

**BIBLIOTECA
INSTITUTO ARGENTINO
DE RADIOASTRONOMIA**

Ref.

Fecha:

16-6-88

60

REGIONES HII

(Proyecto de investigación para el IAR)

J. C. Cersosimo

**Instituto Argentino de Radioastronomía
C.C. N 5 - (1894) Villa Elisa
Provincia de Buenos Aires
Argentina**

Mayo de 1988

*Miembro de la Carrera del Investigador - CONICET.

I. - INTRODUCCION

En los últimos veinte años las observaciones de líneas de recombinación han hecho posible incrementar el estudio de las propiedades físicas de las nubes de gas. Mas aún en la última década los estudios son dirigidos al estudio del medio interestelar. El hidrógeno es el principal constituyente del medio interestelar; el hidrógeno ionizado se encuentra en ambientes con temperaturas de aproximadamente dos órdenes de magnitud mayor que en los alrededores, conocidas con el nombre de regiones HII. Su localización es frecuente en los brazos espirales de la Vía Láctea. La presencia de elementos pesados se encuentra con abundancias relativas parecidas a las abundancias estelares, y además se sabe de la asociación de las regiones HII con nubes de baja temperatura ricas en especies moleculares.

La densidad electrónica promedio de las regiones HII típicas son de 10 a 1000 cm^{-3} . Existen grandes variaciones de la densidad dentro de estas nebulosas. Las observaciones ópticas y de radio han mostrado que en general la densidad decrece desde el centro hacia los bordes. Además estructuras compactas, con densidades de aproximadamente 10^4 cm^{-3} han sido estudiadas con síntesis de apertura.

Es conocido que las regiones HII tienen gradientes de temperatura. El calculo de la temperatura electronica en las regiones es un problema que los astrónomos vienen abordando desde hace casi cinco decadas. Los metodos opticos, mediante la observacion de líneas prohibidas, permiten hacer estimaciones pero ellos tienen ciertas limitaciones debido a las fuertes desviaciones del equilibrio termodinámico por un lado, y por otro es necesario conocer muy bien los parametros atomico. Además los metodos ópticos son limitados debido al oscurecimiento producido por el polvo interestelar. Las determinaciones de la temperaturas en las nebulosas mediante observaciones de líneas de recombinación tiene la ventaja de que la teoria de formación de líneas es bien conocida y además no existe problema debido al oscurecimiento. Las observaciones de líneas en frecuencias de radio son particularmente útil para estudiar la estructura en gran escala de la Galaxia. Los relevamientos de líneas de recombinación se aplican a los siguientes temas de investigación:

- 1) Delinear la distribución del gas en la Galaxia
- 2) Estudiar las propiedades físicas de la emisión de las líneas en regiones HII distantes

- 3) Detectar nuevas regiones HII distantes
- 4) Catalogar nuevas fuentes no térmicas por la ausencia de líneas de recombinación.
- 5) Estudiar el gradiente de temperatura en la Galaxia y el gradiente de abundancia del helio relativo al hidrógeno.
- 6) Estudiar las emisiones anchas provenientes del gas relativamente frío que rodea las regiones HII.

La tabla I lista todos los relevamientos publicados hasta la fecha. Ellos se dividen en dos categorías. A) Aquellos que observan únicamente en dirección de fuentes discretas, y B) Aquellos que pretenden medir emisiones del gas extendido en la Galaxia. Los de tipo "A" se realizan generalmente en altas frecuencias, mientras que los de tipo "B" se observan en bajas frecuencias. En el hemisferio Sur se cuenta únicamente con dos relevamientos, uno de cada categoría, realizados por Wilson et al. (1970) y Hart et al. (1984). En el primero de estos relevamientos se hacen observaciones de la línea H109alpha en

direccion de fuentes discretas, en el segundo se observa sistemáticamente a lo largo del plano galáctico en la línea H166alfa.

Comparando los relevamientos en las líneas H109alfa y H166alfa, tanto en el hemisferio Sur como en el Norte, es evidente que la distribución observada difiere notablemente entre los relevamientos de distintas categorías. En alta frecuencia, la elección de observar sobre fuentes discretas provoca incompletitud en los datos, obteniendo información únicamente de las regiones densas y brillantes. En bajas frecuencias la baja resolución angular, enmascara algunas estructuras de alta densidad debido a la profundidad óptica. La mayor cantidad de masa responsable de la emisión es detectada en este tipo de relevamientos. Las regiones HII compactas están usualmente asociadas con regiones HII de baja densidad, a modo de transición entre el gas neutro y el gas ionizado. Los efectos de selección en cada tipo de relevamiento son inevitables, como mostraremos en este informe las observaciones con disco simple son sensibles a regiones con cierto rango de densidades de gas en una frecuencia dada.

Los resultados obtenidos por Wilson et al. (1970), observando en el hemisferio norte en la línea H110alfa en

dirección de fuentes débiles del continuo, muestra que las regiones HII del plano galáctico no se posicionan en un patrón espiral. Solamente satisfacen esta condición las regiones HII con emisión intensa. Probablemente la continuidad en la emisividad observada en los relevamientos sistemáticos en considerable áreas del plano galáctico se deba a la contribución de estas pequeñas fuentes. Por otra parte es conocido que es posible detectar líneas de recombinación en dirección del plano galáctico libre de fuentes discretas brillantes (Gordon y Gottesman, 1971). Una línea de recombinación en emisión contiene información de diversas partes de una nube heterogénea. La emisión detectada depende de varios parámetros (Brown et al. 1978); los más importantes son: el tamaño relativo del haz de la antena respecto del diámetro angular de la fuente, y la densidad electrónica de la región HII.

La realización de relevamientos sistemáticos de líneas de recombinación en ambos hemisferios utilizando diferentes frecuencias provee información del gas ionizado de la galaxia el cual será objeto de análisis con el fin de entender la cinemática y la física de las regiones HII. El objeto de este informe es proponer el desarrollo de investigaciones en el tema de líneas de recombinación para realizar en el IAR. Los mismos contemplan la utilización de una de las antenas de 30 metros y el

auto-correlador de 1008 canales que formara parte del back-end. Para llevar a cabo este proposito es necesario la utilizacion de receptores con baja temperatura de sistema entre las frecuencias de 400 y 5000 MHz, los cuales podrian ser desarrollados en este Instituto. Este proyecto tambien prevee la utilizacion de un receptor enfriado para detectar lineas de alto orden.

TABLA 1

Fuentes	ν (GHz)	θ (arc.)	Referencias
1=351-0-209	1.6	31.4, 35.6	Dieter (1970)
1=348-0-84	5.	6.5	Reifeinstein et al. (1970)
1=261-0-353	5.	4.	Wilson et al. (1970)
1=9-130	1.6	33.	Gordon y Cato (1972)
1=358-0-50	1.4	21.	Lockman (1976)
1=5-60	1.4	32.	Hart y Pedlar (1970)
1=6-111	10.	2.8	Reifeinstein et al. (1970)
1=1-209	5., 8.	2.6, 1.5	Churchwell et al. (1978)
1=,7-212	23.	0.7	Wilson et al. (1979)a y b
1=300-358	1.4	34.	Hart et al. (198 ³ X)
1=75-86	2.7, 3.2	20.	Barcia et al. (1969)
1=32 fuentes	15.	2.	Schraml et al. (1969)
1=316 fuentes	5.	4.	Caswell y Haynes (1987)
1=356-0-50	325.	120x2	Anantharamaia (1986)
1=300-360-4	1.4	34.	Cersosimo et al (1988)
1=330-340	1.4	34.	Cersosimo (1988)

II - CARACTERISTICAS DE LAS LINEAS DE RECOMBINACION

1. - ATOMOS ALTAMENTE EXCITADOS

En las nebulosas, luego de la ionización de los átomos, los electrones pueden recombinarse con protones o iones más pesados. Un electrón libre puede ser capturado por un ion de hidrógeno en cualquier nivel de número cuántico "n". Si la captura se produce en un nivel de alto número cuántico (n > 40) las transiciones subsiguientes desde los altos niveles dan lugar a emisiones de líneas espectrales llamadas "líneas de recombinación". Cuando el salto del electrón se produce entre niveles muy cercanos, tal que la diferencia entre niveles "Δn" es Δn << n los fotones emitidos tienen longitudes de onda detectables en el espectro de las radioondas.

De la teoría cuántica se obtiene el valor medio esperado para la coordenada radial del electrón, que caracteriza al radio de la capa de electrones, evaluando la integral (White, 1934)

$$\bar{r}_{n,l} = \int_0^{\infty} r F_{n,l}(r) dr \quad (II.1)$$

donde $F_{n,l}(r) dr$ es la probabilidad numérica real de que

la coordenada radial del electrón, r , este comprendida entre r y $r+dr$. El resultado de la integral es:

$$r = \frac{Z}{n^2} \left[1 + \frac{l}{Z} \left[1 - \frac{l(l+1)/n^2}{Z} \right] \right] \quad (II.2)$$

donde " l " es el número cuántico orbital, " a " es el radio de Bohr, y Z es la carga efectiva.

