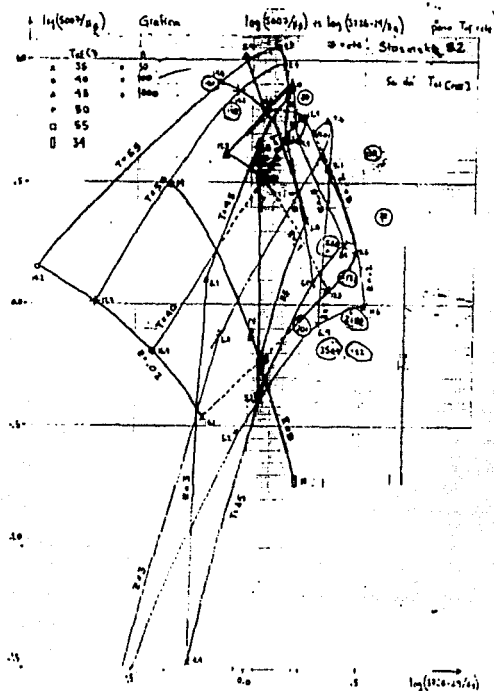


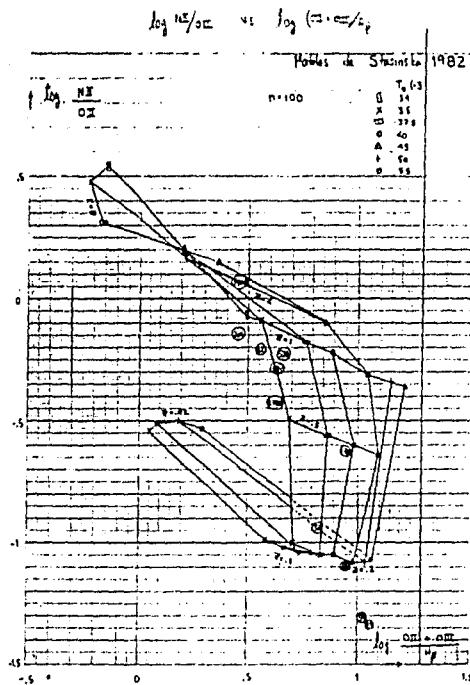
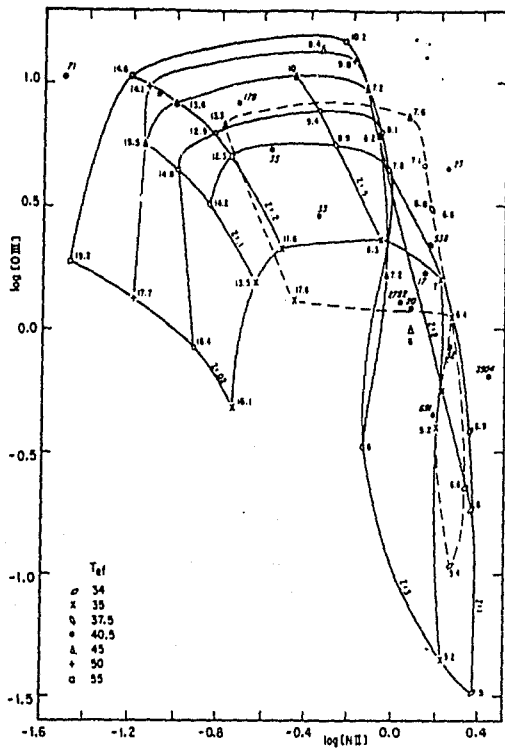
Figura 5. - Temperatura electrónica promedio $\langle T_e \rangle \times 10^{-4}$ K., graficada contra el parámetro $([OII] + [OIII])/H\beta$. Línea continua: aproximación teórica adoptada (tomado de Pagel et al. 1979).

Stasinska (1981) presenta una red de modelos que calculan el espectro de una región H II, dada la temperatura efectiva de la estrella ionizante ($10^4 \leq T_e \leq 10^5$), la metalicidad del medio ($0.02 \leq Z/Z_\odot \leq 3$, con Z_\odot = abundancias cósmicas o solares por masa = 0.017, Allen 1970) y la densidad ($10 \leq n_e / \text{cm}^{-3} \leq 10^3$). Calcula también la temperatura electrónica en cada punto de su red de modelos.

Estos modelos permiten construir gráficas de diagnóstico que pueden emplearse, en conjunto, para estimar la temperatura efectiva (T_e), la metalicidad (Z) y la temperatura electrónica promedios de un objeto problema del que se conozcan ciertas líneas espectrales. En la sección 4.2.B. se usarán estos modelos y se comentarán con mayor detalle.

Las figuras 6a, b, y c se muestran la relación teórica entre los cocientes de líneas $\log(\lambda 5007/H\beta)$ vs $\log(I(OIII)/H\beta)$ (fig. 6a), $\log(I(OIII))$ vs $\log(I(NIII))$ (fig. 6b) y $\log(I(NIII)/I(OIII))$ vs $\log(I(OIII) + I(OIII))$ (fig. 6c) para metalicidad, temperatura efectiva y densidad constantes en regiones H II, derivados a partir de estos modelos. La red más completa es para $n = 100 \text{ cm}^{-3}$, pero se muestran algunos puntos para $n = 10$ y $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$.





Figuras 6a, b, c: Relación teórica entre metalicidad y temperatura efectiva a densidad constante para regiones H II
 fig. 6a: en el plano $\log(5007/H\beta)$ vs $\log(OIII)$;
 fig. 6.b: en el plano $\log(OIII)$ vs $\log(NIII)$;
 fig. 6c: en el plano $\log(NIII/OIII)$ vs $\log(OIII/OIII)$;
 derivadas a partir de los modelos de Stasinska (1982). En las figs. 6a y b se indica la temperatura electrónica ($T_e(OIII)$) correspondiente a cada punto de la red. Cuando es posible se muestra la posición ocupada por los objetos estudiados en este trabajo.

Rubin (1985) también presenta un extensa red de modelos que tienen un acuerdo cualitativo con los modelos de Stasinska, aunque sugieren en general menores grados de ionización.

Evans y Dopita (1985) y, Dopita y Evans (1986) calculan una red de modelos de fotoionización con condiciones adecuadas para las regiones H II observadas. En la figura 4 se presenta la relación $\log(OIII)/NIII$ vs T_e , que resulta de sus modelos. Se comentará posteriormente este trabajo con mayor detalle.

La tabla 4 reporta las temperaturas electrónicas de la zona O^{++} (es decir $T_e(OIII)$) de las galaxias estudiadas, obtenidas empleando los métodos comentados anteriormente. La columna 2 se obtuvo mediante interpolación de la calibración presentada por Alloin et al. (1979) y, por Dopita y Evans (1986), (fig. 4); la columna 3 se calculó interpolando la relación presentada por Pagel et al. (1979) con apoyo del trabajo de Stasinska (1980), (fig. 5).

En la columna 4 de la tabla 7 se lista el valor de T_e que resultó del uso de las gráficas 6a y b (apoyado también en gráficas de la forma $\log(SII)$ vs $\log(NII)$ y $\log(OIII)/OIII$ vs $\log(NIII)$). Cuando fue necesario se supuso que $\lambda 5007/\lambda 4959 = 2.95$ y $\lambda 6584/\lambda 6548 = 2.94$ (Aller 1984).

En la columna 5 se da la T_e directa derivada a través de la línea $\lambda 4363$ y en la columna 6 se presenta la T_e promedio adoptada para cada galaxia. Como puede verse existe un buen acuerdo entre las distintas determinaciones, estando la dispersión dentro de las incertidumbres consideradas. La mayor desviación se presenta entre las estimaciones directas e indirectas para las galaxias MR 171 y MR 538. Esto puede deberse a las incertidumbres presentes en sus espectros.

La T_e adoptada representa un compromiso entre las distintas determinaciones.

TABLA 4. Temperaturas Electrónicas Adoptadas $T_e \times 10^{-3} K.$

1	2	3	4	5	6
Galaxia	Allion-Popita ^a	Fagel-Stasins80 ^b	Stasins82 ^c	Directa ^d	Adoptada ^e
MK 33	8.3	10.5	9.4	---	9.4
MK 35	9.5	11.7	11.3	9.7	10.1
MK 59	15.0	14.4	13.8	13.0	13.7
MK 71	16.5	14.7	16.5	14.4	15.2
MK 52	6.5	7.0	5.8	---	6.4
MK 171	7.3	7.6	7.1	12.1	9.7
MK 213	7.7	---	7.0	---	7.4
MK 538	7.5	7.3	7.1	10.9	9.1
MK 691	6.0	---	6.4	---	6.2
MK 799	---	---	7.0	---	7.0
N 2782	7.1	7.6	7.2	---	7.3
N 3504	5.7	6.5	6.5	---	6.3

a. - La incertidumbre típica es ± 0.5 .

b. - La incertidumbre es ± 1.0 .

c. - La incertidumbre correspondiente es ± 0.2 . Se ha asumido un comportamiento lineal de T_e entre puntos adyacentes de la red.

d. - La incertidumbre es ± 0.5 .

e. - La incertidumbre asignada es ± 1.0 .

3.3.- DENSIDAD ELECTRONICA.

Los mejores candidatos para la determinación de la densidad electrónica son los iones de O^+ y de S^+ a través del cociente de sus líneas (OIII) $\lambda 3726/\lambda 3729$ y (SIII) $\lambda 6717/\lambda 6731$ respectivamente.

Conociendo las probabilidades de transición radiativa y las tasas de excitación y desexcitación colisional para cada uno de los niveles involucrados, se puede obtener la relación teórica del cociente de dichas intensidades como función de la densidad y temperatura electrónicas (Allier 1984).

De los espectros presentados en las tablas 2 y 3 las únicas líneas útiles para el cálculo de la densidad electrónica son las del azufre (SIII) $\lambda \lambda 6717, 6731$, y sólo son 7 las galaxias para las que se tiene resuelto el doblete, que son: MK 33, MK 35, MK 59, MK 71, MK 171 y MK 538.

Similarmenete como ocurre con T_e , la densidad electrónica derivada

mediante este método corresponde a la densidad presente en la región donde existe S^+ (zona de baja ionización). Aunque la densidad no sea homogénea sobre toda la nebulosa, como no se cuenta con otras indicaciones de densidad, se asumió que la densidad así derivada (n(SII)) es representativa de la densidad promedio sobre toda la nebulosa.

La figura 7 muestra la relación del cociente $C_1(SII) = I(6717)/I(6731)$ como función de la densidad y temperatura electrónica. Se empleó esta gráfica para calcular n_e para las galaxias que se tiene resuelto el doblete del azufre.

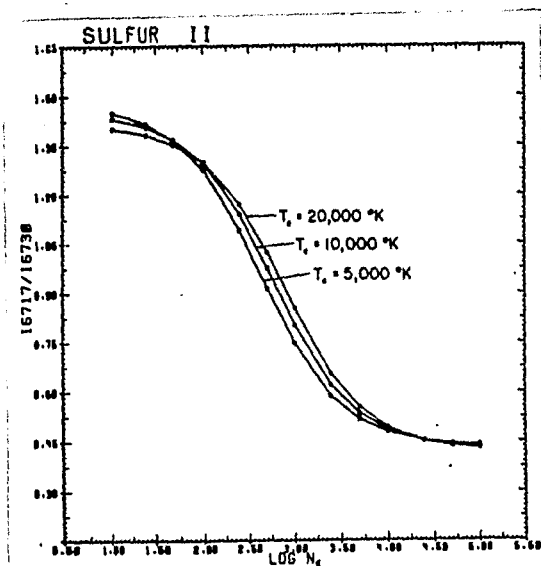


Figura 7.- Relación teórica del cociente de las intensidades $I(SII) = I(6717)/I(6731)$ con la densidad y temperatura electrónica (tomada de Aller 1984).

Mclain (1984) emplea la compilación de datos atómicos de Menendez (1982) para calcular los coeficientes de emisión para un átomo de 3 niveles y reporta las aproximaciones analíticas para calcular la densidad y temperatura electrónicas a partir de los cocientes mencionados anteriormente.

En el caso de las líneas de azufre, para calcular la n_e esta aproximación es:

$$U_1(1511) \approx 1.49 \left[\frac{1 + 3.7\%}{1 + 12.8\%} \right] \quad (3)$$

que puede expresarse como:

$$x \approx \frac{U_1(1511) - 1.49}{5.6176 - 12.8 U_1(1511)} \quad (4)$$

con $x = 10^{-2} n_e I_e^{-1/2}$.

Se utilizó la ec. 4 para calcular n_e usando la U_1 correspondiente reportada en la tabla 4.

En la tabla 5 se presentan las densidades electrónicas para las galaxias que se conoce $U_1(1511)$ obtenidas mediante interpolación sobre la fig. 7 (apoyado sobre el trabajo de Lantó et al. 1980) y empleando la aproximación analítica de McCall (ec. 3).

Tabla 5. Densidades Electrónicas ($n_e \text{ cm}^{-3}$).

Galaxia	$\frac{I(\lambda 6717)}{I(\lambda 6731)}$	Hiler (1984)	McCall (1984)	Adoptada ^a
Mk 33	1.45	~10	30	~15 ^b
Mk 35	1.45	~10	45	~20 ^b
Mk 59	1.00	500	820	800
Mk 71	1.00	~10	---	~10 ^b
Mk 171	1.35	50	130	90
Mk 338	0.98	440	800	750

a.- La incertidumbre típica correspondiente es $\sim \pm 10\%$.

b.- El valor de C_1 es muy alto, correspondiendo al límite de baja densidad. Considerando la posible incertidumbre en las intensidades reportadas, la n_e puede subir hasta $\sim 200 \text{ cm}^{-3}$ para Mk 33 y Mk 35.

4.- METALICIDADES Y TEMPERATURAS EFECTIVAS PROMEDIO.

El conocimiento de la composición química en diversos sistemas estelares es un elemento muy importante en las teorías de evolución de galaxias, pues permite construir escenarios acerca de cómo se forman los elementos en los diferentes estados evolutivos de estos sistemas, permitiendo el estudio de su evolución química.

Para realizar esta determinación en regiones H II, es necesario conocer las intensidades de ciertas líneas espectrales procedentes de la zona nebulosa. Desafortunadamente, estas intensidades pueden estar alteradas por el espectro de estrellas asociadas a la región, así como

Por la presencia de polvo que puede contribuir fuertemente al continuo observado. Otro problema que surge es la determinación de la ley de extinción que puede variar entre diferentes galaxias.

Los modelos teóricos asumen ciertas hipótesis (p. ej. homogeneidad, independencia temporal o la proporción de elementos como Si, S y O en particular raras), que resultan en una gran imprecisión de los resultados obtenidos.

En esta sección se calculan las abundancias de oxígeno y nitrógeno a partir de la temperatura y densidad electrónicas determinadas en las secciones anteriores así como de las intensidades de ciertas líneas espectrales. Para ello se emplean diversos métodos empíricos, semiempíricos y teóricos que se describen a continuación.

4.1.- ABUNDANCIA DE ELEMENTOS: METODO DIRECTO.

A.- CONCENTRACIONES IONICAS.

Se llama concentraciones iónicas, $N(N^{+m})/N(H^+)$, a la fracción de un elemento dado X presente en el estado de ionización $+m$, respecto a la abundancia de H^+ , $N(H^+)$.

Con el fin de calcular las concentraciones iónicas de O^+ , O^{2+} y N^+ a partir de sus líneas prohibidas presentes en el espectro óptico (originadas por excitación colisional), es necesario conocer las probabilidades de transición y las secciones transversales de excitación colisional de sus niveles metaestables ó equivalentemente los parámetros atómicos denominados "fuerza de colisión" (Ω) que son de suma importancia en el cálculo de las concentraciones iónicas y cuyo cálculo es muy complicado.

Apartir de las ecuaciones de equilibrio estadístico para líneas excitadas colisionalmente, expresando las tasas netas de excitación colisional y de transiciones radiativas en términos de los parámetros de fuerza de colisión y de desexcitación radiativa espontánea (coeficientes A de Einstein), es posible obtener una expresión sencilla para este balance en el caso de baja densidad ($n_e \sim 10^5$ iones cm^{-3}).

Para estimar las abundancias de O y N, es necesario conocer las fracciones iónicas de O^+ , O^{2+} y N^+ . Considerando que la emisión en H β se origina en el mismo volumen donde existen el O^+ , O^{2+} y N^+ , y que en el régimen de baja densidad la abundancia de un ión dado puede

aproximarse por la abundancia de este ión en su estado base. La concentración iónica de este ión puede expresarse como (Aller 1984):

$$\frac{N(\lambda^{+m})}{N(H^+)} = f(\lambda^{+m}, H, T_e, n_e) \times \frac{I(\lambda, \lambda^{+m})}{I(H\beta)} \quad (5)$$

donde $f(\lambda^{+m}, H, T_e, n_e)$ depende sólo de parámetros atómicos del ión λ^{+m} , del H y, de la temperatura y densidad electrónicas del medio. $I(\lambda, \lambda^{+m})$ es la intensidad de la línea λ del ión λ^{+m} .

La ec. 5 puede escribirse como:

$$\log \left[\frac{N(\lambda^{+m})}{N(H^+)} \right] = \log \left[f_{\lambda^{+m}} \log T_e \log n_e \right] + \log \left[\frac{I(\lambda, \lambda^{+m})}{I(H\beta)} \right] \quad (6)$$

con $x = n_e T_e \log T_e \log n_e \cdot 10^{-2}$.

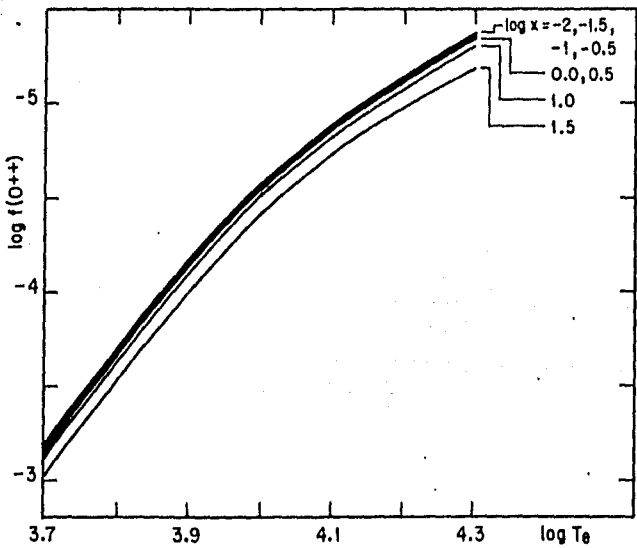
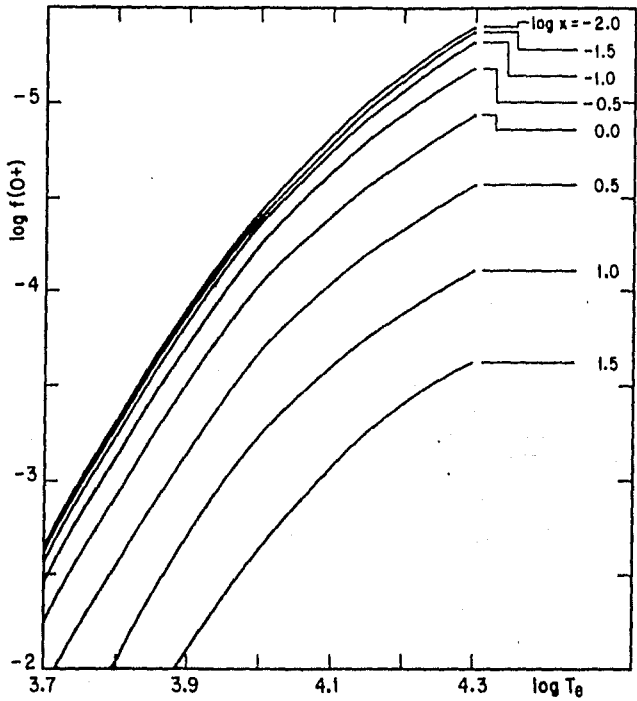
La forma explícita de la función $f_{\lambda^{+m}}$ para los iones O^+ , O^{2+} y N^+ como función de $(\log T_e, \log n_e)$ se derivó a partir del trabajo de Aller (1984) y se muestra gráficamente en las figuras 8a, b y c.

