

Práctica de Especialidad de la Licenciatura en Astronomía

El gas molecular
en la dirección de *AraOB1*

Por: Gisela Andrea Romero

Director: Edmundo Marcelo Arnal

junio de 2001

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

Quisiera agradecer a mis padres, amigos y profesores que sin su apoyo me hubiera sido imposible alcanzar esta meta.

Índice General

1	Resumen del trabajo	1
2	Introducción	2
2.1	Generalidades sobre asociaciones estelares <i>OB</i>	2
2.2	Reseña de la investigación hecha hasta la fecha de <i>AraOB1</i> y su medio interestelar	3
3	Emisiones moleculares e infrarrojas	8
3.1	Moléculas en el espacio	8
3.2	Espectroscopía molecular	9
3.2.1	Introducción	9
3.2.2	Tipos de transiciones	9
3.2.3	Transiciones rotacionales	10
3.2.4	Transiciones vibracionales	12
3.2.5	Espectro rotovibracional	13
3.3	Obtención de parámetros físicos a partir de las observaciones . .	14
3.3.1	Temperatura de excitación (T_{exc})	14
3.3.2	Obtención de la temperatura de excitación a partir de las observaciones	18
3.4	Cálculo de Densidad de Columna	22
3.4.1	Observación de la misma transición en dos especies isotópicas	22
3.4.2	Observación de sólo un isótopo ópticamente grueso . . .	25
3.5	Cálculo de la Masa y de la Densidad media de la Nube Molecular	30
3.6	Emisiones en el infrarrojo	31
4	Análisis de datos	33
4.1	Tratamiento de las observaciones	33
4.2	Características generales de la emisión molecular en la zona . . .	37
4.2.1	Componentes Principales	37
4.2.2	Distribución espacial de la emisión de <i>CO</i>	41
4.2.3	Estructuras posiblemente vinculadas con <i>AraOB1</i>	48
4.3	Comparación con otras frecuencias	55
4.3.1	Continuo a 2417 MHz	55
4.3.2	Infrarrojo	57
5	Discusión y Conclusiones	66
6	Referencias Bibliográficas	69

1 Resumen del trabajo

En el presente trabajo se realiza un estudio a gran escala de la morfología y del campo de velocidades del gas molecular existente en la región próxima a la asociación estelar *AraOB1* ($l, b = (336^\circ.5, -1^\circ.5)$). El interés de la propuesta radica en que hasta la fecha no se ha llevado a cabo un estudio con tales características en la zona. Por otra parte, existen evidencias de que el complejo molecular localizado en las vecindades de *AraOB1* constituye un escenario de formación estelar activa.

Para realizar este trabajo se recurrió a las observaciones de monóxido de carbono (*CO*) correpondientes a la frecuencia de 115.271 GHz en la transición rotacional $J = 1 \rightarrow 0$ del nivel vibracional inferior. Dichas observaciones fueron realizadas en CTIO, Chile; abarcando una zona del cielo $4^\circ.5 \times 3^\circ.0$ centrada en $(l, b) = (337^\circ, -1^\circ.5)$.

Esta Práctica de la Especialidad consiste tanto en la obtención de parámetros físicos, la densidad de columna del *CO* y del *H₂*, masa de la nube, como también cinemáticos del complejo molecular. Con el fin de corroborar la posible vinculación física entre las nubes moleculares y el grupo estelar, se ha recurrido a la comparación entre la emisión en ondas milimétricas y la infrarroja lejana ($60\mu m$ y $100\mu m$) la cual ha sido extraída del relevamiento hecho por el satélite IRAS. Además, se han buscado candidatos a objetos estelares en formación para avalar la idea de que la formación estelar continúa vigente en la zona.

Estos resultados, aunque interesantes *per se*, son útiles dentro del marco de un proyecto más extenso llevado adelante por un grupo de investigadores de esta Facultad y del Instituto Argentino de Radioastronomía cuyo fin, entre otras cosas, es el de verificar la hipótesis de formación estelar secuencial en la asociación.

2 Introducción

2.1 Generalidades sobre asociaciones estelares *OB*

Al disponer de la clasificación espectral de las estrellas más brillantes, se puso en evidencia que las estrellas O y B no se encontraban distribuidas al azar dentro de la Galaxia, sino que lo hacían formando grupos no muy conspicuos (Blaauw 1964).

Ambartsumian (1947) encontró que la densidad de masa estelar de estos grupos, a los que posteriormente llamó *asociaciones OB*, era usualmente inferior a $0.1 M_{\odot}/pc^3$. Investigaciones de Bok (1934) habían mostrado que si el valor de la densidad volumétrica de los grupos estelares era inferior a $0.1 - 0.3 M_{\odot}/pc^3$, no podían sobrevivir a los efectos de marea provocados por las fuerzas galácticas. Por lo tanto, las asociaciones OB debían ser objetos jóvenes. Hoy en día se estima que las edades de las asociaciones OB oscilan entre 1 y 15 millones de años (Blaauw 1991). Además, muchos de ellas se encuentran en las cercanías del Sol.

En general, es factible encontrar dentro de las asociaciones un cúmulo abierto que forma lo que se denomina el núcleo de la misma. Además, en base a estudios ópticos, es posible encontrar en sus alrededores evidencia de la presencia de gas y polvo. Tales elementos que forman el medio interestelar local de la asociación, se supone que están íntimamente vinculados con los procesos de formación estelar que dieron origen a la misma.

Un compendio actualizado sobre diversos aspectos inherentes a asociaciones estelares puede encontrarse en Brown et al. (1999).

2.2 Reseña de la investigación hecha hasta la fecha de *AraOB1* y su medio interestelar

En esta sección se presentará un resumen de las investigaciones realizadas hasta el presente de la asociación estelar *AraOB1* y su medio interestelar local.

Dicha asociación fue primero identificada por Whiteoak (1963) a través de un estudio realizado utilizando fotometría fotográfica y espectroscopía de 127 estrellas tempranas ubicadas en una zona del cielo de extensión angular $4^{\circ}.5 \times 3^{\circ}.0$ centrada en $(l, b) = (337^{\circ}.0, -1^{\circ}.5)$. El núcleo central de la asociación es el cúmulo abierto *NGG6193* ($\alpha = 16^h41^m.25, \delta = -48^{\circ}45'.77$)-J2000-. En su trabajo, Whiteoak menciona que “la mayoría de las estrellas de la zona se hallan a una distancia de unos 1400 pc. En particular, el cúmulo galáctico *NGG 6193* estaría a una distancia estimada de 1300 pc del Sol y podría representar una concentración de la agrupación”. Además, deriva una edad del orden de 5×10^6 años para dicho cúmulo.

Posteriormente, Herbst y Havlen (1977) realizaron fotometría *UBVRI* fotométrica y fotográfica de 700 estrellas distribuidas en la zona de *AraOB1*. Los miembros de la asociación fueron identificados en base a diagramas color-magnitud y a sus enrojecimientos. Mediante el ajuste de la **Zero Age Main Sequence** (*ZAMS*) al diagrama $(U - B)_0 - V_0$, obtuvieron para *NGC6193* una distancia de 1320 ± 120 pc. Usando el *punto de entrada* como indicador de edad, llegaron a la conclusión de que *NGG6193* tendría una edad similar a la del cúmulo de la nebulosa de “*Orión*”, es decir, unos 3×10^6 años.¹

Sobre la base de un estudio espectroscópico de los miembros más conspicuos de *NGC6193* se encontró que el cúmulo posee una velocidad radial baricentral de unos -29 km/seg (Arnal et al. 1988).²

En cuanto a las estrellas pertenecientes al mismo, cabe destacar a *HD150135* y *HD150136*. La primera es de tipo espectral O7V y la segunda es un sistema binario de gran masa constituido por un par O5:V+O6 (Arnal et al. 1988). Debido a que ambas estrellas tienen un tipo espectral temprano, poseen un elevado flujo de fotones en el continuo de Lyman. En consecuencia, son las principales reponsables de la ionización de la región HII *RCW108*, en la que la asociación se encuentra inmersa.

Mediante la observación de líneas de recombinación fueron realizados dos estudios del gas ionizado de la región *RCW 108*. En un caso, se obtuvo una velocidad para el gas de -20 ± 2 km/seg [H166 α , Cersósimo 1982] y en el otro de -25 ± 6 km/seg [H109 α , Wilson 1970].

Además de la asociación OB, Herbst (1974, 1975) identificó en la zona a la asociación R *AraR1* cuyos miembros más importantes son probablemente ob-

¹Para más detalles sobre la estimación de la edad de Orión puede ser consultado Walker (1969).

²En el texto todas las velocidades son medidas respecto al Local Standard of Rest (LSR)

jetos estelares de tipo espectral B. Dada la presencia de nebulosas de reflexión, se puede afirmar que *AraR1* se halla inmersa en una nube polvo cercana a *RCW108*.

Unos 15' al oeste de la posición de las estrellas O anteriormente mencionadas, es posible observar en las imágenes ópticas de la región un borde brillante de emisión que separa la región *RCW 108* de una zona de elevada extinción. La posición de esa discontinuidad en el brillo superficial, representaría la ubicación del frente de ionización de la región HII propagándose en el interior de una nube molecular adyacente.

Por presentar tal aspecto morfológico, *RCW 108* fue parte de una muestra utilizada en un estudio estadístico de los efectos dinámicos de las regiones HII sobre la formación estelar (Yamaguchi et al. 1999). Para ese trabajo fueron seleccionadas nubes pertenecientes al catálogo de Sugitani & Ogura (1994), observables en el cielo austral. En particular, los autores escogieron zonas de nubes moleculares que mostrasen evidencias de que el gas molecular se encontraba asociado físicamente con regiones HII. Dentro de cada una de las mismas seleccionaron a su vez dos regiones de interés, a saber: una en la que se halla la interfaz entre la región HII y la nube molecular (denominada “zona cercana”) y otra (llamada “zona alejada”) que muy posiblemente no interactúe con la región HII.

Para cuantificar los efectos de la supuesta interacción derivaron la relación masa luminosidad “M/L” para las dos áreas de cada nube. En ese cociente, M representa la masa molecular que se encuentra en cada zona, y L la luminosidad que se origina en los objetos estelares probablemente asociados a la misma. La relación M/L encontrada por Yamaguchi et al. para la “zona cercana” resultó ser un orden de magnitud superior que la correspondiente a la “zona alejada”. En base a estos resultados, sugirieron que la formación de estrellas de gran masa podría ser activada por la compresión del material molecular ocasionada por las ondas de choque y/o frentes de ionización que se forman por la expansión de las regiones HII dentro de las nubes moleculares.

Observaciones llevadas a cabo en transiciones moleculares, permitieron detectar la presencia de emisión molecular proveniente de las zonas de mayor extinción presente en las imágenes ópticas de *AraOB1*. Las especies moleculares observadas fueron *OH* (1667 MHz, Caswell et al. 1974), *H₂CO* (Whiteoak & Gardner 1974) y *CO* (Whiteoak et al. 1982). El material molecular muestra emisión dentro del rango de velocidades comprendido entre -22 y -24 km/seg. Las mencionadas observaciones formaron parte de proyectos de investigación mucho más amplios en los cuales no se abordó la problemática sobre la posible relación entre esos complejos moleculares y *AraOB1*. Dicho enfoque hace que estos trabajos no puedan ser considerados como un estudio sistemático acerca de las propiedades físicas y dinámicas del material molecular.

La distribución del gas neutro en la zona de *AraOB1* fue estudiada por medio de la emisión de la línea de $\lambda \sim 21$ cm de HI (Arnal et al. 1987). Dichos

autores informaron que habían detectado en la zona una estructura de HI en expansión, que se encontraría a una distancia de 1200 pc y tendría una edad de 4×10^7 años. La velocidad de expansión de la misma sería de unos 12 km/seg y su centroide podría encontrarse en las cercanías del cúmulo abierto *NGC6167*.

La **aparición nebulosa y filamentaria** que la región presenta en imágenes ópticas llevó a Herbst y Havlen (1977) a proponer que el origen de *NGC6193* podría estar vinculado a un evento explosivo. Sugirieron que el mecanismo causante podría ser la interacción de las nubes moleculares con el material en expansión proveniente de una explosión de supernova. Por otro lado, Arnal et al. (1987) propusieron que las estrellas de *NGC6167* fueron las responsables de la formación de la cáscara de HI, la que al expandirse interactuó con la nube molecular que se ve en las cercanías de *NGC6193*. Como consecuencia de este proceso pudo haberse desencadenado la formación del cúmulo en la nube. Posteriormente, Rizzo & Bajaja (1994) llegaron a conclusiones similares, en cuanto a la existencia y propiedades de la cáscara de HI en expansión. Cabe notar que estos últimos investigadores plantearon dudas sobre la existencia de *NGC6167* como objeto físico real, tal como lo sugirieron en su trabajo Brück & Smyth (1967). Sin embargo, Follatelli (1999) haciendo uso de fotometría y espectroscopía obtenidas con detector CCD confirmó la realidad del mismo como agregado estelar. En esta investigación se derivó una edad para el cúmulo de 5×10^7 años y se lo ubica a una distancia de 1280 ± 180 pc del Sol.

El trabajo observacional realizado por Straw et al. (1987) en el rango de longitudes de onda de $1.2 \mu m$ a $100 \mu m$ permitió detectar un grupo de fuentes infrarrojas compactas dentro de la nube molecular cercana a *NGC6193*. Dichas fuentes no presentaban contrapartida óptica y fueron identificadas como un cúmulo infrarrojo al que denominaron *RCW 108-IR*. El mismo presenta una absorción visual de ~ 20 magnitudes en su parte central. Algunas de sus componentes podrían ser objetos en formación. Se supone que *RCW 108-IR* no superaría el millón de años de edad. Inmersa en dicha nube, también se observa una región HII compacta (Goss & Shaver 1970) que se encuentra a una distancia angular de sólo $1'$ del cúmulo infrarrojo *RCW 108-IR*.

En resumen, las diversas evidencias disponibles llevaron a varios autores (Arnal et al. 1987, Rizzo & Bajaja 1994) a sugerir como factible la aplicación de la teoría de formación estelar secuencial desarrollada por Elmegreen & Lada (1977), para explicar el origen y evolución de la asociación *AraOB1*. El escenario de formación estelar secuencial sugerido por Arnal et al. (1987) comprende una sucesión de hechos energéticos que fueron modificando el medio interestelar en la región de *AraOB1*, desencadenando la formación estelar por etapas.

Dentro de este contexto, una perturbación en el medio interestelar, probablemente causada por la evolución de las estrellas de mayor masa de *NGC6167* podría haber desencadenado eventos de formación estelar en una nube mo-

lecular cercana al mismo, originando en ella la formación del cúmulo abierto *NGC6193*. Esta segunda generación estelar, con la acción conjunta de la radiación y vientos de sus estrellas habrían impulsado el colapso de otro sector de la nube, favoreciendo la formación del cúmulo infrarrojo *RCW108-IR*. La figura 1 muestra la ubicación espacial de los objetos estelares que han sido mencionados anteriormente.

En resumen, motiva hacer este trabajo las evidencias de que el complejo molecular localizado en las vecindades de AraOB1 constituye un escenario de formación estelar activa, por lo que es de interés estudiar las propiedades físicas y las características dinámicas del medio interestelar en que la asociación se encuentra inmersa.

Como objetivo concreto se pretende realizar un estudio a gran escala de la morfología y del campo de velocidades del gas molecular existente en la región.

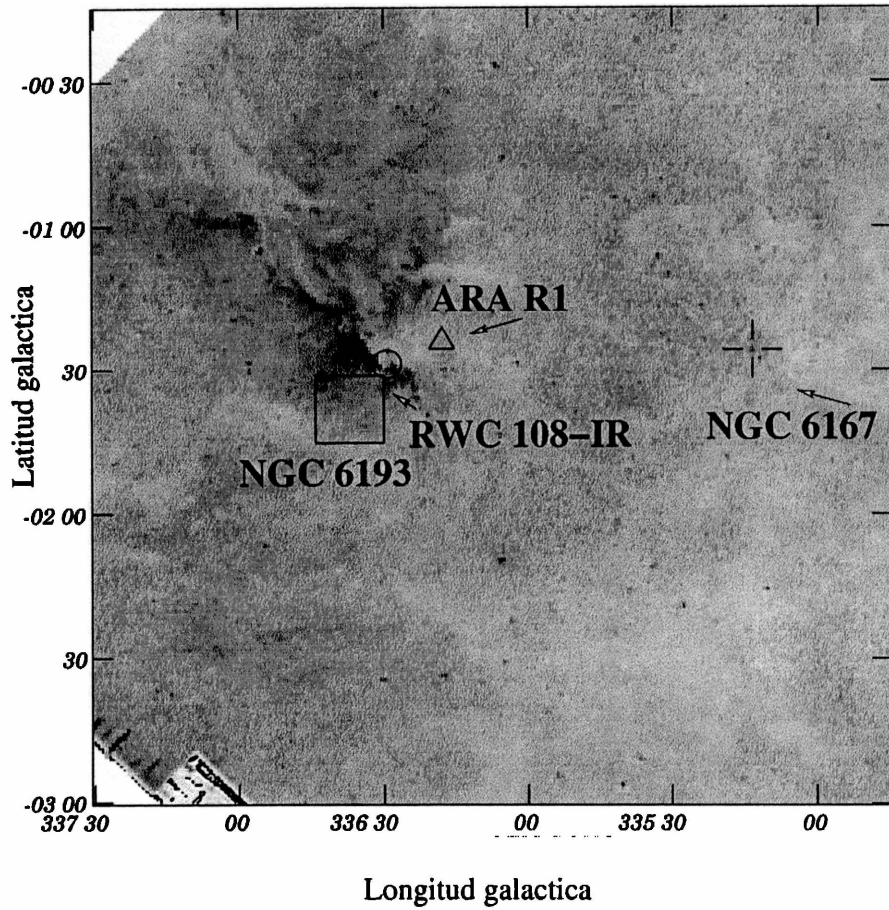


Figura 1: En la figura aparecen indicados *NGC6193*, *NGC 6167*, *RCW 108-IR*, *ARA R1*, con un rectángulo, una cruz sin centro, un círculo y un triángulo, respectivamente. El único de los símbolos que representa la extensión angular del objeto es el correspondiente al cúmulo *NGC 6193*.

3 Emisiones moleculares e infrarrojas

3.1 Moléculas en el espacio

La identificación en el espectro óptico de estrellas brillantes de líneas de absorción H y K del Ca (Hartmann 1904) dió comienzo al estudio cuantitativo del medio interestelar. Estas líneas de absorción eran generadas por el paso de la radiación estelar a través de nubes difusas que se encontraban entre la estrella y el Sol, a lo largo de la línea de la visual a la misma. De igual forma, fueron identificadas otras líneas atómicas pertenecientes a especies como Na, Fe, Ti, Mg.

En 1934 con la detección de cuatro bandas difusas interestelares en el visible, surgió la idea de la posible existencia en el medio interestelar de moléculas. Aunque estas bandas nunca habían sido identificadas, Russell (1935) sugirió que su origen podría ser molecular. A fines de la década del 30, se propuso que las bandas difusas podrían corresponder a las moléculas de CO_2 , y a la posible existencia de CH , OH , NH , CN y C_2 en el medio interestelar (Swings & Rosenfeld 1937). Entre los años 1937 a 1941 se corroboró lo predicho. En el rango 4230\AA a 4300\AA del espectro electromagnético fueron detectadas líneas de absorción de CH^+ , CH y CN (Adams 1941).

Si bien se llevó a cabo un estudio exhaustivo del espectro óptico de CH^+ , CH y CN en dirección a estrellas brillantes, el mismo no fue suficiente para discernir el origen interestelar o circumestelar de las mismas (Adams, 1949). Bates y Spitzer (1951) concluyeron que la formación de moléculas en el espacio era un proceso lento y que la radiación ultravioleta constituiría un mecanismo muy efectivo para su destrucción, aún en el caso de las moléculas más simples, como las diatómicas. El único mecanismo considerado por dichos autores para la formación de las moléculas fue la asociación radiativa. En vista de estas conclusiones, resultaba difícil explicar la presencia en el espectro óptico de rasgos espectrales que pudieran ser identificados con la presencia de las moléculas diatómicas CH , CH^+ y CN , anteriormente citadas.

La primera molécula interestelar detectada en ondas de radio fue el radical oxhidrilo (OH) en 1963 (Weinreb et al. 1963). La existencia de moléculas en el espacio, más allá de cualquier duda, no fue reconocida sino hasta dos años más tarde con la detección de la emisión maser de OH (Weaver 1965) proveniente de regiones H II (Gundermann 1965) y, definitivamente, a partir del descubrimiento de la emisión de vapor de agua (H_2O , Cheung 1968) y la correspondiente a transiciones del amoníaco (NH_3 , Cheung 1969).

Luego de estos resultados no quedaron dudas de que en algunas zonas del medio interestelar existían las condiciones propicias para dar lugar a la formación y supervivencia de moléculas. Esto impulsó la realización de estudios espectroscópicos del medio interestelar, lo que permitió el descubrimiento de una gran cantidad de especies químicas (Andernach 1999).