La energía cinética del electrón, moviéndose alrededor del núcleo, tiene dos partes: una radial que se debe a su movimiento de aproximación y alejamiento alrededor del núcleo, y otra debido al movimiento alrededor de este, que se especifica con el número cuántico orbital. Cuando el electrón se encuentra en un estado de energía bien definida la magnitud del momento angular orbital tiene el valor definido:

$$L = \left[l(l+1) \right]^{1/2} \hbar \quad (II.3)$$

donde \hbar es la constante de Planck sobre 2π . El momento angular orbital es un vector perpendicular al plano en el cual tiene lugar el movimiento de rotación, y su dirección y sentido están dados por la regla de la mano derecha. El electrón girando alrededor del núcleo forma un pequeño dipolo magnético; en

consecuencia la presencia de un campo magnético externo \vec{B} interactúa con el pequeño dipolo afectando la dirección del vector L . El número cuántico magnético m especifica la dirección de L , cuya proyección sobre un eje, paralelo al campo \vec{B} , es:

$$L_z = m \hbar \quad (\text{II.4})$$

Muchas propiedades del impulso angular orbital se pueden representar adecuadamente en términos de diagramas vectoriales. La orientación espacial del vector L está dada por $m=+1$. Este vector puede encontrarse sobre un cono cuyo semiángulo es:

$$\cos^{-1} \left\{ \frac{m}{l(l+1)} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.5})$$

El vector L nunca puede estar alineado exactamente (paralelo o antiparalelo) con \vec{B} , ya que L_z es siempre menor que la magnitud L . En ausencia de un campo magnético externo, la dirección del eje z es completamente arbitraria, siendo entonces $L = m \hbar$.

En la expresión (II.2) vemos que la coordenada radial varía fuertemente con n , pues la dependencia respecto de l se atenua por el factor $1/2$ y la inversa del cuadrado de n . Todos los electrones que se encuentren en estados propios con el mismo valor de n para la coordenada radial, tienen densidades radiales

de probabilidad semejantes; y aproximadamente el mismo valor esperado para la coordenada radial, independientemente de los valores "m" o "l". Comparando las expresiones de la coordenada radial con la del radio obtenida por Bohr vemos que ellas tienen cierto parecido, en el sentido que ambas dependen del cuadrado de n (Eisbers y Resnick, 1974). Escribimos entonces:

$$r_n = r_{\text{Bohr}} = \frac{n^2 a_0}{Z} \quad (\text{II.6})$$

que es el valor del radio de las órbitas de Bohr. Por otra parte, cuando "l" tiende a infinito, cualquiera sea el valor de "n", el ángulo dado por la fórmula (II.5), tiende a cero; entonces el vector momento angular para estados $m = \pm l$ está obligado a orientarse casi en la dirección del eje z. De esta manera el vector se encuentra esencialmente fijo en el espacio, en concordancia con el comportamiento que predice la teoría clásica.

Por otra parte es interesante recordar que Bohr, al desarrollar su teoría, utilizó un argumento original que luego llevaría el nombre de "Principio de Correspondencia". De esta manera él pudo describir el espectro del átomo de hidrógeno antes de conocer las leyes de la mecánica cuántica.

Simplemente consideré estados altamente excitados del átomo de hidrógeno y argumenté que si "n" tiene un valor muy alto, el efecto de cambiar "n" en una cantidad pequeña debe ser menos drástico que si el cambio ocurre para valores de n cercanos a la unidad. Entonces los cambios de energía entre dos estados altamente excitados deben ser suaves, en comparación con el cambio entre dos estados de baja energía.

Con respecto al momento angular intrínseco S o giro (spin) del electrón, debemos observar que este no es una cantidad clásica. Esto se debe a que el número cuántico "s", que especifica la cantidad del momento angular de spin, tiene el valor fijo $1/2$; en consecuencia no se puede tomar el límite clásico para S ($= \sqrt{s(s+1)}\hbar$) haciendo que s tienda a infinito. Otra forma de expresar lo mismo es que en el límite clásico la magnitud del spin es totalmente despreciable, y por lo tanto debe ser una cantidad esencialmente no clásica. Los momentos angulares intrínsecos y momentos magnéticos de los núcleos contribuyen a los momentos angulares del átomo y a los momentos magnéticos, pero estas contribuciones son aproximadamente de 10^{-3} veces la magnitud de los momentos de los electrones.

2. - FRECUENCIAS

Cuando se trata de átomos altamente excitados resulta adecuado calcular las frecuencias de las líneas que se forman entre niveles cuánticos muy cercanos, considerando solamente cambios en el número cuántico principal. La expresión está dada por la fórmula de Rydberg:

$$\nu = R c Z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right] \quad (\text{II.7})$$

que resulta adecuada para átomos altamente excitados; donde R es la constante de Rydberg, y c es la velocidad de la luz. Para $n > 40$ se tienen líneas cuya frecuencia es menor que 100 GHz siempre que $n+1 < 2n$. Si desarrollamos en serie la expresión hasta un primer orden tenemos:

$$\nu \approx 2RcZ^2 \frac{1}{n^3} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{n+1}{n} \right) \approx 2RcZ^2 \frac{1}{n^3} \quad (\text{II.8})$$

La constante de Rydberg se puede generalizar para calcular frecuencias de emisores diferentes del hidrógeno:

$$R = R_0 \left(1 - \frac{m}{M} \right) \quad (\text{II.9})$$

R_∞ ($=109737.42$ $1/\text{cm}$) es la constante de Rydberg para una masa "M" infinita, siendo M la masa del núcleo emisor, y m la masa del electrón.

Hay un gran número de transiciones detectables. Su identificación se hace con el símbolo de la especie atómica seguido del número cuántico principal del nivel al cual salta el electrón. Además, a continuación del número cuántico se escribe una letra griega la cual especifica el orden de la transición, es decir la cantidad de niveles, Δn , que salta el electrón. Si $\Delta n=1$, la letra griega que corresponde es "alfa", si $\Delta n=2$ corresponde "beta", y así sucesivamente. Por ejemplo cuando en un átomo de hidrógeno el electrón salta del nivel $n=160$ al nivel $n=159$ la emisión correspondiente se simboliza: H159alfa.

Habitualmente se observan líneas de recombinación con espectrómetros que trabajan entre 150 MHz y 100 GHz. Las líneas detectadas provienen de átomos excitados simples que abundan en el medio interestelar. Un electrón altamente excitado cuyo número cuántico es $n=200$ tiene un tamaño mayor que 2 micrones. Las líneas más intensas son las del hidrógeno, por ser el elemento más abundante, y las alfa por tener el valor más alto de "fuerza del oscilador" (ver Menzel, 1969).

La separación entre líneas del mismo orden en el espectro se obtiene derivando la expresión (II.8)

$$\Delta \nu \approx \frac{2}{3} R c Z^2 \left(\frac{\Delta n}{n} \right) = 3 \nu / n \quad (\text{II.10})$$

Por ejemplo alrededor de los 1500 MHz las líneas "alfa" tienen una separación de aproximadamente 28 MHz, y las líneas "beta" de 22 MHz. A medida que el orden es mayor las líneas aparecen más frecuentemente en el espectro. Como veremos en el capítulo VII, es importante saber cuándo una línea de alto orden se encuentra en el espectro cerca de una línea "alfa". Si sabemos en qué frecuencia se emite cierta línea "Xalfa", del elemento X, y queremos saber qué línea de alto orden, $n(\Delta n)$, tenemos en esa región espectral, debemos computar

$$n(\Delta n) = n(\text{alfa}) \left(\frac{\Delta n}{n} \right)^{.333} \quad (\text{II.11})$$

Por ejemplo cerca de la línea H159alfa tenemos las líneas de alto orden H200beta, H229gamma, y H252epsilon. Las frecuencias de elementos más pesados, como la del He por ejemplo, aparecen en frecuencias muy cercanas a las correspondiente del H. Según el número cuántico y el orden, estas líneas se encuentran desplazadas hacia frecuencias más altas debido al efecto de la

masa del núcleo atómico que afecta el valor de la constante de Rydberg, según lo indica la fórmula (II.9). La separación entre líneas alfa del H y de cualquier otro elemento, en el mismo nivel cuántico, tiene la expresión

$$\Delta\nu(X-H) \approx \delta E + 10^3 (R_X - R) / n \quad (II.12)$$

donde R_X y R son las constantes de Rydberg para cualquier elemento diferente del hidrógeno, y para el hidrógeno respectivamente. Dado que los valores de la constante de Rydberg convergen al valor R_0 , a medida que aumenta la masa del emisor, la diferencia (II.12) se hace constante, y las líneas provenientes de elementos muy pesados se encimarian en una frecuencia dada.

3. - ENSANCHAMIENTO DE LAS LINEAS

Las líneas de recombinación son emitidas desde plasmas astrofísicos; en estos existen distintos mecanismos que ensanchan las líneas. Uno de ellos es el ensanchamiento Doppler, para el cual se supone que el gas tiene una distribución Maxwelliana de velocidades. La forma del perfil es una gaussiana y el ancho de la línea a mitad de intensidad esta

dado por la expresión

$$\bar{\nu}_D = \frac{Z v}{c} \left[\left(\frac{Z k T_e}{m} + \frac{Z}{3} \langle V_t \rangle \right) \ln 2 \right]^{1/2}, \quad (\text{II.13 a})$$

$$= \frac{Z v}{c} \left(\frac{Z k T_D}{m} \ln 2 \right)^{1/2} \quad \text{kHz} \quad (\text{II.13 b})$$

donde k es la constante de Boltzmann, " V_t " es la contribución debido a movimientos no-térmicos en el plasma, " T_e " es la temperatura cinética del gas, que en equilibrio termodinámico se define como la temperatura electrónica, y " T_D " es la temperatura Doppler efectiva definida a partir de la expresión I.13b.

