

24/8



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

« GLOBULOS DE BOK »

T E S I S

Que para obtener el Título de

F I S I C O

p r e s e n t a :

MARIA DE LA PAZ RAMOS LARA

México, D.F.

1987



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

GLOBULOS DE BOK

CAPITULO I.- INTRODUCCION

CAPITULO II.- GLOBULOS

- 1.- Clasificación
- 2.- Origen
- 3.- Distribución en el cielo

CAPITULO III.- METODOS PARA CALCULAR PARAMETROS FISICOS EN LOS GLOBULOS

- 1.- Lejano Infrarrojo (parámetros del polvo)
 - a) Espesor óptico
 - b) Masa
 - c) Luminosidad
- 2.- Radio (parámetros del gas)
 - a) Temperatura cinética
 - b) Densidad columnar de H_2 y Masa de la nube

CAPITULO IV.- ESTUDIO DEL GLOBULO ORI-I-2 Y SU COMPARACION CON B335

- 1.- Obtención de parámetros físicos de ORI-I-2
- 2.- Análisis de los resultados de ORI-I-2
- 3.- Estudios del glóbulo B335
- 4.- Comparación entre ORI-I-2 y B335

CAPITULO V.- CONCLUSIONES

APENDICE

El objetivo de esta tesis es el describir las propiedades generales de glóbulos.

La tesis se divide en cuatro capítulos, los cuales he estructurado de la siguiente manera:

CAPITULO I.- Introducción.

En esta sección se discute como y porque los glóbulos han llegado a ser importantes en relación a la formación estelar.

CAPITULO II.- Se presenta un panorama general de glóbulos, es decir; cuantos tipos de glóbulos hay, como se forman y cual es su distribución en el cielo.

CAPITULO III.- Se describe como calcular los parámetros del polvo y los del gas en los glóbulos.

CAPITULO IV.- Se obtienen los parámetros físicos del glóbulo ORI-I-2, se analizan y se comparan con los del glóbulo B335.

CAPITULO V.- Se dan las conclusiones.

CAPITULO I

INTRODUCCION

Por medio de técnicas fotográficas, E. E. Barnard y Max Wolf estudiaron regiones oscuras que tienen una aparente deficiencia de estrellas y concluyeron que el oscurecimiento se producía por nubes de polvo que absorbían la luz de las estrellas que se encontraban detrás de estas.

Barnard (1919) publicó el primer catálogo de nubes oscuras, con 175 objetos, y más tarde lo amplió a 349 objetos (Barnard 1927). Muchos otros catálogos de nubes oscuras empezaron a surgir, hasta que Lynds (1962) logró hacer el catálogo (con 1802 objetos) más completo de nubes oscuras del hemisferio norte con 1802 objetos.

El primer astrónomo que realizó estudios visuales de cuatro objetos de Barnard fué Stoddard (1945), de donde obtuvo la absorción selectiva y calculó un límite superior para sus distancias, por medio de conteo de estrellas.

En base a la teoría de Spitzer (1941), de que la formación de las estrellas se produce por condensación del medio interestelar, Bok y Reilly (1947) empezaron a buscar objetos con apariencia de condensación y escogieron nubes oscuras densas, redondas y pequeñas ($5'' - 10''$) a las que denominaron "glóbulos". A los glóbulos que se observaban proyectados contra nebulosas en emisión (nebulosas que presentan espectros de líneas) les llamaron "glóbulos pequeños", porque su tamaño parece ser menor a los llamados "glóbulos grandes" que se encuentran aislados y, en algunos casos, coinciden con objetos de Barnard. Como la absorción mínima que ellos calculaban para los glóbulos pequeños ($A_V \sim 2 - 5$ mag) era mayor que para los glóbulos grandes ($A_V \sim 1$ mag), supusieron que los glóbulos pequeños eran las regiones más probables de formación estelar. Cuando se dieron cuenta que las masas y tamaños ($< 10 M_\odot$ y < 0.5 pc, respectivamente) de los glóbulos pequeños eran insuficientes para formar estrellas, se

inclinaron mas a favor de los glóbulos grandes (cuyas masas y tamaños se encuentran entre 5 - 500 M_{\odot} y 0.2 - 4 pc, respectivamente), como posibles sitios de formación estelar.

Gracias al descubrimiento de la emisión y absorción de moléculas en el medio interestelar (Rank et al. 1971) en la época de los 60's, Bok et al. (1973 y 1977) realizaron un estudio tanto en visible como en radio de 8 glóbulos. Encontraron un gradiente de densidad que se incrementa hacia el centro del glóbulo, interpretando esto, como un núcleo central que era producto del colapso gravitacional.

El entusiasmo de Bok por los glóbulos como regiones de formación estelar fué tan grande, que ahora se les suele denominar "glóbulos de Bok" y muchos otros astrónomos se han dedicado a estudiar los glóbulos en diversas regiones del espectro electromagnético buscando estrellas en proceso de contracción (por ejemplo; Dickman 1975 y 1977, Martin y Barrett 1976 y 1978, Leung et al. 1982, Keene 1981, Krügel et al. 1983, Hyland 1981, Keene et al. 1980 y 1983). El único glóbulo que parece encontrarse en esta etapa de contracción es B335 (Leung, 1984).