3.2 Espectroscopía molecular

3.2.1 Introducción

Una gran cantidad de moléculas poseen una configuración de niveles de energía que, bajo las condiciones físicas presentes en el medio interestelar, pueden ser excitadas apreciablemente. Los mecanismos de excitación son fundamentalmente colisionales o radiativos.

Algunas moléculas sirven como densímetros, tal es el caso de CS , HCN , HC_3 . Esto se debe a que la disposición de sus correspondientes estructuras energéticas están simplemente escalonadas por lo que las poblaciones observadas de los niveles dependen fuertemente de la densidad.

Mientras que otras moléculas actúan como termómetro, al presentar transiciones prohibidas entre algunos de sus niveles, por ejemplo, NH_3 .

En particular, $^{12}C^{16}O$ constituye un trazador de la distribución del gas molecular interestelar. Esto se debe a su bajo momento dipolar permanente y al hecho de ser una de las especies más abundante en el espacio. Usualmente, sus líneas están saturadas, por lo que se necesita otra especie isotópica, ^{13}CO , para obtener una mejor información sobre las condiciones físicas imperantes en las nubes.

De este breve resumen, se puede asegurar que el estudio de la espectroscopía molecular permite:

- a)-conocer el estado físico de las regiones en las que se encuentran inmersas, a partir de la obtención de temperaturas y densidades ambientales.
- b)-a partir de las abundancias, deducir qué reacciones de formación molecular son más frecuentes, lo que hace posible inferir las componentes químicas del espacio interestelar.

3.2.2 Tipos de transiciones

Cuando dos átomos se combinan para formar una molécula, los electrones más fuertemente ligados de cada átomo prácticamente no son afectados, permaneciendo unidos a sus núcleos originales. En cambio, los electrones exteriores (o de valencia) son los que desempeñan un rol fundamental en este proceso al ser los reponsables de la unión química y de la mayoría de las características físicas de las moléculas. Debido a la gran diferencia de masa entre núcleos y electrones se puede estudiar el movimiento de estos últimos como si el mismo fuese alrededor de núcleos fijos ubicados a una distancia dada unos de otros. Los niveles de energía de tal sistema se llamarán U_n . Se puede dividir el problema de la determinación de dichos niveles de energía en dos partes:

1. Determinar los niveles de energía del sistema de electrones para núcleos en reposo.

2. Estudiar el movimiento relativo de los núcleos para un dado nivel electrónico. Esto implica considerar a los núcleos como partículas que interactúan de acuerdo a la ley $U_n(r)$, que es el término electrónico.

Con la resolución de la ecuación de Schrödinger, para cada molécula se conoce la configuración energética y las posibles transiciones entre niveles. En particular, se hará un breve resumen de los dos modelos más simples: *a) rotador rígido* y *b) oscilador lineal*.

A continuación, se enuncia la clasificación de transiciones moleculares:

- *transiciones electrónicas*: energías típicas del orden de decenas de eV (electronvolts). Se ponen de manifiesto en el rango óptico y ultravioleta del espectro electromagnético.
- *transiciones vibracionales*: originadas por oscilaciones de las posiciones relativas del núcleo respecto a las de equilibrio. Los rangos de energía van de 0.1 a 0.01 eV, correspondiente a la parte infrarroja del espectro.
- *transiciones rotacionales*: dadas por la rotación del núcleo con energías del orden 10^{-3} eV. Sus líneas se observan en el rango centimétrico y milimétrico.

Los elementos de teoría que se describirán tienen como objetivo dar un lineamiento general de los conceptos utilizados para analizar los datos obtenidos a partir de la emisión de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ ³ en la transición rotacional $J = 1 \rightarrow 0$ del nivel vibracional fundamental.

A partir de aquí, se expondrá un resumen de la parte teórica que tiene aplicación directa para el análisis de las observaciones realizadas como parte de esta investigación.

3.2.3 Transiciones rotacionales

En primer lugar, para estudiar transiciones rotacionales puras, una molécula diatómica puede representarse como un sistema constituido por dos masas puntuales unidas por una barra rígida.

Para este sistema, la energía de rotación alrededor de un eje perpendicular a la línea que une los núcleos y pasa por el centro de masa es:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} I \omega^2$$

³De aquí en adelante se sustituirá $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ por CO

siendo I , el momento de Inercia de la molécula respecto a su centro de masa

$$I = \frac{\mu r_0^2}{2}$$

donde r_0 es la distancia media entre núcleos y μ , la masa reducida del sistema

$$\mu = \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}$$

El momento angular tiene la dirección de ω , la velocidad angular de rotación, y es

$$L = I\omega$$

La relación entre L y E_{rot} es,

$$E_{rot} = \frac{L^2}{2I}$$

De la mecánica cuántica se obtiene que el impulso angular está cuantificado en forma discreta, por lo que la energía tiene como valores posibles a

$$E_J = \hbar^2 2\pi B J(J+1) \quad J = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

que dependen del número cuántico rotacional, (J), y de la constante rotacional, B . Ésta última se define como,

$$B = \frac{\hbar}{4\pi I}$$

Cuando la energía rotacional aumenta, hay un estiramiento de la molécula debido a un efecto centrífugo, por lo que a la ecuación (1) se le agrega un término adicional,

$$E_{rot} = \hbar^2 2\pi B J(J+1) - hD(J(J+1))^2$$

en la cual D es la denominada constante centrífuga.

La regla de selección para una transición rotacional es

$$\Delta J = \pm 1$$

La radiación emitida al pasar de un nivel con $(J+1)$ a uno J , tiene una frecuencia dada por

$$\nu = \frac{E_{(J+1)} - E_{(J)}}{h} = 2B(J+1)$$

Los espectros rotacionales se observan en las ventanas infrarroja y de radio del espectro electromagnético. Por ejemplo, la transición rotacional $J = 1 \rightarrow 0$, del nivel vibracional inferior de las moléculas formadas por las especies isotópicas más abundantes del CO y HCN se observan a una frecuencia

de ~ 115 GHz y de 90 GHz, respectivamente.

Para que una molécula posea un espectro rotacional, debe tener momento dipolar eléctrico permanente, ya que este interviene tanto en el proceso de emisión como en el de absorción. Por un lado, en el proceso de absorción de radiación por parte de la molécula, dicho momento interactúa con el campo eléctrico de la onda incidente. Por otro, la rotación del dipolo es la responsable del proceso de emisión de radiación.

Por tal motivo, *las moléculas que no tienen momento dipolar eléctrico permanente, no pueden generar estos espectros. Tal es el caso de las moléculas diatómicas homonucleares como el H_2 , el O_2 , el N_2 . En consecuencia, la molécula de hidrógeno, el elemento molecular más abundante no puede observarse por medio de un espectro rotacional en ondas de radio.*

3.2.4 Transiciones vibracionales

En la sección anterior se supuso que los núcleos estaban en posiciones relativas fijas. Pero en realidad describen un movimiento que depende de la forma del potencial central a la que están sometidos.

Dada una configuración electrónica, el movimiento en un potencial central puede separarse en dos términos, uno que da cuenta del movimiento angular y otro del radial. El primero se analizó con el modelo de rotador rígido. Mientras que para el segundo se debe conocer la forma explícita del potencial.

Existe una expresión empírica que reproduce con bastante precisión la energía potencial de un estado ligado de una molécula diatómica para una configuración electrónica dada. Según el nivel electrónico, varían los parámetros de dicha expresión. Tal aproximación es el llamado *Potencial de Morse*

$$P(r) = D_e(1 - \exp^{-a(r-r_e)})^2$$

en la cual:

- r_e es la separación de equilibrio de los núcleos constitutivos de la molécula.
- D_e es la energía de disociación de la misma para el valor mínimo de la energía potencial

Por ejemplo, en el caso de CO , D_e vale 11.1 eV. Mientras que para el OH , 4.8 eV.

Si la molécula se encuentra en un estado próximo al de mínima energía, el potencial de Morse puede aproximarse por una parábola. En este caso la ecuación de Schrödinger unidimensional para una partícula de masa μ , tiene solución exacta. El movimiento resultante es armónico simple y la energía está cuantificada.

Los niveles de energía donde v es el número cuántico vibracional están dados

por

$$E_v = (v + \frac{1}{2})\hbar\omega_0 \quad v = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Como la regla de transición es la siguiente

$$\Delta v = \pm 1$$

ω_0 es la única frecuencia absorbida o emitida en una transición.

3.2.5 Espectro rotovibracional

La energía molecular debida a la rotación y a la vibración, se puede expresar combinando lo ya visto, o sea:

$$E = E_v + E_r = (v + \frac{1}{2})\hbar\omega_0 + \hbar B J(J + 1)$$

En general, la cantidad $\hbar^2/2I$ es mucho menor (10^{-4} eV) que $\hbar\omega_0$ (10^{-1} eV). Así, a cada nivel vibracional le corresponde una sucesión de niveles rotacionales.

El espectro de rotovibración es el resultado de las transiciones entre dos niveles rotacionales pertenecientes a dos niveles vibracionales distintos.

El mismo tiene las siguientes reglas de selección:

$$\Delta J = \pm 1, \quad \Delta v = \pm 1$$

Dicho espectro está formado por líneas que aparecen a las frecuencias:

$$\nu = \nu_0 \pm 2Bc(J + 1), \quad J = 0, 1, \dots$$

No consideraremos las transiciones electrónicas de una molécula ya que el tratamiento de las mismas escapa al objetivo de esta tesis.

3.3 Obtención de parámetros físicos a partir de las observaciones

En las siguientes secciones se verá cómo en base a observaciones de transiciones rotacionales del nivel vibracional inferior de una especie molecular, se pueden derivar los parámetros físicos y dinámicos que caracterizan a una nube molecular dada.

En particular, se verá que *se puede inferir la temperatura cinética, la densidad de columna de la molécula y la masa de la nube en la que se encuentra inmersa*, a partir de la observación de transiciones rotacionales de diferentes isótopos de CO .

3.3.1 Temperatura de excitación (T_{exc})

La transición rotacional $J = 1 \rightarrow 0$ involucra dos niveles de energía.

Si se supone equilibrio termodinámico, el cociente de las poblaciones entre estos dos niveles estará dado por la ecuación de Boltzmanm,

$$\frac{n_s}{n_i} = \frac{g_s}{g_i} e^{-\frac{E_s - E_i}{kT_{exc}}} = \frac{g_s}{g_i} e^{-\frac{h\nu}{kT_{exc}}} \quad (2)$$

donde:

n_s = densidad numérica de moléculas ⁴en el estado $J=1, v=0$

n_i = densidad numérica de moléculas en el estado $J=0, v=0$

E_s = energía correspondiente al nivel superior $J = 1, v=0$

E_i = energía correspondiente al nivel inferior $J = 0, v=0$

$h\nu = E_s - E_i$

g_s = peso estadístico del nivel superior

g_i = peso estadístico del nivel inferior

La temperatura que figura en la ecuación (2), se denomina Temperatura de excitación. Para calcular la misma, se supondrá que la configuración energética de la molécula puede considerarse constituida por dos niveles ligados. Ella puede obtenerse a partir de la ecuación de balance detallado que se aplicará a dicha configuración. Tal ecuación da cuenta del equilibrio que existe entre los procesos que pueblan y despueblan los niveles involucrados en una transición. Particularmente, los mecanismos que despueblan el nivel superior se describen por medio de los coeficientes de Einstein A_{si} , B_{si} y C_{si} que especifican la probabilidad, por unidad de tiempo y de volumen, que pueda dar lugar a una transición del nivel superior (s) y al inferior (i) por emisión espontánea A_{si} , por emisión inducida B_{si} , y por colisiones C_{si} , respectivamente.

La probabilidad de que el campo radiativo y las colisiones pueblen el nivel superior están dados por los coeficientes de Einstein de absorción inducida B_{si}

⁴De aquí en adelante, se hará referencia a n_s y a n_i como “densidad numérica de moléculas” en el nivel superior e inferior, respectivamente.

y de excitación colisional C_{si} , respectivamente.

La variación neta del número de moléculas por unidad de volumen y de tiempo en cada nivel es lo que se gana por absorción menos lo que se pierde por emisión. En situación de equilibrio, esas variaciones son nulas y se dice que las poblaciones están en equilibrio estadístico. Formalmente esta condición se escribe como la *ecuación de balance detallado*, a saber:

$$n_s [A_{si} + U_\nu B_{si} + C_{si}] = n_i [U_\nu B_{is} + C_{is}] \quad (3)$$

donde U_ν es la densidad del campo de radiación generada por un cuerpo negro a la temperatura T_{rad} que incide sobre la molécula. Así,

$$U_\nu = \frac{4\pi}{c} B_\nu(T_{rad})$$

donde ⁵

$$B_\nu(T_{rad}) = 2h \frac{\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{rad}}} - 1}$$

Suponiendo que la distribución de velocidades relativas entre las partículas que colisionan es maxwelliana, la relación entre los coeficientes colisionales es

$$C_{si} = C_{is} (e^{-\frac{h\nu_0}{kT_{kin}}} - 1)$$

donde ν_0 es la frecuencia correspondiente a la transición entre los dos niveles. Además si se tiene en cuenta la relación entre los coeficientes de Einstein A_{si} , B_{si} y B_{is}

$$g_s B_{si} = g_i B_{is}$$

$$g_i B_{is} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_0^3} g_s A_{si}$$

y haciendo uso de la ecuación (2) y reemplazando las relaciones anteriores, con la simplificación $g_s = g_i$, en la ecuación (3) puede obtenerse la siguiente expresión para la temperatura de excitación

$$T_{exc} = \frac{T_{rad} + T^* \frac{C_{si}}{A_{si}}}{1 + \frac{C_{si} T^*}{A_{si} T_{kin}}} \quad (4)$$

donde

$$T^* = \frac{h\nu_0}{k}$$

El valor de T_{exc} dependerá de la relación entre C_{si} y A_{si} al determinar el factor de peso en la ecuación (4), de la contribución de la temperatura de

⁵La expresión $B_\nu(Temperatura)$ se refiere a la función de Planck. En este texto se utiliza como variable a la frecuencia simbolizada por ν .

radiación y de la cinética las cuales caracterizan al campo de radiación y a las colisiones, respectivamente. El cociente de poblaciones entre los niveles rotacionales, puede entenderse como una media pesada por la importancia relativa de los procesos radiativos y colisionales. :

a) Si $C_{si} \ll A_{si}$

Como predominan los mecanismos radiativos sobre los colisionales, la población de cada nivel se debe fundamentalmente al decaimiento espontáneo y procesos inducidos por el campo de radiación. ($T_{exc} \rightarrow T_{rad}$)

b) Si $C_{si} \gg A_{si}$

Predominan los procesos colisionales sobre los radiativos. En este caso, la temperatura de excitación toma un valor próximo a la temperatura cinética de la partícula con la que colisiona la molécula. En esa situación se dice que la transición de la molécula está *termalizada* ($T_{exc} \rightarrow T_{kin}$).

Puede definirse un parámetro que también permite inferir cuál de los coeficientes tiene mayor peso en la ecuación (4). Tal cantidad es la llamada *densidad crítica* que es la densidad mínima de la molécula responsable de las colisiones, a partir de la cual se alcanza la termalización de la transición molecular. Dada las abundancias del medio interestelar, las colisiones con la molécula de hidrógeno H_2 es la que debe considerarse como principal causante de excitación y desexcitación colisional.

La expresión en términos microscópicos, de la densidad crítica está dada por

$$n_{crit} = \frac{C_{ul}}{\sigma v} \quad (5)$$

en la cual σ es la sección eficaz de colisión, y v es la media correspondiente a la distribución de velocidad relativa entre las partículas que colisionan.

Como en este caso T_{exc} es un valor próximo a T_{kin} , puede ser escrita como un fracción apreciable de esta última, por ejemplo $T_{exc} = 0.9T_{kin}$ usando la ecuación (4) se llega a que la densidad crítica es

$$n_{crit} = \frac{(0.9T_k - T_{rad})A_{si}}{T^* \sigma 1.45 \times 10^3 T_{kin}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (6)$$

donde μ_1 y μ_2 son los pesos moleculares de las especies que colisionan entre sí. De la ecuación (6) se ve que la densidad depende directamente de A_{si} cuya expresión es proporcional a

$$A_{si} \propto \frac{J+1}{2J+3} \nu^3 \mu_J^2, \quad J \rightarrow J-1 \quad (7)$$

de la cual puede notarse que las moléculas con mayor momento dipolar y/o transiciones entre estados más excitados, tendrán tasas de emisión espontánea mayores. En consecuencia, los niveles de esas moléculas serán difíciles de

poblar en forma colisional.

A modo de comparación, en la Tabla 1 aparecen las densidades críticas correspondientes a distintas especies moleculares. Se supone que todas están sujetas a las mismas condiciones ambientales. Como ejemplo, se supone un medio con una temperatura cinética de 10 K y como único campo radiativo al de fondo cósmico ($T_{rad} = 2.7K$). Las transiciones listadas corresponden a una de tipo rotacional $J = 1 \rightarrow 0$

Molécula	Frecuencia de transición[GHz]	$A_{si}(10^{-8})$ [seg ⁻¹]	$n_{crit}(10^3)$ [cm ⁻³]
<i>CO</i>	115.34	7.5	7.1
<i>NH₃</i>	23.2	17	98
<i>CS</i>	48.0	180	340
<i>HCN</i>	88.7	2500	1900

Tabla 1: Comparación de densidades críticas para diferentes especies moleculares

La transición rotacional de la molécula *CO* tiene la menor densidad crítica. Por lo tanto, al necesitar menor cantidad de moléculas de *H₂*, el *CO* alcanza más fácilmente la condición de termalización en comparación con el resto de las especies que aparecen en la tabla mencionada.

3.3.2 Obtención de la temperatura de excitación a partir de las observaciones

El campo de radiación puede ser descrito en términos de la Intensidad específica, cantidad que en el espacio libre es independiente de la distancia. La radiación interactúa con la materia, hecho que se pone de manifiesto con la generación de líneas observadas en los espectros estelares!!!!

Formalmente, la interacción con la materia es expresada por medio de la denominada ecuación de transporte. Dicha ecuación expresa que el cambio de la intensidad luego de pasar por una capa de material de espesor dl será igual a la diferencia entre la radiación absorbida por el material y la emitida. Macroscópicamente, la respuesta del material está descrita por κ_ν y ε_ν que son los coeficientes de emisión y absorción volumétrica ⁶, respectivamente.

La ecuación de transporte puede escribirse como,

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu \quad (8)$$

En particular, nos interesa ver la solución de la misma para la línea generada por la transición rotacional $J = 1 \rightarrow 0$.

Integrando la ecuación diferencial (8), desde la región de emisión hasta el detector ⁷ de la radiación se llega a que la Intensidad específica recibida está dada por:

$$I_\nu(l_0) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(l_0)} + \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu}(1 - e^{-\tau_\nu(l_0)}) \quad (9)$$

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu dl \quad \text{es la profundidad óptica}$$

que se define como la inversa del camino libre medio de un fotón de frecuencia ν , $I_\nu(s_0)$ es la radiación recibida por el instrumento, y $I_\nu(0)$ es la radiación incidente sobre la capa de material más alejada del observador.

Sustrayendo $I_\nu(0)$ de la ecuación (9) y definiendo

$$\Delta I_\nu = I_\nu(l_0) - I_\nu(0) \quad (10)$$

la ecuación (9) queda:

$$\Delta I_\nu = \left(\frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} - I_\nu(0)\right)(1 - e^{-\tau_\nu(l_0)}) \quad (11)$$

Por otro lado la opacidad de la línea se puede expresar como

⁶Los coeficientes de emisión y absorción pueden expresarse en diversas unidades, por ejemplo, por unidad de longitud, de masa, de volumen. En este trabajo se adoptará la última unidad mencionada

⁷hace referencia al telescopio

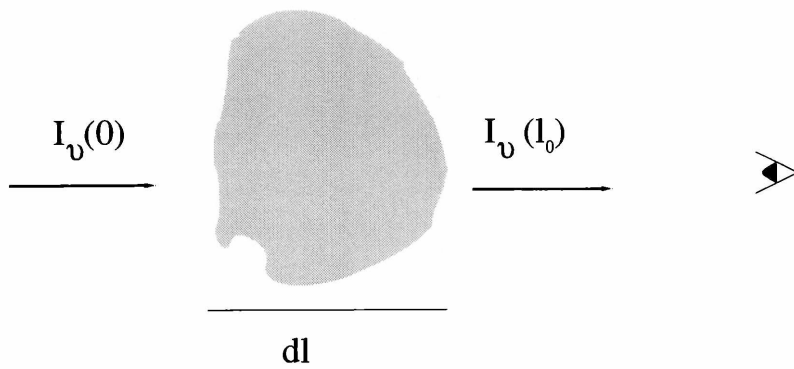


Figura 2: Material de espesor 'dl' que interacciona con la radiación

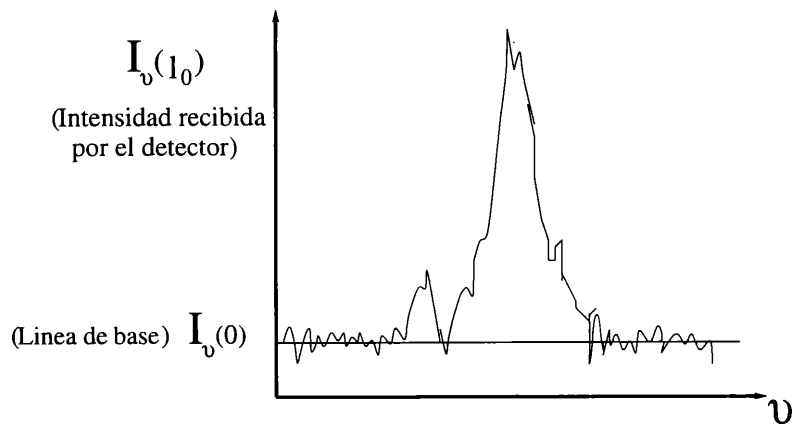


Figura 3: Gráfico representativo de la ecuación (10)

$$\kappa_\nu = \frac{\lambda^2 A_{si} f_a(\nu)}{8\pi} \left[\frac{g_s}{g_i} n_i - n_s \right] \quad (12)$$

$f_a(\nu)$ es la función que describe la forma del perfil normalizado de la línea de absorción.

y la emisividad por,

$$\varepsilon_\nu = \frac{\nu h A_{si} f_e(\nu)}{4\pi} n_s \quad (13)$$

$f_e(\nu)$ es la función que describe la forma del perfil normalizado de absorción.