Otro mecanismo que contribuye al ensanchamiento de las líneas es el debido a la presión. Griem (1967) demostró que en los plasmas de baja densidad las líneas se ensanchan debido principalmente a las colisiones, más que a los campos eléctricos cuasi-estáticos (efecto Stark). Además sostuvo que los impactos debido a electrones son más importantes que los debido a protones.

Brocklehurst y Leeman (1971) computaron anchos de perfiles

usando nuevos valores de secciones eficaces y obtuvieron una expresión similar a la de Griem (1967):

$$\bar{\nu}_F = 3.74 E^{-11} \frac{N_e}{T_e} n^{4.4} \text{ KHz} \quad (\text{II.14})$$

" N_e " es la densidad electrónica. Cuando ambos efectos de ensanchamiento, Doppler y de presión de electrones, son importantes, de la convolución de ambas funciones, Gaussiana y Lorentziana, el perfil resultante es una función de Voigt,

$$f(\nu) = \left[\sqrt{\pi} \bar{\nu}_D \right]^{-1} H \quad (\text{II.15})$$

donde "H" es la función de Voigt, la cual ha sido tabulada por Fosener (1959). El ancho total de la línea a mitad de intensidad $\bar{\nu}_V$ está dado por:

$$\bar{\nu}_V^2 = \bar{\nu}_D^2 + \bar{\nu}_F^2 \quad (\text{II.16})$$

Es importante evaluar el cociente entre ambos efectos de ensanchamiento, el cual tiene la expresión:

$$\frac{\bar{I}_{nu}}{F} = 7.98 E-18 \frac{N_e}{\bar{I}} \frac{n^{7.4}}{T_e T_0 \bar{I}_n} \quad (II.17)$$

Rocklehurst y Seaton (1972) enfatizaron la importancia que tiene el efecto de ensanchamiento por presión de electrones en una nube de densidad inhomogénea. La fuerte dependencia con el número cuántico hace que el efecto de ensanchamiento en las alas del perfil lleve a afectar considerablemente la altura del centro de la línea. En los casos extremos el mecanismo hace que las líneas sean inobservables a bajas frecuencias. Por otra parte la densidad del gas juega también cierta importancia. En las observaciones de líneas en dirección de una nube con gradientes de densidades, es probable que en bajas frecuencias la emisión detectada provenga principalmente de las zonas de menor densidad.

4. - INTENSIDADES DE LAS LINEAS DE RECOMBINACION

Desarrollos detallados sobre el tema han sido hechos por

Rupree y Goldbers (1970), por Brocklehurst y Seaton (1972), y últimamente por Shaver (1975).

El mecanismo más probable para la población de los niveles altamente excitados es la recombinación de un electrón libre con un ion. La ionización sería causada por la radiación ultravioleta proveniente de las estrellas de tipo O. Las incessantes colisiones entre los electrones libres aseguran una distribución Maxwelliana de velocidades. La temperatura electrónica T_e se define como la temperatura cinética:

$$\frac{3}{2} k T_e = \langle \frac{1}{2} m v^2 \rangle \quad (II.18)$$

la cual queda determinada como un equilibrio entre el calentamiento por ionización y el enfriamiento por radiación de líneas prohibidas, excitadas colisionalmente en elementos tales como el O, N, y Ne, (Spitzer, 1977)

El tiempo que transcurre entre la ionización y la recombinación de un electrón es inversamente proporcional a la densidad (Osterbrock, 1974). Durante este tiempo los electrones pierden gran parte de su energía cinética debido a la colisión con los iones. En este tipo de colisiones se produce otro mecanismo de radiación observable en el espectro de radio, la radiación continua libre-libre. La densidad de flujo emitida

por este proceso es proporcional al cuadrado de la frecuencia cuando la región HII es ópticamente gruesa. Cuando es ópticamente fina, el flujo decrece débilmente con la frecuencia (con índice -0.1). La frecuencia en donde ocurre este cambio de índice espectral depende esencialmente de la densidad electrónica de la región HII. Esta radiación continua térmica ocurre en condiciones de equilibrio termodinámico local (ETL).

Las líneas de recombinación provenientes de un plasma con temperatura electrónica T_e , son detectables en las frecuencias donde la región HII es ópticamente delgada en la radiación continua. La línea emerge por encima de esta radiación. La temperatura de brillo de una línea n -alfa del hidrógeno emitida por una fuente ópticamente delgada y en condiciones de ETL está dada por:

$$TL = 1.01 E+4 Z^2 \ln \frac{f}{n} \frac{n^3 m^{-1.5}}{n} Te^{-1.5} \exp(-X) \frac{EL}{4\pi} \quad (II.19)$$

(Dupree y Goldbers, 1970), donde

$$X = 1.58 E+5 \frac{Z^2}{n Te}$$

$\Delta\nu$ es el ancho de la línea en KHz, y EL es la medida de emisión de la línea en pc cm^{-6} . La temperatura de brillo del continuo esta dada por:

$$T_c = .0824 a(\nu, T_e) T_e^{-.35} \nu^{-2.1} EC \quad (\text{II.20})$$

donde $a(\nu, T_e)$ es una función tabulada por Mezser y Henderson (1966), T_e es la temperatura electrónica, ν es la frecuencia en GHz, y EC es la medida de emisión en el continuo.

5. - CALCULO DE LA TEMPERATURA ELECTRONICA

Resulta práctico medir la potencia de la línea "F" ($F = \int TL \, d\nu$) y la temperatura del continuo. Si se considera que la fuente que emite la línea es isotérmica, y además el mecanismo de emisión ocurre en condiciones de Equilibrio Termodinámico Local (ETL), es posible obtener la temperatura electrónica de la fuente midiendo el cociente entre F y T_c . El cociente observado no depende de las características del radiotelescopio. Entonces, combinando las ecuaciones (I.19) y (I.20) se obtiene una expresión para la temperatura electrónica en ETL, $T(\text{ETL})$ que es función del cociente medido.

$$T_e(\text{ETL}) = 1.115 E+5 \frac{T_c}{F} \frac{\bar{u}_n}{n} \frac{f}{m_e n} \quad (II.21)$$

En esta expresión se tomó una abundancia de He respecto del H del 10%, o bien que $E_C = 1.1 E_L$.

La expresión resulta práctica para determinar la temperatura electrónica de las regiones HII. Ella responde a un modelo en el cual hay que distinguir las siguientes aproximaciones: i) La línea γ y el continuo se forman en un medio isotérmico, homogéneo y con geometría plano-paralela. ii) Las profundidades ópticas de la línea "tl" y del continuo "tc" son mucho menores que la unidad. iii) La emisión de la línea se forma y se transfiere en ETL. iv) El ensanchamiento debido a presión por electrones es despreciable.

La ecuación (II.21) se obtiene, como dijimos anteriormente, bajo la suposición de la existencia de ETL. Es decir que los niveles atómicos de energía involucrados en la emisión de las líneas de recombinación, están poblados según las ecuaciones de distribución de Boltzmann para la temperatura de electrones libres T . En la teoría de equilibrio estadístico las desviaciones del ETL se miden por el factor $b(n)$ el cual se define por la relación

$$N_n = b(n) N_n(\text{ETL}) \quad (II.22)$$

este factor fue introducido por Menzel (1937) para considerar las desviaciones de las poblaciones de los niveles atómico respecto del ETL. N_n es el número de átomos con un electrón en el nivel n ; y $N_n(\text{ETL})$ es el equivalente en el caso de ETL.

Según los estudios de Goldbers (1966), las desviaciones de población entre el nivel superior y el inferior afecta las intensidades de las líneas. El factor que se debe aplicar al coeficiente de absorción para corregir por absorción negativa es: $(1 - \exp(-h\nu/kT_e))$; para las líneas de recombinación, la relación entre los coeficientes de absorción en no-ETL y ETL es:

$$\frac{b_n}{n - \bar{n}_n} = \left[1 - \frac{b_n}{n - \bar{n}_n} \exp(-h\nu/kT_e) \right] / (1 - \exp(h\nu/kT_e))$$

que desarrollando en serie con $h\nu/kT_e \ll 1$ se obtiene:

$$\frac{b_n}{n - \bar{n}_n} \approx \frac{b_n}{n - \bar{n}_n} \left[1 - \frac{h\nu}{kT_e} \left(1 - \frac{d(\ln b_n)}{dn} \right) \right] \quad (\text{II.23})$$

El factor b_n y su derivada respecto de n , depende de la temperatura electrónica y de la densidad. En frecuencias de

radio esta derivada tiene valores típicos de $E-5$ a $E-3$, de modo que el coeficiente de absorción puede tomar fácilmente valores negativos. En la solución de la ecuación de transporte Goldbers (1966) obtuvo la siguiente ecuación de relación entre la temperatura real T_e , y la temperatura en ETL, $T_e(ETL)$.

$$\frac{T_e}{T_e(ETL)} = \left[1 + \frac{1}{2} \frac{k T_e}{n v} \frac{d(\ln b)}{dn} \right]^{.87} \quad (II.24)$$

donde t_c es la profundidad óptica del continuo.

Las curvas de población de niveles atómicos fueron calculadas por Brocklehurst (1970). El cálculo el valor del factor $b(n)$ en función del número cuántico n . Para una temperatura electrónica dada, las pendientes de las curvas son función de la densidad electrónica, según muestra la Figura 1. Las curvas se ubican en el plano $[b(n), n]$ entre dos asíntotas, radiativa en la parte inferior y colisional en la superior.

Los procesos radiativos causan la subpoblación de los niveles respecto de ETL. En plasmas con alta densidad los niveles atómicos están principalmente poblados por procesos colisionales, y en los altos números cuánticos las curvas convergen hacia la asíntota colisional.