CAPITULO II

GLOBULOS

Las nubes moleculares están compuestas de gas (principalmente hidrógeno molecular) y polvo, y sus parámetros físicos cubren un amplio rango de valores (Franco, 1984):

Masas:	$10 - 10^6 M_{\odot}$
Radios:	$1 - 10^2 \text{ pc}$
Temperaturas:	$10 - 60 \text{ }^{\circ}\text{K}$
Densidades:	$10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$

Los glóbulos son pequeñas nubes oscuras ó moleculares que se encuentran aisladas ó como condensaciones en nubes moleculares grandes, sus parámetros físicos son (Leung, 1984):

Radio:	$30'$
Temperaturas:	$8 - 20 \text{ }^{\circ}\text{K}$
Densidades:	$10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$

1.- Clasificación

Los glóbulos se clasifican según su morfología en:

- a) Glóbulos tipo "trompa de elefante"
- b) Glóbulos Cometarios
- c) Glóbulos Filamentarios
- d) Glóbulos Oscuros Aislados

A continuación se mencionarán las características físicas de cada tipo de glóbulos, así como algunos de los trabajos realizados sobre ellos.

a) Glóbulos tipo "trompa de elefante"

Se les ha dado este nombre, debido a que generalmente presentan una forma de trompa de elefante (Elephant-Trunk). Estos glóbulos tienen bordes brillantes, proyectados contra regiones HII y casi siempre apuntan hacia la estrella excitadora (ver figura 2.1). Se han encontrado en M8, M16, IC1396 y NGC2244 (la nebulosa de la Roseta).

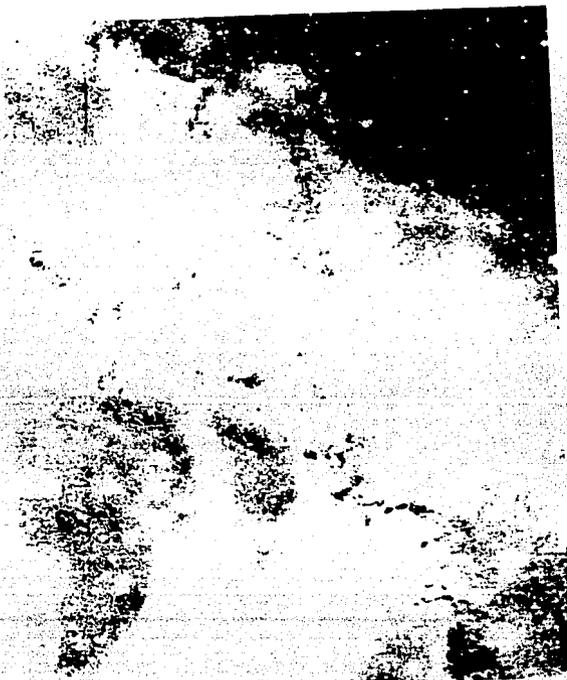


FIGURA (2.1)
Glóbulos trompa de elefante proyectados contra
la nebulosa de la Roseta (Bok et al. 1974b).

Sus tamaños y masas varían entre 0.01-0.5 pc y de 5 -10 M_{\odot} respectivamente. Sus densidades son del orden de 10^4 cm^{-3} (Leung, 1984).

Schneps et al. (1980) realizaron observaciones de radio, con las líneas del ^{12}CO y ^{13}CO ($J = 1 \rightarrow 0$) en esta clase de glóbulos en la Nebulosa de la Roseta. Los resultados indican una temperatura de ~ 10 °K, una masa de $\sim 5 - 10 M_{\odot}$ y densidades de $n_{\text{H}_2} \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Además los glóbulos presentan un gradiente interno de velocidades y sus velocidades radiales $\sim 17 \text{ Km/s}$ son menores que las velocidades de la región HII ($\sim 20 \text{ Km/s}$). Estas propiedades son interpretadas por Schneps et al. (1980) como una indicación de que los glóbulos se formaron debido a la expansión de la región HII, por la acción de los vientos de las estrellas jóvenes.

Estos resultados serán de gran utilidad para interpretar el origen de los glóbulos tipo trompa de elefante, que discutiremos en la siguiente sección.

b) Glóbulos Cometarios

Como su nombre lo indica, estos glóbulos tienen apariencia de cometa, es decir, una cabeza compacta y ópticamente opaca con una cola ligeramente luminosa (ver figura 2.2).

La longitud de las colas varía de 0.2 pc a 7 pc y la de las cabezas entre 0.1 pc a 1 pc. Sus masas típicas varían desde $< 1 M_{\odot}$ hasta varias M_{\odot} (Leung, 1984).

Zealey et al. (1983) identificaron a la mayor parte de los glóbulos cometarios que se encuentran en la nebulosa de Gum (región de gas ionizado). En la figura (2.3) se muestra la distribución que los glóbulos cometarios tienen en la nebulosa de Gum. También se puede observar la orientación y tamaño de la cola. Las colas parecen tener una dirección determinada, como si fuesen producidas por algún objeto cuya posición podría ser donde se encuentra la estrella binaria (WC8 09) γ^2 Velorum, o bien la estrella 041f ζ Puppis.