Si suponemos que el perfil de absorción y emisión son descritos por la misma función f_ν ($f_\nu = f_e(\nu) = f_a(\nu)$), efectuando el cociente entre las ecuaciones (13) y (12) y usando la relación entre las poblaciones de los niveles (ecuación

(2)) se obtiene,

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{exc}}} - 1} = B_\nu(T_{exc}) \quad (14)$$

La Intensidad incidente sobre la concentración molecular y la recibida por el instrumento están caracterizadas por cuerpos negros cuya temperatura son T_{rad} y T_b , respectivamente:

$$I_\nu(0) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{rad}}} - 1} = B_\nu(T_{rad}) \quad (15)$$

$$\Delta I_\nu(0) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_b}} - 1} = B_\nu(T_b) \quad (16)$$

Si no hay ninguna fuente próxima al conglomerado molecular, la única fuente de radiación presente es la de fondo cósmico cuyo valor es de 2.7 K.

Finalmente, reemplazando las ecuaciones (14), (15) y (16) en (11), se obtiene

$$B_\nu(T_b) = (B_\nu(T_{exc}) - B_\nu(T_{rad}))(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (17)$$

Luego de realizar ciertos pasos algebraicos en la ecuación (17), se llega a que la Temperatura de brillo para la línea observada resulta ser

$$T_b(\nu) = T^* \left(\frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{exc}}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{rad}}} - 1} \right) (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (18)$$

Es necesario precisar qué se entiende por temperatura de brillo. Ella se define como la temperatura que tendría un cuerpo negro que emite la intensidad de radiación observada.

Si la línea es ópticamente gruesa ($\tau \gg 1$) la ecuación (18) se reduce a,

$$T_b(\nu) = T^* \left(\frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{exc}}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{T^*}{T_{rad}}} - 1} \right) \quad (19)$$

A partir de la ecuación (19), conociendo $T_b(\nu)$ y T_{rad} , se obtiene la temperatura de excitación.

A modo de ejemplo, se tomará un medio en el que la distribución de velocidades de la especie molecular H_2 se encuentra caracterizada por $T_{kin} \sim 10$ K, donde el único campo de radiación presente es el correspondiente a los 2.7 K. En el caso en que las colisiones predominan $T_{exc} \sim 10$ K y $T_b \sim 6.7$ K. En cambio, si predominan los procesos radiativos, $T_{exc} \sim 2.7$, de la ecuación (18) se deriva que la línea será muy débil para ser observada. Entonces, cuanto mayor sea T_{exc} , más fácilmente podrá ser detectada la emisión molecular. Con el ejemplo anterior se mostró que T_{exc} se incrementa con la predominio

de los procesos colisionales frente a los radiativos. Ya se había visto que bajo esta condición, T_{exc} de la transición se termalizaba. En conclusión, la observación de una línea intensa permite inferir un parámetro físico característico de la nube, T_{kin} .

3.4 Cálculo de Densidad de Columna

3.4.1 Observación de la misma transición en dos especies isotópicas

La densidad de columna de una determinada especie molecular (o atómica) se define como el número de dicha especie (o átomos) contenida a lo largo de la línea de la visual dentro de un cilindro cuya base posee un área de 1cm^2 .

Si dentro de una transición seleccionamos la población del nivel superior (n_s) entonces, la densidad de columna N_s es,

$$N_s = \int n_s dl \quad (20)$$

Veamos en función de qué cantidades puede expresarse la densidad de columna:

Si la relación de poblaciones entre distintos niveles de energía obedece la distribución de Boltzmann.

$$\frac{n_s}{n_i} = \frac{g_s}{g_i} e^{-\frac{h\nu}{kT_{exc}}} \quad (21)$$

Reemplazando (21) en (20):

$$N_s = N_i \frac{g_s}{g_i} e^{-\frac{h\nu}{kT_{exc}}} \quad (22)$$

Además la opacidad está dada por la ecuación (12) (que se repite para facilitar la lectura)

$$\kappa_\nu = \frac{\lambda^2 A_{si} f(\nu)}{8\pi} \left[\frac{g_s}{g_i} n_i - n_s \right]$$

y la profundidad óptica,

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu dl \quad (23)$$

reemplazado las ecuaciones (12) y (22) en dicha definición, se obtiene:

$$\tau_\nu = \frac{\lambda^2 A_{si} f(\nu)}{8\pi} N_i \frac{g_s}{g_i} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{exc}}}) \quad (24)$$

De la ecuación (24) puede apreciarse que la densidad de columna depende de g_s , g_i , A_{si} , $f(\nu)$, τ_ν y T_{exc} . Dos de estas cantidades son desconocidas: τ_ν y T_{exc} . En nuestro caso se quiere obtener la densidad de columna de CO . Si se cuenta con emisiones de dos especies isotópicas, una que da lugar a una línea ópticamente delgada (ej: ^{13}CO) y la otra a una línea ópticamente gruesa (^{12}CO), se puede proceder en base a los siguientes criterios (Dickman, 1978):

a)-La temperatura de excitación de la transición $J = 1 \rightarrow 0$ de las moléculas no presenta un gradiente a lo largo de la línea de la visual.

b)-Las distintas especies isotópicas tienen la misma temperatura de excitación la que a su vez coincide con la temperatura cinética del gas.

c)-El CO es ópticamente grueso.

En base a las suposiciones mencionadas, del perfil de emisión de las especies ópticamente gruesa de CO puede derivarse la temperatura de excitación (Ver ecuación (19)).

Una vez conocida la misma, se puede despejar la profundidad óptica de la línea ópticamente delgada (^{13}CO) usando la ecuación (18). Derivada τ_ν para la transición del isótopo ópticamente delgada, y usando T_{exc} inferida a partir de la línea del isótopo ópticamente grueso, empleando la ecuación (24) se puede derivar N_i . Debe recordarse que ésta representa sólo la densidad de columna del nivel inferior de la transición del isótopo para el cual la línea es ópticamente delgada.

Como el objetivo es obtener la densidad de columna de la especie molecular CO , deben efectuarse otros cálculos adicionales. En resumen, los mismos involucran:

a)- Encontrar la densidad de columna total para la especie ópticamente delgada, suponiendo que la de los distintos niveles se encuentra en equilibrio termodinámico:

$$\frac{N_i}{N_{total}} = \frac{g_i}{Q} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{exc}}}) \quad (25)$$

y Q es la función de partición para este isótopo

$$Q = g_J e^{-\frac{hB_e J(J+1)}{kT_{exc}(J)}} \quad (26)$$

$$g_J = 2J + 1 \quad (27)$$

Si $hB_e \ll kT$, empleando el desarrollo en serie de Taylor de la exponencial puede mostrarse que Q se reduce a:

$$Q \sim \frac{kT}{hB_e} \quad (28)$$

b)- Relacionar la densidad de columna de esa especie isotópica, con la densidad de columna de los otros isótopos del CO , es decir, que la densidad de columna de la especie química será la suma de las contribuciones de cada especie isotópica,

$$N_{total}(CO) = N(CO) + N(^{13}CO) + N(C^{17}O) + N(C^{18}O) + N(^{13}C^{17}O) + N(^{13}C^{18}O) + \dots \quad (29)$$

Si se supone que las densidades de columna de las distintas especies isotópicas guardan relación con las abundancias isotópicas de los átomos constituyentes, del monóxido de carbono, que se hallan presentes en la Tierra, por ejemplo:

$$\frac{N(CO)}{N(^{13}CO)} = \frac{N(C)}{N(^{13}C)} \sim 81 \quad (30)$$

$$\frac{N(CO)}{N(C^{18}O)} \sim \frac{N(C)N(O)}{N(C)N(^{18}O)} \sim 500 \quad (31)$$

$$\frac{N(CO)}{N(^{13}C^{18}O)} = \frac{N(C)N(O)}{N(^{13}C)N(^{18}O)} \sim 81 \times 500 \quad (32)$$

usando las ecuaciones (30), (31) y (32), se reemplazan las abundancias de $N(^{13}CO)$ y $N(^{13}C^{18}O)$ en función de $N(CO)$ en la ecuación (29), resultando

$$N_{total}(CO) = N(CO) + 1.23 \times 10^{-2}N(CO) + 2 \times 10^{-3}N(CO) + 2.5 \times 10^{-5}N(CO) + \dots \quad (33)$$

La ecuación (33) permite ver que la densidad de columna total a partir de las observaciones puede reducirse a la contribución de los dos primeros términos, es decir

$$N_{total}(CO) = N(CO) + 1.23 \times 10^{-2}N(CO) \quad (34)$$

LLamando para generalizar, a la abundancia fraccional isotópica de $N(^{13}CO)$ respecto a $N(CO)$, $(N(^{13}CO)/N(CO))$, α entonces:

$$N_{total}(CO) \sim (\alpha + 1)N(CO) \quad (35)$$

c)- Como la molécula más abundante por masa y número es H_2 , lo que ahora se necesita es derivar la densidad de columna del H_2 a partir de $N_{total}(CO)$. Para ello, se utiliza la denominada abundancia fraccional del CO ($X(CO) = N_{total}(CO)/N_{total}(H_2)$) (Lang 1978).

Teniendo en cuenta la definición de abundancia fraccional:

$$N_{total}(H_2) = \frac{N_{total}(CO)}{X(CO)} = \frac{(\alpha + 1)N(CO)}{X(CO)} \quad (36)$$

De esta forma se obtiene finalmente, $N_{total}(H_2)$

3.4.2 Observación de sólo un isótopo ópticamente grueso

En el caso de contar sólo con observaciones de un isótopo de monóxido de carbono ópticamente grueso, el método anterior no puede ser aplicado. Sin embargo, empleando datos del mismo existen métodos alternativos para derivar la densidad de columna del hidrógeno molecular.

En particular, los rayos γ (gamma) de alta energía producidos como consecuencia de la interacción de rayos cósmicos con elementos constitutivos del medio interestelar pueden ser utilizados, entre otras finalidades, para determinar el cociente entre la densidad de columna del hidrógeno molecular y el ancho equivalente de la emisión de CO (W_{CO}), es decir,

$$X = \frac{N(H_2)}{W_{CO}}$$

Los mecanismos dominantes que generan rayos gamma cuyas energías se hallan comprendidas entre los 30 MeV a 30 GeV son el decaimiento de piones producidos en colisiones con protones de rayos cósmicos y los procesos *free-free* de electrones. La interacción se produce con el hidrógeno neutro y el hidrógeno molecular presentes en el medio interestelar (Fazio 1967, Stecker 1971).

Como los rayos cósmicos penetran uniformemente el medio interestelar y el mismo es transparente a la radiación gamma difusa, la intensidad de los mismos observada en una dada dirección del cielo, $I_\gamma(l, b)$, puede expresarse como la suma de las contribuciones provenientes de distintas fuentes, a saber;

$$I_\gamma(l, b) = I_{H_I} + I_{H_2} + I_{ds} + I_{og} + I_{bg} \quad (37)$$

donde I_{H_I} , I_{H_2} , I_{ds} , I_{og} son las intensidades originadas en las interacciones de los rayos cósmicos con el gas atómico y molecular del material interestelar, proveniente de fuentes discretas y la emisión extragaláctica, respectivamente. Finalmente, I_{bg} caracteriza a la emisión de fondo.

Por otro lado, es razonable suponer que I_{H_I} se encuentra distribuída como $N(H_I)$ e I_{H_2} como W_{CO} . Además, si la contribución de las fuentes localizadas es despreciable, la ecuación (37) puede expresarse como,

$$I_\gamma(l, b) = AN(H_I) + BW_{CO} + C \quad (38)$$

donde C representa la contribución de fondo (I_{bg}) y la extragaláctica (I_{og}). Suponiendo que la emisividad de rayos gamma por átomo de hidrógeno, q , es uniforme en nuestra Galaxia, las tasas proveniente del hidrógeno atómico y molecular serán $I_{H_I} = (qS/4\pi)N(H_I)$ y $I_{H_2} = (qS/4\pi)2N(H_2)$, respectivamente, donde S es la superficie colectora efectiva del detector de rayos gamma y $N(H_I)$ y $N(H_2)$ la densidad de columna del hidrógeno neutro y del molecular, respectivamente. En consecuencia, $A = qS/4\pi$ y $B = (qS/4\pi)2N(H_2)/W_{CO}$, por lo que $N(H_2)/W_{CO}$ resulta ser $B/2A$. Así, si se conocen las cantidades B

y A, podemos determinar X.

En consecuencia, si se cuenta con observaciones de rayos γ , de HI y de CO de una cierta región del cielo, podemos aplicar a la misma el modelo anterior mediante el método de máxima verosimilitud. Este consiste en ajustar los valores A, B y C del modelo (ecuación (37)) de tal forma que maximicen la probabilidad de obtener la distribución de rayos gamma observada. Entonces,

$$\frac{N_p}{\Omega t}(l, b) = AN(HI) + BW_{CO} + C \quad (39)$$

donde Ω es un factor geométrico, t es el tiempo de integración de la observación, y N_p es la tasa de rayos gamma detectados por el instrumento. Los datos de la emisión de los mismos fueron tomados, en forma separada, de los relevamientos hechos por los satélites COSB y EGRET. Cabe mencionar que dada las características de los instrumentos utilizados en los mismos, en general se tuvo $I_{og} \ll I_{bg}$, por lo que la constante C de la ecuación (39) representa principalmente la contribución de I_{bg} .

Así, se construye un mapa de la distribución espacial de la emisión de rayos gamma, el cual es dividido en una grilla equiespaciada angularmente. Luego, se cuenta el número de fotones de los mismos en cada sector de misma, llamado *bin*. Si suponemos que la cantidad de fotones recibidos por un *bin*, N_0 , obedece a una distribución de Poisson con media N_p , entonces la probabilidad de que se obtenga un número total dado de fotones predicho por el modelo será igual al producto de las probabilidades de todos los “bins” que conforman la grilla. Dicho producto tiene la siguiente expresión algebraica, a la que llamaremos L :

$$L = \prod_{bins} \left(\frac{N_p^{N_0} e^{-N_p}}{N_0!} \right) \quad (40)$$

Los valores A, B y C que maximicen L , serán los escogidos como el mejor ajuste a las observaciones.

La Tabla 2 lista trabajos en los que se calculó X con el método descrito en el párrafo anterior (excepto el referido como *galaxia externa* que se la menciona sólo para fines comparativos). Los complejos moleculares observados ofrecen ventajas observacionales, como son el hecho de que subtienden grandes ángulos sólidos debido a sus distancias y tamaños físicos, de que se encuentran fuera del plano galáctico (o hacia la parte externa de la Galaxia) lo que disminuye la confusión de la superposición con emisión proveniente de otras zonas.

Para poder comparar los datos de rayos γ con los obtenidos del relevamiento de los trazadores del material interestelar (HI y CO), fue necesario reducir éstos últimos a la resolución angular del primero. Para ello, los datos de dichos trazadores fueron convolucionados con la función PSF (Spread Point Function) de COSB y EGRET donde el FWHM fue de $2^\circ.3$ y $1^\circ.2$, respectivamente.

En la Tabla referida se indica el complejo molecular estudiado, el cuadrante

Región estudiada	Cuadrante al cual pertenece	X, σ [$10^{20} \text{ mol cm}^{-2}$] [$K \text{ km s}^{-1}$]	Autores
Galaxia	Estudio general	2.3 ± 0.3	Strong et al.(1988)
Cepheus Flare	II	2.3 ± 1.2	Grenier & Lebrun (1990)
	II	0.92 ± 0.15	Digel et al. (1996)
Ophiuchus	IV	1.1 ± 0.2	Hunter et al. (1994)
		1.1 ± 0.5	Lebrun & Huang(1984)
Orion	III	2.6 ± 1.2	Bloemen et al. (1984)
	III	1.06 ± 0.14	Digel et al. (1995)
Galaxia externa	I,II III,IV	6	Sodrosky (1991)

Tabla 2: Lista de algunos complejos moleculares en los que fue calculado X

al cual pertenece ⁸, el valor obtenido de X, con su correspondiente desviación media cuadrática y la cita bibliográfica correspondiente.

A continuación se mencionan ciertas cuestiones que caben resaltarse de las regiones que aparecen en la Tabla 2 en función de la aplicación que se les da en este trabajo:

Cepheus Flare region

Esta región abarca la zona comprendida entre $100^\circ \leq l \leq 141^\circ$ y $8^\circ \leq b \leq 22^\circ$. El trabajo de Grenier & Lebrun (1990) involucra nubes que se encuentran a una distancia heliocéntrica inferior a 1 kpc, de las cuales las más próximas (300 pc) contribuyen con la mayor parte de la emisión de CO.

En cuanto a la discrepancia de los resultados obtenidos en base al empleo de datos recogidos por diferentes satélites, puede deberse a la resolución de dos fuentes discretas por parte de EGRET, que con las limitaciones instrumentales de COSB no pudieron ser identificadas.

Cabe destacar, que este complejo no posee estrellas jóvenes de gran masa, ni tampoco presenta una región HII que pudiese calentar el gas local, situación completamente diferente a la región objeto de este trabajo.

Ophiuchus

Se encuentra alejada del plano galáctico y subtiende una gran zona comprendida por $355^\circ \leq b \leq 110^\circ$ y $15^\circ \leq b \leq 25^\circ$. El análisis de Hunter et al. (1994) arroja como resultado un valor menor que el obtenido para Orión. Los autores atribuyen esta diferencia, a que Ophiuchus presenta una morfología que se asemeja más a los cirrus infrarrojos que a los grandes complejos moleculares. La

⁸nos referimos a una convención que permite dividir la proyección plana de la Galaxia en cuatro zonas llamadas cuadrantes. Esto se utiliza en caso de emplear coordenadas galácticas como sistema de referencia de posición para objetos astronómicos.

concentración molecular de Ophiuchus se encuentra fuera del plano galáctico, posee una masa del orden de $\sim 10^4 M_{\odot}$ (de Geus et al., 1990). Ésta es 10 veces menor que la derivada del teorema del virial, lo que podría implicar una concentración, que aunque estable, no está fuertemente ligada gravitacionalmente. Tales características son propias de los cirrus, por lo que Hunter et al. (1994) sugieren que el valor de X debería ser similar al de los éstos, que es igual a $0.5 \pm 0.3 [10^{20} \text{ mol cm}^{-2} / K \text{ km s}^{-1}]$ (de Vries et al., 1987).

Orión

Abarca la zona del cielo comprendida entre $195^{\circ} \leq l \leq 220^{\circ}$ y $-25^{\circ} \leq b \leq -10^{\circ}$. Esta región conforma el complejo molecular gigante más cercano a nosotros (~ 500 pc), posee una masa $\sim 10^5 M_{\odot}$ (Maddalena et al., 1986). Es una zona con activa formación estelar, entre los que se pueden mencionar la Nebulosa de Orión. Además, se encuentra alejada del plano galáctico, en dirección hacia la parte externa de la galaxia, por lo que su emisión en rayos gamma no se confunde con otras que no involucren al material perteneciente a este complejo.

Primero se hizo un estudio empleando los datos del satélite COSB (Bloemen et al., 1984) y luego uno con los datos obtenidos por EGRET (Digel et al., 1995). Ambos utilizaron los mismos mapas de emisión de CO y HI. Por tal motivo, Digel et al. (1995) suponen que la diferencia se debe a las mayores incertezas instrumentales que presenta COSB. Para este instrumento, la I_{bg} es al menos tan grande como la contribución del gas molecular y tiene una escala de estructura angular similar a la misma, por lo que si no fue correctamente tenido en cuenta (substraído) el fondo puede contribuir a I_{H_2} , incrementando el valor de X.

En cuanto a la diferencia que presenta su trabajo con el de Strong et al. (1988), la cual es del orden del 40 %, Digel et al. (1995) la atribuyen a una variación real nube a nube o a una tendencia en el análisis de la emisión general de la Galaxia a usar datos de la parte interna de la misma.

Parte externa de la Galaxia

Sodroski (1991) realizó un estudio acerca de complejos moleculares situados en la parte externa de la Galaxia ($60^{\circ} < l < 300^{\circ}$). Suponiendo válido la curva de rotación galáctica chata, encontró que la mayoría de las concentraciones se hallaban entre 8.5 y 10.5 kpc (distancia galactocéntrica).