Por otra parte las pendientes de las curvas juegan un papel importante; ellas intervienen en la fórmula II.24 con la expresión $d[\ln b(n)]/dn$. Para cierta transición $'l_0n'$ el nivel $'n+l_0n'$ está superpoblado respecto del nivel n , provocando un efecto "maser", a pesar de que ambos están subpoblados respecto del ETL.

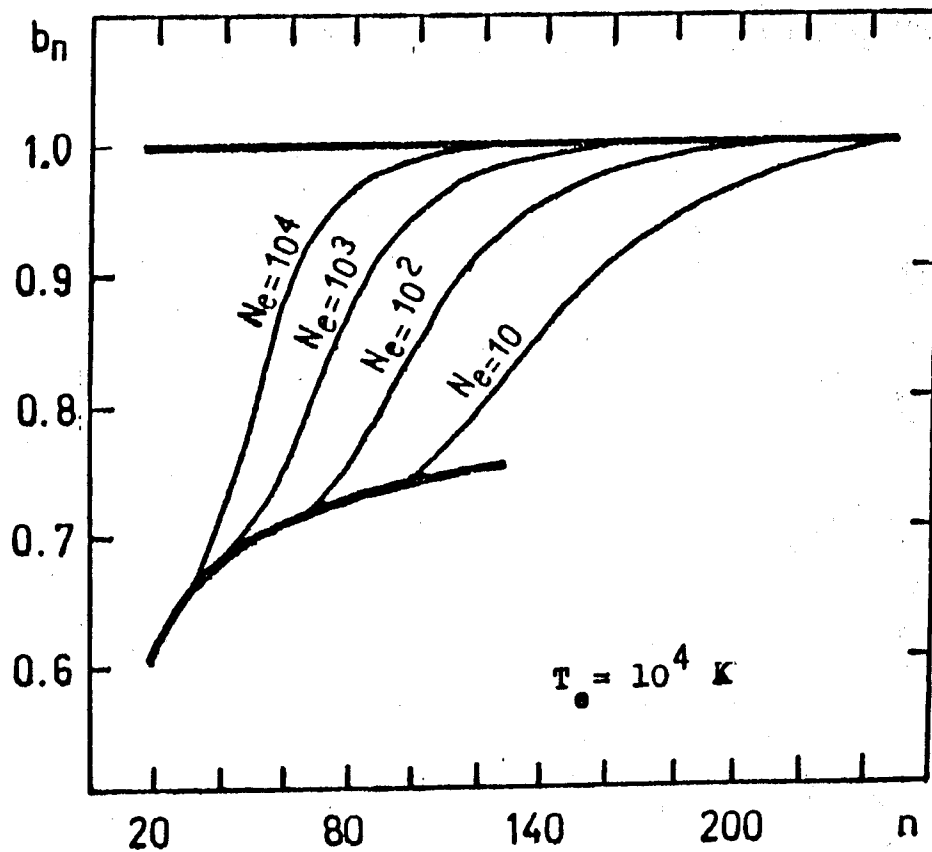


Figura 1 - Los factores de población $b(n)$ en función del número cuántico para el átomo de hidrógeno. Se dibujan las curvas para diferentes densidades en cm^{-3} y $T_e=10000 \text{ K}$.

En general la función $b(n)$ puede explicarse aceptando un cuadro clásico del átomo. El electrón se mueve alrededor del núcleo en una órbita cuyo radio está dado por la expresión I.6. La "superficie" expuesta a las colisiones es proporcional a la cuarta potencia de n . Entonces las poblaciones de los niveles con altos números cuánticos serían más aptas para ser influenciadas por colisiones que las de los niveles con bajos números cuánticos. De modo que las poblaciones con números cuánticos grandes podrían tener temperaturas de excitación cercanas a la temperatura electrónica.

En las regiones HII con alta medida de emisión las desviaciones del ETL se traducen en un incremento apreciable en la temperatura de las líneas, y en consecuencia se obtiene una subestimación de la $T_e(\text{ETL})$. Este inconveniente ha obligado a los radioastrónomos a manejar los resultados con precaución. Las observaciones de regiones HII de bajo brillo superficial tienen medidas de emisión típicas que son aproximadamente de 2 a 3 órdenes de magnitud menores que las regiones HII de alto brillo superficial. El error que se comete en las estimaciones de la $T_e(\text{ETL})$ de estas regiones fue discutido por Dyson (1969). Este demostró que en regiones HII con valores de medida de emisión menores o iguales que 10000 pc cm^{-6} , el error que se comete en la estimación de la temperatura electrónica utilizando la expresión (II.21), no es mayor que el 20%. Por

otra parte Shaver (1980) demostró que existe una frecuencia adecuada para cada valor de la medida de emisión en la cual la determinación de la temperatura electrónica es independiente de los parámetros de la región HII.

III. - MODELOS DESARROLLADOS EN EL IAR

I. - CALCULO DE UNA GRILLA DE MODELOS

Con el proposito de estudiar el comportamiento de la emision de las lineas de recombinacion es adecuado representar las emisiones de distintas regiones HII en todo el espectro de radio. Aquí se desarrolla una grilla de modelos de regiones HII en las cuales se consideran nubes con geometria plano-paralela, isotermicas, y homogeneas. Las características físicas adoptadas en los modelos se hacen en base a los datos observacionales obtenidos hasta el presente en diferentes frecuencias y con distintos haces de antena. La densidad electronica y la medida de emision se eligieron considerando el diagrama de regiones HII de Israel (1978). Este autor ha hecho una grafica, densidades electronicas versus diametros de regiones HII, incluyendo regiones observadas con el radiotelescopio de sintesis de Westerbork. En el plano de las variables (diametro-densidad) las regiones aparecen confinadas en una banda diagonal, los autores atribuyen este agrupamiento a un efecto de seleccion. En la parte inferior izquierda del diagrama el plano es despoblado debido a la inadecuada sensibilidad de los radiotelescopios,

mientras que la falta de fuentes en la parte superior derecha es real (ver Figura 2).

A efectos de simplificar los cálculos, en todos los modelos se toma la misma temperatura electrónica $T_e=7500$ K, la cual corresponde a un valor medio en los diferentes tipos de regiones. En general, según Azcarate et al. (1986), la temperatura electrónica es función de la densidad electrónica, cuyos valores son entre 4000 K y 10000 K. La velocidad de turbulencia de las regiones se considero igual en todos los casos $\langle V \rangle = 15$ km/s, que equivale a una temperatura Doppler de 20000 K, el cual es un valor típico observado en las regiones HII, Mezzer y Hulsund (1967). En la tabla 2 se describen los parámetros de los modelos. La columna 1 se indica el modelo, en la columna 2 se indica la densidad electrónica r.m.s., en la 3 el diámetro de la región. En la columna 4 se escribe la medida de emisión ϵ y en la 5 está el parámetro de excitación.

TABLA 2

Modelo	N_e (cm^{-3})	S (pc)	EM ($pc\ cm^{-6}$)	U ($pc\ cm^{-2}$)
C1	1	500	500	250
C2	10	50	5000	115
C3	² 10	10	⁵ 10	107
C4	³ 10	1	⁶ 10	50
C5	⁴ 10	0.1	⁷ 10	23
C6	⁵ 10	0.01	⁸ 10	10

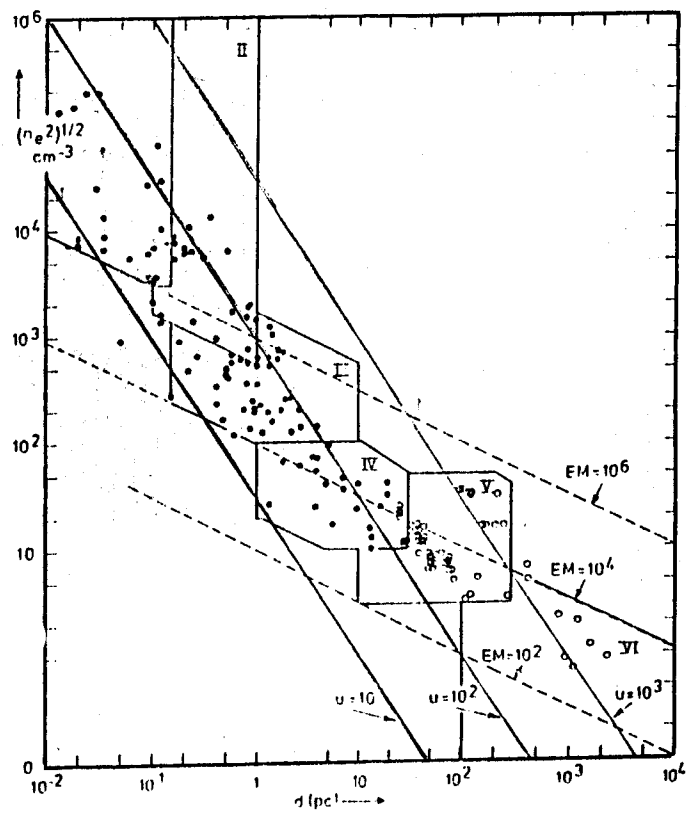


Figura 2: Gráfico de la densidad electrónica r.m.s. contra el diámetro individual de las regiones HII. Se indican con líneas llenas y a rayas el parámetro de excitación y la medida de emisión respectivamente. Los puntos indican regiones HII galácticas, los círculos indican regiones HII extragalácticas.

a) Modelo Cii:

Gordon et al. (1974) observaron líneas de recombinación en la longitud de onda de 78 cm en dirección de regiones HII y remanentes de supernovas. En dirección de H17 observaron la línea H257alfa la cual es substancialmente diferente a la observada en ella en otras frecuencias. La línea H257alfa alcanza su máximo de emisión entre las velocidades +10 y +80 km/s, mientras que en frecuencias mas altas la emisión mas importante se encuentra entre +15 y +20 km/s.