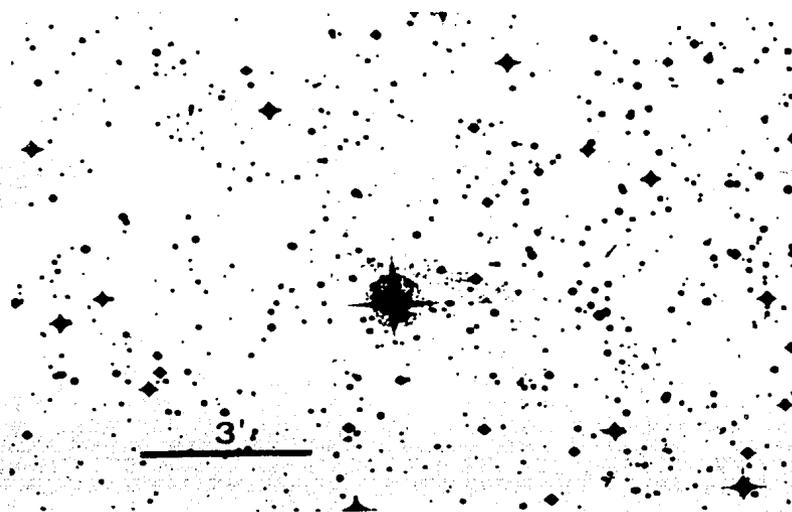


FIGURA (2.2)
 El glóbulo cometario (CG) 15 en la nebulosa de Gum (Reipurth, 1983).

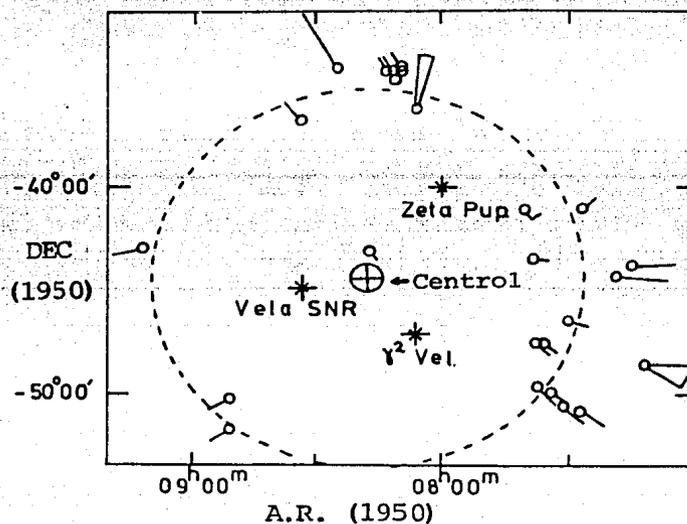


FIGURA (2.3)
 Distribución de los glóbulos cometarios en la nebulosa de Gum (Zealey et al., 1983).

Reipurth (1983) ha encontrado que los glóbulos CG30 y GDC6 (también en la nebulosa de Gum) contienen cada uno un objeto Herbig-Haro. Los objetos H-H son producidos por el material chocado entre nubes moleculares y fuertes vientos estelares de objetos jóvenes (ver por ejemplo, Cantó, 1984). En la figura (2.4) se muestra al glóbulo CG30 y un objeto HH inmerso en éste. Reipurth interpreta estos resultados como evidencias de eventos de formación estelar dentro de los glóbulos cometarios.

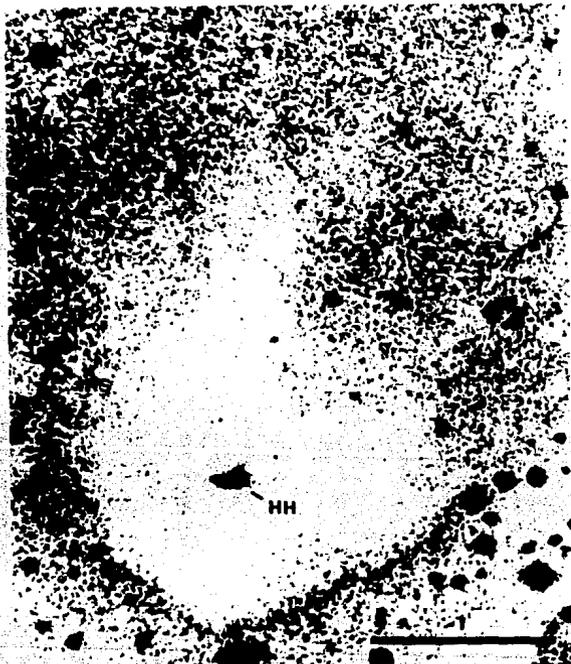


FIGURA (2.4)
Un objeto HH embebido en el glóbulo
cometario CG30 (Reipurth, 1983).

c) Glóbulos Filamentarios

Esta clase de glóbulos poseen una estructura elongada y filamentaria. La figura (2.5) muestra un ejemplo de un glóbulo filamentario.