En base a un análisis estadístico de las masas viriales de los complejos moleculares junto con las observaciones de monóxido de carbono, obtuvo para X un valor de 6×10^{20} . Éste es un factor 2-3 superior que el determinado por los autores anteriormente mencionados.

Dado que éste trabajo se menciona únicamente con el fin de tener una referencia al valor de X para la parte externa de la Galaxia, no se detalla con más profundidad el método utilizado para derivar el mismo.

Finalmente, debido a la similitud de las características físicas entre el complejo molecular de Orión y nuestro objeto de trabajo, se han escogido como

referencia los estudios del mismo. Se adoptó el valor de X encontrado en el trabajo de Digel et al. (1995), a saber, 1.06 ± 0.14 . Motiva hacer ésto el hecho de que los datos de emisión γ estarían menos contaminados con problemas instrumentales que los utilizados por Bloemen et al. (1984).

3.5 Cálculo de la Masa y de la Densidad media de la Nube Molecular

Una vez derivada la densidad de columna, N_{H_2} , estamos en condiciones de estimar el valor de la masa de la nube molecular,

$$M_{H_2} = m_{H_2} N_{H_2} A_{CO}$$

m_{H_2} es la masa de una molécula de H_2 y, A_{CO} es el área de la región de donde proviene la emisión de la línea observada.

El área puede calcularse a partir de una cantidad obtenida de las observaciones: *el ángulo sólido* de la zona de emisión (Ω). Formalmente este último se define como el cociente entre el área proyectada en el plano del cielo y la distancia entre el observador y la fuente,

$$A = d^2 \Omega$$

Cabe preguntarse si el área de emisión de la línea es representativa de la extensión lineal de la nube. Esto depende de la densidad crítica. Si suponemos que la distribución espacial de las especies es homogénea, una menor densidad crítica permite una emisión dentro de un área mayor del complejo molecular. Por ende, el ángulo sólido que subtiende será un mejor indicador de la extensión espacial total de la concentración molecular.

Si nos remitimos a la Tabla 1, puede observarse que especies como CO dan una buena estimación del área.

Habiendo calculado la masa de la concentración molecular es posible derivar una estimación para la densidad media de la misma, a través de $n = N_{H_2}/l$, donde l es la extensión ocupada por el conglomerado molecular a lo largo de la línea de la visual. Dicha cantidad se calcula suponiendo un modelo geométrico para la distribución molecular. En particular, en este trabajo se supone que la misma es esférica, por lo que su extensión angular en el plano del cielo coincide con l . Cabe aclarar que la densidad derivada tiene como unidades moléculas por unidad de volumen. Para obtener la densidad volumétrica, debe multiplicarse por el peso de una molécula de esa especie.

3.6 Emisiones en el infrarrojo

Hoy en día es ampliamente aceptada la idea de que las estrellas de gran masa en nuestra galaxia se forman principalmente en los núcleos densos de las nubes moleculares. Dichos núcleos se encuentran ubicados en las zonas interiores de las mismas (Garay & Lizano, 1999). Ya que las estrellas de tipo espectral O y B emiten la mayor parte de su radiación en longitudes de onda inferiores a los 912 Å, generando en su entorno una región de hidrógeno ionizado. En la misma o en sus proximidades también se encuentran presentes granos de polvo los que absorben radiación estelar en forma directa, o luego de que la misma haya sido procesada por el gas caliente con el que se halla mezclado. Este hecho hace que el polvo sea calentado y que re-emita la energía en el infrarrojo lejano.

En este contexto, un parámetro físico importante es la *Temperatura de polvo*, T_d , ya que su valor nos da cuenta de la fuente generadora de radiación.

Las partículas de polvo intercambian energía con el medio que las circunda como resultado de los distintos procesos de interacción. En nuestro caso los procesos de calentamiento y enfriamiento del polvo son radiativos. El campo de radiación generado por un cuerpo negro a temperatura T_{rad} puede ser el interestelar -IRSF-, o el originado a partir de los fotones emitidos por un grupo estelar próximo a la concentración de polvo.

Si se supone que los granos de polvo son esféricos con un radio aproximadamente de 0.1 μm , la potencia absorbida por partícula estará dada por (Whittet 1992):

$$W_{abs} = c(\pi a^2) \int Q_{abs}(\lambda) u_{\lambda} d\nu \quad (41)$$

$Q_{abs}(\lambda)$ es el factor de eficiencia de absorción del grano y u_{λ} es la densidad de energía del campo de radiación,

$$u_{\lambda} = \frac{4\pi}{c} B_{\lambda}(T_{rad}) \quad (42)$$

La potencia emitida por los granos de polvo está dado por,

$$W_{rad} = 4\pi(\pi a^2) \int Q_{em}(\lambda) B(T_d) d\nu$$

siendo $Q_{em}(\lambda)$ el factor de eficiencia de emisión del grano y $B(T_d)$ la energía emitida por el grano de polvo calentado a temperatura T_d . Se supone que el grano de polvo emite como un cuerpo negro y que $Q_{em}(\lambda)$ es igual a $Q_{abs}(\lambda)$ ($Q_{em}(\lambda) = Q_{abs}(\lambda) = Q_{\lambda}$).

En situación de equilibrio, la ganancia y pérdida de energía se compensan. Por lo que la potencia absorbida es igual a la emitida, o sea: $W_{abs} = W_{rad}$. Cabe destacar que la absorción ocurre, predominantemente, de la parte ultravioleta del espectro, mientras que la emisión tiene lugar en el infrarrojo lejano

(FIR)⁹.

El coeficiente Q_λ puede ser calculada con la teoría desarrollada por Mie (1908). En particular, en el FIR, el tamaño de las partículas es mucho menor que la longitud de onda involucrada. Por tal motivo, se puede hacer uso de la aproximación llamada de *partícula pequeña*, por lo que la eficiencia de emisividad se comporta como un potencia de la frecuencia, $Q_{FIR} \propto nu^m$, donde m se denomina el índice de emisividad del polvo. Su valor está comprendido entre 0 y 2, dependiendo del material que constituye a los mismos.

Por lo tanto, resulta que la emisión del polvo puede ser descripta por una distribución de Planck modificada que, además, es ópticamente delgada (Scoville & Kwan, 1976)

$$B^*(T_d) = \nu^m \times 2h \frac{\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_d}} - 1} \quad (43)$$

En particular, la temperatura del polvo puede ser derivada si se cuenta con los datos del flujo emitido por el mismo en diferentes frecuencias. Ya que puede verse según la ecuación (43) que el cociente de flujos resulta,

$$\frac{S_{\nu_1}}{S_{\nu_2}} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{m+3} \frac{e^{\frac{h\nu_2}{kT_d}} - 1}{e^{\frac{h\nu_1}{kT_d}} - 1} \quad (44)$$

Si en particular, se usa la base de datos suministrados por el satélite IRAS, se puede usar la emisión a 60 y 100 μm para determinar T_d .

⁹El infrarrojo lejano se define en este trabajo como la zona del espectro electromagnético comprendida entre los 3 μm a 300 μm

4 Análisis de datos

4.1 Tratamiento de las observaciones

Las observaciones correspondientes a la transición rotacional $J = 1 \rightarrow 0$ del nivel vibracional inferior ($v=0$) del isótopo más abundante del monóxido de carbono, CO , se realizaron con el telescopio de ondas milimétricas de 1.2 m de diámetro (HPBW= $8'.7$) que la Universidad de Columbia (EEUU) tiene instalado en el Observatorio Inter Americano de Cerro Tololo (CTIO) Chile. La transición observada tiene una frecuencia en reposo de 115.271 GHz. La región observada abarcó la zona del cielo comprendida por:

$$\begin{aligned} 334^\circ.74 < \mathbf{l} < 337^\circ.5 \\ -3^\circ.0 < \mathbf{b} < -0^\circ.25 \end{aligned}$$

Los puntos observados se encuentran espaciados en $7'.5$, cubriéndose un rango de velocidades radiales comprendido entre -52.9 km/seg y 13.2 km/seg.

Las observaciones fueron realizadas usando la técnica de conmutación en frecuencia, con la banda de referencia ubicada unos 5 MHz por encima de la frecuencia de la línea. El tiempo de integración típico por punto fue **XXX** minutos, por lo se que logró obtener un ruido cuadrático medio del orden de 0.2 K^{10} . Como analizador espectral se usó un banco de 256 filtros, cada uno de los cuales, llamados canales, tiene un ancho de banda de 100 KHz, correspondiente a una resolución en velocidad de 0.26 km/seg a la frecuencia de emisión del CO . Los datos fueron calibrados y reducidos siguiendo los procedimientos establecidos para ese telescopio. Posteriormente, las observaciones fueron reducidas con los programas de procesamiento de datos *DRAWSPEC* y *AIPS*. Una de las utilidades del primero de los mencionados, es analizar cada uno de los perfiles observados en forma individual. Es usual que una vez hecha la calibración de los datos, se le sustraiga a cada perfil su correspondiente "línea de base", la cual representa parcialmente la respuesta en frecuencia del radiómetro. En nuestro caso, para obtener dicha línea se ajustó un polinomio de tercer grado a aquellas partes del espectro libres de la emisión de línea proveniente de la molécula.

Luego, se puede proceder con el cálculo de los momentos de distinto orden de cada componente presente en el espectro de un punto dado. En el caso de componentes que presenten cierta simetría, el programa *DRAWSPEC* también permite realizar una descomposición en gaussianas.

Si bien este programa permite obtener información sobre cada punto observado, analizando el comportamiento espacial de los distintos parámetros, las prestaciones del mismo son limitadas. Por este motivo, en una segunda etapa se decidió usar el paquete de tareas *AIPS* (**A**stronomical **I**maging **P**rocessing **S**ystem), el cual permite realizar un análisis más amplio. Para utilizar dicho

¹⁰De aquí en adelante, se abreviará ruido cuadrático medio por rms

paquete de procesamiento de datos, se construyó con DRAWSPEC lo que se denomina un *cubo de datos*. Este consiste en un archivo especial de datos que contiene un arreglo de perfiles observados dispuestos de acuerdo a un conjunto de tres ejes coordenados, dos de los cuales corresponden a algún sistema de coordenadas astronómicas, y el tercero a frecuencia o a velocidad radial. En nuestro caso, el cubo de datos es de la forma (v, l, b) donde v es la velocidad radial respecto al Local Standard of Rest, l representa la longitud galáctica, y b la latitud galáctica. Luego, con la tarea IMLOD de AIPS el cubo de datos está en condiciones de ser procesado por los otros programas que conforman el paquete. Una vez hecho esto, con la tarea TRANSPOS la información del cubo pasa de la forma (v, l, b) a (l, b, v) .

A partir del cubo de datos pueden generarse, con la tarea SUBIM de AIPS, archivos que consisten en un arreglo de datos dispuestos de la forma (l, b, v) donde la velocidad mantiene un valor constante. Comúnmente, a estos mapas se los llama mapas “*posición-posición*” y contienen la distribución de intensidad detectada para un dado canal. También podemos pensarlos como una imagen de dimensión n pixels \times m pixels, donde n y m representan el número de pixeles contenidos en el intervalo longitudinal y latitudinal de la zona observada, respectivamente. En nuestro caso, la separación entre dos puntos consecutivos observados es de $7'.5$, por lo que considerando la extensión angular total de la región estudiada, cada mapa representa una imagen cuyas dimensiones son de 22 “pixeles” \times 22 “pixeles”. Este tamaño hace que las líneas de contorno de intensidad aparezcan demasiado irregulares, dificultando la comparación con datos que posean mejor resolución angular. Para evitar éste inconveniente, se modificó el número de pixeles del cubo de datos con la tarea LGEOM. Así, dicha cantidad se logró incrementar mediante un algoritmo que respeta la información original, obteniéndose imágenes de tamaño 221 pixels \times 221 pixels.

Gráficamente, el cubo de datos puede representarse como la siguiente terna de ejes coordenados, donde un corte en velocidad, representa un mapa “*posición-posición*”. Dicho esquema puede apreciarse en la Figura 4:

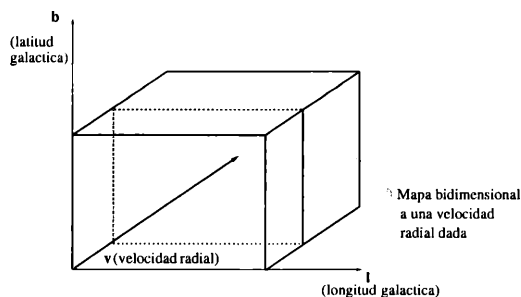


Figura 4: Gráfico representativo del cubo de datos

Para poder desplegar en forma gráfica (en la terminal que deseemos), la distribución de intensidad que presentan éstos mapas, se usa la tarea GREYS. Así, podemos observar la variación de dicha intensidad como una graduación cromática en tono de grises y/o en forma de líneas de contorno para un dado nivel de intensidad, lo cual nos permite una fácil identificación de la distribución espacial de la emisión molecular en cada uno de los mapas. De esta forma, la mera inspección visual de un conjunto de los mismos permite tener una primera idea del comportamiento cinemático y de la distribución espacial del material molecular.

Una vez reducidas las observaciones, la siguiente tarea fue identificar las estructuras moleculares que pudiesen estar vinculadas físicamente con la asociación estelar. Para tal fin se siguieron los pasos que se describen a continuación:

a) Se seleccionó un conjunto de sectores de la región observada con el objeto de obtener perfiles integrados en temperatura, los cuales se calcularon con la tarea ISPEC de AIPS. Con estos se hizo una primera identificación de los intervalos de velocidad que presentaban emisión.

b) Se construyeron mapas *posición-posición*.

c) Se estableció un criterio que permitiera determinar cuándo estábamos, en un mapa dado, en presencia de señal. Para tal objetivo, se determinó el rms de cada mapa mediante el siguiente procedimiento:

Primero, se graficaron mapas *posición-posición* separados entre sí por una cantidad igual a la resolución en velocidad (0.26 km/seg). Se cubrió todo el rango de velocidades abarcado por las observaciones.

Luego, fueron seleccionados aquellos mapas en los que no había evidencias de la presencia de emisión molecular. En cada uno de los mismos se utilizó la tarea TVSTAT de AIPS, la cual permite seleccionar una región del mapa y obtener cantidades estadísticas que la representan, por ejemplo, el valor medio de la temperatura de brillo y su correspondiente ruido. Esta tarea fue aplicada a distintos sectores de los mapas escogidos. Una verificación de la elección acertada de mapas libres de señal proviene del hecho de que en ningún mapa se obtuvo un conjunto de puntos lindantes entre sí cuya señal superase en forma sistemática el ruido obtenido para cada mapa. Luego, se asignó un valor de ruido cuadrático medio igual a 0.15 K, el cual representa un promedio de varias determinaciones independientes.

Dado que finalmente trabajaremos con un conjunto de mapas promedio de n mapas individuales, se empleó la aplicación SUMIM de AIPS para generarlos. Por la ley de propagación de errores puede decirse que si denominamos como σ_{ind} al rms de un mapa individual, el correspondiente al mapa promedio será

$$\sigma_{pr} = \frac{\sigma_{ind}}{n^{\frac{1}{2}}}$$

relación que se verificó experimentalmente ya que a los mapas promedios también se les aplicó TVSTAT, obteniéndose un valor coincidente con el resultado

anterior.

c)-Una vez establecido el rms de la serie de mapas “*posición-posición*”, se analizó el comportamiento de la distribución espacial de la emisión a lo largo del intervalo de velocidad observado. Para ello, en cada mapa se consideró como mínima señal al nivel correspondiente a 5σ . Este punto se desarrollará en las secciones 4.2.2 y 4.2.3.

4.2 Características generales de la emisión molecular en la zona

4.2.1 Componentes Principales

A los efectos de mostrar el comportamiento del gas molecular en la región de *AraOB1*, se han escogido cuatro zonas en la región observada. Mediante la tarea ISPEC de AIPS, se han obtenido los perfiles promedio de *CO* en dichas zonas. En la Figura 5 se muestra un mapa óptico de la zona bajo estudio, sobre el cual aparecen superpuestas las áreas descritas en la Tabla 3. En ésta se listan la posición central y el área angular abarcada por cada zona.

Zona	Posición Central		Área abarcada (²)
	l	b	
1	336°.87	-0°.97	2.7
2	336°.25	-1°.27	3
3	336°.52	-1°.85	2.5
4	335°.85	-2°.74	3

Tabla 3: Descripción de las zonas donde se calcularon los perfiles que se muestran en la Figura 5

La Figura 6 muestra los perfiles obtenidos en las zonas mencionadas en la Tabla 3. La característica más prominente que presenta ésta figura es la marcada diferencia que se observa entre los perfiles promedio.

En efecto, en el perfil correspondiente a la zona 1, la emisión de *CO* cubre dos rangos principales, a saber, -50 km/seg a -34 km/seg y -28 km/seg a -20 km/seg, respectivamente. La componente más intensa, que alcanza el máximo a ~ -45 km/seg, muestra una forma asimétrica con un ala de emisión (la correspondiente al ala más positiva) mucho más extendida que la otra. La emisión en el rango -28/-20 km/seg, alcanza un máximo en ~ -22.6 km/seg y presenta un pico secundario cercano a ~ -24 km/seg. Además, puede apreciarse (ver Figura 5) que la zona 1 se ve proyectada sobre una región del mapa óptico con una mayor extinción visual.

A su vez, en la zona 2 la emisión molecular sólo se encuentra concentrada en el rango de -27 km/seg a -20 km/seg. El máximo de la emisión se alcanza a una velocidad del orden de ~ -22 km/seg. Cabe destacar, que en esta zona no aparece ningún rastro de la que fuera la emisión dominante en la zona 1.

En la zona 3 también están presentes dos componentes, menos extendidas en velocidad que las observadas en la zona 1. Si bien la estructura principal es similar a la observada en la zona 2, el máximo se halla desplazado en 2 km/seg hacia velocidades más positivas, lo que indicaría la existencia de un gradiente de importancia respecto a lo observado en la zona 2.

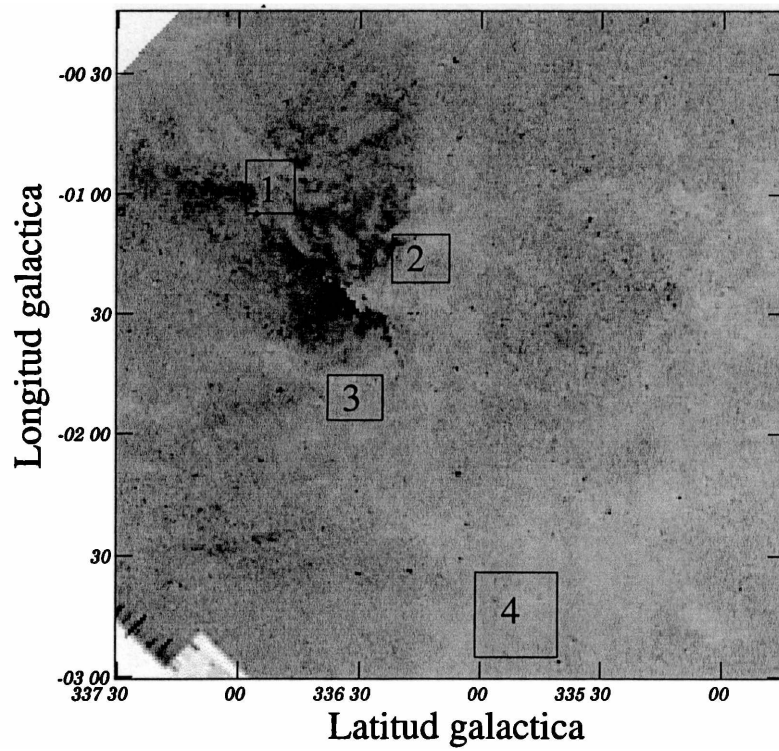


Figura 5: Imagen óptica en la cual aparecen indicados con rectángulos, los sectores donde se calcularon los perfiles de la Figura 6

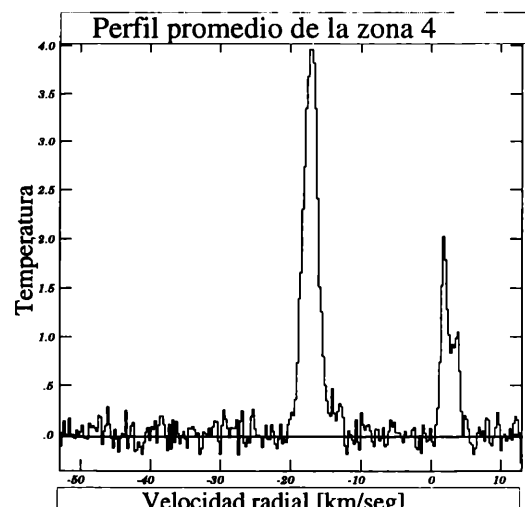
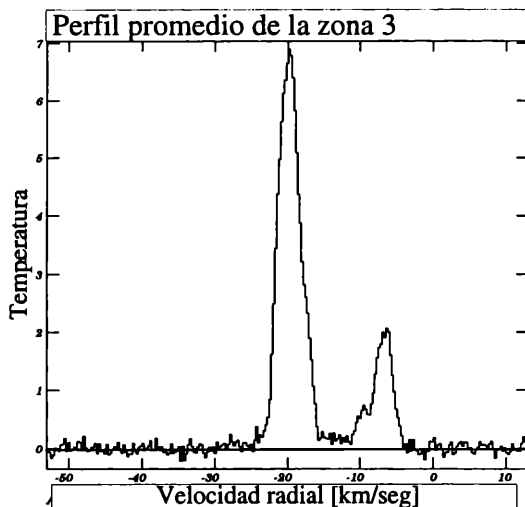
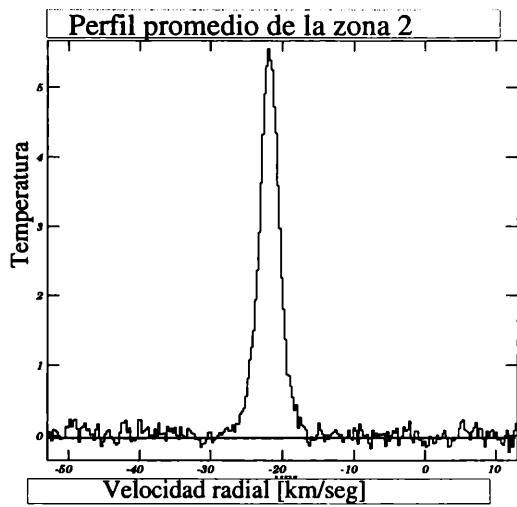
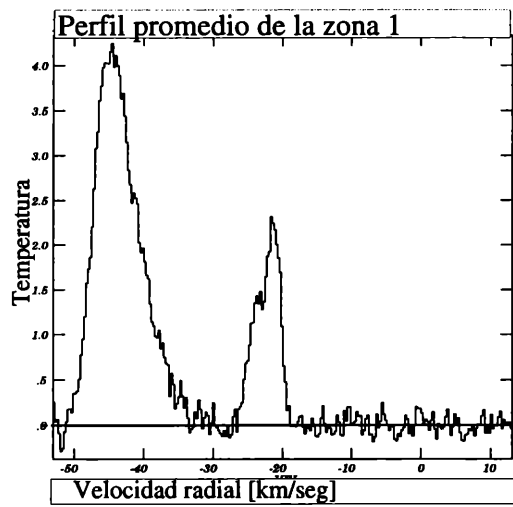


Figura 6: Perfiles obtenidos en las zonas indicadas en la Figura 5

En cuanto a la segunda componente principal, aparece en el rango -11 km/seg a -3 km/seg, y posee dos máximos: uno en ~ -9 y el otro en ~ -7 km/seg. Esta última estructura no se encuentra presente en ninguna de las otras dos zonas.