Se calcularon las concentraciones iónicas de O^+ , O^{2+} y N^+ para el conjunto de galaxias estudiadas usando la fig. 8 junto con los valores de T_e y n_e adoptados en la sección 3 (se tomó $n_e = 300 \text{ cm}^{-3}$ para las galaxias que no se tiene el doblete del azufre S_2). Los resultados obtenidos y sus incertidumbres se muestran en la tabla 6.

Las incertidumbres son $\sim 30\%$ para las galaxias que se tiene la línea de $\lambda 4302 \text{ \AA}$ $\sim 65\%$ para las galaxias que no se tiene esta línea. Se deben principalmente de la incertidumbre de la temperatura electrónica y de las intensidades de las líneas involucradas.

Se comprobó la confiabilidad del método utilizado, aplicándolo a un conjunto de 16 galaxias estudiadas por French (1986) -quien emplea un método similar al descrito en este trabajo- encontrando un acuerdo satisfactorio.

Existe menor incertidumbre en la determinación de las concentraciones iónicas a partir de líneas IR, por lo cual éstas son cada vez más importantes, desafortunadamente en este trabajo no se cuenta con tal información.



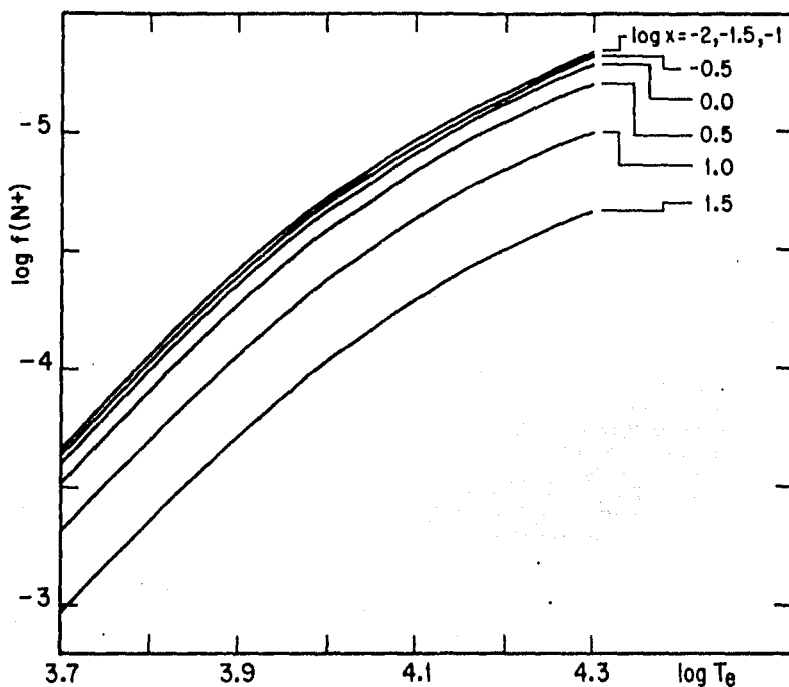


Figura 85. D y C. - Parámetros $\log f(O^+)$, $\log f(O^{++})$ y $\log f(N^+)$ versus $\log(T_e)$, para $\log x =$ cte, respectivamente.

Los datos involucrados se tomaron de Aller (1984).

TABLA 6. Concentraciones iónicas resultantes.

GALAXIA	$\frac{N(O^+)}{N(H^+)} \times 10^4$ ^a	$\frac{N(O^{2+})}{N(H^+)} \times 10^4$ ^b	$\frac{N(N^+)}{N(H^+)} \times 10^{6c}$
MK 33	2.04	1.02	7.76
MK 35 [*]	1.30	1.41	3.98
MK 59 [*]	2.14	0.91	0.54
MK 71 [*]	0.004	1.00	0.17
MK 82	13.2	1.51	107
MK 171 [*]	1.12	0.50	20.0
MK 213	---	4.17	61.7
MK 538 [*]	1.35	0.85	26.9
MK 691	---	0.95	107
MK 799	---	---	74.1
N 2782	6.46	1.38	43.7
N 3504	11.7	1.26	182

- a.- La incertidumbre promedio es $\sim \begin{matrix} -25 \\ +35 \end{matrix} \%$ para las galaxias marcadas con * (se tiene 4369) y $\sim \begin{matrix} -55 \\ +100 \end{matrix} \%$ para el resto.
- b.- La incertidumbre promedio es $\sim \begin{matrix} -20 \\ +35 \end{matrix} \%$ para las galaxias marcadas con * y $\sim \begin{matrix} -50 \\ +80 \end{matrix} \%$ para las demás.
- c.- La incertidumbre promedio es $\sim \begin{matrix} -20 \\ +25 \end{matrix} \%$ para las galaxias marcadas con * y $\sim \begin{matrix} -45 \\ +65 \end{matrix} \%$ para las restantes.

B.- ABUNDANCIAS DE ELEMENTOS.

Una vez que se tienen las concentraciones iónicas respecto del hidrógeno $N(X^i)/N(H^+)$, para calcular las abundancias totales $N(X)/N(H)$, deben estimarse los 'factores de corrección por ionización' (FCI) tales que $N(X) = N(X^i) \times FCI(X^i)$. Estos factores de corrección son necesarios para incluir en las abundancias totales los estados de ionización de elementos que no son observados. Los FCI pueden estimarse mediante fórmulas empíricas aproximadas o a través de modelos teóricos.

En el primer caso, para los elementos que se estudian aquí (O y N) se tienen las siguientes aproximaciones (Allen 1984):

$$\frac{N(O)}{N(H)} \approx \frac{N(O^+) + N(O^{2+})}{N(H^+)} \times \frac{N(He)}{N(He^+)} \quad (7)$$

$$\frac{N(N)}{N(H)} \approx \frac{N(N^+)}{N(H^+)} \times \frac{N(O)}{N(O^+)} \quad (8)$$

En el caso del oxígeno, dado que el potencial de ionización de O^{3+} y de He^+ son muy similares (~ 54.93 y 54.42 eV, Allen 1973), la ausencia de He^{2+} en la región H II, implica una carencia de O^{3+} . Por otro lado, aunque existe cierta cantidad de oxígeno neutro -como lo evidencia la presencia de la línea (III) $\lambda 8446$ - puede considerarse que la misma proporción de hidrógeno se encuentra en estado neutro, dado que los potenciales de ionización del O^0 y H^0 son también muy parecidos (~ 13.62 y 13.60 eV, Allen 1973) y que hay transferencia de carga.

El factor $N(He)/N(He^+)$ en el lado izquierdo de la ec. 5 sirve para compensar la omisión de $N(O^{3+})$ en $N(O)$. Con el fin de estimar qué tan importante puede ser este factor se calculó aproximadamente para M33, que es la única galaxia que presenta las 2 líneas involucradas en su estimación: He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda 4686$.

Para calcular las concentraciones iónicas del helio $N(He^+)$ y $N(He^{2+})$ se utilizó un método similar al empleado para calcular las abundancias iónicas de oxígeno y nitrógeno (Allen 1984) descrito

anteriormente.

Para Mk 538 se encontró que:

$$\frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} \approx 5.604 \times 10^{-2} \begin{matrix} -20\% \\ +25\% \end{matrix} \quad \text{y} \quad \frac{N(\text{He}^{2+})}{N(\text{H}^+)} \approx 1.422 \times 10^{-3} \begin{matrix} -20\% \\ +25\% \end{matrix}$$

Aproximando $\frac{N(\text{He})}{N(\text{He}^+)} \approx \frac{N(\text{He}^+) + N(\text{He}^{2+})}{N(\text{He}^+)} = 1.025 \begin{matrix} -20\% \\ +25\% \end{matrix}$, se tiene que

el FCI(O) está en el intervalo (~ 1 a 1.28), de modo que la consideración de $\text{N}(\text{O}^{3+})$ podría aumentar $\text{N}(\text{O})$ hasta $\sim 30\%$, sin embargo el valor más probable sólo lo alterará $\sim 3\%$ y por lo tanto se considerará $\text{FCI}(\text{O}) \approx 1$.

En el caso del nitrógeno se aproximó el FCI(N) por:

$$\text{FCI}(\text{N}) = \frac{N(\text{O})}{N(\text{O}^+)} = \frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{2+})}{N(\text{O}^+)}$$

Las abundancias totales de calculadas de O y N se muestran en la tabla 7. La gran incertidumbre obtenida es reflejo de la imprecisión en la determinación de la f , y de las intensidades de las líneas.

TABLA 7. Abundancias de O y de N. Método Directo.

GALAXIA	$\frac{N(\text{O})}{N(\text{H})} \times 10^4$ ^a	$\frac{N(\text{N})}{N(\text{H})} \times 10^6$ ^a	$\frac{N(\text{O})/N(\text{H})}{(N(\text{O})/N(\text{H}))_0}$ ^b	$\frac{N(\text{N})/N(\text{H})}{(N(\text{N})/N(\text{H}))_0}$ ^c
Mk 33	3.06	23.7	0.70	0.50
Mk 35*	2.75	11.0	0.60	0.25
Mk 59*	3.05	1.65	0.65 (0.30)	0.05
Mk 71*	1.05	0.17	0.20	0.005
Mk 52	14.7	1570	3.0 (1.10)	32
Mk 171 ^k	1.62	32.4	0.35 (0.53)	0.70
Mk 213	24.17	2257	0.95	25.4
Mk 538*	2.40	64.5	0.55 (0.52)	1.3
Mk 691	>0.95	>101	>0.25	>2.1
Mk 799	----	>74.1	----	>1.5
N 2752	7.85	643	1.8	7.2
N 3504	13.0	2370	2.9	49

a.- La incertidumbre es $\sim \begin{matrix} -25\% \\ +30\% \end{matrix}$ para las galaxias que se tiene 4363, marcadas con * y $\sim \begin{matrix} -65\% \\ +120\% \end{matrix}$ para las demás.

b.- Con $(\text{N}(\text{O})/\text{N}(\text{H}))_0 = 4.467 \times 10^{-4}$, O.- denotas las abundancias⁰⁰ cósmicas consideradas aquí igual a las de Orión, de Peimbert et al. (1986). El valor en paréntesis es el calculado por otros autores: para Mk 59, Neugebauer et al. (1976); para Mk 52, Alloin et al. (1979); para Mk 171 y Mk 538, French (1980).

c. - Con $(N(N)/N(H))O = 47.86 \times 10^{-6}$, de Peimbert et al. (1980).

4.2.- ABUNDANCIA DE ELEMENTOS; METODOS INDIRECTOS.

En esta sección se presentan algunos métodos semiempíricos y teóricos útiles para la estimación de la metalicidad y/o de la abundancia de oxígeno, los cuales son particularmente útiles en los casos donde no se tiene una buena estimación de la temperatura electrónica (principalmente) y de la densidad electrónica.

A.- DETERMINACIONES SEMIEMPIRICAS.

Edmunds y Pagel (1984) revisan ciertas calibraciones semiempíricas presentadas por Pagel et al. (1979 y 1980) entre la abundancia de oxígeno y parámetros espectrales como $(OII)+(OIII)/H\beta$, $(OIII)5007 / (NII)$ y $(OIII) / H\beta$, las cuales se apoyan en datos empíricos y en modelos teóricos. El parámetro $(OII)+(OIII) / H\beta$ es importante dado que es poco sensible a variaciones geométricas y en el grado de ionización. Comparan estas relaciones con resultados observacionales reportados en la literatura y confirman su calibración para $12 + \log(O/H) \leq 9.1$.

La figura 9a, b y c muestra las calibraciones reportadas por Pagel et al. (1980) entre la abundancia de oxígeno y los los parámetros $\log(OIII) / H\beta$, $\log(OIII)5007 / (NII)6584$ y $\log((OII) + (OIII)) / H\beta$; respectivamente, así mismo se muestra la desviación adoptada por Edmunds y Pagel (1984) para altas abundancias.

Viallefond et al. (1982) muestran una anticorrelación entre la entre el cociente de polvo a gas: X_{prg} (que es proporcional O/H (para $(O/H) \leq (O/H)O$) y la excitación óptica $(OIII)/H\beta$ para 9 regiones H II extragalácticas, basada en datos ópticos y de radio.

Esta relación puede corresponder a una dependencia de la FIM con la metalicidad o simplemente manifestar la relación entre la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes y la metalicidad.

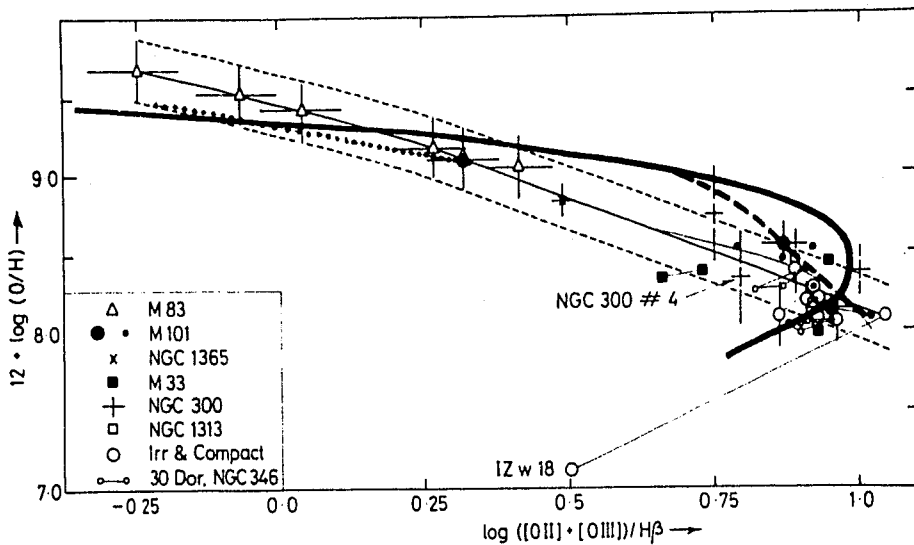
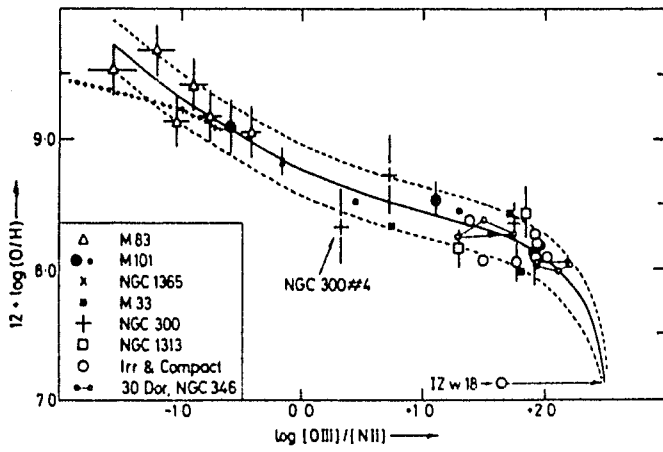
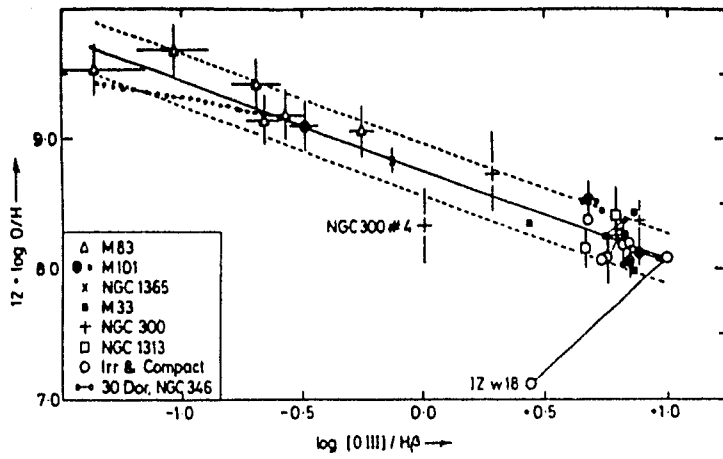


Figura 10. B y C.- Calibración empírica entre la abundancia de oxígeno $12 + \log(O/H)$ y los parámetros: a.- $\log(OIII/H\beta)$, b.- $\log(OIII5007/(NIII6584))$ y c.- $\log(OIII+OIII)/H\beta$. Las líneas a trazos corresponden a desviaciones de ± 0.2 dex de la relación adoptada (línea continua). El objeto IZw 18 = Mk 116 es excepcional por su baja metalicidad. Tomada de Pagel et al. (1980). La línea punteada muestra la desviación adoptada por Edmunds y Pagel (1984) para altas abundancias. En la fig. 9c, la línea continua gruesa muestra la calibración derivada por el modelo teórico de McCall et al. (1985) y la línea gruesa a trazos la calibración adoptada por McCall et al. (1985).

Lunth y Joubert (1985) trabajaron en la observación de Lunth y Bengert (1983) realizaron 40 espectros de galaxias espirales con líneas de emisión y encuentran como indicio de que el número de estrellas W_{KH} es mayor en regiones de mayor metalicidad.

Las observaciones que usen con bastante homogeneidad pues se realizaron con el mismo equipo (telescopio y detector) y se analizaron con el mismo sistema de reducción de datos.

Para determinar las abundancias de oxígeno en estas galaxias emplean el método directo descrito anteriormente para los objetos que presentan la línea $\lambda 4300$, despreciando las posibles contribuciones de O^0 y O^{+2} . En los objetos que no presentan $\lambda 4300$ usan el método de Hinton et al. (1978) para estimar $12 + \log(O/H)$ y la calibración de Pagel et al. (1979) para estimar abundancias $12 + \log(O/H)$ independientemente de un factor α a 0.1 .

La figura 10 muestra el diagrama semiempírico $\log(OIII/(NIII6584))$ versus $12 + \log(O/H)$ para las galaxias estudiadas por Lunth y Joubert (1985). En cada punto se da el valor de las líneas $\lambda 5007/H\beta$ y del cociente $\lambda 3727/\lambda 5007$, que pueden servir como discriminantes cuando se emplee este diagrama para estimar abundancias. Se indican también los objetos en los que se detectó la línea $\lambda 4300$.

La calibración adoptada puede aproximarse bien por la siguiente regresión lineal:

$$\log(OIII/\lambda 6584) = -1.072 \times (12 + \log(O/H)) + 14.136 \quad (7)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0.928$ y un error estándar de $\sigma = 0.1045$.