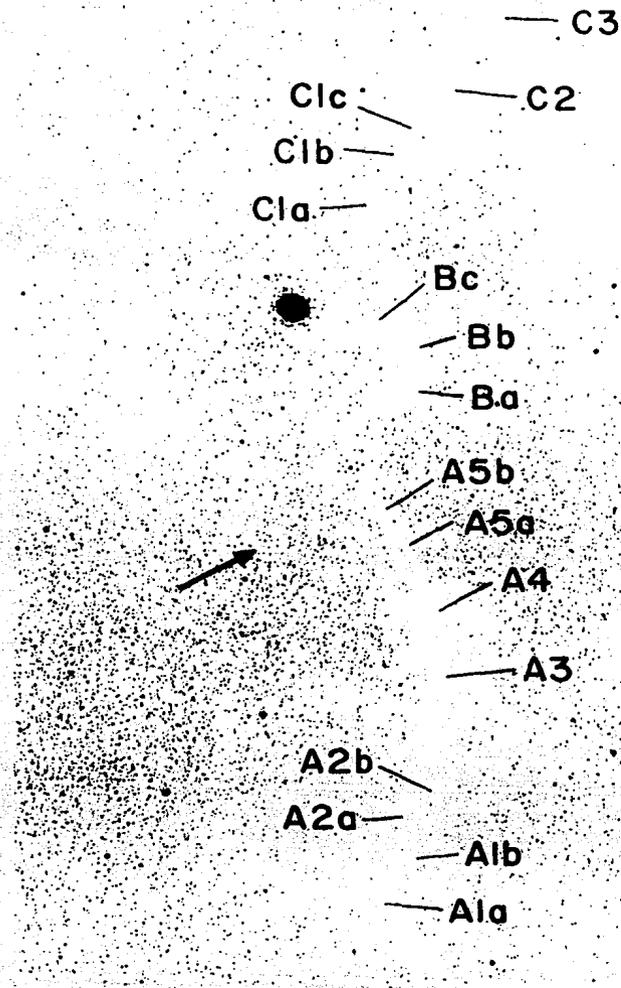


FIGURA (2.5)
 Glóbulo filamentario GF3 (Schneider
 y Elmegreen, 1979)

El trabajo mas completo que se ha realizado hasta el momento, es el de Schneider y Elmegreen (1979), quienes hicieron un catálogo que contiene 23 glóbulos filamentosarios. Encontraron que la mayor parte están compuestos por varias condensaciones, lo cual es interpretado como un proceso de fragmentación.

d) Glóbulos Oscuros Aislados

También conocidos como glóbulos de Bok ú objetos Barnard, son generalmente nubes oscuras aisladas de estructura casi redonda (ver figura 2.6).

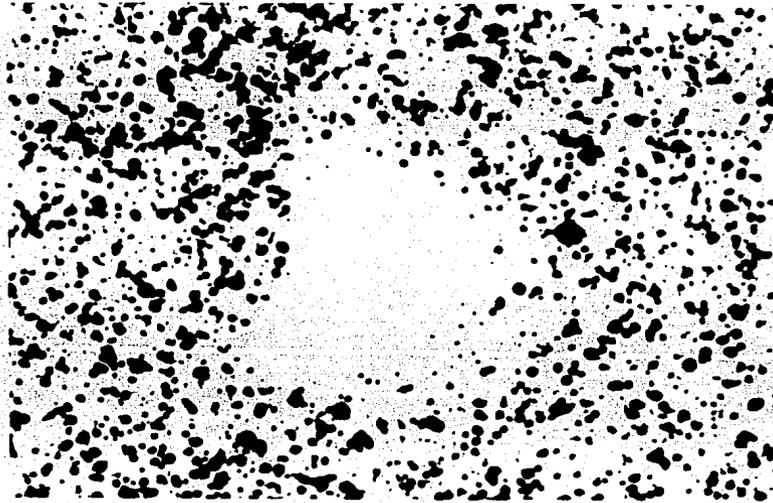


FIGURA (2.6)
B68 es un glóbulo de tipo oscuro aislado
(Martin y Barrett, 1978).

El tamaño angular, la extinción y la distancia se obtienen generalmente por el método de conteo de estrellas (Bok y Cordwell 1971, Tomita et al. 1979, Dickman 1978). La densidad columnar del hidrógeno molecular, temperatura cinética y masa, por medio del estudio en la región de radio de las líneas del ^{12}CO y ^{13}CO (Dickman 1975 y 1977, Bok 1977, Martin y Barrett 1978).

Los parámetros físicos de glóbulos oscuros aislados se muestran en la tabla 2.1 (Leung 1984):

TABLA (2.1)
Parámetros físicos de glóbulos oscuros aislados

tamaño angular visible	θ	3' - 30'
extinción del polvo	A_V	1 - 25 mag
ancho de línea de CO	ΔV	1 - 3 km/s
intensidad del CO	T_A^*	6 - 15 °K
flujo del lejano infrarrojo	F_V	10 - 100 Jy
especies moleculares detectadas		CO, CS, H ₂ CO, NH ₃
radio	R	0.1 - 2.0 pc
densidad del gas	n_{H_2}	10 - 10 cm ⁻³
temperatura del gas	T_K	8 - 20 °K
temperatura del polvo	T_p	10 - 20 °K
masa	M	5 - 500 M _⊙
distancia al glóbulo	D	150 - 600 pc

Como Bok y Reilly (1947) propusieron que estos objetos podían ser regiones de formación estelar, han sido los glóbulos mas estudiados tanto observacionalmente como teóricamente.

Villere y Black (1980) hicieron un modelo de colapso gravitacional considerando rotación, y al comparar sus resultados con los datos observacionales de seis glóbulos, concluyeron que cinco de ellos están en colapso gravitacional.

Leung, Kutner y Mead (1982) realizaron un estudio en las líneas del ¹²CO y ¹³CO en 16 glóbulos. Calcularon los parámetros físicos del gas y la velocidad de turbulencia que había en estos objetos. Concluyeron que cuatro glóbulos están en colapso gravitacional y ocho en equilibrio virial.