Por último en el perfil correspondiente a la zona 4, la emisión más intensa alcanza un máximo alrededor de -17 km/seg y se observa una nueva componente a velocidades positivas, con dos máximos uno alrededor de 1.5 km/seg y el otro a ~ 3 km/seg.

En resumen, puede decirse que la emisión molecular en la zona de *AraOB1* posee una distribución de velocidades que cambia apreciablemente dentro de la región observada; extendiéndose de -45 km/seg (Zona 1) hasta 5 km/seg (Zona 4). En todas las zonas se halla presente una componente bastante simétrica cercana a los -20 km/seg, variando su extensión en velocidad en una cantidad cercana ~ 5 km/seg, lo cual indicaría la existencia de un gradiente de importancia dentro de las zonas seleccionadas.

4.2.2 Distribución espacial de la emisión de CO

Las Figuras 7, 8, 9, 10 y 11 muestran los mapas promedios (líneas de contorno) superpuestos a la imagen óptica (tono de grises) de la zona. En dichos mapas puede apreciarse la distribución espacial del gas. El rango en velocidad abarcado por cada mapa, se escogió en función de la presencia de emisión en los perfiles mostrados de la sección anterior. El rango de velocidad se encuentra indicado en el extremo superior derecha de cada mapa.

De los mapas puede apreciarse que:

En el rango de velocidad comprendido entre -45 km/seg y -40 km/seg (Figura 7) la emisión molecular presenta una distribución extendida, con una clara tendencia a confinarse hacia el plano galáctico. Además, a $b \sim -1^\circ.00$ los contornos nos indican la presencia de dos máximos que se superponen parcialmente a una zona de absorción visual.

Entre -27 km/seg a -23 km/seg (ver Figura 8) existe una clara correlación espacial entre la zona de absorción visual y las emisiones moleculares. De hecho, las líneas de contorno de emisión acompañan la lengüeta de absorción visual, la cual aparece en el mapa óptico como una zona más clara en comparación con el resto.

Además estas concentraciones moleculares se hallan, al menos angularmente, muy próximas al cúmulo *NGC6193* y a la interfaz entre *RCW108* y la zona de máxima extinción óptica. Aparecen cuatro máximos bien definidos.

A medida que nos movemos hacia velocidades más positivas, la distribución en el cielo cambia abruptamente. Efectivamente, en la Figura 9 aparecen emisiones que se extienden alejándose del plano galáctico y hacia longitudes menores con respecto a la de la asociación estelar. Se destaca una estructura prominente, menos conspicua que las anteriormente mencionadas; extendiéndose desde $l = 334^\circ.9$ a $l = 336^\circ.75$. La misma presenta una forma parcial de arco, cuyo centroide se ubicaría en dirección al cúmulo *NGC6167*. Por las líneas de contorno que aparecen en esta figura, podemos destacar la presencia de tres máximos. Cuyas coordenadas galácticas son: ($l = 336^\circ.63, b = -1^\circ.74$), ($l = 336^\circ.25, b = -2^\circ.49$) y, ($l = 335^\circ.75, b = -2^\circ.75$).

A velocidades más positivas (ver Figura 10), el patrón anterior desaparece completamente. La emisión muestra una clara tendencia a confinarse entre $b \sim -1^\circ.00$ y $b \sim -2^\circ.00$, alcanzando el máximo en ($l \sim 334^\circ.77, b \sim -1^\circ.00$). Finalmente, en la Figura 11 aparece la emisión desplazada hacia longitudes menores en comparación con *NGC6193*, extendiéndose en dirección opuesta al plano galáctico. Las concentraciones no guardan relación alguna con zonas de absorción óptica. Su máximo se encuentra en ($l \sim 335^\circ.48, b \sim -2^\circ.00$).

En resumen, de este conjunto de figuras puede observarse que la variación espacial de la distribución de CO, no sigue un comportamiento al azar, sino que revela la existencia de un patrón a gran escala. En efecto, a velocidades de

(-45, -40) [km/seg]

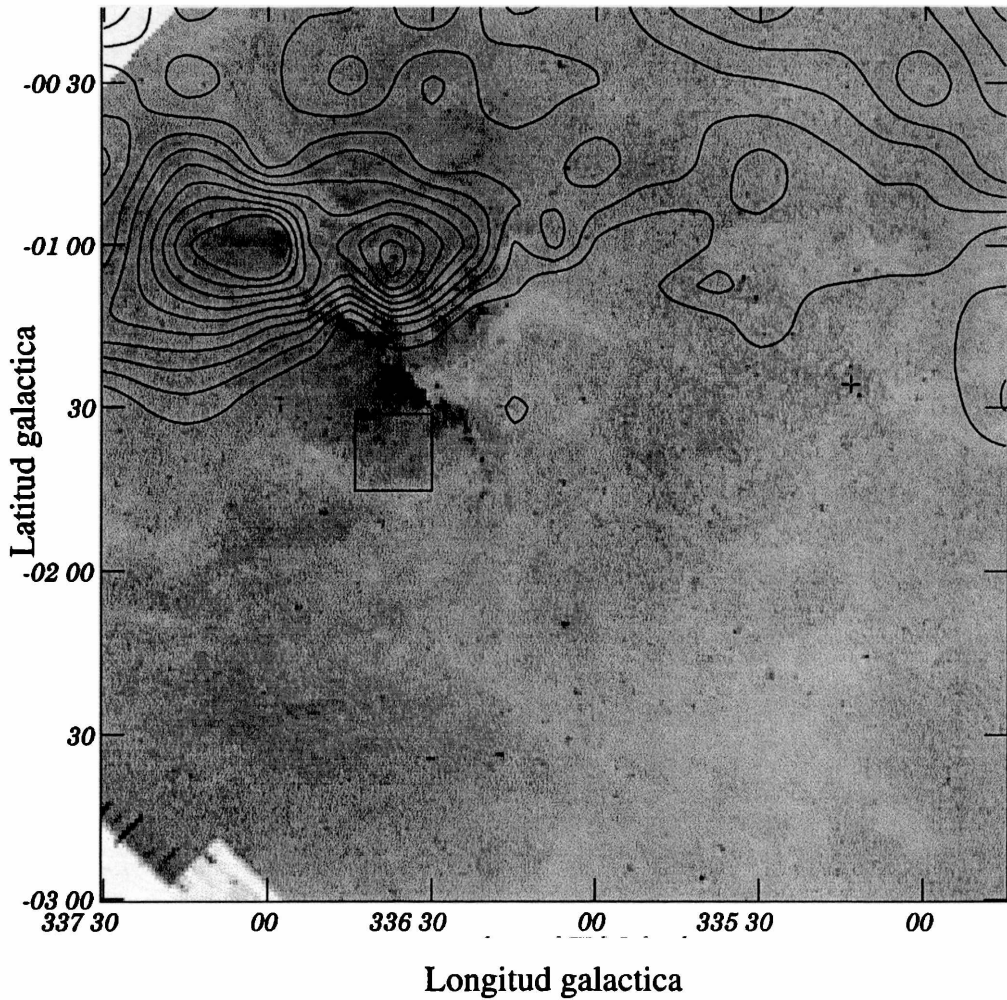


Figura 7: Mapa de la emisión de CO (líneas de contorno) superpuesta sobre una imagen óptica de la zona de *AraOB1*. El nivel inferior de las líneas de contorno es de 12σ ($\sigma = 0.038K$). El espaciado entre líneas también corresponde a 12σ . El área cubierta por *NGC6193* se encuentra delimitada por el rectángulo, mientras que el centroide de *NGC6167* se indicó con un signo "+".

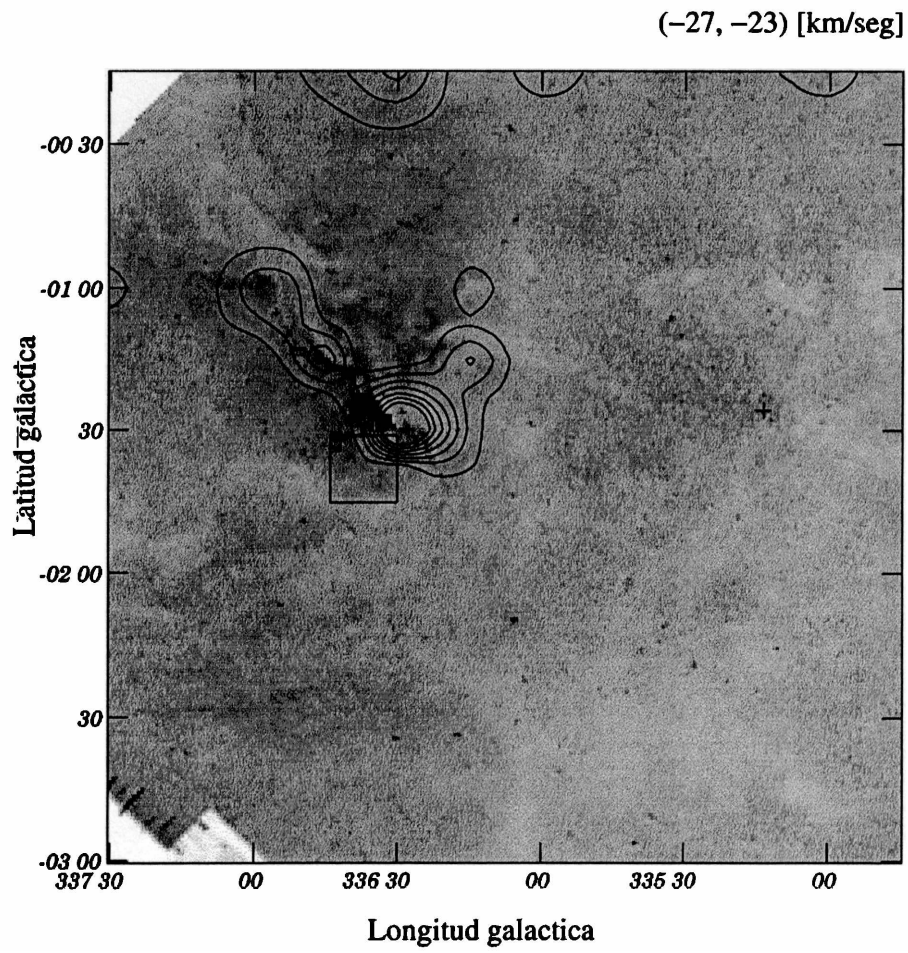


Figura 8: Idem Figura 7.

(-19, -17) [km/seg]

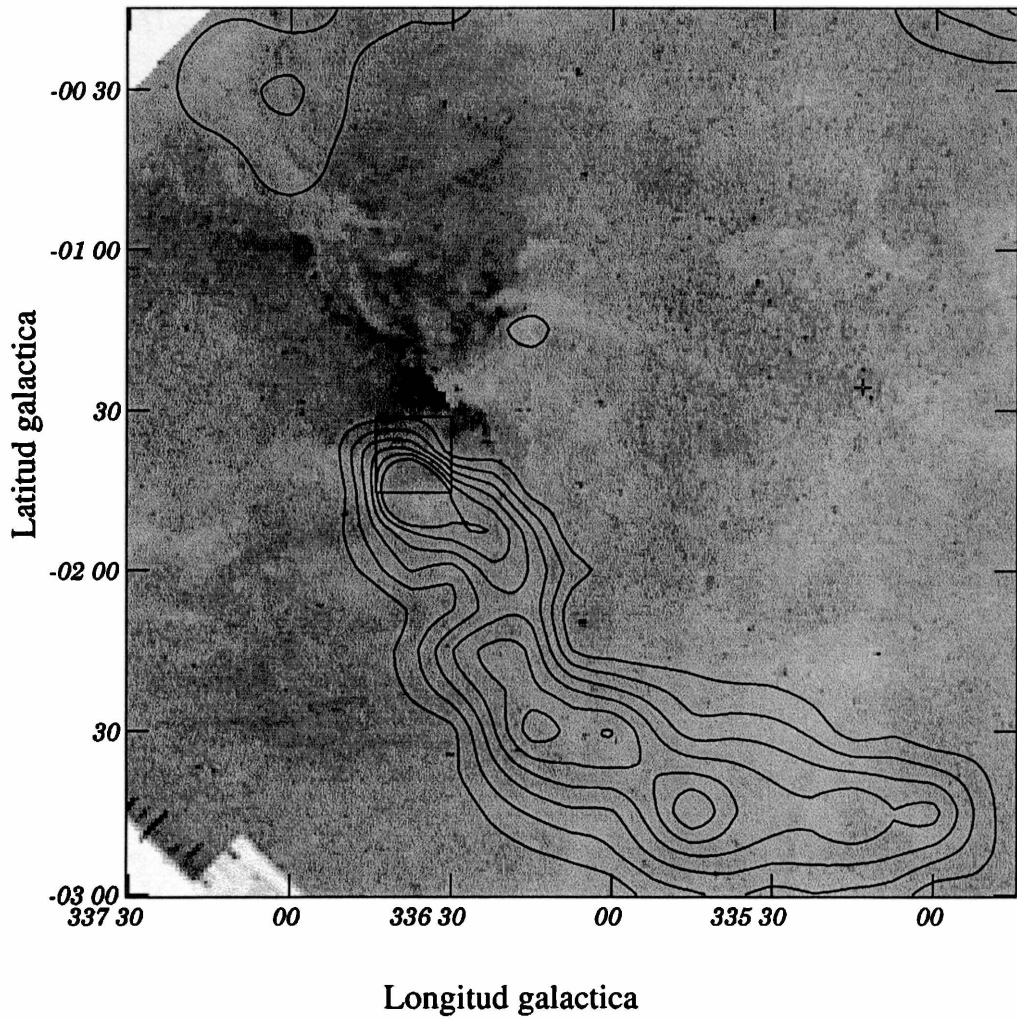


Figura 9: Idem Figura 7, excepto que en este mapa $\sigma = 0.05K$.

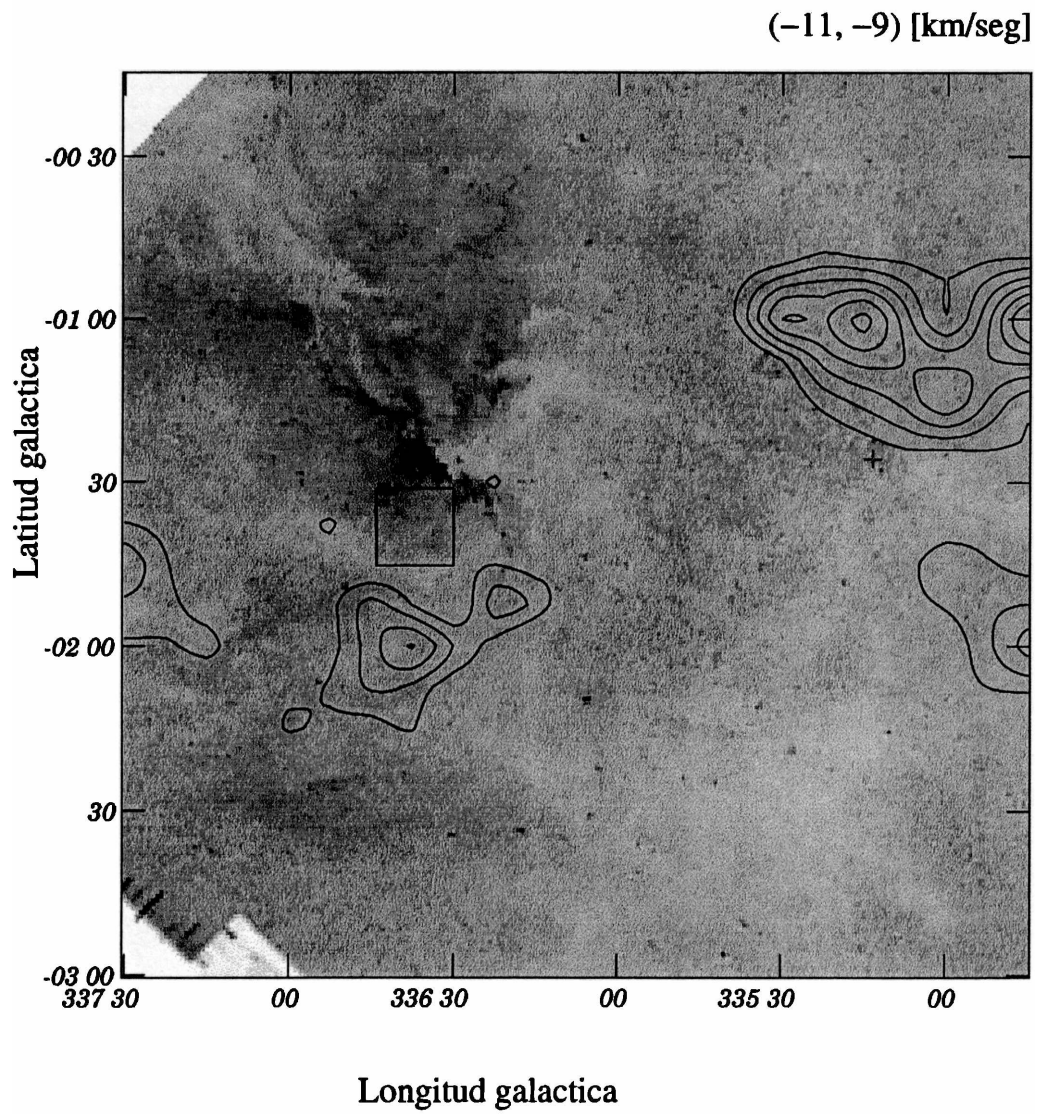


Figura 10: Idem Figura 7, excepto el espaciado entre líneas el cual corresponde a 3σ , con $\sigma = 0.05K$.