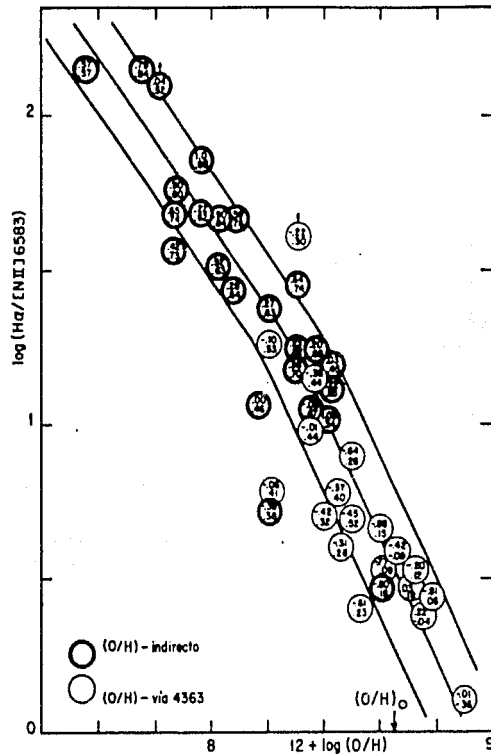


FIGURE 10. - Diagrama semiempírico $\log(H\alpha/[NII]6583)$ vs $12 + \log(O/H)$ para el conjunto de Galaxias Azules Compactas estudiado por Kunth y Joubert (1985). En cada punto se indica el valor del cociente $\lambda 9727/\lambda 5007$ y de la línea $\lambda 5007/H\beta$. Se señalan también los objetos para los cuales la estimación de (O/H) se hizo a través de la línea $\lambda 4363$.

En cuanto a los datos fotométricos, se intentó establecer una calibración precisa de los colores $(U - V)$ y $(U - V)_{00}$ con la abundancia de oxígeno en galaxias irregulares. Para ello se recopiló de la literatura el mayor número de valores para estos parámetros. Las relaciones encontradas son:

$$(U - V) \approx 0.287 \times \log_{10}(O/H) / 4.46 \times 10^{-4} + 0.998 \quad (1)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0.647$ y un error estándar $E = 0.145$ (similar a 12 reportes por Thuan 1983 para relaciones colores compactas) y:

$$(U - V)_{00} \approx 0.467 \times \log_{10}(O/H) / 4.46 \times 10^{-4} + 0.105 \quad (2)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0.616$ y un error estándar $E = 0.214$ (según los datos de Kunth y Joubert 1985).

Dada la alta dispersión de las relaciones reportadas, se concluye que los colores $O - H$ y $H\beta - H\gamma$ no son buenos indicadores de abundancia. Por lo cual estas relaciones deben considerarse sólo como indicativas en algunos casos o para corroborar la posición de un objeto con colores y abundancias conocidos.

B.- MODELOS TEORICOS.

Stasinska (1978a, b) construyó modelos de nebulas H II libres de polvo, en los que se resuelven las ecuaciones de transporte radiativo de equilibrio de ionización y de balance térmico para calcular las estructuras de ionización y de temperatura de una nebulosa fotoionizada por una estrella caliente, para diferentes composiciones químicas, diferentes estrellas excitadoras y densidades nebulares.

Las principales fuentes de error son: la atmósfera estelar adoptada, las reacciones de intercambio de carga, la contribución de elementos pesados al balance térmico y la interacción del polvo con el gas y con la radiación. Sin embargo, son apropiados para la comparación con métodos empíricos y ayudan a entender la importancia de los diferentes procesos físicos.

Considera el nitrógeno como una especie de nucleosíntesis secundaria, es decir que el ^{14}N y el ^{15}N del cual se formó estaban ya en la estrella que lo produce y no a diferencia de la producción primaria, proceso de elementos creados en la estrella.

Stasinska (1980) extiende su red de modelos presentada anteriormente y encuentra que las ionizaciones en la densidad presentes en la nebulosa, no alteran sustancialmente la estimación de O , ni tampoco la calidad de las determinaciones de abundancias de O y de N .

Finalmente, Stasinska (1980) extiende los modelos anteriores, incluyendo efectos de transferencia de carga de iones "más altos" así como de recombinación dielectrónica. En la sección 2.1 se usaron algunas prácticas reducidas a partir de estos modelos (IPE, de O y O) que se emplearán para estimar abundancias y temperaturas efectivas promedio.

Se justificó la consideración de producción de nitrógeno secundario adoptada en estos modelos comparando el diagrama $\log(\frac{N}{H})$ vs $\log(\frac{O}{H})$ con la correspondiente

predicción teórica para $I_{\lambda} / I_{\lambda_0} = 1$ ó $I_{\lambda} / I_{\lambda_0} = 2$, considerando en un caso producción primaria ($I_{\lambda} / I_{\lambda_0} \sim I_{\lambda} / I_{\lambda_0}$) y en otro producción secundaria ($I_{\lambda} / I_{\lambda_0} \sim (I_{\lambda} / I_{\lambda_0})^2$). Se encontró que los modelos "primarios" no son capaces de explicar las observaciones para bajas metalicidades, mientras que los modelos "secundarios" reproducen bien la distribución observada. Esta última comparación también sugiere que los modelos sobreestiman las abundancias para bajas metalicidades por un factor aditivo constante de $\sim + 0.15$ en $\log(U/H)$.

Por otro lado, se investigó la constitución nucleogenética del nitrógeno a partir de las abundancias de oxígeno y de nitrógeno derivadas en la sección 4.1.5, y se obtuvo la siguiente regresión lineal:

$$\log(N/H) \approx -0.1666 + 0.78 \times \log(O/H) \quad (1)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0.84$.

Este resultado es indicativo de ~~la abundancia de nitrógeno~~ secundario. ~~esta sobreestimado debido quizá a la incertidumbre en N/H de~~ Sugiere que el N
esta sobreestimado debido quizá a la incertidumbre en N/H de

A partir del trabajo de French (1980), de Hamann et al. (1980) y de los modelos de Starburst (1981), se encontró que en ~~la~~ la ~~consideración~~ consideración de que la abundancia de oxígeno (O/H) es el principal parámetro físico que determina las características del espectro, los modelos ~~sin polvo~~ sin polvo basados en una secuencia de valores $(U/H)_c$ considerando $\alpha = N_c = 1$ ó $\alpha = 2$, con $\epsilon =$ factor de llenado y $I_c =$ tasa total de fusión estelar ionizante, siendo esta relación:

$$(U/H) \approx (0.73 \pm 0.08) \times I_c \quad (2)$$

por número para $(U/H) / (U/H)_c \leq 1.5$.

Nieft et al. (1980) analizan detalladamente un extenso conjunto de regiones H II en galaxias espirales e irregulares, encontrando que las propiedades de estos objetos pueden considerarse como dependientes sólo del parámetro $\log(O/H) + \log(I_c)$ y que la abundancia de oxígeno es el parámetro físico principal que determina las características del espectro. Construyeron modelos ~~sin polvo~~ sin polvo basados en una secuencia de valores $(U/H)_c$ considerando $\alpha = N_c = 1$ ó $\alpha = 2$, con $\epsilon =$ factor de llenado y $I_c =$ tasa total de fusión estelar ionizante.

Calculan una calibración entre el parámetro $\log(O/H) + \log(I_c)$ y la abundancia de oxígeno que se muestra en la fig. 5.7, la cual predice abundancias de oxígeno mayores que las observadas a altas excitaciones, no obstante que su modelo reproduce correctamente la

distribución formada por las regiones H II en los planos $(OIII)_{\lambda} / (OIII)_{\lambda} + (OIII)_{\lambda}$ y $(NIII)_{\lambda} / (OIII)_{\lambda}$ vs $(OIII)_{\lambda} + (OIII)_{\lambda}$. Cada la posible sobreestimación de las abundancias teóricas y la probable subestimación de las abundancias empíricas, modifican su calibración en la zona de alta excitación hacia abundancias menores (fig. 2c).

A muy altas excitaciones hay mayor incertidumbre en la correlación entre $\log((OIII)_{\lambda} + (OIII)_{\lambda})/H\beta$ y $\log(O/H)$ pues existe una transición de los principales enfriadores. A abundancias mayores que la abundancia crítica correspondiente $(O/H)_c \sim 0.2 - 0.5 (O/H)_c$, McCall et al. (1985; Stasinska 1982), el enfriamiento principal es a través de las líneas ópticas del oxígeno, pero al disminuir la abundancia de oxígeno (abajo del valor crítico), disminuye la intensidad de las líneas de oxígeno y el hidrógeno se convierte en el enfriador principal.

Dopita y Evans (1986) calculan modelos teóricos de regiones H II, que permiten construir "diagramas de diagnóstico" útiles para estimar el parámetro de ionización de una nebulosa (definido como $U = (n_H / n_e N_c)^{1/3}$, con n_H = densidad numérica de hidrógeno, s = factor de llenado y N_c = número de fotones ionizantes de H por seg), la temperatura promedio de las estrellas ionizantes y la metalicidad promedio. Encuentran una anticorrelación entre la metalicidad promedio y el parámetro de ionización medio, con lo cual definen una secuencia de valores (U, T_e, n_e) dentro de su red de modelos, la cual da un buen ajuste entre la distribución de los cocientes de líneas de emisión observada con la secuencia teórica.

Dopita y Evans dan una nueva calibración del diagrama de diagnóstico de abundancias de Pagel et al. (1980) y de McCall et al. (1985), que implica abundancias menores que las asignadas por las calibraciones anteriores para metalicidades mayores que $12 + \log(O/H) \sim 8.80$. En la figura 11 se comparan las calibraciones del parámetro $(OIII)_{\lambda} + (OIII)_{\lambda} / H\beta$ y la abundancia de oxígeno $\log(O/H)$ presentadas por Dopita y Evans, por Edmunds y Pagel (1984) y por McCall et al. (1985).

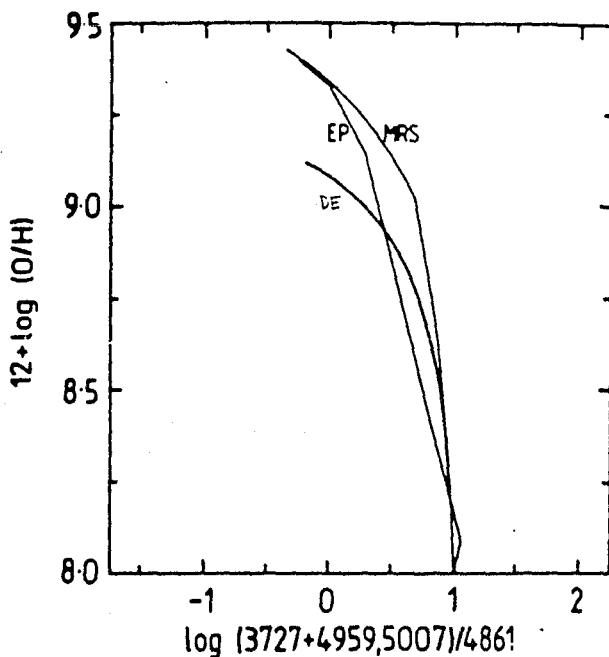


Figura 11.- Calibración teórica entre la abundancia de oxígeno y el indicador de abundancia $((\text{OIII}) + (\text{OIII}))/\text{H}\beta$ derivada por Dopita y Evans (1986, DP). También se muestran las calibraciones previas de Edmunds y Pagel (1984, EP) y de McCall et al. (1985, MRS) (tomada de Dopita y Evans 1986).

4.3.- TEMPERATURAS EFECTIVAS PROMEDIO.

En base a los modelos de Stasinska (1980 y 1982) se encuentra que, dada una abundancia de oxígeno y una densidad, existe una correlación entre la temperatura electrónica T_e y la temperatura efectiva T_e . Esta relación puede emplearse para estimar T_e en los objetos en que se tenga T_e y la abundancia de oxígeno. Este método es incierto dada la poca precisión que se tiene en general sobre la línea $\lambda 4363$, sin embargo es directo e independiente de la estructura real de la nebulosa.

Como ya se mencionó, a partir de los modelos de Stasinska (1982) (figs. 5a, b y c) es posible asignar una temperatura efectiva promedio a los objetos estudiados utilizando sus líneas espectrales.

Otra posible estimación puede obtenerse empleando la calibración entre T_e y Z o entre (OIII) y Z reportada por McCall et al. (1985).

4.4.- APLICACION Y RESULTADOS.

En esta sección se aplica cada uno de los métodos indirectos mencionados anteriormente para determinar la abundancia de oxígeno promedio y la temperatura efectiva promedio de las estrellas estudiadas en este trabajo.

Las abundancias calculadas se presentan en la tabla 8.

La columna 2 muestra las abundancias de oxígeno obtenidas mediante los diagramas semiempíricos de Edmunds y Pagel (1984) (figs. 9a, b y c), apoyadas también en un diagrama (O/H) vs T_e presentado por Alloin et al. (1979). El valor adoptado se obtuvo dando mayor peso a la calibración que involucra (OIII) + (OIII) pues es la que tiene menor dispersión.

La 3a. columna da las abundancias resultantes al aplicar el diagrama semiempírico construido a partir del trabajo de Kunth y Joubert (1985), apoyadas en el trabajo de Viallefond et al. (1982).

En la columna 4 se listan los valores de Z/Z₀ deducidos mediante el empleo de las figs. 6a, b y c (en las que se consideró $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$), correspondientes a los modelos de Stasinska (1982). También se tomaron en cuenta los siguientes diagramas: $\log(SIII)$ vs $\log(NIII)$, $\log(OIII/OIII)$ vs $\log(NIII)$, $\log(OIII/OIII)$ vs $\log(NIII/SIII)$ y $\log(OIII/OIII)$ vs $\log(SIII/OIII)$. Los valores reportados corresponden a los resultados más atendibles en base al diagnóstico de las gráficas utilizadas.

La columna 5 muestra la abundancia de oxígeno derivada en base al parámetro de excitación de Pagel $\log(OIII + OIII/H\beta)$ empleando los modelos de McLaughlin et al. (1985) y los de Dopita y Evans (1986).

En la 6a. columna se presentan las abundancias de oxígeno obtenidas mediante el método directo (sección 4.1.B) y en la columna 7 se muestra el valor finalmente adoptado.

TABLA 8. Comparación de Abundancias de O I en
 UNO/NIH/1/ UNO/NIH/JO obtenidas por distintos métodos
 (UNO/NIH/JO = $4.467 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$).

	1	2	3	4	5	6	7
GALAXIA	FAGELSU ^a	KUNTHSS ^b	STASINSK ^c	DOPITA-McCALL ^d	DIRECTA ^e	ADOPTADA ^f	
MK 33	0.60	0.70		0.50	0.90	0.70	0.70
MK 35*		0.40	0.45		0.50	0.45	0.60/0.50
MK 59*		0.30	0.25		0.25	0.25	0.65/0.50
MK 71*		0.15	0.10		0.20	0.20	0.20/0.20
MK 52	1.60	1.30		1.90	2.20	3.00	2.45
MK 171*		0.65	1.00		1.70	0.35	0.70
MK 213	0.80	0.90		1.50	----	0.95	1.20
MK 533*		0.75	1.00		1.30	1.90	0.55/0.65
MK 691	1.80	1.20		2.40	----	0.20	1.50
MK 799	1.00	1.10		1.10	----	----	1.15
N 2782	1.10	1.00		0.80	2.00	1.80	1.60
N 3504	1.90	1.50		2.00	2.31	2.90	2.55

a.- La incertidumbre es ~ $\begin{matrix} -45\% \\ +90\% \end{matrix}$.

b.- La incertidumbre es ~ $\begin{matrix} -30\% \\ +40\% \end{matrix}$.

c.- La incertidumbre es ~ $\pm 30\%$.

d.- La incertidumbre es ~ $\pm 10\%$.

e.- La incertidumbre es ~ $\begin{matrix} -25\% \\ +30\% \end{matrix}$ para las galaxias marcadas con * y ~ $\begin{matrix} -70\% \\ +120\% \end{matrix}$ para las demás.

f.- La incertidumbre es ~ $\begin{matrix} -40\% \\ +80\% \end{matrix}$. Se ha dado un peso de 0.6, 0.2 y 0.2 a las determinaciones directa, semiempírica y teórica respectivamente.

Como se puede observar, existe en general un acuerdo muy bueno entre las distintas estimaciones, estando las desviaciones dentro de las incertidumbres consideradas. Además, las abundancias relativas entre los distintos objetos calculadas por un mismo método, son similares para todos los métodos.

Este resultado presenta un soporte para las determinaciones indirectas, principalmente dada la poca homogeneidad de los datos espectroscópicos considerados.

En la tabla 9 se presentan las temperaturas efectivas promedio para los objetos aquí estudiados. La columna 2 se obtuvo usando los modelos de Stasińska (1982) (figs. 6a, b y c, y otras gráficas

similares, ver columna 4 de la tabla 8). La columna 3 muestra los resultados derivados a través de la secuencia $I_p - 2$ y $101111 - 2$ calculada por los modelos de McClall et al. (1985) y la 4a. columna se muestran los valores adoptados de I_p .

TABLA 9. Temperaturas Efectivas Promedio $T_e \times 10^{-3}$ K.

1	2	3	4
GALAXIA	STASINSKA ^a	MCCALL et al. ^a	ADOPTADA ^b
MK 33	36.1	40.9	38.5
MK 35	41.1	43.1	42.7
MK 59	49.0	42.4	42.4
MK 71	55.3	45.1	50.2
MK 52	34.1	38.7	36.5
MK 171	34.8	40.7	37.8
MK 213	40.0	40.7	40.4
MK 538	35.2	40.4	37.8
MK 691	35.4	39.1	37.3
MK 799	34.0	40.2	37.1
N 2782	34.5	39.4	36.9
N 3504	35.0	38.5	36.8

a.- La incertidumbre es $\sim \pm 5\%$.

b.- La incertidumbre es $\sim \pm 10\%$. Se ha dado mayor peso a los resultados de Stasinska.

Como puede apreciarse, existe cierta diversidad entre las distintas estimaciones, debidas probablemente a las incertidumbres en los datos y técnicas empleadas. No obstante ambos métodos producen una distribución de I_p similar entre los objetos estudiados.

CAPITULO IV. PENDIENTE Y LIMITE SUPERIOR DE LA FIM

En este capítulo se presenta un análisis detallado en los anchos equivalentes de las líneas pectinadas UV CIV $\lambda 1400$ y CIV $\lambda 1450$ para estimar la pendiente y el límite superior de la FIM para estrellas de tipo temprano. Estas líneas son características de estrellas O y B tempranas con fuertes vientos estelares. Se utilizan distribuciones de los anchos equivalentes de $\lambda 1400$ (W_{st}) y $\lambda 1450$ (W_c) en absorción y en emisión con el tipo espectral reportadas por Sekiguchi y Anderson (1979), junto con los anchos equivalentes observados recopilados de la literatura.

En este trabajo se cuenta con los anchos equivalentes observados, obtenidos bajo el mismo sistema. Para 6 de las estrellas estudiadas y para 3 regiones HII (1) O 4, 115 nebulosa de Unión, 2) N14-246 y 3) IC 1644 (las 2 últimas son extensas regiones HII de la Nube Menor de Magallanes) tomados de Sekiguchi y Anderson (1979b). Los anchos equivalentes de las 6 estrellas restantes (observados en San Pedro Mártir) se midieron visualmente a partir del trabajo de Panella et al. (1970) y de Hogg et al. (1974).

A partir de los resultados obtenidos en el análisis metalabundancia reducida en el capítulo 3 se determina una posible relación entre el límite superior de la FIM (m_{sup}) y la metalicidad (Z).

Se estima también una relación entre la temperatura efectiva ionizante y m_{sup} . Combinando los resultados obtenidos, se compara la temperatura efectiva derivada por este método con la obtenida mediante modelos de fotoionización (cap. III), encontrando apoyo para la relación m_{sup} calculada.