Por medio de las observaciones en el lejano infrarrojo que obtuvo el satélite Astronómico Infrarrojo (IRAS), Beichman et al. (1984) encuentran cuatro fuentes compactas embebidas en B5. Emerson et al. (1984) localizan una fuente embebida en L1551 y dos objetos Herbig-Haro, por lo cual proponen que este glóbulo es también una región activa de formación estelar.

Keene et al. (1980) hicieron estudios en el lejano

infrarrojo del glóbulo B335. En este trabajo calculan su temperatura, masa y luminosidad. Encuentran que esta luminosidad puede deberse al calentamiento del campo de radiación interestelar. Este mismo trabajo fué ampliado después a 9 glóbulos (Keene et al., 1981).

Keene et al. (1983) por medio de observaciones en el lejano infrarrojo, encontraron una fuente de energía embebida en B335 y concluyen que se trata de una estrella en pre-secuencia principal. Mas tarde, Krügel et al. (1983) encuentran emisión en el cercano infrarrojo en B335 en la misma posición que la fuente del lejano infrarrojo. No ha sido una tarea sencilla el encontrar evidencia de una estrella en formación en B335, para ello han sido necesarias muchas observaciones en múltiples frecuencias y utilizar diversas técnicas de observación.

2.- Origen de los Glóbulos

Al describir los diversos tipos de glóbulos que se han observado, surge la pregunta siguiente: ¿cómo se forman?.

A medida que se descubren nuevas propiedades ó características observacionales en los glóbulos, muchas teorías se ven descartadas y otras nuevas son creadas. Por esto describiré únicamente algunas teorías de formación de glóbulos que hasta este momento se han considerado como plausibles.

Empezaré con los glóbulos tipo trompa de elefante. La teoría que Schneps et al. (1980) proponen (ver figura 2.7), es la siguiente:

Cuando una estrella joven se ha formado en una nube molecular, sus fotones ultravioletas empiezan a ionizar el material a su alrededor (ver figura 2.7a). Suponiendo que la estrella posee viento estelar la velocidad con la que se expande este gas ionizado depende de la potencia del viento y de la densidad del gas (figura 2.7b). Si la última capa de la región HII (la que interacciona con la nube molecular) se encuentra con

una zona menos densa, ésta se acelerará (ya que ofrece menos resistencia a la expansión) y si las condiciones permiten una inestabilidad de Rayleigh-Taylor (Spitzer 1954, Frieman 1954) se crearán los glóbulos en forma alargada y apuntando hacia la estrella excitadora (figura 2.7c). Mas tarde cuando la capa logre estabilizarse en el medio de menor densidad, empezará a barrer el material de menor densidad (figura 2.7d).

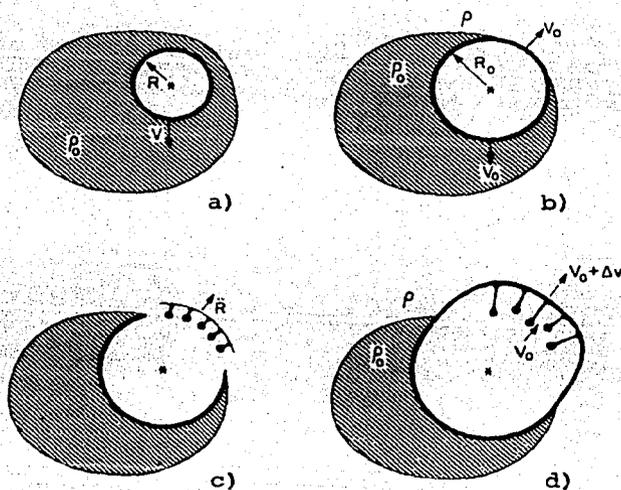


FIGURA (2.7)
Modelo de formación de glóbulos tipo trompa de elefante (Schneps et al. 1980).

Pikel'ner y Sorochenko (1974) proponen un modelo diferente. Ellos suponen que una nube molecular inhomogénea empezó a ser ionizada por una o varias estrellas jóvenes. Las regiones ó zonas mas densas no se ionizaron, permanecieron frías, y el gas caliente de su alrededor las comprimió más. Explican los bordes brillantes debido a que el frente de ionización en la zona densa y fría avanza más lentamente que afuera.

En el caso de formación de glóbulos filamentosos, Schneider y Elmegreen (1979) suponen que una nube que tiene forma plano paralela se fragmenta en filamentos paralelos (sin dar la explicación de este fenómeno). Posteriormente, los filamentos se fragmentarán en condensaciones que al evolucionar posiblemente se convertirán en cadenas de glóbulos redondos y aislados.

Por último, Reipurth (1983) propuso una teoría que explica tanto la formación de glóbulos cometarios como de glóbulos oscuros aislados. En la figura (2.8) se muestra que Reipurth y Bonchet (1984) dividieron el modelo en cuatro etapas y la explicación es la siguiente:

Etapa I, en una nube molecular se empieza a dar formación estelar en algunas zonas, mientras que otras zonas apenas se empiezan a condensar núcleos densos. En la etapa II, la estrella ó cúmulo de estrellas OB recién formadas, empiezan a empujar ó evaporar el material circundante, y los núcleos densos comienzan a emerger (etapa en la cual parece encontrarse el glóbulo B33, también conocido como nebulosa de la cabeza del caballo). Mas tarde (etapa III) el material que se encontraba detrás del glóbulo y que sobrevivió a la evaporación (ya que fué protegido por el glóbulo), es ionizado superficialmente por las estrellas OB, dando la apariencia de una cola luminosa, y formando así los glóbulos cometarios. Cuando la ó las estrellas han evolucionado (etapa IV) y ya no producen ionización, el glóbulo cometario (si es que aún no se evapora ó ha empezado a formar una estrella) se transforma en un glóbulo de Bok aislado. El material que se encontraba detrás, permanece ahí, solo que ya no es ionizado.