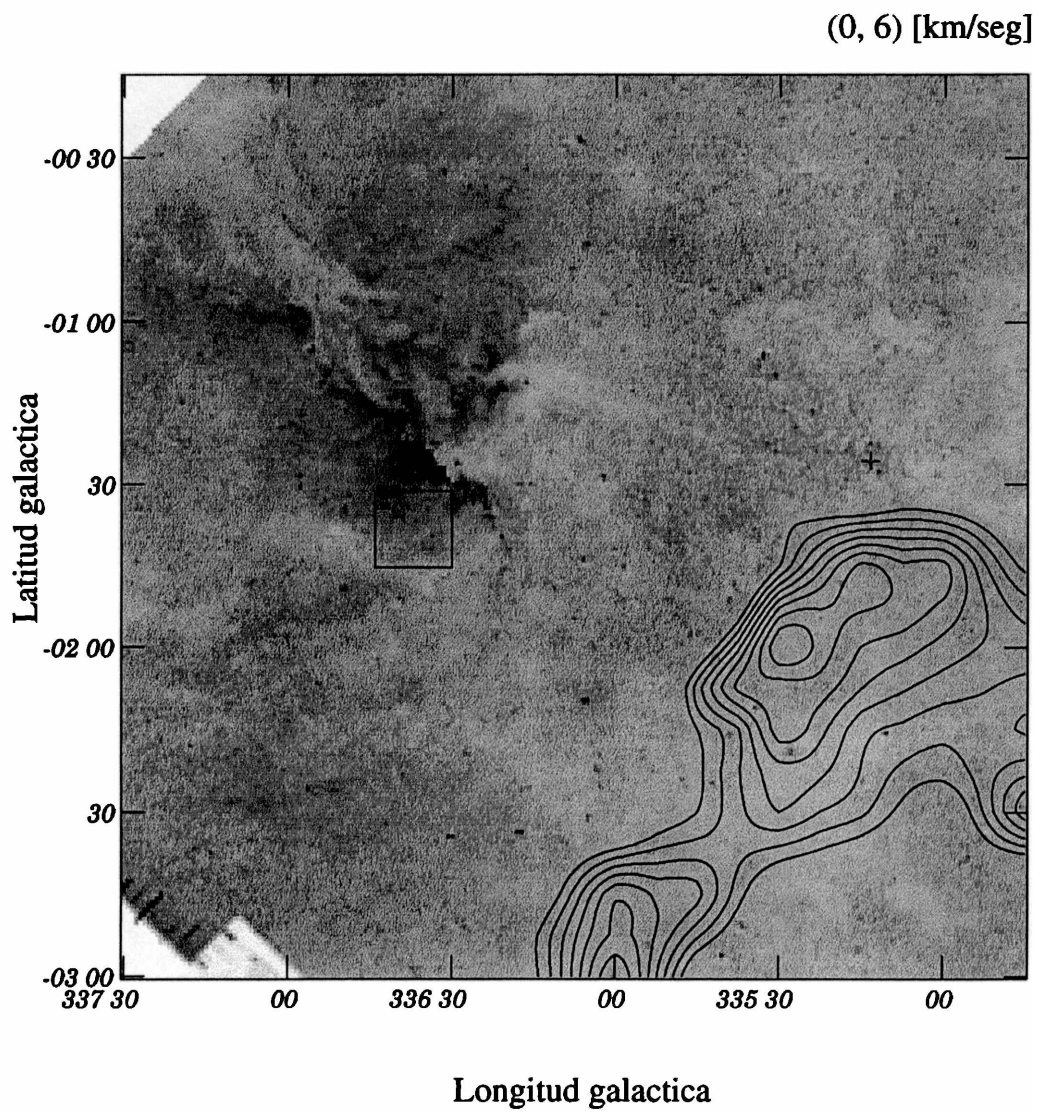


Figura 11: Idem Figura 7, excepto el espaciado entre líneas el cual corresponde a 6σ , con $\sigma = 0.03K$.

~ -40 km/seg se halla concentrada hacia el plano galáctico, mientras que a medida que avanzamos hacia velocidades radiales más positivas, la emisión se corre hacia latitudes menores, encontrándose material molecular asociado con regiones de alta opacidad óptica ubicada en las cercanías de *NGC6193* a una velocidad próxima a -25 km/seg.

4.2.3 Estructuras posiblemente vinculadas con AraOB1

Con el fin de profundizar sobre la posible vinculación física entre *AraOB1* y alguna de las concentraciones de *CO* observadas, se adoptaron los siguientes criterios:

a)- El acuerdo morfológico existente entre la posición de las nubes moleculares con la zona de oscurecimiento de la región óptica y con la interfaz de la región HII RCW 108.

b)- El rango de velocidades de las concentraciones moleculares que muestran acuerdo morfológico debe ser similar al de la velocidad radial de RCW108, al de la velocidad radial de las transiciones observadas en otras especies moleculares, y a la velocidad radial del cúmulo. Por tal motivo, se centró el análisis de la distribución espacial de la emisión molecular en el rango $-27/-18$ km/seg. En la Figura 12 puede apreciarse las zonas comprendidas por las observaciones de otras especies moleculares, las cuales coinciden con zonas de emisión intensa para el monóxido de carbono.

Estos criterios nos llevan seleccionar una serie de posibles concentraciones vinculadas a *AraOB1*. Con el fin de mostrar dichas concentraciones, se construyeron cinco mapas de la distribución espacial del *CO*. Cada uno de ellos comprende un intervalo de 2.3 km/seg, y, consiste en un promedio de nueve mapas individuales. El ruido medio cuadrático de cada mapa promedio es de 0.05 K. Así, la Figura 13 es un mosaico formado por la superposición de la imagen óptica (tono de grises) con los mapas descritos en el párrafo anterior (líneas de contorno). En la Figura 13 la posición de *NGC6193* coincide con el centro geométrico del cuadrado cuyos lados tienen una longitud de $14'$ a los efectos de mostrar la extensión angular del cúmulo. Por otro lado, la posición de *NGC6167* aparece señalada con un signo "+", de tal forma de indicar su ubicación espacial.

En principio, cabe destacar la presencia de una interfaz entre la región HII RCW 108 y las nubes moleculares próximas a ella. La misma está delimitada por una línea oscura que atraviesa la figura en forma diagonal desde $(l, b) = (336^{\circ}.41, -1^{\circ}.58)$ hacia el vértice superior izquierdo, con un ángulo de posición de $\sim 46^{\circ}$.

Teniendo en cuenta la diferencia en resolución angular de la imagen óptica con la milimétrica, la componente de *CO* observada en el rango de velocidad comprendido entre -27 km/seg y -23 km/seg (Figuras 13a, b), presenta una clara correlación espacial con las regiones de alto oscurecimiento observada en la vecindad de AraOB1.

En particular, la emisión de *CO* entre -27 km/seg y -25 km/seg, cubre parcialmente el borde de la emisión de H_{α} que señala la interfaz entre RCW108 y la nube molecular. Puede apreciarse la presencia de dos concentraciones conspicuas y la aparición incipiente (línea de contorno correspondiente a 12σ) de una tercera en dirección al plano galáctico quedando la misma mejor definida

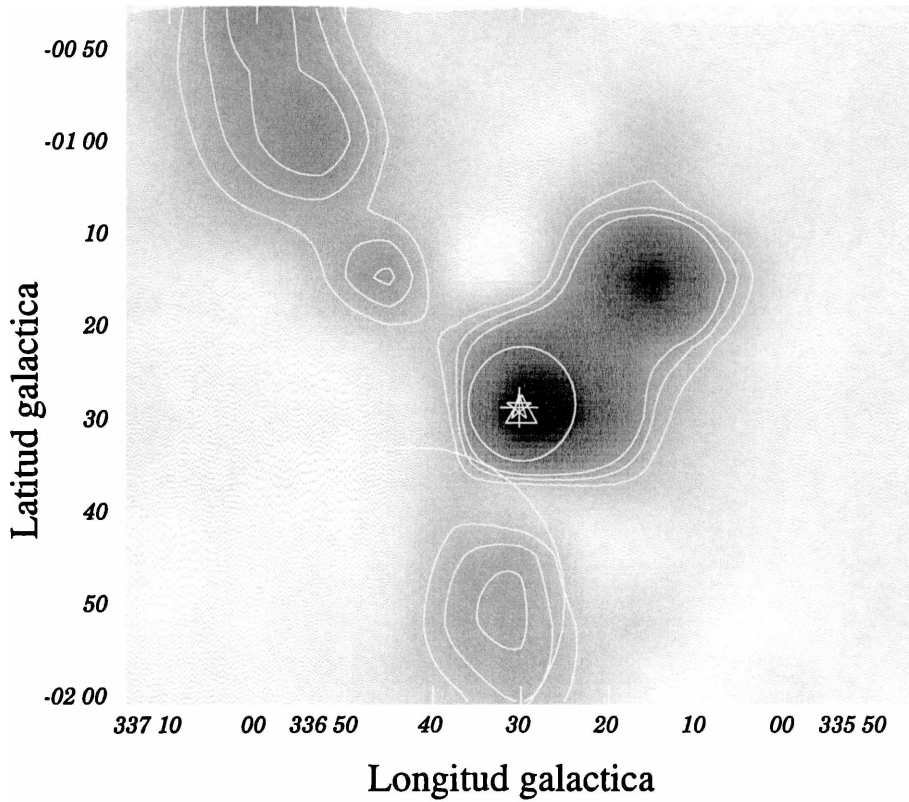


Figura 12: Distribución espacial de la emisión de CO (líneas de contorno). Los niveles de contorno se encuentran espaciados en 12σ , siendo el nivel inferior igual a $0.36\text{ K} (\equiv 12\sigma)$. La zona de observación de las especies $H166\alpha$, OH , H_2CO , $H109\alpha$, CO aparecen indicadas con el círculo de mayor diámetro, otro círculo, una cruz, un triángulo y una estrella de cinco puntas, respectivamente. Las dimensiones de los símbolos se eligieron de acuerdo al tamaño del haz del detector. Así, respetando el orden anterior el HPBW de cada instrumento fue de $34'.0$, $12'.2$, $4'.2$, $4'.0$, y, $2'.8$, respectivamente.

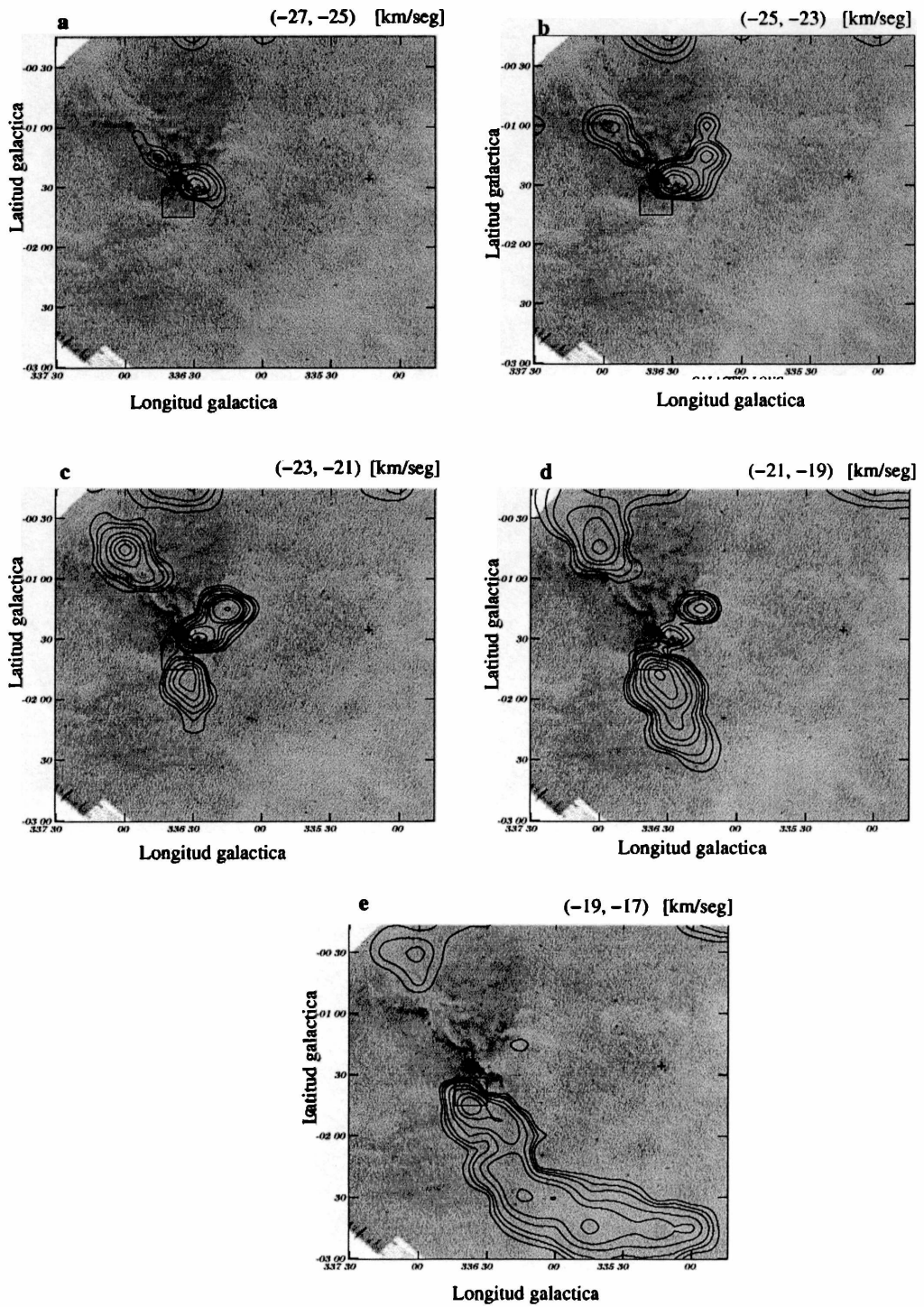


Figura 13: Comportamiento espacial de la emisión de CO (líneas de contorno) presente en el entorno de $AraOB1$. Tanto el nivel inferior como la separación consecutiva entre los mismos corresponden a 12σ , con $\sigma = 0.03[K]$. Para indicar la posición de los cúmulos $NGC6193$ y $NGC6167$ se ha respetado el criterio aplicado a la Figura 1.

en el siguiente mapa (ver Figura 13b).

Cabe notar, que una de las dos concentraciones más intensas en este mapa coincide espacialmente con la posición con el cúmulo infrarrojo *RCW 108-IR*. En la Figura 13b puede apreciarse la aparición de dos nuevas concentraciones que se extienden en sentido decreciente de longitudes galácticas y hacia el plano.

En el rango de velocidad -23 km/seg a -19 km/seg (ver Figuras 13c y 13d) el gas presenta una distribución espacial diferente de la observada en los mapas anteriores. En efecto, la emisión molecular ha dado paso a una serie de estructuras relativamente aisladas (ver Figura 13c), presentando cuatro máximos claramente identificables. Dos de las mismas corresponden a estructuras no observadas a velocidades más negativas. Sus máximos se encuentran a $(l = 336^{\circ}.5, b = -1^{\circ}.75)$ $(l = 337^{\circ}.00, b = -0^{\circ}.75)$. La primera de las concentraciones mencionadas se encuentra a una distancia angular de $1^{\circ}.00$ de *NGC6193* y por su comportamiento a velocidades más positivas, en las que aparece unida a la emisión proveniente del plano galáctico (ver Figuras 13d y 13e), consideramos altamente improbable que se halle vinculada a *NGC6193*. Por su parte, la segunda concentración que aparece en este mapa, se encuentra parcialmente proyectada sobre dicho cúmulo y se extiende alejándose del plano galáctico.

Por otro lado, a velocidades cercanas a -19 km/seg, comienzan a desaparecer aquellas estructuras moleculares que se encontraban proyectadas en las cercanías de la interfaz entre *RCW108* y la región de elevada absorción óptica.

En la Figura 13d, puede notarse que las concentraciones moleculares situadas cerca de la interfaz, entre $336^{\circ}.1 \leq l \leq 336^{\circ}.4$ y $-1^{\circ}.50 \leq b \leq -1^{\circ}.00$ comienzan a debilitarse, una de las cuales sigue coincidiendo con *RCW108-IR*. Al mismo tiempo, se hacen más prominentes aquellas estructuras que están ubicadas a latitudes galácticas más negativas, constituyendo la zona de emisión dominante en el siguiente mapa (ver Figura 13e). En efecto, en el rango de velocidad -19 a -17 km/seg se destacan dos componentes. Una de las mismas es la que se observa en las Figuras 13c y 13d, la cual se extrangula alrededor de $(l = 336^{\circ}.25, b = -2^{\circ}.1)$. Debido a su ubicación espacial, posición del máximo y el rango de velocidad en la que se halla presente, creemos que esta componente se encuentra vinculada a *AraOB1*.

La otra estructura posee una forma de arco y el centroide del mismo se halla en dirección al cúmulo *NGC6167*, extendiéndose $334^{\circ}.75 \leq l \leq 336^{\circ}.6$ y $-3^{\circ}.00 \leq b \leq -2^{\circ}.125$. La ubicación espacial y su velocidad radial hace poco probable que forme parte del complejo molecular vinculado a *AraOB1*.

En base a la distribución espacial respecto a *NGC6193*, consideramos que el material molecular posiblemente vinculado a *AraOB1* se encuentra en el intervalo de velocidad comprendido entre $(-27, -18)$ [km/seg].

A los efectos de visualizar claramente el gas molecular asociado con *AraOB1*, en la Figura 14 se muestra un mapa promedio de la emisión en el rango

-27/-21 km/seg. En el mismo pueden identificarse seis estructuras que se encuentran unidas por una emisión débil. Ésta última es la que denominaremos *plateau*. Cabe aclarar que en la zona comprendida entre $-0^{\circ}.87 \leq b \leq -0^{\circ}.57$ y $336^{\circ}.6 \leq l \leq 337^{\circ}.2$ aparece emisión que se extiende en dirección al plano galáctico que, en realidad, es parte de una estructura mayor.

Uno de los parámetros que se obtuvo para cada concentración fue el intervalo de velocidad en la que se observa la misma. Para determinarlo se usó la tarea GREYS de AIPS. Dada una concentración de la Figura 14, se dibujó con la tarea de AIPS mencionada, la línea correspondiente al nivel 5σ que define la concentración elegida. Luego, el rango de velocidad Δv se calculó como $n \times$ resolución en velocidad, donde n es el número de canales en los que aparece emisión dentro del contorno definido por el nivel 5σ .

Con los n canales donde se hallaron presentes cada una de las estructuras, se construyeron sus correspondientes mapa promedio *posición-posición*, a partir del cual se derivaron los parámetros físicos que definen a cada concentración en particular: T_{exc} , W_{CO} , N_{H_2} , M , ρ (densidad media).

Cálculo de W_{CO} :

Con GREYS se graficó el nivel de contorno correspondiente a cierto valor de intensidad el cual se usó como perímetro para delimitar la zona a la que se aplicó TVSTAT. Con esta tarea se obtuvo una temperatura media, T , representativa de la intensidad de emisión de la concentración. Luego, W_{CO} se aproximó como $T \times \Delta v$. Este procedimiento fue aplicado varias veces, tomando diferentes valores de intensidad mínima como parámetro. Finalmente, se adoptó el correspondiente a 10σ como referencia para calcular W_{CO} y el nivel de 3σ para sustraerle al mismo el aporte del *plateau*.

Cálculo de N_{H_2} :

Se usó la siguiente relación, explicada en la sección 3.4.2

$$N_{H_2} = 1.06(\pm 0.14) \times 10^{20} W_{CO} \quad (45)$$

Cálculo de M :

La masa se calcula según la siguiente relación,

$$M = \mu m_H d^2 \Omega N_{H_2} \quad (46)$$

donde Ω , es el ángulo subtendido por la fuente, cantidad que se deriva de los resultados obtenidos luego de aplicar TVSTAT a cada concentración.

Ésta tarea nos da el número de pixeles que comprende la zona delimitada por el nivel de contorno inferior que consideramos (10σ). El área de la misma en esteroradianes es igual al número de pixeles multiplicada por el área de cada pixel (*en radianes²*).

El peso molecular medio, μ , considerando la abundancia solar, se toma igual a 2.76 para el gas molecular. A los efectos de calcular las masas y densidades supondremos que todas las concentraciones están a la misma distancia.