La tabla 1 presenta los anchos equivalentes observados en absorción y en emisión para los objetos mencionados.

1- MOTIVACION.

La motivación principal del análisis que se presenta más adelante surgió de la correlación encontrada de los cocientes $H_{st} = R_{st}(1400) / R_c(1400)$ y $H_c = R_c(1400) / (W_{st}(1400) + W_{st}(1450) / 10)$ ($R_{st}(1400) = R_c(1400)$) con la abundancia de oxígeno, en el sentido de que a mayor abundancia, mayor son los parámetros H_{st} y H_c . Esta relación podría reflejar una dependencia de la parte alta de la FIM con la metalicidad.

En la tabla 1 se muestran también las abundancias adoptadas en este trabajo y los parámetros R_a y R_{a+e} para los objetos disponibles.

La figura 1a y b muestra la relación empírica $\log(R_a)$ y $\log(R_{a+e})$ versus $\log(I(UV)/I(OV))$ respectivamente. Como puede observarse a pesar de la dispersión de los puntos, existe cierta tendencia en el sentido mencionado. Los coeficientes de correlación de las regresiones mostrados son $C = .828$ y $C = .851$ respectivamente.

TABLA 1. ^a anchos equivalentes de SiIV $\lambda 1400$ y de CIV $\lambda 1500$ en emisión y absorción (en Å), parámetros R_a y R_{a+e} y abundancias de los objetos estudiados (más tres regiones H II). $I(UV)/I(OV) = 4.47 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$.

GALAXIA	$I(UV)/I(OV) \times 10^4$	W_{Si} (Å)		W_C (Å)		R_a	R_{a+e}
		(abs)	(em)	(abs)	(em)		
MR 33 ^a	0.70	----	----	----	----	0.74	0.82
MR 35 ^a	0.55	----	----	----	----	0.55	0.48
MR 59 ^b	0.50	----	----	----	----	0.66	0.53
MR 71 ^b	0.20	----	----	----	----	0.48	0.42
MR 52 ^c	2.45	7.46	0.47	8.58	0.54	0.771	0.776
MR 171 ^c	0.70	4.24	0.49	7.18	0.24	0.591	0.637
MR 213 ^c	1.20	4.99	0.24	6.48	0.25	0.770	0.777
MR 538 ^c	0.85	5.49	0.65	7.11	0.62	0.606	0.631
MR 651 ^c	1.50	5.95	0.51	7.85	0.67	0.757	0.781
MR 799 ^c	1.15	9.40	0.65	10.73	0.61	0.876	0.886
N 2782 ^c	1.60	6.62	1.58	8.86	0.07	0.747	0.918
N 3504 ^c	2.55	4.93	1.46	5.05	0.57	0.976	1.137
Reg. H II							
M42(Ur16) ^c	1.00 ^d	2.17	----	2.68	----	0.810	----
NGC 346 ^c	0.24 ^d	1.87	----	2.47	----	0.757	----
IC 1644 ^c	0.35 ^e	1.87	----	2.94	0.64	0.636	----

a.- Tomados de Fanelli et al. (1987b). La incertidumbre es $\sim \pm 50\%$.

b.- Tomados de Rosa et al. (1984). La incertidumbre es $\sim \pm 50\%$.

c.- Tomados de Sekiguchi y Anderson (1987b). La incertidumbre es $\sim \pm 30\%$ para la absorción y $\sim \pm 50\%$ para la emisión.

d.- Tomados de Peimbert et al. (1986).

e.- Deducido en este trabajo a través de la línea 4363 (espectro tomado de Dufour et al. (1982).

%. - La incertidumbre asignada es $\sim -40\%$ a $+80\%$.

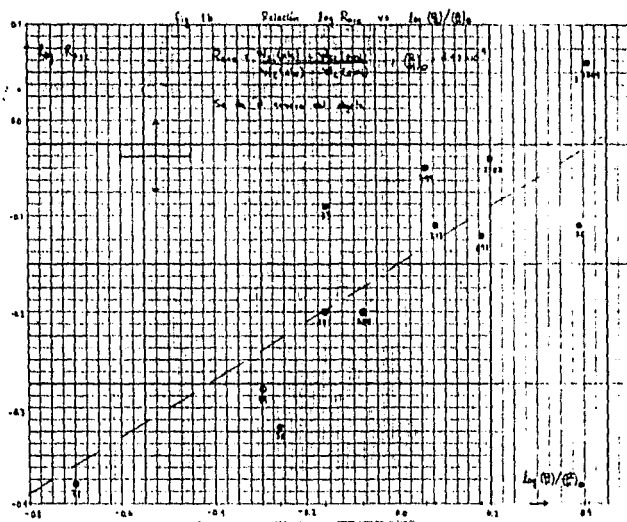
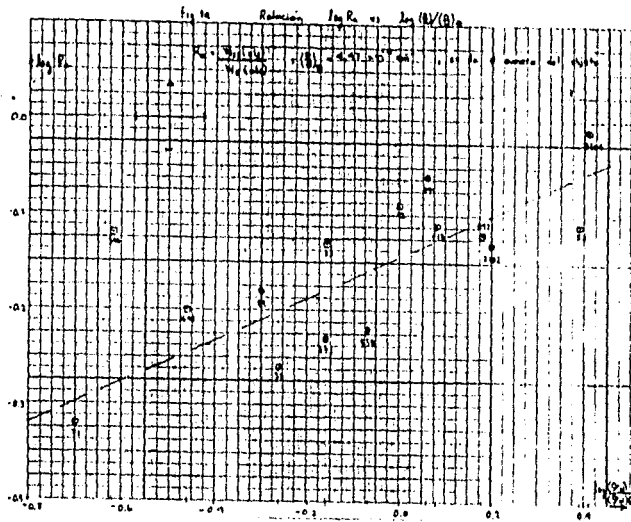


Figura 1a y b. Relación del parámetro $R_a = W_{Si}(\text{abs})/W_C(\text{abs})$ y del parámetro $R_{a+e} = [W_{Si}(\text{abs})+W_{Si}(\text{emu})]/[W_C(\text{abs})+W_C(\text{emu})]$ con la abundancia de oxígeno para las galaxias estudiadas en este trabajo respectivamente. Se indica el nombre de cada objeto. En la fig. 1a se incluyen 3 regiones H II (cuadrados): 1) M 42, 2) NGC 346 y, 3) IC 1644.

A continuación se da una argumentación teórica con el objeto de mostrar la dependencia esperada de $W_{Si}(\text{abs})/W_C(\text{abs})$ con la masa de la estrella que lo produce.

El ancho equivalente en absorción de una línea depende de la intensidad de la línea y del continuo en la línea. La intensidad de la línea depende a su vez del número de "absorbedores" y del campo de radiación, se consideró que el continuo es sólo estelar, despreciando la radiación difusa así como la absorción y dispersión debida al polvo. El número de absorbedores de las líneas SiIV $\lambda 1400$ y SiV $\lambda 1510$ es proporcional a la abundancia de Si³⁺ y de C³⁺. Dado que estas líneas corresponden a transiciones resonantes, se supuso que todo el Si³⁺ y el C³⁺ se encuentran en su estado base.

La relación que expresa la contribución a la población de un ión dado X^j debido a la ionización de un ión X^i ($i > j$) es de la forma:

$$N(X^i)_{i \rightarrow j} = N(X^i) \int_0^{\infty} \frac{B_{\nu}(T)}{h\nu} \sigma_{\nu}(X^i)_{i \rightarrow j} d\nu \quad (1)$$

con $B_{\nu}(T)$ = continuo estelar como función de la temperatura efectiva T , considerado como cuerpo negro; $\sigma_{\nu}(X^i)_{i \rightarrow j}$ = sección eficaz de ionización del ión X^i para transformarlo al ión X^j ; $N(X^i)$ = abundancia del ión X^i .

Como $\sigma_{\nu}(X^i)_{i \rightarrow j}$ tiene generalmente una expresión analítica complicada ($\sigma_{\nu} \sim \nu^{-3}$, $\nu > \nu_0$ con ν_0 = frecuencia umbral de ionización), y aprovechando el hecho de que alcanza su máximo abruptamente en ν_0 , se supuso en primera aproximación que:

$$\sigma_{\nu}(X^i)_{i \rightarrow j} \approx \delta[\nu - \nu_0(X^i)_{i \rightarrow j}]$$

con δ = delta de Dirac y $\nu_0(X^i)_{i \rightarrow j}$ = frecuencia umbral de ionización del ión X^i al ión X^j , de este modo la ec. 1 puede aproximarse por:

$$N(X^i)_{i \rightarrow j} \sim N(X^i) \times \frac{B_{\nu_0(X^i)_{i \rightarrow j}}(T)}{\nu_0(X^i)_{i \rightarrow j}} \quad (2)$$

La abundancia de Si³⁺ se estimó mediante la suma:

$$N(\text{Si}^{3+}) = N(\text{Si})_{2 \rightarrow 3} + N(\text{Si})_{1 \rightarrow 3} + N(\text{Si})_{0 \rightarrow 3} - N(\text{Si})_{3 \rightarrow 4}$$

con expresiones similares para $N(\text{Si}^{2+})$, $N(\text{Si}^{1+})$ y (Si^0) , quedando la abundancia final de Si^{3+} , $N(\text{Si}^{3+})$ en términos de la abundancia "inicial" de Si^0 , $N(\text{Si}^0)_0$. Por sencillez, no se consideró el efecto de las recombinaciones. La abundancia de C^{3+} se calculó de la misma manera.

El continuo estelar se aproximó por:

$$E_{\nu}(\nu) = (2\pi h\nu^3/c^2) \times 1/(\exp(h\nu/kT) - 1).$$

Con el propósito de hacer un análisis cualitativo se asumió

$$W(\text{Si}^{3+})/W(\text{C}^{3+}) = k_1 \times \frac{N(\text{Si}^{3+})}{N(\text{C}^{3+})} \times \frac{E_{1550}(\text{C})}{E_{1400}(\text{Si})} \quad (3)$$

donde k_1 depende sólo de parámetros atómicos.

Las frecuencias críticas de ionización $\nu_0(\text{C}_{i+j})$ empleadas en el cálculo se tomaron de la compilación presentada por Kelly y Palumbo (1973) y se presentan en la tabla 2.

TABLA 2. ^a Potenciales de ionización y sus correspondientes frecuencias críticas para el silicio ($Z = 14$) y el carbono ($Z = 6$).

ION	POTENCIAL DE IONIZACIÓN (eV)	FRECUENCIA CRÍTICA (10^{15} s^{-1})
C^0	11.76	2.771
C^{1+}	24.38	5.884
C^{2+}	47.89	11.557
C^{3+}	64.49	15.563
C^{4+}	392.08	94.052
C^{5+}	489.98	117.536

Si^0	8.15	1.957
Si^{1+}	16.35	3.946
Si^{2+}	33.49	8.082
Si^{3+}	45.14	10.894
Si^{4+}	116.77	40.005
Si^{5+}	205.05	49.187
Si^{6+}	246.52	59.492

a. - Adaptada de Kelly y Palumbo (1973).

La figura 2 muestra el resultado $\log |w(\text{Si}^{3+})/w(\text{C}^{3+})|$ vs T_* , donde la constante K_2 incluye el efecto de K_1 y de las abundancias iniciales.

El comportamiento de $\log |w(\text{Si}^{3+})/w(\text{C}^{3+})|$ es indicativo de la temperatura efectiva abajo de 50,000 K.

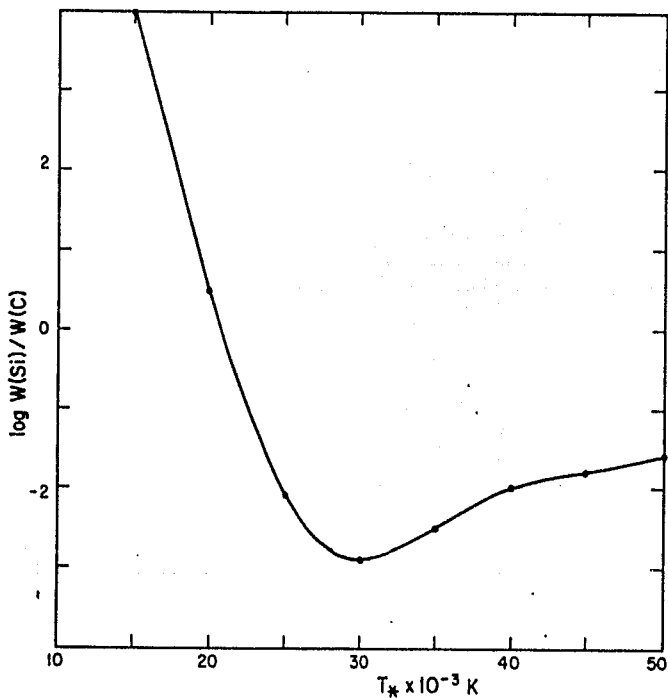


Figura 2.- Relación teórica entre los anchos equivalentes de SiIV $\lambda 1400$: $w(\text{SiIV})$ y de CIV $\lambda 1550$: $w(\text{CIV})$ con la temperatura efectiva T_* , calculada usando la ec. 3. K_2 = constante de escala arbitraria.

Este análisis se refiere a la componente de absorción de la línea, la presencia de vientos puede producir una componente en emisión desplazada hacia el rojo respecto a la absorción.

En caso este razonamiento que se consideró a los parámetros empíricos a_{Si} y a_{C} como un indicativo del contenido estelar. Existe evidencia observacional que apoya este resultado (Sekiguchi y Anderson 1977).

2.- EL MODELO.

De acuerdo al cap. 1, el número de estrellas con masa en el intervalo $(m, m+dm)$ al tiempo t , $dn(m,t)$ se puede escribir como:

$$dn(m,t) = dm \int_{\max\{0, A-T(m)\}}^t \xi(m) \psi(t') dt' \quad (4)$$

donde $\xi(m)$ = Función Inicial de Masa (FIM), $\psi(t)$ = Tasa de Formación Estelar (TFE) en el volumen considerado y $t(m)$ = tiempo de vida de una estrella de masa m .

De la ec. 4 se desprende que la FAM guarda tanto información procedente de la Función Inicial de Masa (FIM) como de la Tasa de Formación Estelar (TFE). Es posible plantear al menos 4 situaciones que permiten variaciones en la FAM.

1).- Si se considera que la TFE es estacionaria y, que la pendiente de la FIM también es estacionaria y está dada por una ley de potencias, entonces la FAM será también una ley de potencias, y cambios en el límite superior de la FIM producirán así mismo cambios en el límite superior de la FAM. Como se mencionó en el cap. II, el límite máximo de masa estelares puede disminuir al aumentar la metalicidad, por lo cual un incremento en metalicidad podría producir un "quebre" en la parte masiva de la FAM.

11).- Si la pendiente de la FIM varía con el tiempo, a paridad de TFE y del límite superior de la FIM, la pendiente de la FAM también cambiará. Si se considera un proceso continuo de fragmentación, en la medida en que transcurra el tiempo, las condiciones físicas del gas pueden cambiar en el sentido de favorecer la formación de estrellas masivas, por ejemplo, mediante un incremento de la temperatura promedio del gas debido a las estrellas ya formadas (Elmegreen y Lada 1977; Silk 1977).

111).- La pendiente de la FAM puede estar determinada por un cambio en la TFE, aun con una FIM estacionaria (pendiente y límite superior). Si la TFE es un función monótona decreciente en el tiempo, la pendiente de la parte alta de la FAM presentará un aumento (en valor absoluto). Conforme evoluciona el sistema, el punto de quiebre se irá desplazando hacia masas menores, produciendo un efecto similar al que se presentaría si el límite superior de la FIM disminuyera con el tiempo.

iv). - Si se considera que el brote de formación estelar es casi instantáneo ($\leq 10^{3-5}$ años) con una FIM específica, la evolución posterior del sistema producirá una fuerte caída en la parte masiva de la FAM, imitando una variación en la límite superior de la FIM.

Como se ve el problema presenta alguna complejidad, sin embargo los casos mencionados se puedan resumir en posibles variaciones de la pendiente de la FAM y/o en su límite superior.

Se requerirá la creación de modelos detallados que tomen en cuenta los procesos físicos que determinan el comportamiento de la FIM (pendiente y límite superior) y de la IFE como función del tiempo, para predecir FAMs que deberán compararse con las observaciones a fin de poder esclarecer la importancia de las posibles variaciones de la FIM y de la IFE.

En este trabajo se analizarán las observaciones en términos de la pendiente de la FAM y de su límite superior. Se dedicará particular atención a la hipótesis 1), pues como interesa estudiar la población de estrellas masivas, es razonable suponer que la IFE haya sido aproximadamente constante durante el tiempo de vida de estas estrellas. Esto puede encontrar su justificación en los mecanismos de autorregulación de la formación estelar, principalmente debidos a la ionización. Estas condiciones físicas son particularmente representativas de nubes gaseosas con masas mayores que $\sim 10^7 M_{\odot}$.

2.1.- RELACIONES SEMIEMPIRICAS.

Sekiguchi y Anderson (1987a, de aquí en adelante SA 87a), examinan 163 espectros del IUE (International Ultraviolet Explorer) en baja resolución para 124 estrellas (de la vecindad solar) bien clasificadas, con tipos espectrales en el intervalo O3 a B5 y confirman resultados previos (Herize et al. 1976; Faler y Savage 1976) de que los anchos equivalentes de $\text{SiIV } \lambda 1499$ y de $\text{CIV } \lambda 1550$ se correlacionan con el tipo espectral óptico para cada clase de luminosidad.

El hecho de que se observe en las líneas de SiIV y de CIV es una fuerte evidencia de que estos sistemas han estado recientemente en un estado de intensa formación estelar.

Utilizando las correlaciones mencionadas entre los anchos equivalentes y el tipo Espectral es posible calcular mediante una

síncesis de poblaciones. Los anchos equivalentes para una gala la dada y, comparando éstos con los anchos equivalentes observados, se puede estimar ciertos parámetros de la población estelar.

En la figura 3a se muestra la relación empírica de los anchos equivalentes de Silicio en absorción y en emisión con el tipo Espectral, para cada Clase de Luminosidad reportada por SA 87a, quienes estiman un error $\leq 1A$ en los anchos equivalentes. Se muestra también la relación media adoptada en este trabajo, que se vuelve más incierta para tipos espectrales tempranos especialmente para Supergigantes y Gigantes dado el pequeño número de puntos observacionales. Sin embargo, las contribuciones de estas clases de luminosidad para tipos espectrales tempranos, al espectro compuesto de una región de formación estelar deben ser pequeñas respecto a la contribución debido a las estrellas de Secuencia Principal (SP). Cabe hacer notar que la línea de silicio no presenta perfil preciso en estrellas de SP.

La figura 3b muestra la relación empírica de los anchos equivalentes de Carbono en absorción y en emisión con el tipo Espectral para cada Clase de Luminosidad, reportada por SA 87a. También se muestra la relación adoptada en este trabajo.

Debido al parecido que muestran las calibraciones de C (en absorción y en emisión) entre las tres Clases de Luminosidad (CL), estas calibraciones no son buenos indicadores de la CL. En el caso del Si, la absorción y en particular la emisión depende fuertemente de la CL. Por este motivo no se considerará la emisión de Si, pues requeriría un modelo mucho más detallado que tome en cuenta esta sensibilidad de la emisión de Si con la CL.

De las figs. 3a y 3b se concluye que las componentes en absorción de Si y de C (CL = V) no son buenos indicadores de la masa estelar para tipos espectrales más tempranos que O8 - O7 (para $m \geq \sim 25 M_{\odot}$), mientras que la emisión de C (CL = V) sí es un buen indicador de la masa en ese intervalo de tipos espectrales.