Brand et al. (1983) propusieron que los glóbulos cometarios, son el producto de la interacción de una explosión de supernova con una nube oscura esférica.

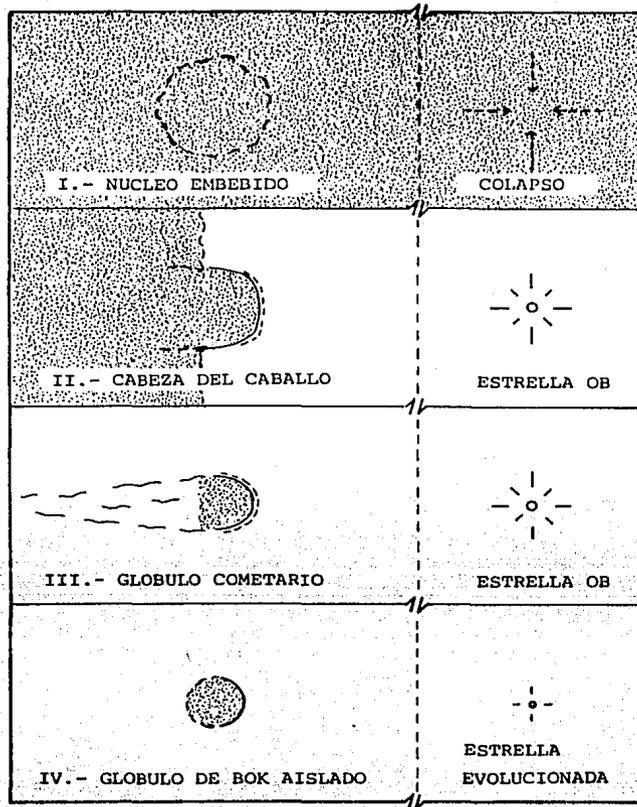


FIGURA (2.8)
 Modelo de formación de glóbulos cometarios y
 glóbulos oscuros aislados (Reipurth y Bonchet,
 1984).

3.- Distribución de Glóbulos en el cielo

Feitzinger y Stuewe (1984) utilizando los atlas ESO-B y SRC-J (para longitudes galácticas de $230^\circ < l < 360^\circ$), muestran la distribución en la galaxia de 489 nubes oscuras y 311 glóbulos.

En la figura (2.9) se puede observar la distribución de las nubes oscuras (definidas por ellos como con ángulo sólido > 0.01 grado cuadrado) en coordenadas galácticas, y en la fig (2.10) la distribución de los glóbulos (≤ 0.01 grado cuadrado).

Como se puede apreciar en las figuras la distribución de los glóbulos es muy similar a la distribución de las nubes oscuras en el cielo.

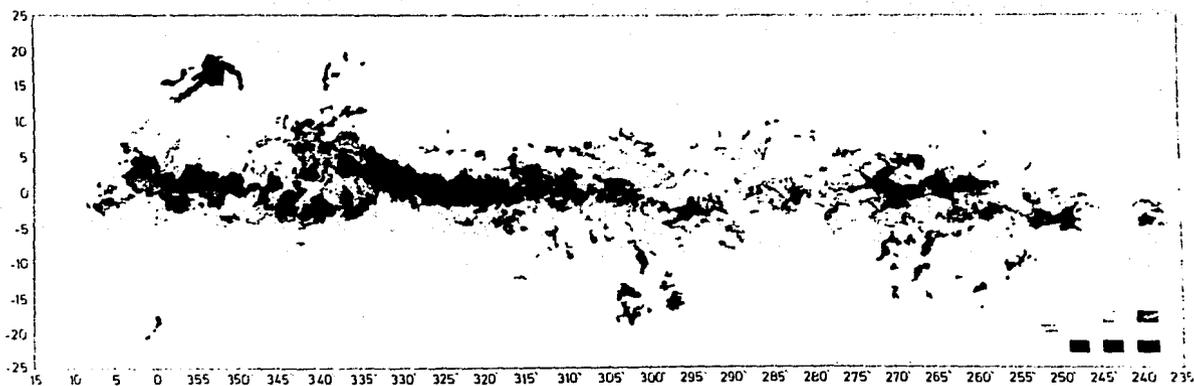


FIGURA (2.9)
Distribución de nubes oscuras (> 0.01 grado cuadrado).