En dirección del centro galactico se detecto en una extensión angular de 2.5×2.5 grados emisión de las líneas H252alfa y H166alfa, Hart et al., (1980), se ha comprobado que ocurren cambios significativos en las propiedades de la nube sobre esta región, y probablemente se estén observando como mínimo dos regiones HII, cuyas envolturas de baja densidad se encuentran en frente de SgrA. Se observa absorción en 29.7 MHz, (Jones y Finley, 1974), de igual extensión angular que la emisión de las líneas de recombinación, indicaría la presencia de una región HII con una medida de emisión $EM \sim 10E3 \text{ pc.cm}^{-6}$. Tales regiones HII podrían estar ubicadas aproximadamente a 3 kpc de distancia, en la vecindad del brazo espiral de Sagitario. Según Fedlar y Davies (1980), la línea de recombinación observada en dirección del centro Galactico a lo largo de la línea de la visual se forma en una región de hidrogeno ionizado extendida.

Es de esperar que el gas ionizado mas extendido posea baja densidad electronica; tal situacion permite la amplificacion de las lineas en frecuencias bajas. Las emisiones, debido a mecanismos espontaneos, deberian ser debiles en cualquier direccion del plano galactico, pero seran intensas cuando esten superpuestas en la linea de la visual con una radiofuente intensa. Otro tipo de emisiones interesantes es la observada en la fuentes W49A; aqui Farrish (1975), observo las lineas H α y H β estas emisiones son interpretadas por el autor como si en la linea de la visual de la fuente W49 existe una nube de gas con velocidad radial de 60 km/s en la el hidrogeno y el carbono son principalmente estimulados (al menos en bajas frecuencias) por la radiacion continua del fondo. La emision de la linea que proviene de los alrededores de la radiofuente difiere en velocidad, con respecto a la observada en alta frecuencia, en aproximadamente 50 km s estas se encuentran en la interface entre regiones HII y HI.

b) Modelo C2:

Segun Mezser (1978) la mayor parte de las regiones HII existen en la Galaxia en forma de gas ionizado de baja densidad. Estas regiones tienen diametros de aproximadamente 30 pc. y medida de emision de aproximadamente 10^4 pc cm $^{-6}$, y probablemente

representan etapas tardías de la evolución de regiones HII (Churchwell, 1975). Tales regiones se encuentran asociadas con regiones HII más densas y la mayor concentración de ellas se encuentran en los brazos espirales de la Galaxia. Tal componente ha sido observada en la frecuencia de la línea H109alpha entre las longitudes galácticas $0^{\circ} < l < 70^{\circ}$ (Hart y Fedlar, 1976; Lockman, 1976; Hart et al., 1984). Observaciones realizadas por Fedlar (1980) han mostrado que la temperatura de estas regiones tiene valores entre 4000 y 7000 K. Estimaciones de la densidad electrónica fueron hechas por Carsosimo et al. (1984), Azcarate et al. (1986), todas ellas poseen densidades r.m.s. entre 5 y 20 cm^{-3} .

d) Modelos C3 y C4:

Estos modelos pretenden representar las observaciones en 5 GHz. La mayoría de las observaciones de fuentes galácticas se han realizado en esta frecuencia (en la línea H109alpha). Dado que se acepta la idea de que las regiones posean gradientes de densidad electrónica, tales regiones son la transición entre las fuentes compactas, oscurecidas por el polvo, y las regiones densas donde es posible identificar la estrella excitatriz. Las componentes C3 y C4 quizás sean las que representan la mayoría de las complejidades cinemáticas de las regiones HII debido a la existencia de movimientos turbulentos los cuales tendrían que ver

con la expansion de las mismas.

c) Modelos C5 y C6:

Estos modelos se elaboraron en base a las observaciones interferometricas realizadas por van Gorkom (1980). Usando el radiotelescopio de sintesis de Westerbork observaron en direccion de W49A y W51A. Ellos interpretan la observaciones de W51A como si la fuente se compone de gas ionizado con densidad electronica $N_e 10^{25} \text{ cm}^{-3}$.

2.- ANCHO DE LAS LINEAS

El ancho del perfil a mitad de intensidad se calculo con las ecuaciones II.13, II.14, y II.16. En la figura 2 se muestra el grafico del ancho a mitad de intensidad en KHz en funcion de la frecuencia en GHz. Aqui se muestra la transicion entre el ensanchamiento Doppler y por presion de electrones, la linea recta en esta representa la distancia en kHz entre las lineas alfa para cada frecuencia. En bajas frecuencias los anchos de los perfiles estan dominados por el ensanchamiento por presion de electrones, que aumenta a medida que decrece la frecuencia hasta alcanzar el valor de la separacion entre lineas adyacentes, donde la emision es indistinguible. El punto en cada curva indica la frecuencia en la cual la profundidad optica del continuo es igual a 1, o bien donde la linea es casi totalmente absorbida por el plasma. Para las regiones con densidades mayores que 10^{20} cm^{-3} , en la frecuencia donde la region es opticamente gruesa comienza a ser importante el efecto de ensanchamiento por presion. En cambio para regiones con $N_e < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ el ensanchamiento por presion tendria importancia en el ancho de las lineas detectadas.

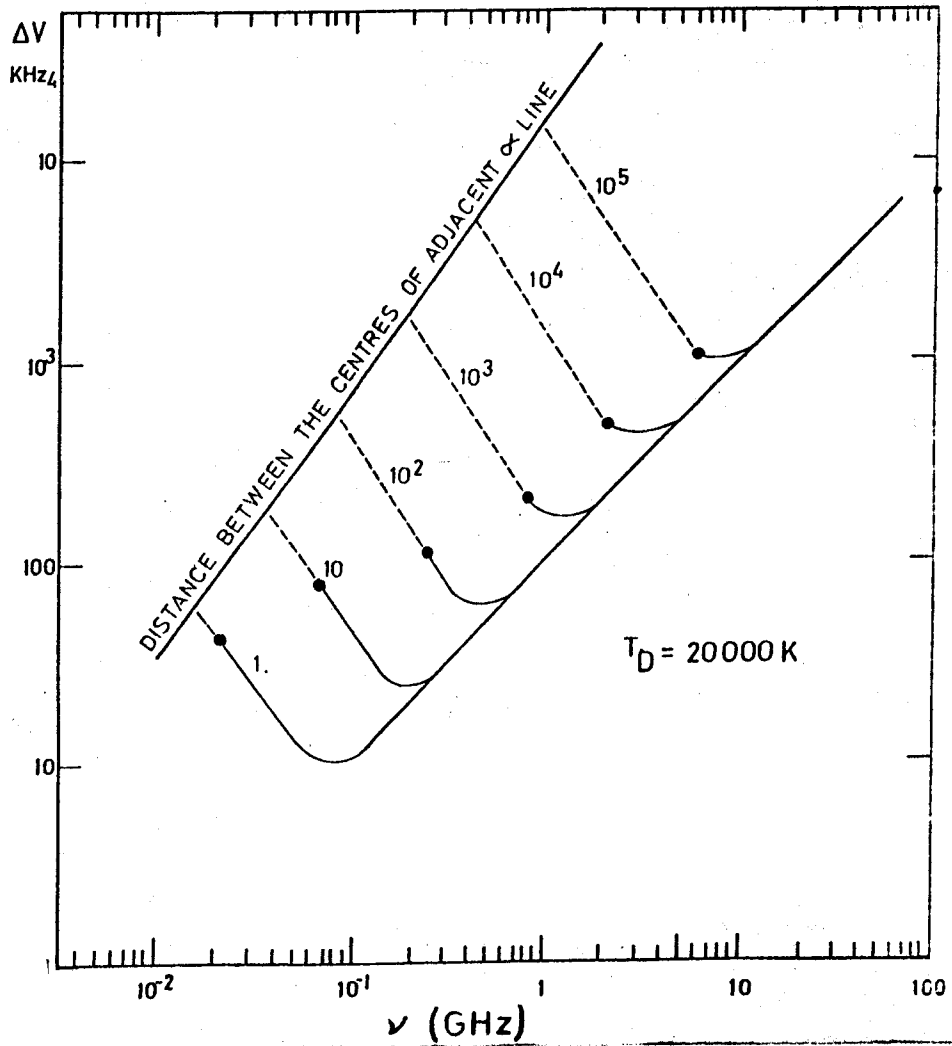


Figura 3: Gráfico del ancho de los perfiles a mitad de intensidad contra la frecuencia en GHz para los seis modelos descritos en la tabla 2. Ver el texto.

3.- INTENSIDADES DE LAS LINEAS

Las emisividades del continuo y de las líneas en ETL se calcularon utilizando las formulas (II.19) y (II.20). El contenido de helio relativo al hidrogeno en las regiones en las regiones se considero igual a $N(H) = .09 * N(He)$.

Los modelos en no-ETL de las componentes C2, C3, C4, C5 y C6 se calcularon utilizando los factores de poblaciones calculados por Brockelhurst (1970); para la componente C1 se hicieron extrapolaciones en la mencionada tabla.