Con el fin de aplicar las relaciones anteriores para estimar los anchos equivalentes compuestos como función de la población estelar, es necesario conocer la relación entre la masa y el tipo Espectral para cada Clase de Luminosidad.

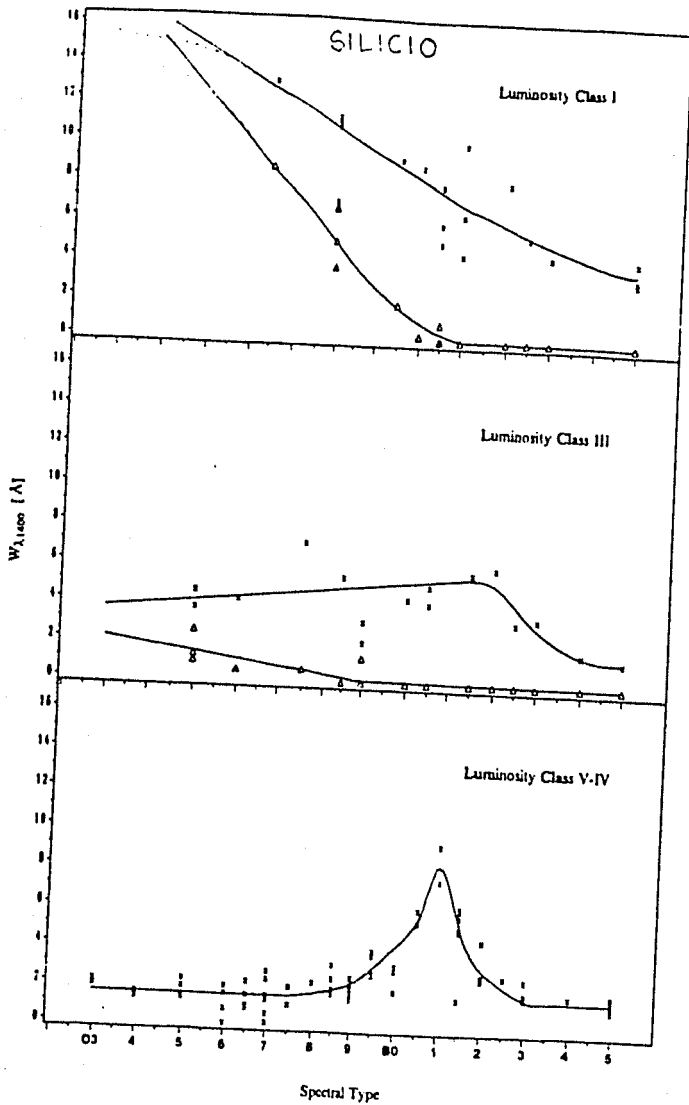
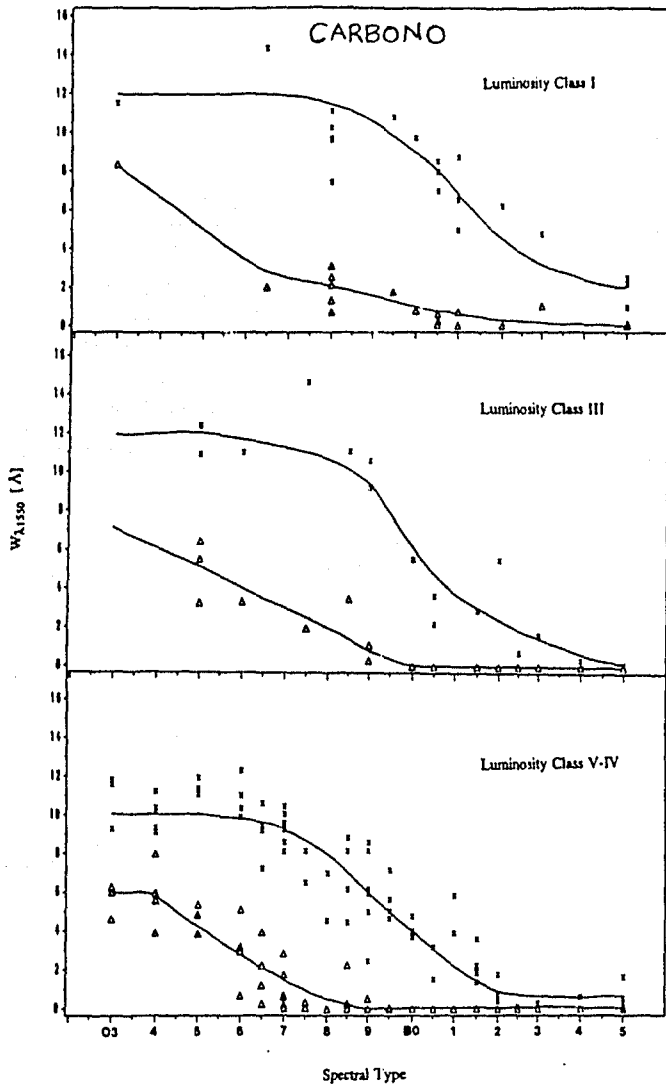


FIGURE 35.- Relación empírica entre el ancho equivalente de la línea p-cisne de SiIV λ_{1400} y el tipo espectral para estrellas de la vecindad solar de clases de luminosidad de Secuencia Principal y Subgigantes (V-IV); Gigantes (III); y Supergigantes (I). Las cruces corresponden al ancho equivalente en absorción y los triángulos al ancho equivalente en emisión. La línea continua representa la relación media adoptada en este trabajo (tomada de Sekiguchi y Anderson 1987a).



ESTE LIBRO NO DEBE SER REPRODUCIDO SIN EL CONSENTIMIENTO DE LA EDITORIAL

Figura 3b.- Similar a la fig. 3a pero para la línea p-cisne de CIV $\lambda 1550$ (tomada de Sekiguchi y Anderson 1987a).

se adoptó la calibración entre masa - Tipo Espectral y Clase de Luminosidad dada por Vanbeveren (1981). En ese trabajo se utilizan los modelos evolutivos de de Loore et al. (1977 y 1978) para estrellas individuales que consideran evolución con y sin pérdidas de masa debido a vientos estelares.

La figura 4 muestra la relación teórica entre la masa inicial y el Tipo Espectral para cada Clase de Luminosidad.

Para tipos Espectrales más tempranos que O4 se extrapolió la relación existente, mientras que para tipos Espectrales más tardíos que B0 se extrapolió la misma relación en base a los resultados reportados por Allen (1973), aprovechando el hecho de que en este intervalo espectral es de esperar que la pérdida de masa no sea significativa, se muestran también datos reportados por Avedisova (1979).

En la figura 5a se muestra la relación entre el W_{Si} (abs) y W_{Si} (em) con la masa estelar para cada Clase de Luminosidad. La figura 5b es análoga a la 5a pero para el W_C (abs) y W_C (em). Para construir estas gráficas se empleó la relación media reportada en las figs. 3a y 3b, e interpolación sobre la fig. 4 para la asignación de masas.

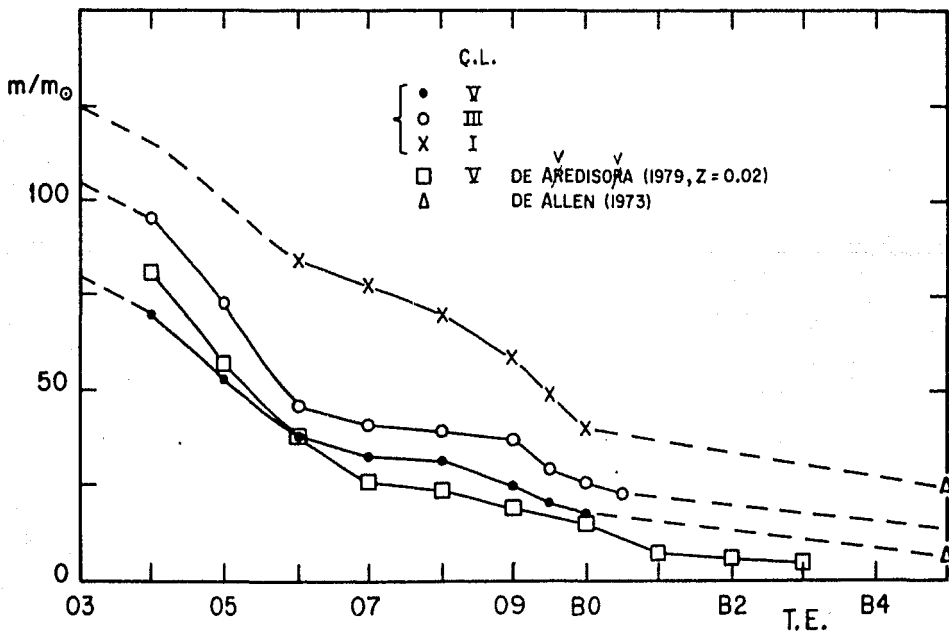


Figura 4.- Relación teórica entre la masa y el Tipo Espectral para cada Clase de Luminosidad considerando pérdida de masa. Se dan las curvas de Secuencia Principal de Edad Cero (SPEC para V, III, I). Adaptada de Vanbeveren (1981) y apoyada en Allen (1973). Se muestra también la calibración dada por Avedisova (1979, para Z = 0.02). En este trabajo se adoptó la curva continua para SPEC (V).

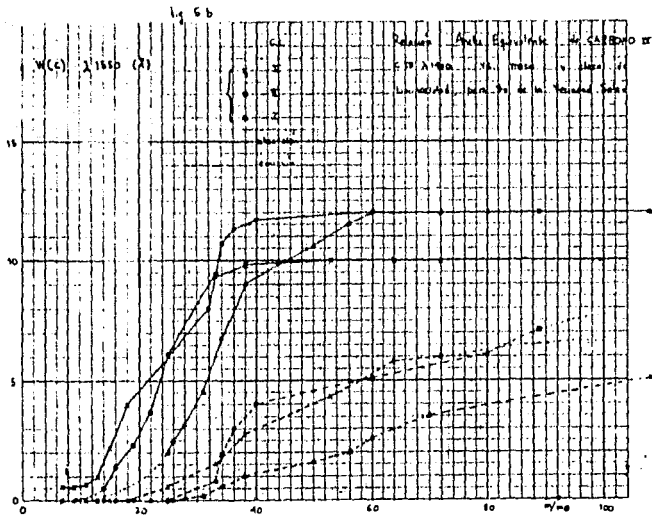
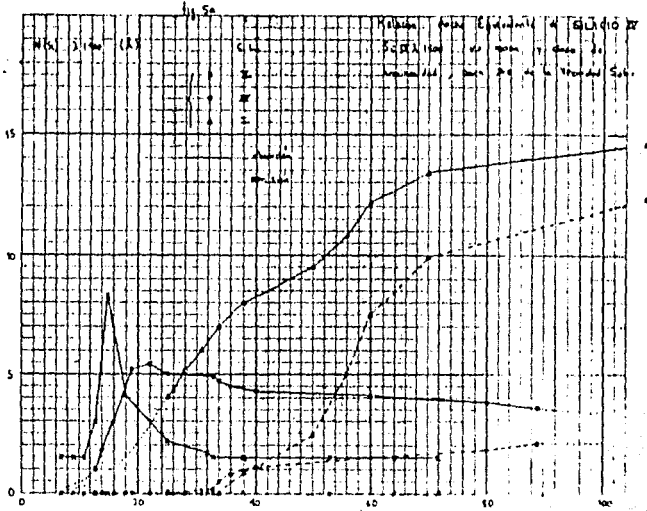


Figura 5a y 5b. - Relación semipérfica del ancho equivalente de CIV $\lambda 1550$ y de CIV $\lambda 1550$ con la masa estelar respectivamente para cada Clase de Luminosidad, cruces: V; círculos: III; y triángulos: I. Se muestra tanto el W_{abs} (línea continua) como el W_{em} (línea a trazos).

En la figura 6 se muestra la relación entre los cocientes $R_a = W_{Si}(abs) / W_C(abs)$, $R_{a+e} = W_{Si}(abs + emi) / W_C(abs + emi)$ con la masa estelar para Clase de Luminosidad V. Comparando esta figura con la fig. 4 (relación teórica) se encuentra cierta concordancia en cuanto a la forma de la dependencia de R_a y R_{a+e} con la masa (o la temperatura) para $m \leq 40 m_{\odot}$.

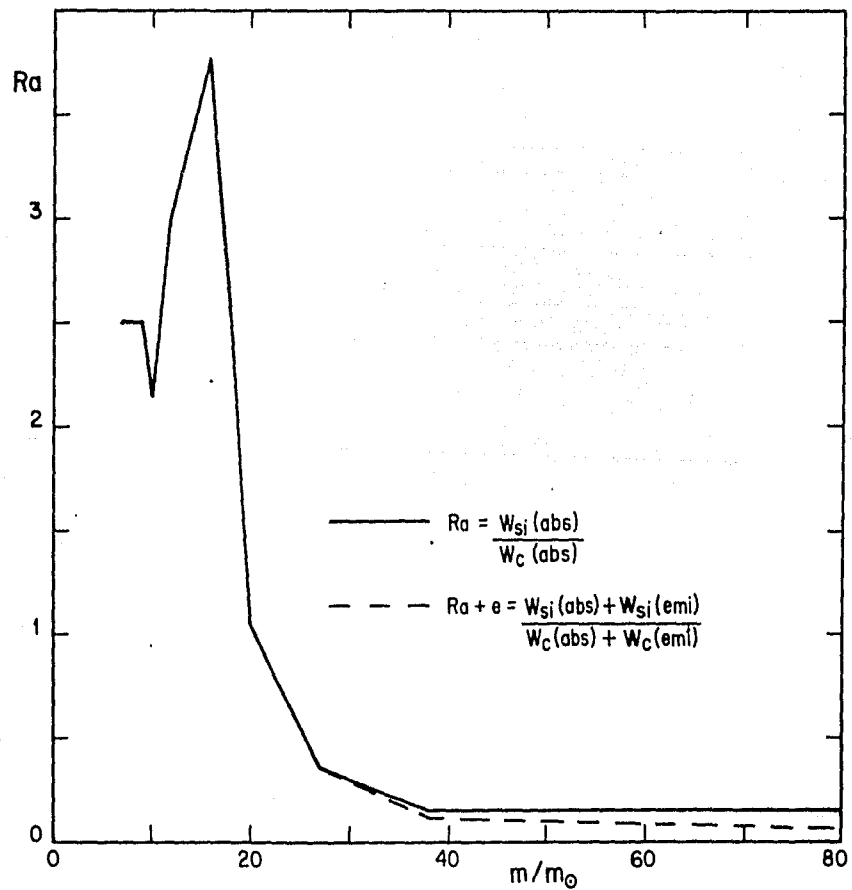


FIGURE 6.- Relación semiempírica de los parámetros R_a y R_{a+e} con la masa estelar para estrellas de la Vecindad Solar de Clase de Luminosidad V. Deducida empleando las figs. 5a y b.

El hecho de que el parámetro K_0 de las galaxias sea ≈ 0.8 (y ≈ 1 para $Z \approx 20$), implica que para una FIM con $\Gamma = 2$ y un brote instantáneo, el "punto de quiebre" de la FAM está arriba de $30 M_{\odot}$, es decir que sólo explotaron menos del 10 % de SNe posibles, número insuficiente para haber llevado la Z a la 20 si la eficiencia de conversión de gas a estrellas ha sido $\sim 50\%$.

Se podría argumentar que la calibración del parámetro K_0 de las estrellas con la masa es pobre abajo de $10 M_{\odot}$ y que una mejor calibración podría dar un "punto de quiebre" a $10 M_{\odot}$ (o menos), sin embargo, la presencia de H β en el espectro de las galaxias con un ancho equivalente $W\beta \geq 20 \text{ \AA}$ es otra indicación de que hay estrellas masivas y que el resultado anterior es correcto.

Esta argumentación no favorece la hipótesis de brote instantáneo porque no se puede dar una contaminación de metales hasta la 20 con una tracción $< 10\%$ de las SNe posibles.

Si la Z observada fuera preexistente (como lo evidencia la Z de las regiones H II en galaxias espirales) la relación observada K_0 vs Z podría ser explicada en términos del resultado de Kahn en un brote estacionario.

2.2.- ANCHOS EQUIVALENTES SINTÉTICOS.

Tomando al tiempo t en el momento actual (ec. 4), la cantidad dn/dm representa a la función actual de Masa (FAM), que en el intervalo de masas de interés ($m \geq 10 M_{\odot}$) se puede expresar como:

$$dn/dm = D \times m^{-\beta}$$

con β y $D =$ constantes.

En una situación donde $\tau(m) \ll t$ y $\xi(m) = Am^{-\alpha}$, con $A =$ coeficiente de normalización y $\alpha =$ pendiente de la FIM, y en estado estacionario: $\psi(t) = \psi_0$, se tiene que la FAM está dada por (ec. 4):

$$\frac{dn(m)}{dm} = H \psi_0 \tau(m) m^{-\alpha} \quad (5)$$

Sea $F(\lambda_0)$ el flujo monocromático en λ_0 de una galaxia al cual contribuye el flujo de estrellas de diferentes masas, si $f(\lambda_0, m)$ es el flujo en λ_0 de una estrella de masa m , entonces

$$F(\lambda_0) = A\psi_0 \int_{\Delta m} \tau(\lambda_0, m) \tau(m) m^{-\alpha} dm \quad (6)$$

donde el intervalo Δm corresponde al límite inferior y superior de masas estelares que contribuyen apreciablemente al flujo $F(\lambda_0)$.
El ancho equivalente en λ_0 de la galaxia es:

$$W_{\lambda_0} = \int_{\Delta \lambda} \frac{F_c(\lambda) - F(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda \quad (7)$$

donde $\Delta \lambda$ = intervalo de longitud de onda apropiado centrado en λ_0 , con $F_c(\lambda)$ flujo del continuo a la longitud de onda λ . Suponiendo que el flujo del continuo varía poco en el intervalo $\Delta \lambda$ se puede escribir $F_c(\lambda) \approx F_c(\lambda_0)$ y la ec. (7) queda:

$$W_{\lambda_0} \approx \frac{1}{F_c(\lambda_0)} \int_{\Delta \lambda} [F_c(\lambda) - F(\lambda)] d\lambda \quad (8)$$

Sustituyendo la expresión 6 en la ec. 8 se obtiene:

$$W_{\lambda_0} = \frac{\int_{\Delta m} \tau(m) m^{-\alpha} \int_{\Delta \lambda} [F_c(\lambda, m) - F(\lambda, m)] d\lambda dm}{\int_{\Delta m} \tau(m) m^{-\alpha} F_c(\lambda_0, m) dm} \quad (9)$$

Sea $w(m)$ el ancho equivalente en λ de una estrella de masa m , por lo tanto

$$w_{\lambda_0}(m) = \int_{\Delta \lambda} \frac{F_c(\lambda, m) - F(\lambda, m)}{F_c(\lambda, m)} d\lambda \quad (10)$$

Nuevamente, suponiendo $F_c(\lambda_0, m)$ no varía mucho en el intervalo $\Delta \lambda$ se puede aproximar $F_c(\lambda, m) \approx F_c(\lambda_0, m)$, y la ec. 10 queda:

$$w_{\lambda_0}(m) \approx \frac{1}{F_c(\lambda_0, m)} \int_{\Delta \lambda} [F_c(\lambda, m) - F(\lambda, m)] d\lambda$$

y sustituyendo esta última expresión en la ec. 9 se llega a

$$W_{\lambda_0} \approx \frac{\int_{\Delta m} \tau(m) m^{-\alpha} F_c(\lambda_0, m) w_{\lambda_0}(m) dm}{\int_{\Delta m} \tau(m) m^{-\alpha} F_c(\lambda_0, m) dm} \quad (11)$$

y por lo tanto para dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 cualesquiera se tiene

$$\frac{W_{\lambda_1}}{W_{\lambda_2}} \approx \frac{\int_{\Delta m} \tau(m) m^{-\alpha} f_c(\lambda_1, m) W_{\lambda_1}(m) dm}{\int_{\Delta m} \tau(m) m^{-\alpha} f_c(\lambda_2, m) W_{\lambda_2}(m) dm} \quad (12)$$

Se utilizará esta ecuación más adelante para calcular los anchos equivalentes sintetizados.