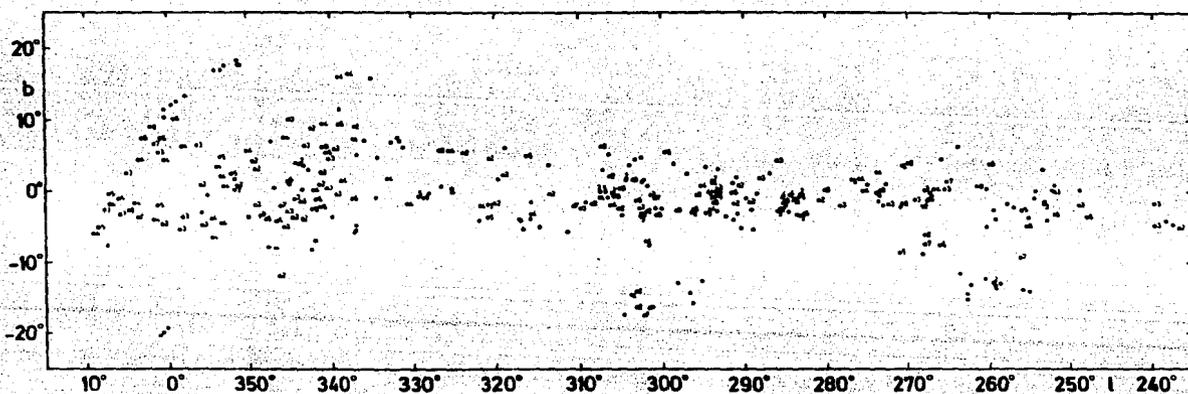


FIGURA (2.10)
Distribución de glóbulos (< 0.01 grado cuadrado).

CAPITULO III

METODOS PARA CALCULAR PARAMETROS FISICOS EN GLOBULOS

Los parámetros físicos de los glóbulos se han obtenido por medio de estudios en las regiones del visible, infrarrojo y radio. Con los estudios en la región del visible se han obtenido características tales como; forma, tamaño, distancia y magnitud visual utilizando el método de conteo de estrellas (ver por ejemplo, Schmidt 1975 y Bok et al. 1971).

En esta sección se describirán los métodos para obtener parámetros del polvo y del gas a partir de la emisión en lejano infrarrojo y en radio. Después en el capítulo IV, se aplicarán al glóbulo de ORI-I-2.

Utilizaremos la definición de Fazio (1976) para el infrarrojo de 1μ (3×10^{14} Hz) a 1000μ (3×10^{11} Hz); el cercano infrarrojo va de 1μ a 25μ (1.2×10^{13} Hz) y el lejano infrarrojo de 25μ a 1000μ , y la de Ulaby et al. (1980) para la región de radio, de 1mm (300 GHz) a 3×10^3 km (1 KHz).

1.- Lejano Infrarrojo (parámetros del polvo)

Suponiendo que toda la radiación infrarroja que proviene del glóbulo es producida por el polvo, podemos determinar varias de sus propiedades.

Los granos de polvo son partículas de grafito, silicatos, hielo ó una combinación de estos (Salpeter 1977, Aannestad y Purcell 1973). Poseen un tamaño que va de décimas de micra hasta algunas micras. La temperatura típica del polvo cuando se encuentra en glóbulos es del orden de 10 a 100 °K.

Para calcular el espesor óptico, masa y luminosidad del polvo, se supondrá que los granos son redondos de radio a , con densidad ρ_p , masa m_p y volumen v_p . Con respecto al

glóbulo, éste posee un volumen V , radio R y está compuesto principalmente de hidrógeno molecular con masa m_{H_2} y densidad $(\text{cm}^{-3}) n_{H_2}$.

a) Espesor óptico

La profundidad óptica se define como:

$$\tau_v = \int_0^{\ell} \kappa_v \, d\ell \quad \text{-----} \quad (3.1)$$

donde ℓ es la longitud de la trayectoria a lo largo de la línea de visión y κ_v es el coeficiente de absorción, constante dado por:

$$\kappa_v = n_p \sigma_v \quad \text{-----} \quad (3.2)$$

donde n_p es la densidad de granos de polvo (cm^{-3}), y σ_v es el área efectiva de absorción (cm^2).

Suponiendo una distribución homogénea de los granos de polvo, la profundidad óptica nos queda

$$\tau_v = n_p \ell \sigma_v = n_p \ell S_p (\sigma_v / S_p) \quad \text{-----} \quad (3.2)$$

donde $S_p = a^2$ es el área geométrica, y $Q_v = \sigma_v / S_p$ es el coeficiente de absorción ó eficiencia radiativa. Sustituyendo,

$$\tau_v = n_p \ell a^2 Q_v \quad \text{-----} \quad (3.4)$$

como $\Pi a^2 = 3m_p / 4\rho_p a$ y $\ell = N_{H_2} / n_{H_2}$, el espesor óptico teórico nos queda

$$\tau_v = \frac{3 n_p m_p Q_v N_{H_2}}{4 \rho_p a n_{H_2}} \quad \text{-----} \quad (3.5)$$

Como $Q_v = A v^\alpha$ (Fazio, 1976) donde A es una constante y

α puede tomar los valores 0, 1 y 2, se puede observar que:

$$\tau_v \propto v^\alpha$$

----- (3.6)

Observacionalmente el espesor óptico se puede determinar por medio de la ecuación de transporte (ver apéndice).

$$I_v = B_v(T_p) (1 - e^{-\tau_v})$$

----- (3.7)

donde T_p es la temperatura del polvo.