La figura 3 muestra las intensidades de las líneas para cada uno de los modelos en función de la frecuencia. Las regiones de alta densidad electrónica son intensas entre 1 y 10 GHz. Las regiones de baja densidad tienen su máxima emisividad en frecuencias menores que 1 GHz.

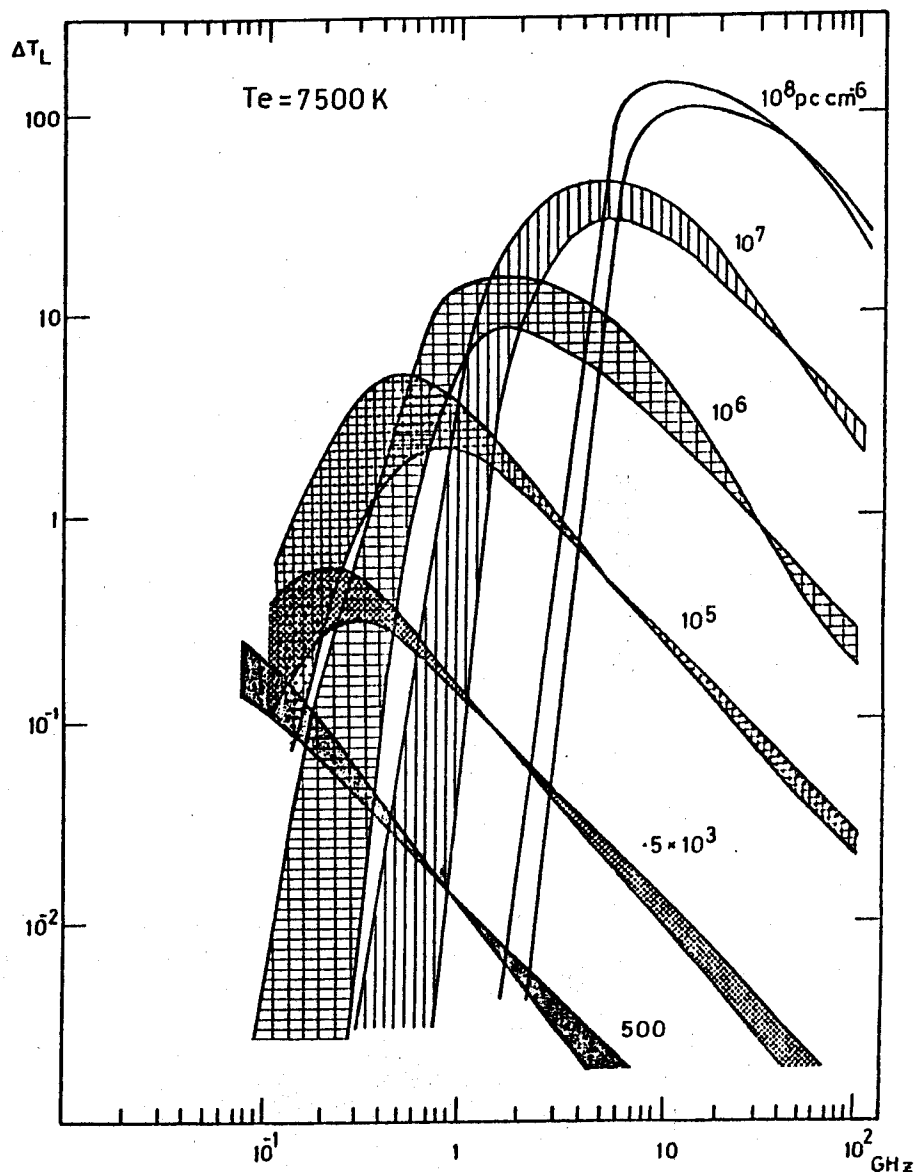


Figura 4: Temperatura pico aparente en función de la frecuencia. Las líneas sólidas superiores en frecuencias bajas muestran el comportamiento de los modelos en condiciones de no-ETL, las líneas inferiores muestran el comportamiento en ETL. Las intensidades relativas en cada uno de los modelos se invierte hacia las altas frecuencias. Como muestra la figura en bajas frecuencias predominan en las intensidades de las líneas los mecanismos de estimulación.

IV - INTERES CIENTIFICO

1.- RELEVAMIENTOS EN BAJA FRECUENCIAS

Algunas regiones HII tienen pequeños diámetros, alta medida de emisión y emiten líneas de recombinación intensas en alta frecuencia ($\nu > 2$ MHz). En bajas frecuencias estas regiones casi no son observables debido a: 1) Tienen alta profundidad óptica en el continuo libre-libre. 2) Las líneas son debilitadas debido al ensanchamiento por presión, y 3) En observaciones con antenas simples y baja frecuencia la dilución juega un papel importante. No obstante utilizando antenas simples y bajas frecuencias se detectan líneas de recombinación que son muy intensas en algunas direcciones. Es de esperar que estas líneas no se originen en las regiones HII de alta densidad sino en una componente de baja densidad, cuya medida de emisión es relativamente baja. Tal región difusa de baja densidad constituiría una región de transición entre la región HII densa y el gas neutro.

Gordon et al. (1974) observaron líneas de recombinación en la longitud de onda de 78 cm en dirección de regiones HII y remanentes de supernovas. En dirección de M17 observaron la línea $H257\alpha$ la cual es sustancialmente diferente a la observada en otras frecuencias, la línea alcanza su máximo de emisión entre las velocidades $+10$ y $+80$ km.s^{-1} mientras que en frecuencias mas altas la emisión mas importante se encuentra entre $+15$ y $+20$ km.s^{-1} . Otro caso interesante es el de la fuente W49A (Parrish et

al, 1977), aparentemente la emisión de la línea que proviene de los alrededores de la fuente mas densa difiere en velocidad respecto de la observada en alta frecuencia, la diferencia es aproximadamente de 50 km.s^{-1} .

Los relevamientos de la línea $\text{H}166\alpha$ en direcciones $l < 40^\circ$ muestran que la emisión puede originarse en regiones HII de baja densidad, como lo sugieren Pedlar y Davies (1979) y los modelos desarrollados en el presente trabajo. Un relevamiento de líneas de recombinación en baja frecuencia seria de mucha utilidad, en primer lugar para compararlo con los resultados obtenidos en la línea $\text{H}166\alpha$. En segundo lugar tales observaciones permitiran estudiar la dinámica y propiedades físicas de la componente ionizada difusa del medio interestelar. Para llevar a cabo tal investigacion es necesario disponer de un receptor en bajas frecuencias para ser utilizado en una de las antenas del IAR. Por ejemplo un receptor que trabaje en la frecuencia de 400 o 600 MHz. En tales frecuencias se obtiene una resolución angular del orden de 2 y 1.5 grados respectivamente. Si bien este tamaño de haz no es ideal, permitira realizar estudios originales de la component difusa de la Galaxia, aún no realizados en el hemisferio Sur. La comparación de un relevamiento en bajas frecuencias con el ya realizado en 1.4 GHz (Cersosimo et al 1988) permitira establecer la existencia de componentes con diferente características físicas, y aún descubrir nuevas estructuras de gas ionizado con muy baja densidad empleando la herramienta mas potente con que cuenta la astronomia, el efecto Doppler en las líneas.

2.- MEDIO PARCIALMENTE IONIZADO

Emisión de líneas de recombinación proveniente de gas parcialmente ionizado han sido detectadas en las proximidades de regiones HII galácticas. Los elementos que emiten estas líneas son por lo general el carbono y otros elementos mas pesados que este, tales como el Mg y el Si. Estos últimos elementos se denominan por lo general Z^+ . Se cree que estas líneas se forman en la interface entre el gas ionizado y el gas neutro que forma parte de una nube molecular. El carbono y los elementos mas pesados son ionizados por la o las estrellas que excitan la región HII. La radiación estelar con longitudes de onda mas larga que 912 \AA escapa de la nebulosa y ioniza todos los elementos con potenciales de ionización mas bajos que 13.6 eV en la materia contigua a la region HII.

En dirección de la region HII W3 Pankonin (1977) observo el espectro en radio en la frecuencia de 1425 MHz . Detecta la línea del hidrógeno y la del carbono, ademas de otro elemento no identificado. Hace una descomposición en gaussianas de la emisión $H166\alpha$ y encuentra que una de las componentes tiene aproximadamente igual velocidad radial que la de la línea del carbono, y además el ancho de esta componente es inusualmente angosta (del orden de 5 a 10 km s^{-1}). Todo indica que la línea proviene de una región fría denominada H^0 . Existen otros ejemplos de estos fenómenos pero aún la información no es suficiente como para explicarlos convenientemente, e interpretar las propiedades de las regiones CII (carbono ionizado) y regiones HII asociadas.

La utilización de un receptor que trabaje en la frecuencia cercana a 3 GHz, en una de las antenas de 30 metros del IAR, permitirá tener un haz de antena del orden de 15 minutos de arco, además utilizando el correlador de 1008 canales que dispone actualmente el IAR, todo ello nos permitirá estudiar las emisiones de líneas de recombinación endirección de nubes moleculares en el hemisferio Sur.