2.3.- CONTINUO UV DE ESTRELLAS TEMPRANAS.

Los flujos intrínsecos del continuo $f_c(\lambda_1, m)$ y $f_c(\lambda_2, m)$ tienen que calcularse considerando la fuerte extinción interestelar que existe en el UV, la cual puede incluso variar significativamente entre distintas regiones de la Galaxia, sin embargo, dado que las líneas consideradas ($\lambda 1400$ y $\lambda 1500$) están relativamente cercanas entre sí, es de esperar que los efectos de extinción sobre el continuo no sean significativos, siendo la diferencia en las correcciones de extinción estándar menor del 5% entre estas dos líneas (Savage y Mathis 1979).

SA 8/a, midiendo los continuos a estas longitudes de onda sobre los espectros estelares utilizados, encuentran que para las estrellas enanas O3 a B5, el cociente $f_c(\lambda 1400)/f_c(\lambda 1500)$ sólo varía en el intervalo ~ 0.9 a 1.40.

Para estimar los flujos intrínsecos del continuo UV se empleó el trabajo de Wu et al. (1980) quienes presentan una extensa librería de colores intrínsecos UV: $(M_\lambda - V)_0$, con $\lambda = 1550, 1800, 2200, 2500$ y 3000 \AA para estrellas en un amplio intervalo de tipos Espectrales y de Clases de Luminosidad: para la clase V - IV, tipos O3 a M4; para la clase III - II, tipos O9 a M4; y para la clase I, tipos O3 a B5.

Para transformar los flujos de $(M_\lambda - V)_0$ a M_λ se tomó en cuenta la relación dada por Allen (1973) entre V_0 y el tipo Espectral para cada Clase de Luminosidad. De esta manera se transformaron los $(M_\lambda - V)_0$ a $r(\lambda)_0$. Para calcular el flujo $f(\lambda)$ a $\lambda = 1400$ BCS cada tipo Espectral y Clase de Luminosidad se extrapolaron las distribuciones de flujo correspondientes dadas por $f(\lambda)_0$ para $\lambda = 1500, 1800, 2200, 2500$ y 3000 .

La relación final adoptada del flujo intrínseco a $\lambda = 1400$ y $\lambda =$

1500 con la masa relativa de 21 ± 0.4 para una clase de luminosidad V se muestra en la figura 7.

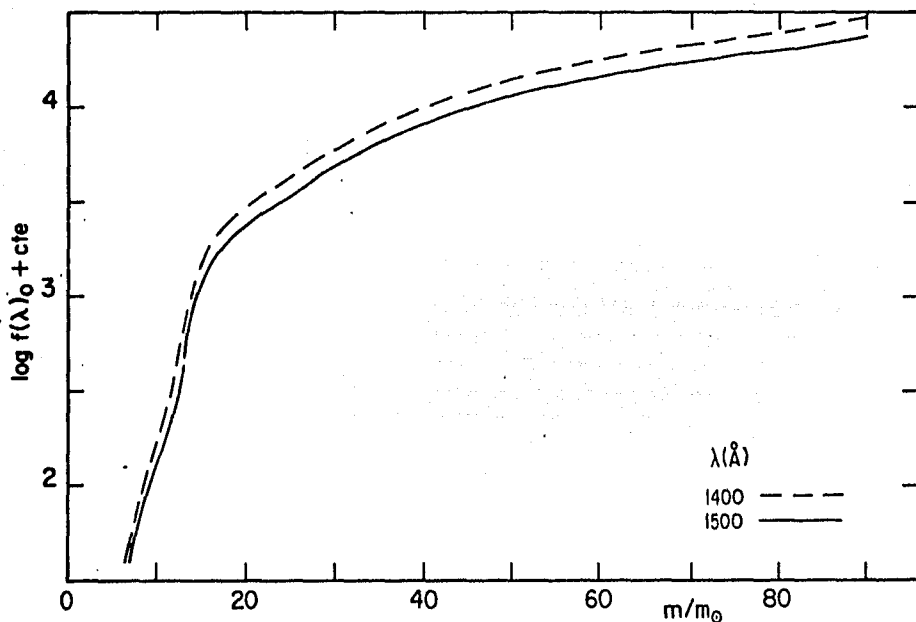


Figura 7.- Relación del Flujo intrínseco a λ 1400 y 1500 con la masa para estrellas de la Vecindad Solar de Clase de Luminosidad V. Adaptada de Wu et al. (1980), de Allen (1973) y de Vanbeveren (1981).

3.- PENDIENTE Y LIMITE SUPERIOR DE LA FIM.

3.1.- PROPORCION DE ESTRELLAS EN SECUENCIA PRINCIPAL.

Dado que el interés de este trabajo es estudiar las posibles variaciones de la parte alta de la FIM, antes de proceder al cálculo de la ec. 12, es necesario determinar la proporción de estrellas de secuencia principal, gigantes y supergigantes que contribuyen a los anchos equivalentes observados. El hecho de que las galaxias estudiadas presenten anchos equivalentes de H β en emisión, es indicio de que debe haber una cierta contribución de gigantes y supergigantes (dado que las estrellas de Secuencia Principal no presentan H β en emisión).

McCall et al. (1980) estudian el contenido estelar de estrellas U3 en asociaciones embebidas en regiones H II gigantes extragalácticas, encuentran que el continuo visual puede tener una fuerte contribución de estrellas supergigantes O3 embebidas en las asociaciones.

Al mismo encuentran que la población relativa de supergigantes a secuencia principal podría incrementarse con la metalicidad, pues el brillo superficial del continuo en $H\beta$ aumenta con la metalicidad, mientras que la intensidad en $H\beta$ no muestra una tendencia clara con la misma. Este resultado ayudaría a explicar la relación encontrada entre el ancho equivalente en $H\beta$ y la abundancia de oxígeno (O/H) que se comenta en la sec. 3.3.B

Para estimar la contribución de estrellas de secuencia principal al ancho equivalente observado se procedió de la siguiente manera: a partir del trabajo de Bisiacchi et al. (1977) se extrajeron las proporciones relativas de estrellas de secuencia principal, gigantes y supergigantes de tipo temprano (U3 a B2) presentes en la vecindad solar, que se muestran en la tabla 3.

Estos resultados corresponden a estrellas de la vecindad solar y por lo tanto a una metalicidad próxima a la solar, sin embargo las galaxias estudiadas en este trabajo son en general de baja metalicidad. En este caso los vientos estelares son menos intensos y las trazas evolutivas durante la combustión de H se extienden menos hacia zonas de menor temperatura efectiva en el diagrama H-R. Por lo tanto la fracción de gigantes y supergigantes tiende a disminuir en regiones de baja metalicidad, de acuerdo con lo encontrado por McCall et al. (1985) y también de acuerdo con la escasez de estrellas WNL (Wolf-Rayet con nitrógeno intenso tardías) encontrada en las nubes de Magallanes (Irmann 1981, y referencias de ahí). Por lo tanto, para las galaxias estudiadas en este trabajo la proporción de gigantes y supergigantes reportada en la tabla 3 representa una cota superior.

Los anchos equivalentes promedio para cada clase de Luminosidad se estimaron a través de ecuaciones de la forma (p. ej. para la componente en absorción de la LL V):

$$K(\lambda_{\text{abs}})_{\text{V}} = \frac{\int_{\Delta\lambda} W(\lambda) \lambda_{\text{abs}} \nu \frac{F_{\text{cont}}(\lambda) \tau(\lambda) m^{-\alpha}}{\Delta\lambda} d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} F_{\text{cont}}(\lambda) \tau(\lambda) m^{-\alpha} d\lambda}$$

(13)

y se muestran también en la tabla 3.

TABLE 3. Fracción de estrellas de secuencia Principal, Gigantes y Supergigantes tempranas (03 a B0) en la vecindad Solar y Anchos Equivalentes Medios.

L. L.	Fracción Promedio ^a	Anchos Equivalentes Medios (Å) ^b			
		Si(λ _{abs})	Li(λ _{abs})	Si(ε ₁)	Li(ε ₁)
V - IV	0.51	2.59	3.79	0.00	1.84
III	0.22	1.81	6.66	0.60	2.10
I - II	0.27	3.75	7.62	3.45	1.49

a. - Tomada de Bisiacchi et al. (1979).

b. - Deducidos empleando ecuaciones de la forma de la ec. 13.

Conociendo estos anchos equivalentes medios y considerando las fracciones de estrellas de Secuencia Principal, Gigantes y Supergigantes como 0.7, 0.15 y 0.15 respectivamente, se encuentra que la población de Secuencia Principal contribuye con ~ 0.70 al ancho equivalente de Si en absorción observado, mientras que la contribución correspondiente al ancho equivalente de Li observado es ~ 0.95 para la absorción y ~ 1.00 para la emisión.

A partir de estas contribuciones se modificaron los anchos equivalentes observados (tabla 1), para obtener los valores correspondientes debidos solamente a la población de Secuencia Principal.

En consecuencia se trabajó sólo con las calibraciones para esta clase de Luminosidad. (V).

Los resultados se muestran en la tabla 4.

Tabla 4. ^a anchos equivalentes observados medidos sólo a la población estimada de batallas de secuencia principal.

Batalla	$w_{\lambda}(\text{años})$		$w_{\lambda}(\text{mo})$		$f_{\lambda}(\text{años})$		$f_{\lambda}(\text{mo})$	
	S_{λ}	V	S_{λ}	V	C	V	C	V
MK 33	----	----	----	----	----	----	0.556	0.656
MK 35	----	----	----	----	----	----	0.414	0.384
MK 59	----	----	----	----	----	----	0.496	0.424
MK 71	----	----	----	----	----	----	0.361	0.336
MK 52	5.22	0.00	9.00	0.54	0.580	0.547		
MK 171	2.97	0.00	6.68	0.24	0.448	0.429		
MK 213	3.49	0.00	6.03	0.25	0.579	0.566		
MK 338	3.84	0.00	8.47	0.62	0.453	0.422		
MK 691	4.17	0.00	7.31	0.63	0.570	0.525		
MK 799	6.58	0.00	9.98	0.61	0.659	0.621		
N 2782	4.63	0.00	8.24	0.07	0.562	0.557		
N 3504	3.45	0.00	4.70	0.57	0.734	0.655		

a. - Las incertidumbres son $\sim \pm 50 \%$.

3.2.- RESULTADOS.

Para calcular la ec. 12 se utilizaron los anchos equivalentes estelares $w_{\lambda}(m)$ presentados en las figs. 5a y 5b para LL V. Los flujos del continuo $f_{\lambda}(m)$ empleados se muestran en la fig. 7. Los tiempos de vida $\tau(m)$ se tomaron de una compilación presentada por Firmani y Tutukov (1988) y pueden aproximarse por la siguiente expresión analítica:

$$\log(\tau(m)) = 9.773 - 2.948 \times \log(m) + 0.681 \times (\log(m))^2 \quad (14)$$

para $m \leq \sim 100$ mo, con $\tau(m)$ en años y m en mo (ver fig. 4, cap. I), con un coeficiente de correlación $r = 0.997$.

Se calcularon los parámetros R_a y $R_{a+\epsilon}$ como función de m_{sup} y de α . El límite inferior que se usó es $m_{\text{inf}} = 6$ mo y no es relevante en los resultados obtenidos a continuación.

El límite superior m_{sup} se varió desde 25 hasta 200 mo con incrementos de 4 mo, para $\alpha = \text{cre.}$, o tomó los valores de 1.75 a 3.25 (i.e. para Γ de - 0.75 a - 2.25) con incrementos de 0.5.

La ec. 12 se aproximó por sumas discretas sobre la masa con pasos

de 1 MO, extrapolando las relaciones encontradas hasta 200 MO.

Los resultados obtenidos se presentan gráficamente en las figuras 9a y 9b, que muestran las relaciones $\log(K_a)$ vs $\log(K_{a+e})$ y $\log(m_{sup})$ para $\alpha = \alpha_0$ respectivamente.

En las figuras 9a y 9b se presentan los resultados en la forma $\log(K_a)$ y $\log(K_{a+e})$ vs $\log(\alpha)$ para $m_{sup} = \alpha_0$ respectivamente.

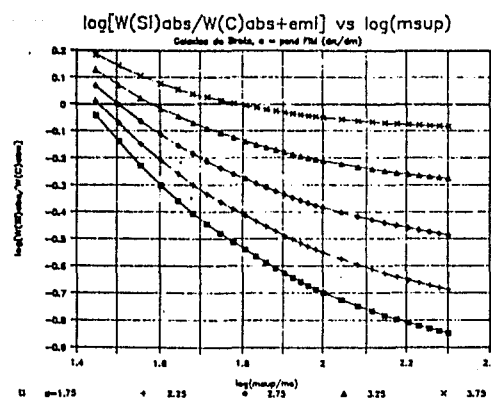
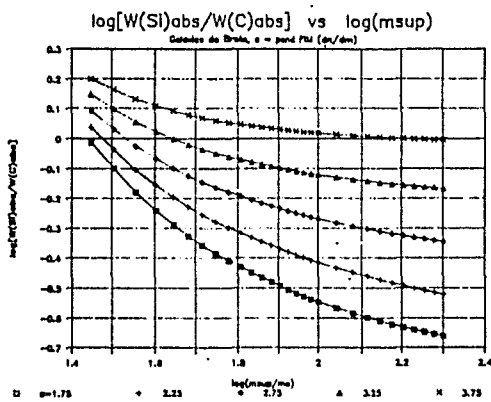


Figura 9a y 9b. Relación gráfica de los parámetros $W_{Si}(abs)/W_C(abs)$ y $W_{Si}(abs)/W_C(abs+em)$ con el límite superior de la FIM (m_{sup}) respectivamente para distintas pendientes de la FIM ($\alpha = 1.75, 2.25, 2.75, 3.25$ y 3.75) obtenida en este trabajo.

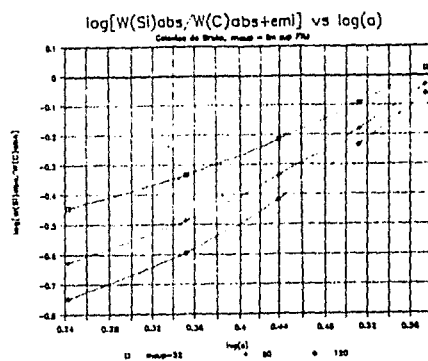
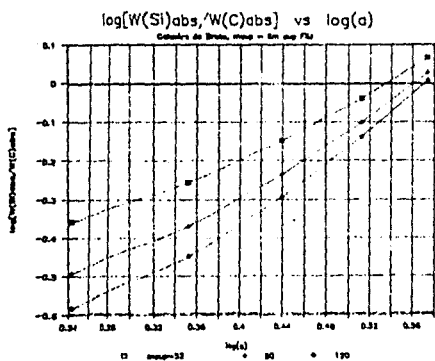


Figura 9a y b. - Relación teórica de los parámetros $W_{SI}(abs)/W_C(abs)$ y, $W_{SI}(abs)/W_C(abs+em)$ con la pendiente de la FIM respectivamente para distintos valores del límite superior ($m_{sup} = 50, 80$ y 120) deducida en este trabajo.

A partir de estas gráficas (figs. 9a y b, y 9a y b) y los anchos equivalentes (de secuencia Principal) observados (tabla 4), es posible asignar a cada galaxia un valor del límite superior de la FIM suponiendo un valor de la pendiente α , o viceversa, asignar un valor de α suponiendo un límite superior m_{sup} .

Con la finalidad de resolver este problema a partir sólo de los parámetros disponibles, se estudió el comportamiento de R_a y R_{a+e} en el plano α vs m_{sup} . Desafortunadamente ambos parámetros se comportan de manera similar en dicho plano, por lo cual no se pudo resolver el problema, será conveniente tener otros parámetros diferentes para poder diferenciar los efectos debidos a cambios en α ó en m_{sup} .

Dado lo anterior, para calcular la relación entre el límite superior de la FIM y la metalicidad se supuso que $\alpha = 2.25$ y $\alpha = 2.75$. Estos valores son adecuados para este tipo de sistemas, pues como se

comentó en el caso 1. La pendiente Γ ó α de la línea este de la FIM en galaxias irregulares y elípticas de brote está en el intervalo $\Gamma = -1.0 \pm 0.5$ (i.e. $\alpha = 1.0 \pm 0.5$). Alternativamente, para asignar a cada galaxia una pendiente de la FIM se sugiere que $m_{sup} = 50, 80$ y $100 M_{\odot}$.

Los resultados se presentan en la tabla 5 junto con las abundancias correspondientes adoptadas (cap. III).

TABLA 5. Resultados del Modelo. Pendiente y Límite Superior de la FIM.

GALAXIA	$\log (O/H)/(U/H)OI$	$\log m_{sup}/M_{\odot}$ ^a		$\log \alpha$ ^b		
		$\alpha = 1.25$	$\alpha = 2.75$	$m=50$	80	100
MK 71	-0.700	1.975	2.255	0.240	0.325	0.380
MK 59	-0.300	1.765	2.035	0.310	0.405	0.445
MK 35	-0.260	1.865	2.185	0.265	0.370	0.415
MK 33	-0.155	1.845	1.790	0.405	0.470	0.495
MK 171	-0.155	1.815	2.145	0.280	0.390	0.435
MK 538	-0.070	1.820	2.150	0.280	0.385	0.430
MK 799	0.060	1.600	1.740	0.425	0.485	0.510
MK 213	0.080	1.670	1.870	0.380	0.485	0.485
MK 691	0.175	1.680	1.890	0.370	0.450	0.480
N 2782	0.205	1.670	1.870	0.380	0.455	0.485
MK 52	0.390	1.655	1.850	0.385	0.460	0.490
N 3504	0.405	1.565	1.670	0.455	0.505	0.525

a. - La incertidumbre es $\sim \pm 0.010$.

b. - La incertidumbre es $\sim \pm 0.050$.

En la figura 10 se presenta la relación $\log(m_{sup})$ vs $\log(O/H)/(U/H)OI$ para $\alpha = 1.25$ y 2.75 , con sus correspondientes regresiones lineales:

$$\log(m_{sup}) \approx 1.717 - 0.325 \times \log(O/H)/(U/H)OI, \text{ para } \alpha = 1.25 \quad (15)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0.843$ y un error estándar $E = 0.069$, y

$$\log(m_{sup}) \approx 1.441 - 0.473 \times \log(O/H)/(U/H)OI, \text{ para } \alpha = 2.75 \quad (16)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0.772$ y un error estándar $E = 0.128$.