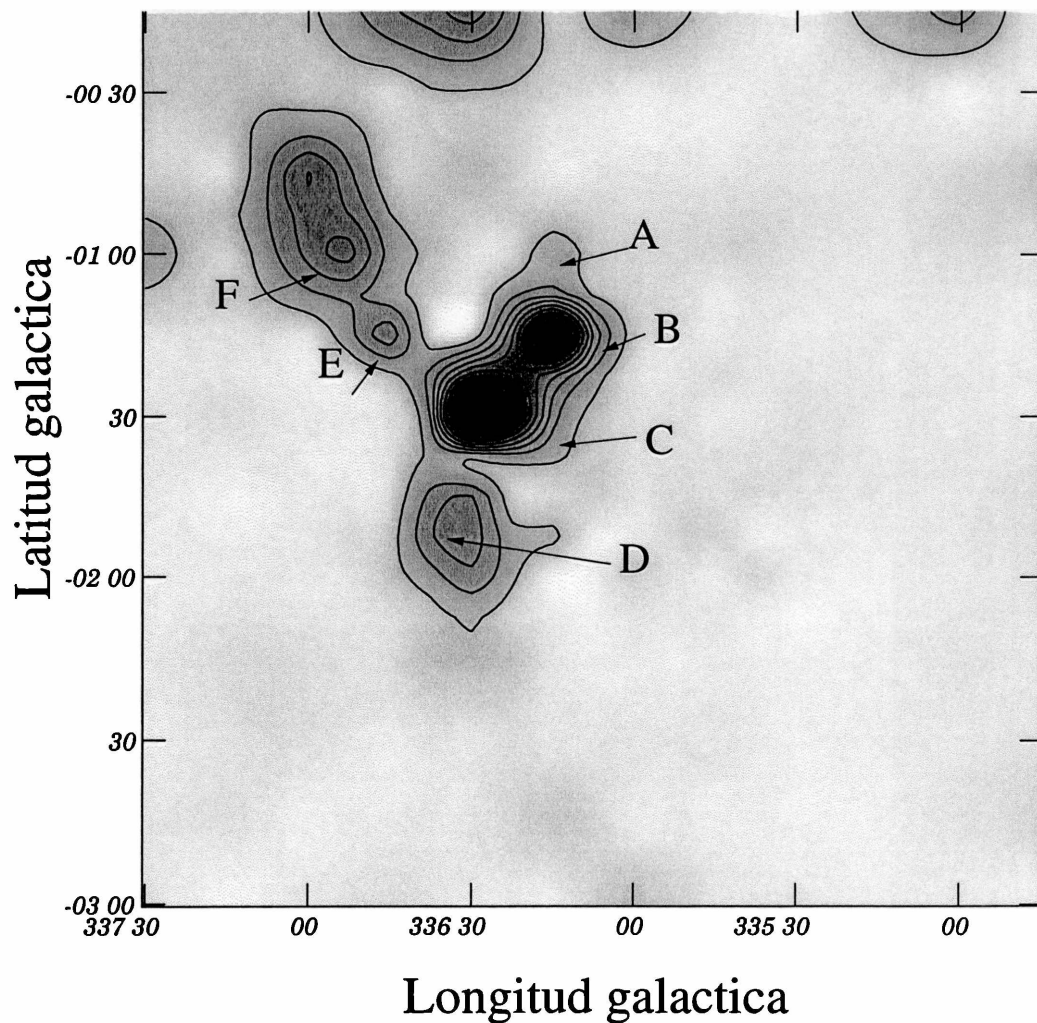


Figura 14: Distribución espacial de la emisión de CO (líneas de contorno) en el intervalo comprendido por $(-27, -21)$ km/seg presente en el entorno de $AraOB1$. Los contornos de intensidad se hallan espaciados en 12σ , siendo el nivel inferior igual a $0.36\text{ K} (\equiv 12\sigma)$. En la Figura se destacan las seis concentraciones, junto con el *plateau*, posiblemente vinculadas a la asociación estelar.

Se puede hacer una estimación de la magnitud del error en la obtención de la masa, teniendo en cuenta que las principales contribuciones vienen dadas por el error en la distancia, 10%, y el del factor de conversión entre el ancho equivalente de la línea y la densidad de columna (Ver la sección 3.4.2.), 13%. Como ambas cantidades fueron obtenidas independientemente por la ley de propagación de errores, en total dan un error del 33%.

Por último, falta mencionar cómo se obtuvieron los parámetros que caracterizan al plateau. Dada su naturaleza de emisión extendida presente en todas las concentraciones, para poder identificarlo fue necesario generar un mapa promedio. El mismo abarca el intervalo de velocidad comprendido por el conjunto de las seis concentraciones (-27/-18 km/seg). Luego, con TVSTAT se derivó la temperatura media de la zona delimitada por el nivel de contorno correspondiente a 10σ de intensidad, $T_{general}$, y el ángulo sólido, Ω , abarcado por dicho contorno (ver Figura 14).

Luego, la temperatura del plateau, T_P , se despeja de la siguiente expresión,

$$T_{general} = T_A \frac{\Omega_A}{\Omega} + T_B \frac{\Omega_B}{\Omega} + T_C \frac{\Omega_C}{\Omega} + T_D \frac{\Omega_D}{\Omega} + T_E \frac{\Omega_E}{\Omega} + T_F \frac{\Omega_F}{\Omega} + T_P \frac{\Omega_P}{\Omega} \quad (47)$$

donde $T_X(X=A \dots F)$ y $N_X(X=A \dots F)$ se refieren a la temperatura media y el ángulo sólido, Ω_x , que abarca cada concentración que se individualiza en la Figura 14. Éstos últimos están dados en unidades de $10^{-5} [rad^2]$, a saber, $\Omega_A = 0.1$, $\Omega_B = 0.16$, $\Omega_C = 2.1$, $\Omega_D = 4.2$, $\Omega_E = 0.2$, $\Omega_F = 0.7$, $\Omega = 23$

La catidad Ω_P se encuentra dada por

$$\Omega_P = \Omega - (\Omega_A + \Omega_B + \Omega_C + \Omega_D + \Omega_E + \Omega_F)(48)$$

Las características observadas y las derivadas indirectamente para cada estructura se detallan en la Tablas 4, 5, y 6. En la Tabla 4 se listan las estructuras, en orden creciente de longitud galáctica del máximo de la emisión, y la distancia angular relativa entre éste y *NGC6193* ($l = 336^\circ.61$, $b = -1^\circ.64$). En la Tabla 5 se dan la velocidad pico, el ancho de velocidad de la estructura y el ancho equivalente de la línea en las columnas 2, 3 y 4, respectivamente. Por último, en la Tabla 6 se muestran el ángulo sólido abarcado por cada fuente, su densidad de columna, la masa de hidrógeno molecular y la densidad media.

En resumen, se han encontrado seis concentraciones inmersas en una emisión extendida con una masa del orden de $11000M_\odot$ posiblemente asociadas físicamente a *AraOB1*.

Concentración	Posición del máximo		Distancia angular
	l	b	
A	336°.25	-1°.00	44'.0
B	336°.25	-1°.25	32'.0
C	336°.48	-1°.50	11'.38
D	336°.53	-1°.82	11'.5
E	336°.75	-1°.25	24'.6
F	336°.95	-1°.00	43'.1

Tabla 4: Propiedades observadas de las concentraciones

Concentración molecular	V_{pico} [km/seg]	Ancho en velocidad de la estructura	W_{co} [Kkm/seg]
A	-24.8	1.8	1.6
B	-23.8	6.3	11.3
C	-24.8	8.6	12
D	-20.0	4.4	9.7
E	-23.8	4.7	3.8
F	-23.8	3.1	2.8
Plateau	-	9.36	5.6

Tabla 5: Propiedades derivadas directamente de las observaciones

4.3 Comparación con otras frecuencias

4.3.1 Continuo a 2417 MHz

En la Figura 15 aparece la emisión de continuo correspondiente a 2417 MHz (tono de grises) tomada de Duncan et al.(1999) superpuesta a la de las concentraciones moleculares (líneas de contorno) asociadas a *AraOB1*. La misma puede deberse a la energía liberada por las estrellas O (que aparecen indicadas en la Figura 15) excitatrices de *RCW108*. Si bien puede observarse que la zona más intensa en continuo presenta correlación espacial con la concentración molecular cercana a la región HII, sus respectivos máximos se encuentran a una distancia relativa de 3' que es significativa ya que ambas tienen casi la misma resolución angular. La superposición de las emisiones puede deberse a la presencia de gas molecular por detrás de la región HII. Una mejor resolución angular nos posibilitaría un mejor panorama de la relación entre las distribuciones espaciales de las emisiones.

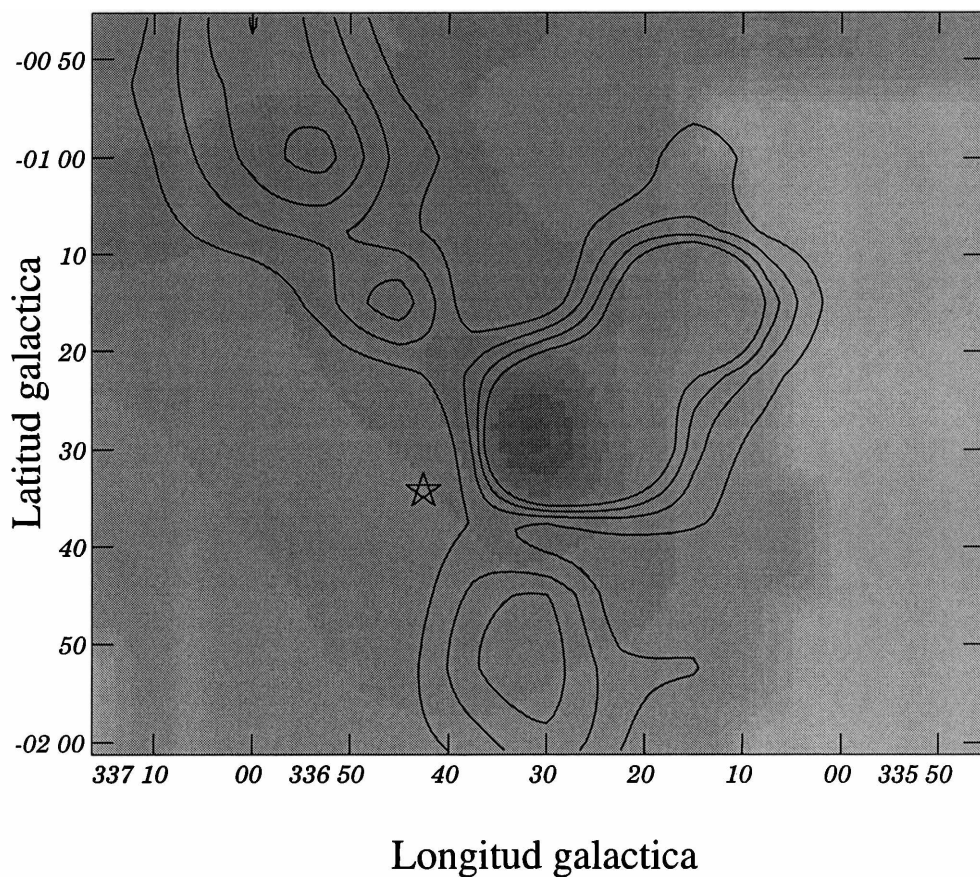


Figura 15: Distribución espacial de la emisión de CO (líneas de contorno) y la de continuo a 2417 MHz, presente en el entorno de *AraOB1*. Los contornos de intensidad se hallan espaciados en 12σ , siendo el nivel inferior igual a 0.36 K ($\equiv 12\sigma$). La posición de las estrellas O *HD 150135* y *HD 150136* la cual conforma un sistema binario, aparecen indicadas por un único símbolo, una estrella de cinco puntas.

Concentración	Ángulo sólido [$\times 10^{-5} sr$]	$N_{H_2}(10^{21})$ mol/cm ²	M [M_{\odot}]	ρ mol \times cm ⁻³
A	1.4	0.2	90	10
B	4.2	1.2	1900	40
C	4.3	1.3	2100	43
D	8	1.0	3000	24
E	1.7	0.4	260	21
F	3.9	0.3	450	11
Plateau	14.6	0.6	3300	12

Tabla 6: Propiedades físicas de las concentraciones

4.3.2 Infrarrojo

Se buscó correlacionar la emisión molecular con datos disponibles en el rango infrarrojo (IR) del espectro electromagnético. Para tal fin, fueron utilizados los datos correspondientes a las bandas de 60 y 100 μm de emisión tanto extendida como puntual, obtenidas por el satélite IRAS¹¹. La resolución angular en la banda de 100 μm es del orden de 6'.

a) Emisión extendida en 60 μm y 100 μm

Para realizar el análisis de la emisión extendida, se utilizaron mapas centrados en $(l, b) = (336^{\circ}.15, -1^{\circ}.3)$ que abarcan una zona de 9 *grados*². La Figura 16 muestra una superposición del mapa de 60 μm (tonos de grises) y de la intensidad de la emisión integrada de CO (línea de contorno) correspondiente al rango de velocidad -27 km/seg a -21 km/seg. Las tonalidades más oscuras de la gama de los grises corresponden a zonas de mayor intensidad en 60 μm . Puede observarse que aunque la mayor parte de la emisión infrarroja se halla concentrada hacia el plano galáctico, alrededor de $l \approx 336^{\circ}.5$ existe una especie de desprendimiento de la emisión general que se extiende hasta $b = -2^{\circ}$. Inmerso en éste, se destacan tres concentraciones que guardan buena correlación espacial con las estructuras de CO que fueron llamadas como B, C y D. Las estructuras visibles en el mapa de 60 μm las identificamos como BI, CI y DI, de acuerdo a su contrapartida molecular.

Cabe destacar, que el acuerdo espacial de D con unas de las concentraciones infrarrojas es otra pauta de su posible vinculación física con *AraOB1*.

¹¹La disponibilidad de esta información fue posible gracias a la facilidad, vía internet, de acceder a la base de datos de *Sky-View*. (<http://www.skyview.gsfc.nasa.gov>)

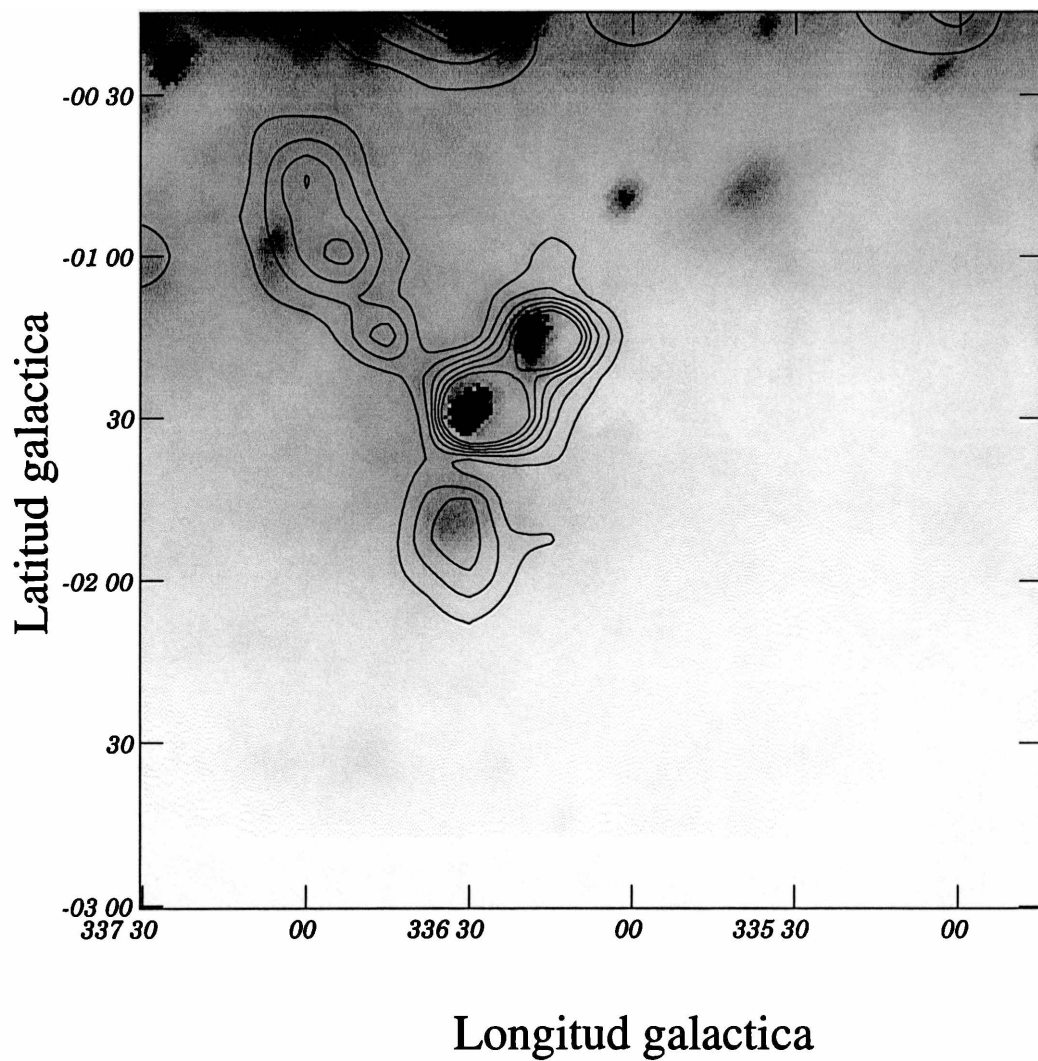


Figura 16: Mapa en el que puede apreciarse la correlación espacial entre la emisión molecular (líneas de contorno) e infrarroja extendida (tono de grises). El valor de σ es igual a 0.03 [K]. El contorno inferior corresponde a 12σ , al igual que la separación entre los mismos.

Los parámetros físicos que caracterizan las fuentes infrarrojas se obtuvieron empleando distintas tareas de AIPS, a saber, IMFIT, IMFLT e IRING. Con IMFIT se ajustó una gaussiana bidimensional a la distribución de emisión observada a $60 \mu m$ y $100 \mu m$ para cada una de las fuentes, obteniéndose de esta forma las coordenadas galácticas del máximo y la extensión angular de las concentraciones que se listan en la Tabla 7. Incluimos la última cantidad para $60 \mu m$, como indicador de las dimensiones de la fuente.

Las diferencias de posición entre el máximo de la concentración molecular y la emisión infrarroja asociada no son significativas, ya que son inferiores a la resolución angular de las observaciones. Por lo tanto, esto puede tomarse como otro indicio de la coincidencia espacial entre las estructuras detectadas en CO y su contrapartida infrarroja.

Los programas IMFLT e IRING se emplearon para estimar los flujos a $60 \mu m$ y $100 \mu m$ para cada una de las tres fuentes. El programa IMFLT permitió sustraer la posible contribución del fondo mediante el ajuste de un plano alabeado, obteniéndose con TVSTAT el flujo de las emisión.

Con el programa IRING de AIPS se calcularon los flujos siguiendo otro procedimiento, el cual consiste en la integración en anillos concéntricos. Para tal fin, se usaron un total de nueve anillos, cada uno con $90''$ de espesor, centrados en las coordenadas del máximo. Los anillos 7 a 9 fueron usados para estimar la contribución del fondo. De esta forma, el flujo calculado por IRING resultó ser,

$$S_f = \sum_{i=1}^6 (S_i \Omega_i - S_{bg}) \quad (49)$$

donde S_{bg} es

$$S_{bg} = \frac{1}{3} \sum_{i=7}^9 S_i \Omega_i \quad (50)$$

donde S_{bg} representa la contribución del fondo, S_i el flujo medido en el i -ésimo anillo cuyo ángulo sólido es Ω_i .

Como ya fuera mencionado la concentración C presenta un buen acuerdo espacial con el cúmulo infrarrojo detectado por Straw et al. (1987). Por lo expresado, para derivar los valores de flujos correspondientes a CI al flujo medido se le sustrajo la contribución de la fuente puntual ($IRAS16362-4845$) dado en el catálogo de IRAS.

Tanto para la fuente BI como para la CI, a $60 \mu m$ y $100 \mu m$ los resultados obtenidos por los dos métodos difieren entre sí como máximo en un 4 %. Para la concentración DI la diferencia es de un 9 % a $60 \mu m$ y de un 25 % a $100 \mu m$. Estas diferencias son atribuibles a las dificultades en la determinación de la contribución del fondo a sustraer.

Una vez conocidos los flujos, se derivó la temperatura de polvo (T_d) para $m=1$ y $m=2$. La incerteza de T_d para ambos casos fue estimada en base a los errores

mencionados en el párrafo anterior y los intrínsecos de los flujos del *IRAS*.¹² En la Tabla 8 se encuentran listados los flujos derivados para las distintas concentraciones y los resultados obtenidos para la temperatura de polvo.

Concentración infrarroja	Posición		Distancia angular relativa [']	Extensión angular ['×']
	del l	máximo b		
BI	336°.31	-1°.25	3'.6	8 × 6
CI	336°.49	-1°.48	1'.35	5 × 4
DI	336°.54	-1°.79	1'.73	11 × 8

Tabla 7: Características generales de las fuentes infrarrojas. La anteúltima columna se refiere a la separación relativa entre las concentraciones moleculares e infrarrojas que llevan la misma letra como nombre.

Concentración	Flujo [Jy]		T_d [K]	
	$F_{60\mu m}$	$F_{100\mu m}$	m=1	m=2
BI	7.67×10^3	1.28×10^4	52 ± 10	33 ± 7
CI	5.4×10^3	5.4×10^3	70 ± 15	35 ± 8
DI	3.17×10^3	6.84×10^3	46 ± 9	30 ± 6

Tabla 8: Parámetros físicos de las concentraciones infrarrojas

En resumen, puede concluirse que a diferencia de las concentraciones moleculares C, D y F, las llamadas A, E y F no presentan contrapartida en el infrarrojo.

Además, puede observarse que el polvo de la concentración CI se halla a una temperatura superior que aquel de las fuentes BI y DI.

¹²Para más detalle acerca de la existencia de errores sistemáticos en los flujos del relevamiento del satélite *IRAS*, puede leerse el trabajo de Fich & Terebey (1996)

b) Fuentes puntuales del infrarrojo lejano en la zona de AraOB1

El catálogo *IRAS* de fuentes infrarrojas puntuales constituye una herramienta observacional muy importante pues parte de sus objetos podrían representar nuevas generaciones estelares. El trabajo de Yamaguchi et al. (1999) y el nuestro, hacen uso de dicho catálogo con el fin de investigar la posible presencia de objetos en formación en las concentraciones moleculares asociadas con *AraOB1*.