3.- PROPUESTA PARA UN RECEPTOR ENFRIADO

Las intensidades de las líneas de recombinación pueden ser intensificadas debido a la emisión generada por la radiación libre-libre de la región HII o debido a una fuente no-térmica ubicada justo detrás y en la línea de la visual de la región. Las desviaciones del equilibrio termodinámico local (LTE) pueden ser investigadas estudiando las emisiones relativas en diferentes frecuencias. En este sentido si se quiere estudiar una misma muestra de gas es necesario disponer de antenas de diferentes tamaños operando en diferentes frecuencias. Por otra parte es posible estudiar la presencia de efectos de ETL comparando transiciones de diferentes órdenes en aproximadamente la misma frecuencia. Este último método para es ventajoso por lo siguiente: 1º, porque la observación en la misma frecuencia de líneas α y β son obtenidas del mismo volumen de gas y 2º, porque en las líneas atraviesan un medio que tienen la misma profundidad óptica en el continuo.

Si se elige una banda espectral donde es posible observar líneas $Hn\alpha$ y $Hn\beta$, será posible obtener parámetros muy interesantes de las regiones HII, tales como densidad electrónica, temperatura electrónica y estudiar su comportamiento cinemático. Considero que es científicamente muy útil investigar la presencia de ETL en las regiones HII utilizando las intensidades relativas de las líneas de recombinación de diferentes órdenes.

Regiones HII de muy baja densidad, $N_e=1$ a 10 cm^{-3} se han encontrado alrededor de estrellas O (Reynolds and Ogden, 1982), y

cúmulos estelares (Cersosimo 1982; Cersosimo y Loiseau, 1984). Estas regiones HII con baja densidad y bajo brillo superficial son fácilmente observables con antenas simples y baja resolución angular. Si, en una de las antenas de 30 metros del IAR se instala un receptor enfriado (con $T_e < 40K$) que trabaje en la frecuencia de 1.6 GHz, y utilizando el correlador de 1008 canales el IAR estará en condiciones de hacer observaciones e investigar las condiciones físicas del gas ionizado difuso de la Galaxia. Como trabajo prioritario propongo hacer un relevamiento en todo el plano galáctico de líneas $Hn\beta$ y $Hn\alpha$. Ambas deben ser observadas simultáneamente, de esta manera la comparación de las intensidades será un dato muy confiable. Un proyecto más ambicioso es proponer hacer un relevamiento similar con una antena de aproximadamente las mismas condiciones, (por ejemplo el Mark I) en el hemisferio Norte, de esta manera se contará con datos del primer y cuarto cuadrante de la Vía Láctea.

4.- RESPONSE OF A 30 METER SINGLE DISH ANTENNA

a) Models

In order to summarize fully the behavior of recombination lines it is helpful to represent the plasma cloud by a few simple models. Broadly speaking we may consider five main categories—HII regions. We have adopted five representative homogeneous models (namely I, II, III, IV, V) of HII regions. The models consist of face on cylinders. The length of a cylinder is equal to its diameter. The macroscopic properties of a large selection of HII regions have been investigated by several authors in different frequencies. They found the maximum excitation parameter ($U = RN_e^{2/3}$, where R is the radius of the HII region), for individual HII regions to be $U = 10$ to 200 pc cm^{-2} (Wilson et al. 1970), electron densities and temperatures were found to be loosely related each other ranging from upwards of 10000 cm^{-3} and 10000 K at one extreme to as low as 1 cm^{-3} and 3000 K at the other. The models are calculated in no-LTE and in LTE conditions. All parameters of the models are given in Table 3, column 1 lists the model. Columns 2 to 5 list the basic parameters of the sources: electron temperature, electron density, diameter of the cylinders, and Doppler temperatures. Columns 6 and 7 list the emission measure and excitation parameters respectively. Column 8 shows the $EM/T_e^{1.5}$ values which are proportional to the optical depth of each source.

Model I is ultracompact HII regions, signposts of star

formation should be occur nearby, these are never optically visible. These regions was visible in radio by with Five-Kilometer synthesis radio telescope. It is believed that the infrared emission is thermal radiation from dust grains heated by the absorption of stellar photons; the near infrared radiation is thought to originate predominantly within the HII region itself and most of the far-infrared from the surrounding neutral regions.

Model II has been adjusted by the observations at 14.7 GHz (Mc Gee et al, 1981). They observed HII regions around $l=333^\circ$ with the Parkes radiotelescope. The ratio of line temperature to continuum temperature is about 0.2 K using the 64 meter single dish. The line halfwidth has been adopted equal to 30 km.s^{-1} which is a typical value observed at H76 α (Mc Gee et al. 1981).

Model III correspond to those sources likely to have a peak line antenna temperature about 1 K at 5 GHz detected in the survey of H109 α line by Reifenstein et al. (1970) and by Wilson et al. (1970). We had chosen the mean diameter of the sources of 10 pc, an electron temperature of 5000 K and a Doppler temperature of 20000 K. Its optical appearance is of globules or bright rims.

Model IV is representative of low density gas which is associated with peak of continuum emission detected at 5 MHz. Such regions has been observed at 1.4 GHz: in Sharpless regions by Pedlar (1980), around the young cluster NGC 6193, (Cersosimo, 1982), in Carina nebula by Cersosimo et al. (1984), and in others regions by Azcárate et al, (1987). These have diameters typically

of 30 to 60 pc and emission measure less than 10^4 pc.cm^{-2} , and probably represent the later stages of HII region evolution (Churchwell, 1975).

Model V represent a hot diffuse component which would be mixed with HI gas around the HII regions. Typical observations of this gas has been made by Jackson and Kerr (1975) and by Gottesman and Gordon (1972). They might have emission sensible to the survey of H166 α line in direction free of discrete continuum emission. Shaver (1976) conclude that most of the galactic ridge recombination line emission must come from gas with electron $N_e > 5 \text{ cm}^{-3}$, diameter $S < 100 \text{ pc}$ and hot gas with $T_e = 5000 \text{ K}$. The line width has been adopted of 35 km.s^{-1} . It is consistent with the profiles observed by Gottesmann and Gordon (1970) in direction free of discrete sources. This model have at 30 MHz an optical depth about 5 producing absorption of the background radiation. Jones and Finlay (1973) observed absorption and the parameters obtained are in a good accord with our model V. On the other hand the recombination line emission detected by Parrish et al. (1977) at low frequency might be explained by this model.

b) The lines temperature

The excess temperature produced at the frequency of the recombination line by a homogeneous ionized region is given by:

$$T_L = T_e \left(\frac{b_m \tau_L + \tau_0}{\tau_L + \tau_0} \right) (1 - \exp(-\tau_L - \tau_0)) - (1 - \exp(-\tau_0))$$

T_e is the electron temperature of the ionized region, τ_c and τ_L are the continuum and line optical depths respectively. τ_L^* is the optical depth in LTE. The expressions for these are given in Oster (1961) and Shaver (1975). For the models in no-LTE we use the coefficient b_m interpolated from Brocklehurst (1970). Stark broadening was considered (Griem 1967). Each component is attenuated by the gas placed in front, a convenient form of solution to the transfer equation for a single line of sight through a nebula is:

$$T_L = T_L \exp(-P_i)$$

where

$$P_i = (K_L + K_C) S_j / 2$$

K_C and K_L are the absorption coefficient of continuum and line respectively of the components, and S_j are the length of the j -cylinders. In order to account the attenuation factor in the lines temperature we write the quantity $EM.T_e^{-1.5} \text{ pc.cm}^{-4} \text{ K}^{-1.5}$ in column 8 (Table 2). We obtained that component "I" begin to be strongly attenuated by component "II" at frequencies below 1 GHz (being of 40% at this frequency). The attenuation of component "III" is about 10% at 1 GHz. The others components are optically thin in the frequency range considered. The non-thermal background distributed behind and inside of the sources was considered to be zero.

c) Results and the effect with the distance

We want to know the response of the 30-m single dish when it is pointing in direction of complex structure ionized gas. We consider a gaussian beam with HPBW of $34'$ of arc and a beam efficiency of eight percent. The components are placed face on simetrically along the line of sight at a distance of 5 Kpc. The emission of each component is convoluted with the gaussian beam.

The emissivity of the nebulae can be expected to vary with distance from the Sun throught the fixed sized antenna beam observing identical cylindrical nebulae at different distance. Then we has calculated the models at two differents distances, at 2 and 5 Kpc; They are shown in Fig. 5 and 6 respectively.

In Fig. 5 we show the contribution of different components at a distance of 2 Kpc in the frequencies range between 0.1 and 100 GHz. The emission of different models are shown. Dashed line shows the observed line temperature by supposing no-LTE conditions. As a result we found to the 30m-dish antenna very sensible for low density gas with electron density of about 10 cm^{-3} , at frequencies of 0.6 to 2 GHz, also at these frecuencies important contibutions are arising from mebulae with density about 100 cm^{-3} .

Because to it is known that departure from LTE are smaller for β -lines than α -lines. It is possible to test the presence of non-LTE effects by comparing different order transitions at approximately the same frequency, thus eliminating

problems associated with different beamwidths. Cersosimo (1985) observed with the IAR 30-m antenna the transitions H159 α and H200 β , the general results was an average H200 β /H159 α ratio about 0.14-0.05 in directions of sources with strong α -line emission. The present work shows that the observations in directions of complex nebula with strong line emission near 1.5 GHz with the IAR radiotelescope, we are detecting emission from component with $N_e=100 \text{ cm}^{-3}$, whose lines are enhanced by stimulated emission. This would explain the H200 β /H159 α ratio measured by Cersosimo (1985) in direction of sources with strong emission.

Furthermore from our study we find that between 1 and 20 GHz the emission from moderate high density ($N_e=100$ to 1000 cm^{-3}) is easily observable with single dishes (about 30 meters). For regions with more high densities interferometric methods or very large dishes we need. I wish to remark that at frequencies about 3 GHz our radiotelescope is sensible to components with high densities, from $N_e=10^2$ to 10^3 by using a receiver with a system temperature of 80 K.