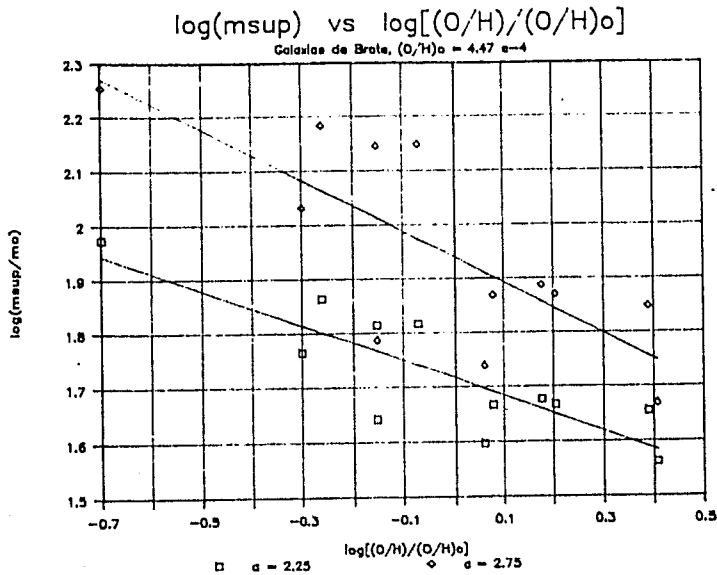


Figura 10.- Relación entre el límite superior de la FIM y la metalicidad para $\alpha = 2.25$ y 2.75 para las galaxias estudiadas en este trabajo. La cruz muestra la incertidumbre promedio de los datos.

En la figura 11 se muestra la relación deducida entre la pendiente de la FIM y la metalicidad para $m_{\text{sup}} = \text{cte.}$, junto con sus correspondientes regresiones lineales:

$$\log(\alpha) \approx A - B \times \log[(O/H)/(O/H)_\odot] \quad (16)$$

con $(A, B) = (0.352, 0.176)$, $(0.433, 0.142)$ y $(0.468, 0.115)$ para $m_{\text{sup}} = 50, 80$ y $120 m_\odot$ respectivamente. Los coeficientes de correlación son $C = 0.781, 0.833$ y 0.836 respectivamente.

Se consideran como más representativas las estimaciones para $\alpha = 2.75$ y para $m_{\text{sup}} = 80 m_\odot$, dados los resultados teóricos y observacionales previos correspondientes.

A partir de las regresiones lineales anteriores pueden escribirse las siguientes relaciones:

$$(m_{\text{sup}}/m_\odot) \approx 87 (\pm 3) \times (Z/Z_\odot)^{-0.47}, \text{ para } \alpha = 2.75. \quad (17)$$

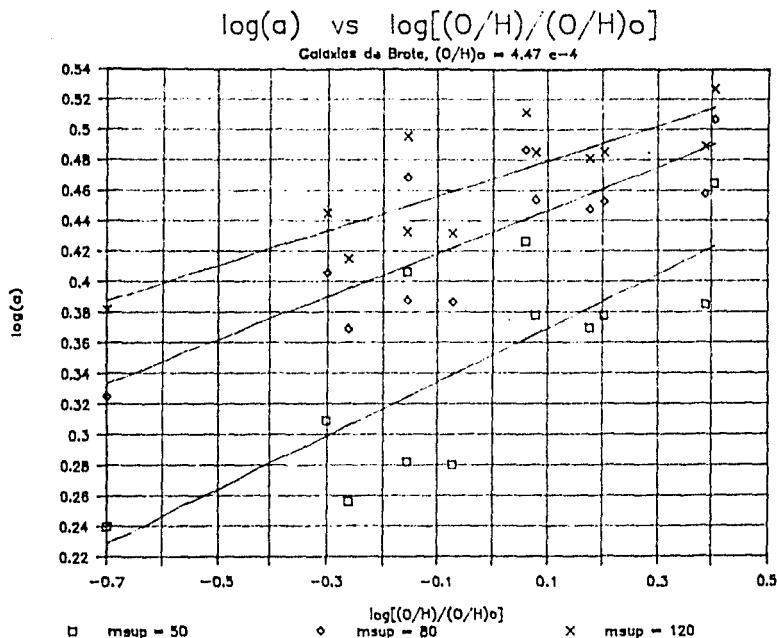


Figura 11.- Relación entre la pendiente de la FIM y la metalicidad para $m = 50, 80$ y $120 M_{\odot}$. La cruz representa la incertidumbre en los datos.

El resultado obtenido en la ec. 17 es muy satisfactorio, pues corresponde justamente al tipo de dependencia teórica estimada entre estos parámetros (m_{sup} y Z), cuando el límite máximo de masas estelares está determinado principalmente por la presión de radiación sobre las capas externas de la protoestrella (ec. 9, cap. 11) y confirma la tendencia encontrada anteriormente de favorecer la formación de estrellas masivas en regiones de menor metalicidad.

Los resultados obtenidos indican que en promedio, la pendiente de la FIM de las estrellas masivas en Galaxias de Brote es $\alpha \sim 2.70$, la cual es un poco menor que el valor encontrado por Miller y Scalo (1979) para la vecindad solar en el intervalo de interés, $\alpha_{MS} = 3.0$. Se concluye que en las galaxias de brote, que en general son de baja metalicidad ($Z \sim 20\%$), existe una mayor proporción de estrellas masivas.

Debe hacer notar que la consideración de una mayor proporción de estrellas de secuencia principal en los parámetros r_{α} y $R_{\alpha,0}$ de las galaxias, tendría como efecto al asignar a una galaxia dada una pendiente mayor (en valor absoluto) que la que se le asignaría normalmente, o equivalentemente se le asignaría un límite superior menor.

3.3.- EVIDENCIAS INDIRECTAS.

A.- TEMPERATURAS EFECTIVAS.

Como soporte al resultado anterior se presenta un análisis basado en la temperatura efectiva promedio de las estrellas ionizantes $\langle T_{*} \rangle_{\text{ioniz}}$. Conociendo la relación entre la temperatura efectiva y la masa $T_{*}(m)$, y la relación entre el flujo de fotones ionizantes y la masa $N_{\text{c}}(m)$, es posible estimar $\langle T_{*} \rangle_{\text{ioniz}}$ utilizando una FIM dada (m_{inf} , m_{sup} , α) a través de la expresión:

$$\langle T_{*} \rangle_{\text{ioniz}} = \frac{\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} T_{*}(m) N_{\text{c}}(m) r(m) m^{-\alpha} dm}{\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} N_{\text{c}}(m) r(m) m^{-\alpha} dm} \quad (19)$$

A partir del trabajo de Firmani y Tutukov (1988) y de Avedisova (1979) se adaptaron las relaciones $T_{*}(m)$ y $N_{\text{c}}(m)$ para estrellas de Secuencia Principal que pueden aproximarse por las expresiones analíticas:

$$\log(T_{*}) \approx 3.864 + 0.701 \times \log(m) - 0.137 \times [\log(m)]^2 \quad (20)$$

para $30 \leq m/M_{\odot} \leq 200$, con un coeficiente de correlación $C = 0.9989$, y

$$\log(N_{\text{c}}) \approx 40.451 + 7.707 \times \log(m) - 1.428 \times [\log(m)]^2 \quad (21)$$

para $20 \leq m/M_{\odot} \leq 200$, con un coeficiente de correlación $C = 0.9995$.

A partir de estas relaciones y tomando $r(m)$ dado por la ec. 14, se calculó la ec. 19 como función de m_{sup} y de α . En las figuras 12a y 12b se muestran los resultados.

A partir de la fig. 12a y de los valores de m_{sup} adoptados para cada galaxia (suponiendo $\alpha = 2.75$), ó a partir de la fig 12b y de los valores de α adoptados (suponiendo $m_{\text{sup}} = 80 M_{\odot}$), se puede asignar a

cada una un valor de $\langle T_{\text{ioniz}} \rangle$

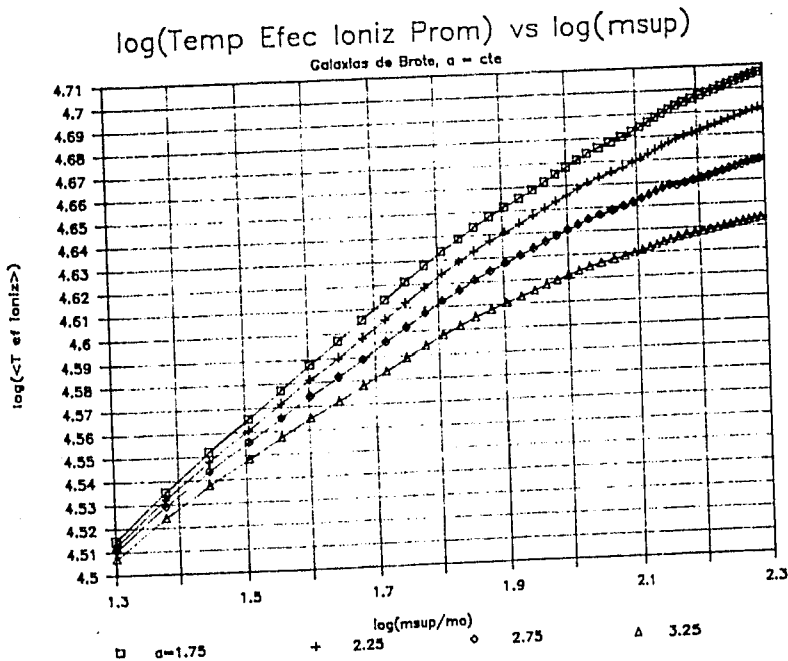
En la figura 12 se presenta la relación $\langle T_{\text{ioniz}} \rangle$ vs $\log(m_{\text{sup}})$ deducida usando la fig. 10 (a vs (b)) y la fig. 10a y se compara con la relación análoga derivada a través de modelos de fotoionización (Cep. 11). Considerando la dependencia adicional de la temperatura efectiva con la metalicidad ($\Delta \log(T_{\text{ioniz}}) / \Delta \log(Z) \sim -0.05$), se encuentra que existe en acuerdo muy razonable entre ambas estimaciones que constituye un apoyo indirecto para la relación $m_{\text{sup}}(Z)$ discutida en este trabajo. Cuando se considere la fig. 11 (a vs (b)) no se obtiene un resultado satisfactorio.

La reg. lineal para la relación $T_*(Z)$ deducida con los modelos de fotoionización (Stasinska 1982; McCall et al. 1985) es:

$$\log T_* = 4.591 - 0.111 \log \left(\frac{O}{H} \right) / \left(\frac{O}{H} \right)_0 \quad \text{con una correlación } C = 0.866$$

la deducida via $T_*(m_{\text{sup}})$ y $m_{\text{sup}}(Z)$ en este trabajo es

$$\log T_* = 4.630 - 0.062 \log \left(\frac{O}{H} \right) / \left(\frac{O}{H} \right)_0 \quad \text{con } C = 0.743.$$



log(Temp Efec Ioniz Prom) vs log(a)

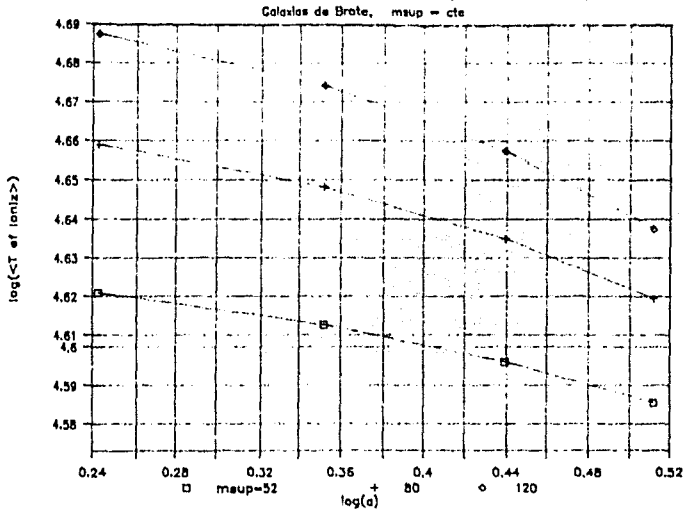


Figura 12a y b. - Relación de la temperatura efectiva ionizante promedio con el límite superior de la FIM para $\alpha = cte.$ y con la pendiente de la FIM para $m_{sup} = cte$ respectivamente. Deducida usando la ec. 19.

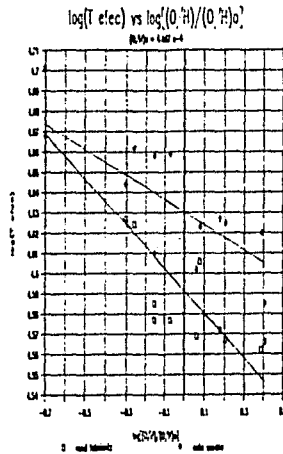


Figura 13. - Relación entre la temperatura efectiva ionizante promedio y la metalicidad para las galaxias estudiadas en este trabajo. Se presenta la estimación basada en modelos de fotoionización (cap. III), así como una determinación derivada combinando los resultados $m_{sup}(Z)$ y $\langle T_{ef} \rangle_{ioniz, sup}$ discutidos en este trabajo. \diamond

B.- ANCHO EQUIVALENTE DE H β .

Otro resultado importante que podría presentar un apoyo a la hipótesis de este trabajo lo constituye el diagrama $\log W(H\beta)$ vs $12 + \log(O/H)$ que se muestra en la figura 14. Se incluyen los objetos estudiados en este trabajo así como datos recopilados de la literatura. Como puede observarse existe la tendencia de que las regiones de menor metalicidad alcanzan los mayores valores de $W(H\beta)$. No obstante existen 5 sistemas (llw 18, llw 23, etc., ver fig. 14), que se desvían de la tendencia general, presentando un valor muy pequeño de $W(H\beta)$ dada su baja metalicidad.

La regresión lineal correspondiente para todos los puntos es:

$$\log W(H\beta) \approx 12.257 - 1.251 \times (12 + \log(O/H)) \quad (22)$$

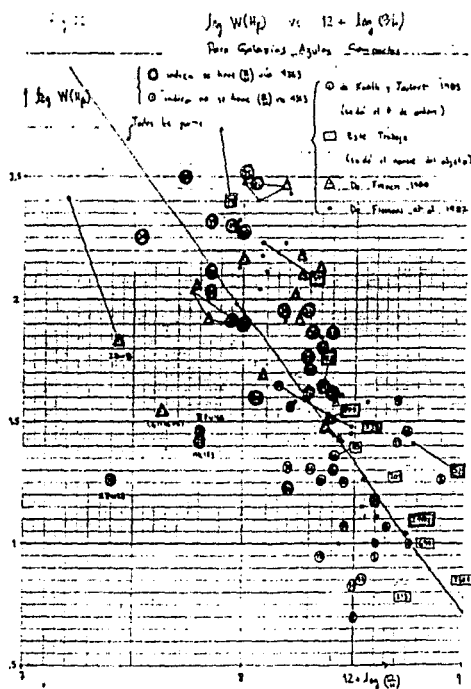


Figura 14.- Relación $\log W(H\beta)$ vs $12 + \log(O/H)$ para Galaxias Azules Compactas. Se presentan los objetos estudiados en este trabajo, junto con otros reportados por otros autores. Se han unido con una línea diferentes datos para un mismo objeto.

El ancho equivalente en $m\mu$ se relaciona directamente con la razón del flujo de fotones ionizantes al flujo del continuo, por lo cual está asociado con la fracción de estrellas masivas presentes, es decir con la función actual de masa que, en el intervalo de masas que aquí interesa ($m \geq 10 M_{\odot}$), coincide con la FIM.

Es posible dar al menos dos interpretaciones distintas a este diagrama:

1).- Si se considera que el brote de formación estelar es instantáneo o que va decayendo con el tiempo, la disminución en $W(H\beta)$ debería corresponder a la evolución del sistema, principalmente a través de la disminución en $H\beta$ respecto al nivel del continuo, sin embargo la cantidad de metales producida durante esta escala de tiempo ($\sim 10^6$ años) difícilmente podría explicar la correlación observada.

2).- Si se considera que el brote es casi estacionario (en escalas de tiempo 10^6 a 10^7 años), la variación de $W(H\beta)$ con Z podría reflejar la influencia que el medio ambiente tiene sobre la formación estelar en el intervalo de estrellas masivas, es decir posibles variaciones de la FIM con Z aunado a efectos evolutivos.

En el último caso, la relación encontrada entre la temperatura efectiva y la metalicidad (fig. 13) reflejaría una variación de la FIM con Z más que un efecto evolutivo.

Es realmente complicado establecer con certeza si las tendencias observadas se deben a cambios del límite superior de la FIM y/o de su pendiente con la metalicidad. A medida que se tengan datos observacionales de mejor calidad y resultados teóricos más completos, se tendrán mayores elementos de juicio para poder resolver este problema.

3.4.- INCERTIDUMBRES.

Las principales suposiciones consideradas en el cálculo de los anchos equivalentes son las siguientes:

1).- Tanto las líneas de SiIV y de CIV , en absorción y en emisión consideradas, como el flujo de continuo UV provienen principalmente de las atmósferas de estrellas OB masivas. Se considera que las contribuciones de nebulosas planetarias o aquellas asociadas con fuentes de continuo de ley de potencias son despreciables. Midiendo los anchos de las líneas de emisión se podría discernir entre posibles

contribuciones del medio interestelar.

2) La proporción relativa de estrellas Supergigantes/Gigantes/secuencia principal en las galaxias estudiadas es similar a la proporción correspondiente para la vecindad solar.

3) Las abundancias relativas de elementos en las galaxias estudiadas son similares a las de la vecindad solar. Esto último podría no ser completamente cierto para los sistemas tempranos, dado que el Si proviene principalmente de las estrellas masivas, mientras que el O lo producen preferentemente las estrellas de masa intermedia. De modo que los sistemas tempranos son subabundantes en O/Si respecto a los sistemas tardíos. Sin embargo considerando que todos los objetos estudiados están en sus primeras etapas evolutivas, esta variación de abundancia no alteraría demasiado las calibraciones adoptadas.

Se examinaron también los resultados que se obtendrían si se hubiera considerado que la población de estrellas Gigantes y Supergigantes no contribuye a los anchos observados, encontrándose que los resultados pueden cambiar, dado que el cociente $W_{Si}(abs)/W_C(abs)$ (p. ej.), sería (~10%) con lo cual se hubieran asignado pendientes mayores (en valor absoluto, $\Delta\alpha \sim 0.3 - 0.5$) y valores mayores para m_{sup} ($\Delta m_{sup} \sim 5 - 10$). Existe también incertidumbre en los anchos equivalentes observados de las galaxias.

Una de las principales fuentes de error en los modelos de síntesis de poblaciones (en general) son los modelos de atmósferas estelares y los modelos evolutivos, en particular para las estrellas masivas que son las que dominan las propiedades observables de las galaxias de Brote.

Sramek y Weedman (1986) muestran que el número de estrellas requerido para proporcionar los fotones ionizantes necesarios (estimados en base al flujo en H α), puede variar por un factor de 2 a 6 al aplicar diferentes modelos de atmósferas estelares.

La ventaja del enfoque presentado en este trabajo es que los anchos equivalentes están libres de la absorción de continuo y que se utilizaron relaciones empíricas entre el ancho equivalente y el tipo espectral, en lugar de modelos estelares. La relación entre el continuo UV y el tipo espectral, también se obtuvo de material observacional.

La principal incertidumbre proviene de la relación entre masa y α .

tipo espectral para estrellas tempranas, la cual ya está basada en modelos evolutivos.