Investigaciones previas

Yamaguchi et al.(1999) publicó un estudio estadístico sobre la eficiencia de la formación estelar en la interfaz entre nubes moleculares y regiones HII. En la zona de *AraOB1* seleccionaron trece fuentes puntuales del catálogo *IRAS*, como posibles miembros estelares jóvenes de las nubes posiblemente vinculadas a *RCW108*. Los criterios de selección que cumplen dichas fuentes son,

1. $\log[F_{12\mu m}]/\log[F_{12\mu m}] < 0$
2. $\log[F_{25\mu m}]/\log[F_{60\mu m}] < 0.3$
3. $Q \geq 2$ para $25\mu m$

En los criterios especificados, F_λ se refiere al flujo de la fuente a la longitud de onda λ (con $\lambda = 25$ a $60\mu m$), mientras que Q es un factor que da cuenta de la calidad de las mediciones de los flujos en las distintas bandas. En particular, para la banda de $25\mu m$ un valor de Q de 3 y 2 significan alta y moderada calidad, respectivamente, y, $Q=1$ indica un límite superior. De acuerdo con Yamaguchi et al.(1999), los objetos que cumplen con los criterios tienen baja probabilidad de ser confundidos con galaxias, nebulosas planetarias o estrellas evolucionadas.

En el trabajo citado también se requiere que las fuentes seleccionadas posean cierta correlación espacial (en el plano del cielo) con las nubes moleculares.

Este trabajo

Arnal et al. (1987) encontraron evidencias de que una estructura en expansión de HI y gas molecular formaban parte del medio interestelar circundante a la asociación estelar. Además, sugirieron que dicha cáscara promovió la formación de *AraOB1*. Con el objeto de encontrar posibles miembros estelares jóvenes inmersos en este gas molecular, fueron seleccionadas fuentes infrarrojas comprendidas dentro de una región circular de $60'$ de radio centrada en $(l, b) = (336^\circ.0, -2^\circ.0)$. Como resultado de la búsqueda, se encontraron 192

fuentes ubicadas en esa zona del cielo.

Para poder identificar dentro de los mismos a los posibles candidatos a protoestrellas, se usaron los criterios utilizados por Junkes et al. (1992), a saber:

1. $F_{100\mu m} \leq 100 \text{ Jy}$
2. $1.2 \leq F_{100\mu m}/F_{60\mu m} \leq 6$
3. $F_{25\mu m} \leq F_{60\mu m}$
4. $Q_{60} + Q_{100} \geq 4$

donde F_λ es la densidad de flujo obtenido por *IRAS* en la longitud de onda λ . Respecto a Q_λ , el valor 4 garantiza una estimación relativamente confiable del flujo para $60\mu m$ y $100\mu m$.¹³

Cabe recordar que el cociente entre esos flujos es una medida de la temperatura de polvo ¹⁴.

Los criterios 2 y 3 proveen una clasificación de las fuentes de acuerdo a su naturaleza física. Por ejemplo, $F_{100\mu m}/F_{60\mu m} \leq 6$ excluye la mayoría de los cirrus galácticos e interplanetarios.

Como resultado de la aplicación de los criterios mencionados se seleccionaron, de la lista original de 192 objetos, nueve posibles candidatos a protoestrellas. Los mismos se listan en la Tabla 9 en orden creciente de longitud galáctica. En la Tabla 10 aparecen dados sus respectivas temperaturas de polvo suponiendo $m=1$ y $m=2$, respectivamente y, la concentración molecular con la que posiblemente estén vinculados.

La diferencia entre este trabajo y el mencionado en primer término, es que los objetos seleccionados se encontrarían en diferentes estadios de la evolución estelar. De esta forma, aquellos escogidos en base a los criterios de Junkes et al. (1992) corresponderían a objetos más jóvenes en comparación con los hallados por Yamaguchi et al. (1999). En particular, el objeto 1632-4845, aparece como posible candidato a ser un objeto en formación no sólo en este trabajo, sino también por Yamaguchi et al. (1999) y Straw et al. (1987). Así, en el último trabajo mencionado, el mismo es descrito “*como una fuente compacta de alta intensidad y estructura simple*”.

Para su estudio, Straw et al. (1987) usaron el telescopio de 0.9 m de Kuiper Airborne Observatory (KAO). Los flujos obtenidos en este trabajo y en el de Straw, difieren entre sí. En efecto, los valores asignados por Straw et al. (1987) para $60 \mu m$ y $100 \mu m$ son $2.9 \times 10^4 \text{ Jy}$ y $6.1 \times 10^4 \text{ Jy}$, respectivamente. Estas cantidades son mayores por un factor de 1.65 -para $60 \mu m$ - y de 2.53 -para $100 \mu m$ - que los derivados en este trabajo. Corresponde citarse los anchos de

¹³recordar el significado de los valores de calidad 1, 2 y 3 que ya se mencionaron en esta Sección

¹⁴Ver Sección 2.4.1

Fuente	Coordenadas galácticas		Flujos [Jy]			
	l	b	F_{12}	F_{25}	F_{60}	F_{100}
16345-4910	336°.01	-1°.54	2.5	1.9	26.4	12.7
16409-4948	336°.22	-2°.74	2.9	4.1	53.6	132.0
16400-4929	336°.36	-2°.42	0.4	0.6	7.5	34.3
16362-4845	336°.49	-1°.48	208.0	2980.0	12200	18700.0
16378-4900	336°.49	-1°.83	2.0	1.1	76.8	435.0
16357-4832	336°.59	-1°.26	1.4	2.9	40.7	63.9
16396-4902	336°.66	-2°.08	0.9	1.3	13.8	81.6
16407-4904	336°.75	-2°.23	0.3	0.6	12.6	55.3
16385-4844	336°.22	-1°.74	1.4	0.8	8.5	49.6

Tabla 9: Fuentes infrarrojas posiblemente pertenecientes al complejo molecular *AraOB1*. La designación de las fuentes corresponde a la utilizada en el *IRAS – PSC* (*Point Source Catalogue*)

Fuente	T_d [K]		Notas
	$m=1$	$m=2$	
16345-4910	32 ± 5	23 ± 4	
16409-4948	43 ± 8	28 ± 5	
16400-4929	33 ± 5	24 ± 4	
16362-4845	54 ± 11	33 ± 7	C
16378-4900	30 ± 5	22 ± 4	D
16357-4832	53 ± 10	33 ± 7	
16396-4902	30 ± 4	22 ± 3	
16407-4904	33 ± 5	24 ± 4	
16385-4844	30 ± 4	22 ± 3	

Tabla 10: Temperatura de polvo para $m=1$ y $m=2$ de las fuentes de la Tabla 9.

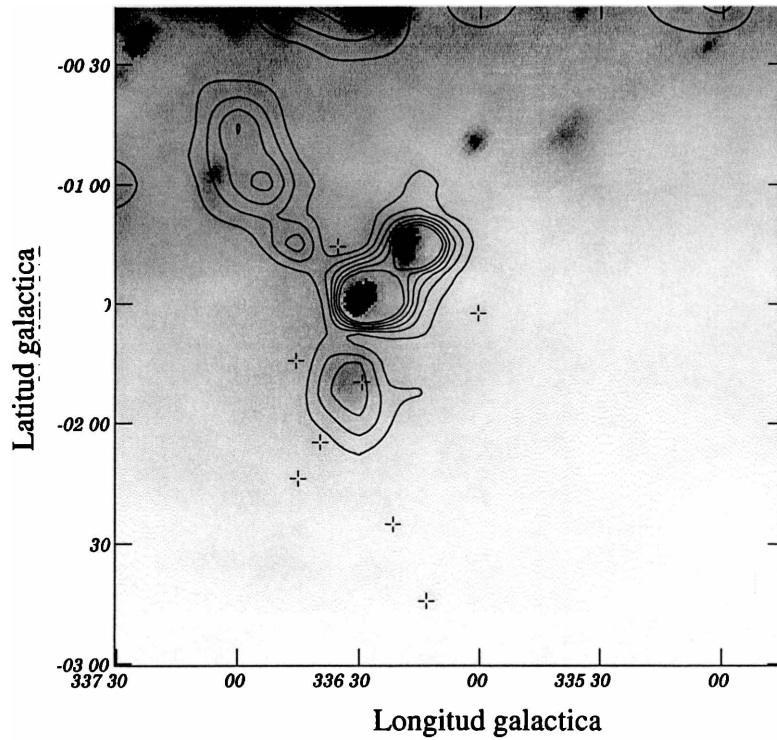


Figura 17: Mapa en que se puede apreciar la correlación espacial entre la emisión molecular (líneas de contorno) y la de radiación infrarroja extendida (tonos de grises) y las fuentes puntuales IRAS (signos “+”). Cabe aclarar que la fuente *IRAS 16362-4845* no puede visualizarse por hallarse superpuesta a la concentración molecular más intensa, identificada como C ($l = 336^{\circ}.48, b = -1^{\circ}.00$).

banda respectivos para cada instrumento. Para el KAO a $60\mu m$ le corresponde un ancho de $25\mu m$ y a $100\mu m$ de $40\mu m$. Mientras que para IRAS se tiene $45\mu m$ a $60\mu m$ y a $100\mu m$ un ancho de $37\mu m$. Considerando la diferencias de los anchos de bandas para los dos instrumentos y suponiendo que los datos del IRAS están correctamente calibrados, la explicación a esta discrepancia podría hallarse en un error en la calibración de los datos del KAO, y/o a una substracción errónea, por parte de Straw et al.(1987), del fondo de emisión proveniente del *plateau* infrarrojo.

Finalmente, se concluye que las fuentes *IRAS 16362-4845* y *16378-4900* están posiblemente vinculadas con el complejo molecular.

5 Discusión y Conclusiones

En el capítulo precedente se han obtenido parámetros que caracterizan las concentraciones que se observan en *CO* e infrarrojo y que muy probablemente se encuentren vinculadas con la asociación estelar. En base a los mismos podemos desarrollar la siguiente discusión.

De las concentraciones ubicadas hacia el plano galáctico identificadas como **A**, **E** y **F**, podemos establecer una secuencia creciente de distancia respecto a dicho cúmulo. La misma se basa en la relación existente entre el ancho en velocidad de cada concentración y la distancia angular relativa al cúmulo. Así, para estas tres concentraciones se tiene que a medida que aumenta la distancia angular relativa *NGC6193*, disminuye el rango de velocidad en la que la estructura se halla presente. En efecto, la estructura denominada **A** es la que presenta el perfil de emisión más angosto. Ésto indicaría, considerando que el cúmulo puede ser la única fuente que caliente su material, una zona más fría y más alejada de la asociación ya que esta ubicación generaría una temperatura cinética inferior.

En cuanto a la concentración **E**, su mayor proximidad al cúmulo, implicaría una mayor exposición de esta concentración molecular, a la radiación estelar. Esto último la haría responsable, hablando a grandes rasgos, de establecer una mayor temperatura cinética en la zona lo que provocaría que la emisión molecular abarque un mayor rango de velocidad.

Con respecto a la concentración **F**, uno debe ser cuidadoso en aplicar el criterio mencionado. En efecto, al encontrarse a una distancia de *NGC6193* similar a la de la concentración **A** uno esperaría que mostrara anchos en velocidad similares a la misma. Sin embargo, ésto no sucede. Debe tenerse en cuenta que esta concentración se halla proyectada sobre estructuras de *CO* que alcanzan el máximo a velocidades más negativas pero que de todas maneras contribuyen a la emisión que se observa a -24 km/seg, por lo que hace un poco más difícil una correcta estimación de su ancho en velocidad. Por lo tanto, el valor asignado en la Tabla 5 debe considerarse un límite superior.

Por otro lado, las concentraciones **B**, **C** y **D** son las estructuras más prominentes en cuanto a su distribución espacial y cinemática. En particular, la **C** es la que posee el mayor rango en velocidad del conjunto, y junto con la **D** son las que se hallan angularmente más próximas al cúmulo. Además, a diferencia del trío mencionado en el párrafo anterior, presentan correlación espacial con emisión extendida del infrarrojo. Este punto indicaría que el polvo, otro elemento constitutivo del medio interestelar, posiblemente, esté siendo calentado principalmente por el campo de radiación originado en las estrellas *O* que conforman *AraOB1*. Por lo tanto, considerando los valores de temperatura de polvo obtenidas para las contrapartidas infrarrojas podríamos concluir que en

orden creciente de distancias a *NGC6193*, las concentraciones están ubicadas de acuerdo al siguiente orden: **C**, **B** y **D**.

En el caso de la estructura **C**, la misma presenta una contribución proveniente del cúmulo infrarrojo detectado por Straw et al. (1987) además de la ya mencionada emisión extendida. Este hecho indicaría que *el polvo, posiblemente esté siendo calentado tanto por este objeto como por radiación proveniente de las estrellas O de NGC6193*. Otro punto que avala esta situación es la distribución espacial de su emisión, la cual acompaña, salvando las diferencias de resoluciones angulares, la lengüeta de absorción visual que en la imagen óptica señalaría la interfaz entre la región HII y el complejo molecular. Dada dicha correlación, junto con el hecho de presentar el perfil más ancho y el polvo a mayor temperatura concluimos que es la estructura más cercana a *NGC6193*.

Por otro lado, las velocidades guardan un muy buen acuerdo con los otros estudios de emisión molecular hechos en la zona¹⁵, lo que puede tomarse como otro indicio de que el *CO* observado alrededor de -24/-25 km/seg pertenecen al mismo complejo.

Si comparamos las velocidades centrales de cada estructura, puede notarse un desplazamiento de la concentración **D** hacia velocidades radiales más positivas respecto del conjunto molecular. En efecto, su velocidad pico se encuentra próxima a -20 km/seg, mientras que el resto se halla entre ~ -25 y ~ -24 km/seg. Ésto podría interpretarse como un indicio de que se encuentra más alejada de *NGC6193* que el resto de las concentraciones. Sin embargo, otra alternativa es que el gas de esa estructura pudo haber sido acelerado, originando un desplazamiento en velocidad del valor medio correspondiente a -24/-23 km/seg. De hecho, una de las líneas de recombinación observadas en la región HII tiene una velocidad de -20 ± 2 (Cersósimo 1982).

Dada la resolución angular de los datos de *CO*, y la resolución en velocidad de la observación, no es factible profundizar en la construcción de un modelo tridimensional que permite tener una idea más concreta acerca de la relación espacial que guardan entre sí las distintas componentes del medio interestelar de *AraOB1*.

Teniendo en cuenta lo mencionado, podemos concluir que al menos unas 11000 M_{\odot} en forma de gas molecular forman parte del medio interestelar local a AraOB1. Este material se halla presente en forma de concentraciones que se encuentran inmersas en una emisión molecular muy extendida y débil a la cual denominamos plateau. El mismo se caracteriza por poseer la mayor masa, un bajo valor tanto de densidad como ancho equivalente comparada con el resto

¹⁵(Ver Sección 2.2)

de las concentraciones y, en particular, con las más prominentes (B, C y D).

6 Referencias Bibliográficas

- Adams, W.S. 1941, *The Astrophysical Journal*, 93, 11
- Adams, W.S. 1949, *The Astrophysical Journal*, 109, 354
- Ambartsumian, V. A. 1947, “Stellar Evolution & Astrophysics”, Armenian Academics of Science
- Andernach, H., “Internet Resources for Radio Astronomy”, Lecture notes of a course given at IXth Canary Island Winter school on Astrophysics, November 1997, editors M Kidger, Perez-Fournon & F. Sanchez, Cambridge University Press, p 67
- Arnal, E.M., Cersósimo, J.C., May, J., and Bronfman, L. 1987, *Astronomy & Astrophysics*, 174, 84
- Arnal, E.M., Morrel, N.I., García, B., & Levato, H. 1988, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 100, 1076
- Bates, D.R. & Spitzer L. 1951, *The Astrophysical Journal*, 113, 441
- Blaauw A. 1964, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 2, 213.
- Blaauw A. 1991, *The physics of star formation and early stellar evolution*, eds. C.J. Lada and N.D. Kylafis(Dordrecht:Kluwer) p.125
- Bloemen, J.B, Caraveo, G.M., Hermsen, P.A., Lebrun, W., Maddalena, F., Strong, R.J., Thaddeus, A.W., P. 1984, *Astronomy & Astrophysics*, 139, 37.
- Bock, B.J. 1934, *Harvard Circular* n 384, 1
- Brown A.G.A., Blaauw A., Hoogerwerf R., de Bruijne J.H.J,de Zeeuw P.T. 1999, “The Origin of Stars and Planetary Systems”. Edited by Charles J. Lada and Nikolaos D. Kylafis. Kluwer Academic Publishers, p.411.
- Brück, M.T., & Smyth, M.J. 1967, *Monthly Notices Royal Astronomical Society*, 136, 431
- Caswell J.L. & Robinson B.J. 1974, *Australian Journal of Physics*, 27, 597
- Cersósimo, J.C. 1982, *Astrophysical Letters*, 22, 157
- Cheung, A.C., Rank, D.M., Townes, C.H., Thorton, D.D., Welch, W.J. 1968, *Physical Review Letters*, 21, 1701
- Cheung, A.C., Rank, D.M., Townes, C.H., Thorton, D.D., Welch, W.J. 1969, *Nature*, 221, 626
- de Geus, E.J., Bronfman,L. & Thaddeus, P. 1990, *Astronomy & Astrophysics*, 231, 137
- de Vries, H.W., Heithausen, A. & Thaddeus, P. 1990, *The Astrophysical Journal*, 319, 723
- Dickman, R.L. 1978, *The Astrophysical Journal*, Supplement Series, 37, 307
- Digel, S.W., Hunter, S.D., Mukherjee, R. 1995, *The Astrophysical Journal*, 441, 270
- Digel, S.W., Grenier, I.A., Heithausen, A., Hunter, S.D., Thaddeus, P. 1996, *The Astrophysical Journal*, 463, 609
- Duncan, A.R., Stewart, R.T., Haynes R.F., Jones K.L., *Astronomical Society of Australia*, Proceeding V.12:1, 54, 1995

- Elmegreen, B.G., & Lada, C.J. 1977, *The Astrophysical Journal*, 214, 725
- Fazio, G.G. 1967, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 5, 481
- Follatelli 1999, *Práctica de Especialidad "Estudio de una asociación estelar joven: AraOB1"* presentada en Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata.
- Garay G. & Lizamo S. 1999, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. III, 1049
- Goss W.M. & Shaver P.A. 1970, *Australian Journal of Physics and Astrophysics Supplement*, 14, 133
- Grenier, I.A., Lebrun F. 1990, *The Astrophysical Journal*, 360, 129
- Gundermann, E. 1965, Ph.D.dissertation, Harvard University
- Hartmann, J. *The Astrophysical Journal* 1904, 19, 268
- Herbst W. 1974, *The Astronomical Journal*, 79, 941
- Herbst W., 1975, *The Astronomical Journal*, 80, 212
- Herbst W. & Havlen R.J. 1977, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 30, 279
- Hunter, S. D., Digel, S. W., de Geus, E. J., Kanbach G. 1994, *The Astrophysical Journal*, 436, 216
- Lang K.R., 1978, *Astrophysical Formulae*, eds. Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- Lebrun, F. & Huang, Y.1984, *The Astrophysical Journal*, 281, 634
- Maddalena, R. J., Morris, M., Moscowitz, J., Thaddeus, P., 1986, *The Astrophysical Journal*, 303, 375
- Mie G. 1908, *Annual Physics*, NY 25, 377
- Rizzo J.R. & Bajaja E. 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 332, 1025
- Russell, H.N. 1935, *The George Darwin Lecture, The Observatory*, 58, 229
- Scoville, N.Z. & Kwan, J. 1976, *The Astrophysical Journal*, 206, 718
- Sodrosky, T.J. 1991, *The Astrophysical Journal*, 366, 95
- Stecker, F.W. 1971, *Cosmic Gamma Rays*, Mono Book Corporation, Baltimore
- Straw S., Hyland A.R., Jones T.J., Harvey P.M., Wilking B.A., and Joy M. 1987, *The Astrophysical Journal*, 314, 283
- Strong, A. W., Bloemen, J.B.G.M., Dame T.M., Grenier , I.A., Hermsen W., Lebrun F., Nyman L.A., Pollock A.M.T., & Thaddeus P. 1988, *Astronomy & Astrophysics*, 207, 1
- Sugitani, K.,& Ogura K. 1994, *The Astrophysical Journal Supplement*, 77, 59
- Swings, P., & Rosenfeld, L. 1937, *The Astrophysical Journal* 1937, 86, 483
- Walker M.F. 1969, *The Astrophysical Journal*, 155, 447
- Weaver, H.D., Williams, R.W., Dieter, N.H., and Lum W.T. 1965, *Nature*, 208, 29
- Weinreb, S., Barrett, A.H., Heeks, M.LL. and Henry, J.C. 1963, *Nature*, 200, 829.

- Whiteoak J.B. 1963, Monthly Notices Royal Astronomical Society, 125, 105
- Whiteoak J.B., & Gardner F.F. 1974, Astronomy & Astrophysics, 37, 389
- Whiteoak J.B., Otrupeck, R.E., & Rennie C.J. 1982, Proceedings Astronomical Society of Australia, 4, 434
- Whittet DCB 1992, “Dust in the galactic environment” (The graduate series in Astronomy). Institute of Physics Publishing Bistol, Philadelphia & New York. Edited by R. J. Taylor & R.E. White. , p. 165
- Wilson, T.L., Mezger, P.G., Gardner, F.F., Milne, D.K. 1970, Astronomy & Astrophysics, 6, 364
- Yamaguchi R., Saito H., Mizuno N., Mine Y., Mizuno A., Ogawa H., and Fukui Y. 1999, Publication of Astronomical Society of Japan, 51, 791