In Fig. 6 we show the contributions of different component at the distance of 5 Kpc. Here we can see that a 30-m single dish is only very sensible to ionized gas with density about of 10 cm^{-3} or less. The components with relative high density ($N_e=100$ or more) have very weak emission and the maximum emissivity in the spectra is displaced toward high frequencies.

Because to the dependence of the emission of different components with the distance, and because to the distance is as a function of the radial velocity, and by examing Figures 5 and 6 we

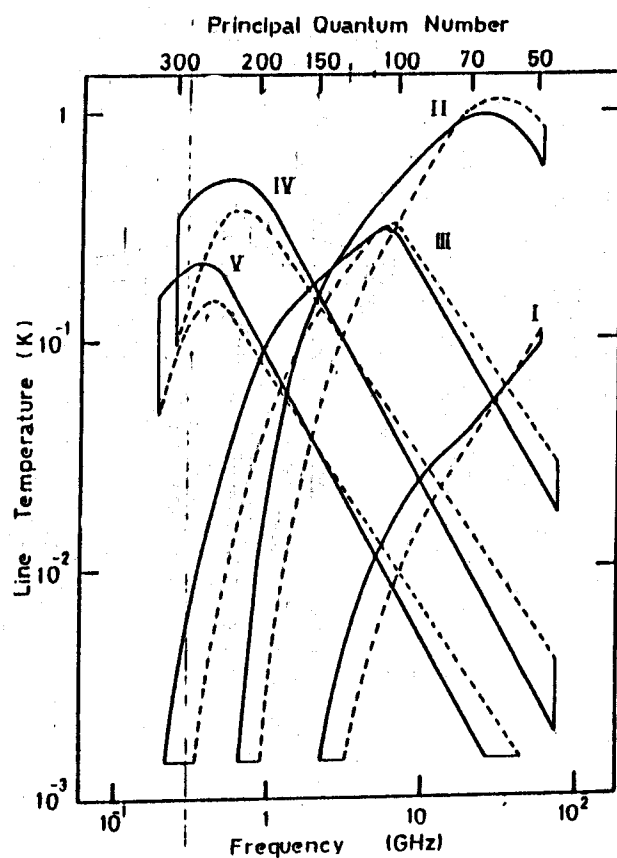


Figura 5: Temperatura pico de las líneas contra la frecuencia para diferentes componentes descritas en la tabla 3, a la distancia de 2 Kpc. Las emisiones están convolucionadas con el haz de antena de un disco de 30 metros de diámetro, Se consideró la eficiencia de antena igual a 0.8. Las líneas sólidas representan condiciones de no-ETL, las líneas rayadas representan condiciones de ETL.

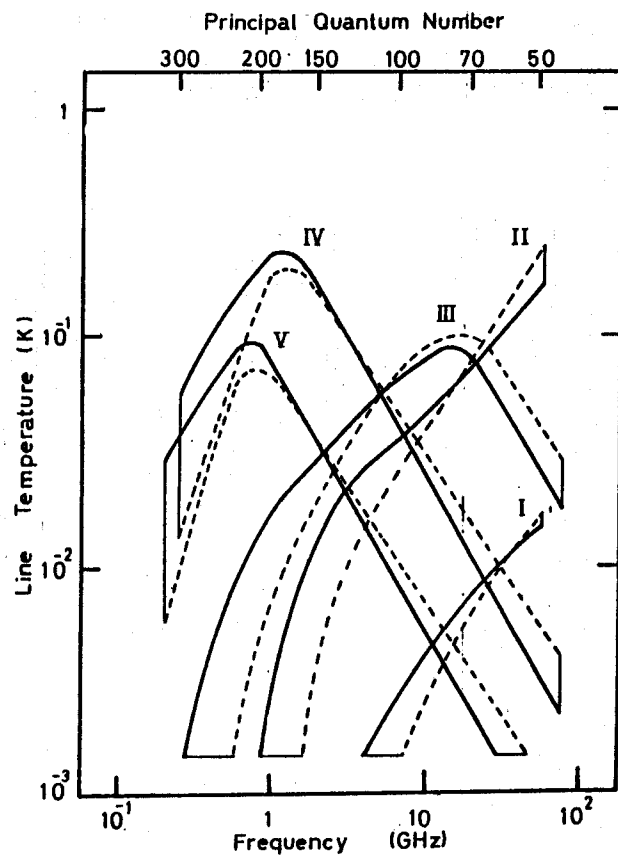


Figura 6: Igual que en la figura 5 pero a la distancia de 5 Kpc.

might think that the density of the ionized gas emitting radio recombination line is a function of the radial velocity. Then by using a grid of models at different distances of the Sun it is possible to study the emissivity of different maps through a velocity-space plane. It would be very profitable to use in the recombination lines surveys.

TABLE 3

Model	T_e (K)	N_e (cm^{-3})	S (pc)	T_d (K)	EM (pc cm^{-6})	U (pc cm^{-2})	$\text{EM}/T_e^{1.5}$ ($\text{pc cm}^{-6}\text{K}^{-1.5}$)
I	10000	10^4	.1	20000	10^7	23	10.
II	8000	10^3	1	20000	10^6	50	1.4
III	5000	10^2	5	20000	$5 \cdot 10^4$	54	0.14
IV	5000	10	50	10000	$5 \cdot 10^3$	116	0.014
V	5000	5	80	30000	$2 \cdot 10^3$	117	0.0057

REFERENCIAS

- Azcárate, I.N., Cersosimo, J.C., Colomb, F.R.: 1986, Rev. Mexicana de Astronomía y Astrofísica. 13, 15.
- Azcárate, I.N., Cersosimo, J.C., Colomb, F.R.: 1987, Rev. Mexicana de Astronomía y Astrofísica. 15, 3.
- Brocklehurst, M.: 1970, Mon. Not. R. Astr. Soc. 148, 417.
- Brocklehurst, M., Seaton, M.J.: 1972, Mon. Not. R. Astr. Soc. 157, 179.
- Caswell, J.L., Haynes, R.F.: 1987, Astron. Astrophys. 171, 261.
- Cersosimo, J.C.: 1982, Astrophys. Lett. 22, 257
- Cersosimo, J.C.: 1985, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica. 10, 171.
- Cersosimo, J.C., Azcárate, I.N., Hart, L., Colomb, F.R.: 1988 (en prensa)
- Cersosimo, J.C.: 1988, (en preparación)
- Churchwell, E.: 1975. "HII Regions and Related Topics" Ed.: T.L. Wilson y Downes. Springer Verlag, p.245.
- Churchwell, E., Smith, L.F., Mathis, J., Mezger, P.G., Huchtmeier, W.: 1978, Astron. Astrophys. 70, 719.
- Dieter, N.H.: 1967, Ap. J. 150, 435
- Dupree, A.K., Goldberg, L.: 1970, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 8, 231
- Dyson, J.E.: 1969, Astrophys. Sp. Sc. 4, 401
- Gordon, M.A., Cato, T.: 1972, Astrophys. J. 176, 587
- Gordon, K.J., Gordon, C.P., Lockman, F.J.: 1974, Ap. J. 192, 337.
- Gorkom van, J.H.: 1980. Ph. D. Thesis. University of Groningen.
- Griem, H.R.: 1967, Ap. J. 148, 547.
- Gottesman, S.T., Gordon, M.A.: 1970, Ap. J. Let. 162, L93.
- Hart, L., Pedlar, A.: 1976, Mon. Not. R. Astron. Soc., 176, 547.
- Hart, L., Azcárate, I.N., Cersosimo, J.C., Colomb, F.R.: 1982,

- Proc. Leiden Workshop, "Survey of the Southern Galaxy".
Edts.: W. Burton and F.P. Israel, Dordrecht, p.43.
- Hart, L., Ediss, G.A., Pedlar, A.: 1980, comunicación privada.
- Israel, F.P.: 1978. Ph. D. Thesis. University of Leiden.
- Lockman, F.J.: 1976, Ap. J. 209, 429.
- Mezger, P.G., Henderson, A.P.: 1966, Ap. J. 147, 471.
- Mezger, P.G., Hoglund, B.: 1967, Ap. J. 147, 490
- Mezger, P.G.: 1978, Astron. Astrophys. 70, 565.
- Reifeintein, E.C. III, "Wilson, T.L., Burke, B.F., Mezger, P.G.,
Altenhoff, W.J.: 1970, Astron Astrophys. 4, 357.
- Osterbrock, D.E.: 1974. "Astrophys of Gaseous Nebulae" Editado
Freeman & Co, San Francisco.
- Farrish, A.: 1975, Ap. J. 200, 594.
- Pedlar, A.: 1980, Mon. Not. R. Ast. Soc., 192, 179.
- Schraml, J., Mezger, P.G.: 1969, Ap. J. 156, 269
- Shaver, P.A.: 1975, Pramana, 5, 1.
- Viner, M.R., Clarke, J.N., Hughes, V.A.: 1976, Astron. J. 81, 512.
- White, H.E.: 1934, Introduction to Atomic Spectra. McGraw Hill Book
Company.
- Wilson T.L., Mezger, P.G., Gardner, F.F., Milne, D.K.: 1970,
Astron. Astrophys. 6, 364.
- Wilson, T.L., Bieging, J., Wilson, W.E.: 1979a, Astron Astrophys.
71, 205.
- Wilson, T.L., Pauls, T.A., Ziurys, L.M.: 1979b Astron. Astrophys.
77, L3.
-