Otra posible fuente de error son los tiempos de vida $\tau_{\text{H}}^{\text{H}}$ adoptados, así como variaciones sistemáticas de la extinción con la masa. No es de esperar fuertes incertidumbres respecto al $\tau_{\text{H}}^{\text{H}}$ adoptado y, si las estrellas más masivas tuvieran una mayor extinción debida al escudamiento por su nube progenitora, tendería a aplanarse aun más la pendiente de la FIM asignada.

3.5.- COMPARACION CON TRABAJOS ANTERIORES.

Existe una buena cantidad de trabajo teórico y observacional cuyos resultados indican que en sistemas que están experimentando un intenso brote de formación estelar, parece haber una deficiencia de estrellas de baja masa $m \leq 1 M_{\odot}$. Rieke et al. (1980).

Weedman et al. (1981) analizan observaciones de radio (VLA), ópticas, UV (IUE) y de rayos X de la galaxia de brote prototipo NGC 7714 = MK 538 y encuentran que todos los datos son explicables como resultado de una intensa actividad de formación estelar, es decir un brote de formación. Dada la alta IFE deducida sugieren que debe haber un gran número de remanentes de SN.

Ghez et al. (1983) presentan un estudio detallado sobre MK 171. Emplean observaciones ópticas, IR y de radio junto con un modelo de brote de formación estelar e interpretan las observaciones en términos de la presencia de un gran número de estrellas masivas. Encuentran que los parámetros que ajustan mejor sus observaciones son: un límite superior de $25 M_{\odot}$ y una pendiente de la FIM de $\alpha = 3.0$. Esta pendiente es mucho más empinada que la encontrada en este trabajo.

Kinney et al. (1984) estudian a NGC 2781 en prácticamente todo el espectro y concluyen que al contrario de lo que se debe probablemente a una población galáctica normal más un número considerable de estrellas jóvenes y polvo típico, sugieren que NGC 2781 es una galaxia de brote en la que la ionización del gas se debe a estrellas jóvenes.

Hugardé y Lequeux (1985) presentan un estudio dinámico detallado de MK 171 y muestran que este sistema corresponde a la interacción y probablemente a la colisión directa de dos galaxias. Esta interacción da por resultado intensos episodios de formación estelar (en acuerdo al trabajo de Larson y Kinney, 1970), para explicar mejor sus

observaciones construyen un modelo que asume un brote de formación estelar con una FIM dada y calculan algunas de las propiedades observadas como función del tiempo. Suponen una pendiente de la FIM $\alpha = 2.0$ (similar a la de Caspeter) y varían el límite superior. Encuentran que no existe un único ajuste a los parámetros observacionales y que debe haber una contribución bastante mayor de estrellas O con masas en el intervalo de 20 a $30 M_{\odot}$. Concluyen que, dada la presencia de las bandas de absorción K y G en su espectro de MK 171 se favorece la hipótesis de formación estelar continua vs brote, de modo de tener una población de gigantes y supergigantes.

Por otro lado, en base a una estimación de Maeder (1981) de la producción de elementos pesados, en particular del oxígeno, para estrellas de distinta masa inicial y en base a la estimación de la masa total de gas (H I y H_2), encuentran que la abundancia (en número) de O/H en el brote de formación estelar actual es $\sim 10\%$ de la abundancia calculada de O/H , lo cual indica que probablemente ha ocurrido formación estelar en las componentes de MK 171, previa al brote actual.

Sramek y Weedman (1986) utilizan observaciones en radio hechas con el VLA de 13 regiones de brote de formación estelar, incluyendo Galaxias Azules Compactas, Galaxias de Brote y Regiones HII extragalácticas gigantes. Comparan modelos de brote de formación para varias formas de la FIM con observaciones de radio e IR y encuentran que una pendiente $\alpha = 2.20$ caracteriza bien a su muestra de Galaxias de Brote, similar a la encontrada en este trabajo.

Recientemente Faneili et al. (1987a) producen una librería de distribuciones de energía media estelar en el UV derivada a partir de datos espectroscópicos UV del Spectral Atlas del IUE. Sugieren que además de las líneas importantes de Si y C estudiadas en este trabajo, se tienen también una línea compuesta en 1305 \AA y la línea mezclada de Fe a 1620 \AA .

Faneili et al. (1987b) estudian los espectros UV tomados con el IUE de una muestra de Galaxias Azules Compactas que incluye a MK 33 y MK 35. Investigan el contenido estelar y la tasa de formación estelar aplicando una técnica de optimización de síntesis de poblaciones para los espectros del UV (año utilizando la librería de espectros estelares UV presentada por Faneili et al. (1987a).

A partir de discontinuidades en las funciones de luminosidad derivadas mediante la técnica de síntesis concluyen que la formación estelar debe haber ocurrido en forma de episodios discretos o brotes. Asimismo encuentran que el presente brote de formación estelar ha durado por lo menos 5×10^7 años. En todo a la presencia de estrellas G en los espectros compuestos, encuentran que en las H&A debió haber una actividad de formación estelar significativa hace $\sim 5 \times 10^8$ años.

3.6.- CONCLUSIONES.

1.- Dentro de la dispersión de los datos, parece existir una correlación entre el cociente de los anchos equivalentes de $H\beta$ $\lambda 4861$ / $H\gamma$ $\lambda 4340$ en Galaxias de brote y su metalicidad.

2.- La correlación anterior permite establecer una relación entre el límite superior de la FIM o su pendiente con la metalicidad, en el sentido de que a menor metalicidad, o bien existen estrellas de mayor masa o se alcanza una mayor proporción de estrellas masivas.

3.- La teoría de Kahn está de acuerdo con el resultado que relaciona el límite superior de la FIM con la metalicidad. Los resultados obtenidos en este trabajo constituyen una evidencia de que dicha teoría lleva a conclusiones coherentes con los datos analizados, no obstante la gran dispersión en el material empleado.

4.- En el modelo en el cual el límite superior de la FIM varía con la metalicidad existe un acuerdo razonable con la dependencia de la temperatura efectiva ionizante promedio y la metalicidad, incluyendo en esta dependencia el efecto de la metalicidad en la temperatura efectiva de las estrellas.

5.- El modelo en que varía la pendiente de la FIM no parece representar de manera satisfactoria la variación de la temperatura efectiva con la metalicidad.

6.- Si el brote de formación fuera instantáneo, la variación del límite superior representaría la evolución gradual de las estrellas de mayor masa en su salida de la secuencia principal. La correlación observada con la composición química podría estar relacionada con la contaminación de las SN tipo II, aunque estimaciones preliminares parecen indicar que esta contaminación es insuficiente para explicar los datos observacionales.

resultados observacionales, sin embargo será necesario que se construyan modelos de evolución de galaxias que incluyan en detalle los procesos físicos de la formación estelar.

Un problema fuerte es que distintos valores de los parámetros libres del modelo m_{inf} , m_{sup} , y α puedan producir el mismo valor de alguna cantidad observable.

Se espera que en un futuro próximo se mejoren las calibraciones entre los anchos equivalentes observados, el tipo Espectral y la Clase de Luminosidad, así como la creación de nuevas calibraciones similares tanto para otros grados de ionización de los elementos aquí estudiados (Si y O), como para otros elementos. Desafortunadamente las líneas de SiIV $\lambda 1400$ y CIV $\lambda 1550$ son las únicas líneas suficientemente intensas para ser de confiabilidad en el intervalo 1200 a 1900 Å.

Estas relaciones aunadas a mejores espectros de alta resolución de las galaxias permitirán análisis más detallados en cuanto a la forma y comportamiento de la FIM de estos sistemas.

Con datos de alta resolución podrían analizarse líneas individuales no mezcladas y se podrían separar las contribuciones en absorción de líneas interestelares e intergalácticas. También sería posible utilizar información de los perfiles de las líneas que ayudaría en las técnicas de modelaje.

REFERENCIAS.

Nomenclatura Empleada:

- A. A. = Astronomy and Astrophysics.
 A. A. SUP. = Astronomy and Astrophysics Supplement Series.
 A. J. = Astronomical Journal.
 AP. J. = Astrophysical Journal.
 AP. J. Lett. = Astrophysical Journal Letters.
 AP. J. SUP. = Astrophysical Journal Supplement Series.
 AP. Lett. = Astrophysical Letters.
 A. R. S. A. = Annual Review of Astronomy and Astrophysics.
 A. Zh. = Astronomical Journal (equivalente al soviet Astronomy).
 Fund. Cosm. Phys. = Fundamentals of Cosmic Physics.
 M. N. = Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.
 P. A. S. Jap. = Publication of the Astronomical Society of Japan.
 P. A. S. P. = Publications of the Astronomical Society of the Pacific.
 R. Mex. A. A. = Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica.

- Allen, C.W., 1973. Astrophysical Quantities. London. Athlone Press 3a. ed.
 Aller, L. H., 1984. Physics of Thermal Gaseous Nebulae. D. Reidel Publishing Company.
 Alloin, P., y Andrillat, Y., 1973. AP. Lett., 15, 35.
 Alloin, P., et al., 1975. A. A., 70, 141.
 Alloin, P., et al., 1979. A. A., 78, 200.
 Appenzeller, I., 1970a. A. A., 5, 305.
 Appenzeller, I., 1970b. A. A., 9, 216.
 Arakelian, M. A., 1976. Astrofizika, 12, 559.
 Arakelian, M. A., et al., 1971. Astrofizika, 7, 177.
 Augarde, R., y Lequeux, J., 1980. A. A., 147, 273.
 Avedizova, V.S., 1977. A. Zh., 56, 945.
 Baldwin, J. A., et al., 1981. P. A. S. P., 93, 5.
 Balzano, V. A., 1983. AP. J., 268, 692.
 Balzano, V. A., y Weedman, R. W., 1981. AP. J., 243, 756.
 Bisiacchi, G. F., et al., 1979. en Mass Loss and Evolution of O Type Stars (eds. P. G. Conti y C. W. H. de Loore. I. A. U). p. 301.
 Bisiacchi, G. F., et al., 1983. A. A., 119, 167.
 Boisse, P., et al., 1981. A. A., 94, 265.
 Bok, B.J., y Reilly, E.P., 1947. AP. J., 105, 259.
 Burenkov, A. N., et al., 1983. Astrofizika, 19, 393.
 Burki, G., 1977. A. A., 57, 135.
 Cantó et al., 1980. M. N., 193, 711.
 Cutri, R. M., y McAlary, C. W., 1983. AP. J., 296, 90.
 Chiu, L. H., et al., 1980. A. J., 85, 312.
 Dahari, O., 1980. AP. J. SUP., 57, 643.
 D'Antona, G., y Barzanti, J., 1983. A. A., 127, 149.
 Denisjuk, E. N., et al., 1976. Astrofizika, 12, 661.
 Denisjuk, E. N., y Lipovetskii, V. A., 1983. Astrofizika, 19, 229.
 de Vaucouleurs, G., et al., 1976. Second Reference Catalogue of Bright Galaxies. Austin: University of Texas Press. (RC2)
 Dopita, M. A., y Evans, I. N., 1980. AP. J., 307, 491.

- Dufour, G. J., et al., 1961, Ap. J., 252, 461.
- Dyson, J.B., y Williams, G.B., 1960, Physics of the Interstellar Medium, Manchester University Press.
- Edmunds, M. G., y Pagel, B. E. J., 1964, M. N., 211, 100.
- Elmegreen, B.G., y Lada, C.J., 1977, Ap. J., 214, 720.
- Evans, I. N., y Dopita, M. A., 1985, Ap. J. sup., 58, 120.
- Fanelli, M. N. et al., 1976, Ap. J., 321, 766.
- , 1987b, en preparación.
- Feldman, F. R., et al., 1982, Ap. J., 256, 407.
- Firmani, C., y Ruiz, E., 1979, symp. on Recent Advances in Obs. Astronomy, eds. H. L. Johnson y J. Allen, U.N.I. Nac. Aut. Mex.
- Firmani, C., y Lutubov, H. V., 1989, en preparación.
- Franco, J., 1984, Temas selectos de Astrofísica, U.N.A.M., (COORD. M. Peimbert) p. 13.
- Franco, J., y López, L.P., 1986, P. A. S. P., 98, 1076.
- French, H. B., 1980, Ap. J., 240, 41.
- Garman, C. D., et al., 1982, Ap. J., 263, 777.
- Gehrz, R. D., et al., 1983, Ap. J., 267, 551.
- Güsten, K., y Meizer, F. G., 1982, Vistas in Astronomy, 26, 139.
- Henize, K. G., et al., 1975, Ap. J., 199, L119.
- Huchra, J. P., 1977, Ap. J. sup., 35, 171.
- Huchra, J. P., et al., 1983, Ap. J., 274, 125.
- Humer, ... y Storey, ... 1987, M. N., 224, 801.
- Humphreys, R. M., y McElroy, D. B., 1984, Ap. J., 284, 565.
- Hunter, D. A., et al., 1982, Ap. J. sup., 49, 5.
- Kachikian, E. Y., y Weedman, D. W., 1971, Astrofizika, 7, 389.
- Kahn, F., D., 1974, A. A., 37, 149.
- Kelly, R. L., y Palumbo, L. J., 1973, "Atomic and Ionic Emission Lines Below 2000 Å" Vol. 1, National Technical Information Service, Springfield Va. USA.
- Kinney, A. L. et al., 1984, P. A. S. P., 96, 398.
- Klapp, J., 1987, comunicación Privada.
- Kunth, D., y Sévre, F., 1985, Star-Forming Dwarf Galaxies (Ed. Kunth, D., Ithuan, F. A., y Thann Van, J. I.) Editions Frontières.
- Kunth, D., y Joubert, M., 1985, A. A., 142, 411.
- Kunth, D., y Sargent, W.L., 1983, Ap. J., 273, 81.
- Larson, R.B., 1969, M.N., 145, 271.
- Larson, R.B., 1972, M.N., 157, 121.
- Larson, R.B., 1973, Fund. Cosm. Phys., 1, 1.
- Larson, R. B., 1974, M. N., 166, 385.
- Larson, R.B., 1984, M.N., 206, 197.
- Larson, R.B., 1985, M.N., 214, 377.
- Larson, R.B., y Starrfield, G., 1971, A. A., 13, 190.
- Larson, R. B., y Lindsay, E. M., 1978, Ap. J., 219, 46.
- Lequeux, J., 1979, Ann., 80, 75.
- Madore, B. F., 1977, M. N., 178, 1.
- Maeder, A., 1980, A. A., 92, 101.
- Maeder, A., 1981, A. A., 101, 385.
- Massa, D., y Savage, B. D., 1983, Ap. J., 299, 905.
- Mathis, J.S., et al., 1977, Ap. J., 217, 425.
- Mazzarella, J. M., y Balzano, V. A., 1986, Ap. J. sup., 62, 751.
- McClall, M. L., 1984, M. N., 208, 253.
- McClall, M. L., et al., 1985, Ap. J. sup., 57, 1.
- Mendoza, L., 1983, IAU Symp. 103, Planetary Nebulae, p. 143. Ed.

- Flower, R. R., Heidelberg, Dordrecht.
- Miller, G. E., y Scalo, J. M., 1979, Ap. J., Sup., 41, 513.
- Neugebauer, G., et al., 1976, Ap. J., 205, 29.
- Osterbrock, D. E., 1974, Astrophysics of Gaseous Nebulae, Freeman & Company San Francisco.
- O'Connell, R. W., et al., 1976, Ap. J., 226, L11.
- Pagal, B. E. J., et al., 1979, M. N., 189, 95.
- Pagal, B. E. J., et al., 1980, M. N., 193, 219.
- Panagia, N., 1978, A. J., 78, 229.
- Panagia, N., 1980, en Radio Recombination Lines, Ed. P. A. Shaver, Dordrecht Heidelberg, p. 73.
- Paneh, R. J., y Savage, B. D., 1976, Ap. J., 206, 187.
- Peimbert, M., y Lostero, R., 1967, Bol. Obs. Tonat. y facu., 5, 3.
- Peimbert, M., y Torres-Peimbert, S., 1976, Ap. J., 203, 581.
- Peimbert, M., et al., 1968, A. A., 158, 266.
- Petrosian, A. R., et al., 1980, Pisma Astr. Zh., 6, 552.
- Popper, D. M., 1980, A. R. A. A., 18, 113.
- Rieke, G. H., y Low, F. J., 1972, Ap. J. Lett., 176, L95.
- Rieke, G. H., et al., 1980, Ap. J., 238, 24.
- Rieke, G. H., et al., 1983, Ap. J., 290, 116.
- Rosa, M., et al., 1984, A. A. Sup., 67, 361.
- Rubin, R. H., 1985, Ap. J. Sup., 57, 349.
- Sakka, K., et al., 1973, P. A. S. Jap., 25, 153.
- Salpeter, E. E., 1955, Ap. J., 121, 161.
- * Sandage, A., 1988, ...
- Sargent, W. L. W., 1972, Ap. J., 173, 7.
- Savage, B. D., y Mathis, J. S., 1979, A. R. A. A., 17, 73.
- Scalo, J. M., 1986, Fund. Cosm. Phys., 11, 1.
- Scalo, J. M., 1988, en Starbursts and Galaxy Evolution, Ed. J. Montmerle, Edition Frontiers.
- Seiden, P. E., y Gerola, R., 1982, Fund. Cosm. Phys., 7, 241.
- Sekiyauchi, K., y Anderson, K. S., 1987a, A. J., 94, 129.
- , 1987b, A. J., 94, 644.
- Serrano, A., 1978, tesis doctoral, Universidad de Sussex.
- * Shields, G. A., y Inasley, S. M., 1976, Ap. J., 203, 66.
- Silk, J., 1977, Ap. J., 214, 718.
- Silk, J., 1984, ...
- Spitzer, L. Jr., 1976, Physical Processes in the Interstellar Medium, John Wiley & Sons, INC.
- Stamek, R. A., y Weedman, D. W., 1986, Ap. J., 302, 640.
- Stasinska, G., 1978a, A. A., 66, 267.
- Stasinska, G., 1980, A. A. Sup., 32, 429.
- Stasinska, G., 1981, A. A., 84, 320.
- Stasinska, G., 1982, A. A. Sup., 48, 299.
- Stein, Karl, et al., 1973, Ap. J. Lett., 177, L125.
- Stothers, R., y Simon, R. E., 1971, Ap. J., 160, 519.
- Talbot, R. J., 1971a, Ap. J., 163, 17.
- Talbot, R. J., 1971b, Ap. J., 165, 121.
- Terlevich, R., 1981, Ph.D. Thesis ...
- Terlevich, R., 1983, Star-Forming Dwarf Galaxies, Ed. Kunth, D., IAU, I. A., y Thanh Van, I., Editions Frontieres.
- * Terlevich, R., y Melnick, J., 1980, M. N., ...
- Thuan, T. A., 1983, Ap. J., 268, 667.
- Torres-Peimbert, S., y Peimbert, M., 1977, R. Mex. A. A., 2, 181.

- Iwarog, B. A., 1980, AP. J., 242, 242.
vanbeveren, P., 1981, A. A., 95, 221.
Vanbeveren, P., 1984, A. A., 139, 242.
Veilleux, S., y Osterbrock, D. E., 1980, AP. J. SUP., 63, 290.
Verón, M. P., 1981, A. A., 100, 12.
Vialletond, F., y Inuan, I. X., 1983, AP. J., 269, 444.
Vialletond, F., et al., 1982, A. A., 115, 273.
Weedman, D. W., et al., 1981, AP. J., 248, 105.
Whitford, A. E., 1988, A. J., 63, 201.
Wolfire, M.G., y Lassinelli, J.P., 1987, AP. J., 319, 880.
Wu, L. C., et al., 1980, AP. J., 237, 290.
Ziebert, E., 1970, AP. J., 162, 247.