Considerando el caso ópticamente delgado ($\tau_v \ll 1$), se encuentra que:

$$I_v = \tau_v B_v(T_p)$$

----- (3.8)

La intensidad I_v se obtiene a partir del flujo total (F_v) y del ángulo sólido del detector (Ω) es decir:

$$F_v = I_v \Omega$$

----- (3.9)

Generalmente el flujo total que se considera es el flujo máximo de la distribución de radiación del polvo, que no es el de un cuerpo negro, ya que como $\tau_v \propto v^\alpha$ entonces:

$$F_v \propto v^\alpha B_v(T_p)$$

----- (3.10)

b) Masa del polvo

La masa de todos los granos de polvo que se encuentran en la nube, está dada por el número de granos por unidad de volumen por la masa de cada grano por el volumen del glóbulo, es decir:

$$M_p = m_p n_p V$$

----- (3.11)

Suponiendo una geometría plano-paralela para el glóbulo,

$$V = \pi R^2 \ell \quad \text{-----} \quad (3.12)$$

donde ℓ es la profundidad física de la región, y sustituyendo arriba se obtiene:

$$M_p = \rho_p \frac{4}{3} \pi a^3 n_p \pi R^2 \ell \quad \text{-----} \quad (3.13)$$

Usando las ecuaciones (3.4) y (3.9), obtenemos

$$M_p = \frac{4}{3} \frac{\rho_p a}{Q_v} D^2 \frac{F_v}{B_v(T_p)} \quad \text{-----} \quad (3.14)$$

donde D es la distancia al glóbulo.

c) Luminosidad

Debido a que el polvo absorbe eficientemente los fotones emitidos por una fuente estelar y reemite la radiación en longitudes de onda infrarrojas, es posible obtener la luminosidad de la fuente a partir de la emisión en el infrarrojo. Se supondrá que la radiación del lejano infrarrojo es emisión térmica del polvo que circunda a la fuente estelar.

Un grano esférico de radio a , a una temperatura T y con eficiencia radiativa $Q(\nu, a)$ radia $4 \pi a^2 Q_v \pi B(\nu, T)$.

Multiplicando por el número de granos por unidad de volumen n_p y dividiendo por el ángulo sólido total sobre 4π , se obtiene la emisividad volumétrica $j(\nu) = n_p a^2 Q_v \pi B(\nu, T)$.

La luminosidad monocromática del glóbulo es la energía emitida por unidad de tiempo y por unidad de frecuencia

$$L_\nu = \pi R^2 \ell j(\nu) 4 \pi \quad \text{-----} \quad (3.15)$$

Sustituyendo la emisividad volumétrica $j(\nu)$ y de la ecuación (3.13)

$$L_{\nu} = \frac{3 M_P}{\rho_P a} Q_{\nu} \Pi B(\nu, T_P) \text{ ----- (3.16)}$$

Utilizando la eficiencia radiativa de Emerson (1977) $Q_{\nu} = 2.32 \times 10^{-8} \lambda^{-2.25}$ (donde está dada en cm) para granos de silicatos. la luminosidad integrada sobre todas las frecuencias, está dada por:

$$L = \frac{3 M_P}{\rho_P a} \Pi 6.19 \times 10^{-32} \frac{2h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^{5.25} d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \text{ ----- (3.17)}$$

integrando y sustituyendo el valor de las constantes obtenemos

$$L = 4.8 \times 10^{-11} \frac{M_P}{\rho_P a} T_P^{6.25} \text{ ----- (3.18)}$$

2.- Radio (parámetros del gas)

La región de radio ha sido de mucha importancia en el estudio de glóbulos, debido a la gran variedad de moléculas que se encuentran emitiendo en esta región. La emisión molecular se ha utilizado para determinar parámetros de las nubes oscuras (glóbulos) como son; temperatura cinética, espesor óptico, densidad columnar de H_2 , masa del glóbulo y estructura espacial y cinemática.

Cuando el gas está a una cierta temperatura, las moléculas colisionan, intercambian energía y pueden sufrir alguna excitación ó desexcitación, pasando de un nivel de energía a otro. Estas transiciones pueden ser discretas, continuas ó discreto-continuas. Las transiciones discretas son rotacionales, vibracionales ó electrónicas. Para excitar transiciones vibracionales ó electrónicas son necesarias temperaturas mayores que 10^3 y 10^4 °K respectivamente, por lo que no son de importancia en los glóbulos. Solo se analizarán los procesos

que producen líneas de transiciones rotacionales.

Algunas moléculas que han sido detectadas en glóbulos son monóxido de carbono (CO , ^{13}CO , C^{18}O), monosulfuro de carbono (CS , C^{34}S), amoníaco (NH_3), formaldehído (H_2CO) y radical hidroxilo (OH). Las características de estas moléculas estudiadas por Martin y Barrett (1978), están dadas en el tabla (3.1).

En este trabajo se estudiará en particular a la molécula del monóxido de carbono (CO), debido a que es la más abundante después de la molécula de hidrógeno. Esto es importante porque puede proveer parámetros y características físicas de los glóbulos. Por medio del máximo de la intensidad de las líneas del ^{12}CO y ^{13}CO se pueden obtener las temperaturas de antena T_A^{12} y T_A^{13} , con el ancho de la línea (como se observa en la figura 3.1) se obtienen Δv^{12} y Δv^{13} .

TABLA (3.1)
Características de cinco moléculas interestelares.

NOMBRE DE LA MOLECULA	NOMENCLATURA ISOTOPICA	TRANSICION	LONGITUD DE ONDA	FRECUENCIA ν_0 (MHz)	PROBABILIDAD DE DESEXCITACION ESPONTANEA (s^{-1})	DENSIDAD DE H_2 REQUERIDA PARA SU EXCITACION.
MONOXIDO DE CARBONO	CO	$J = 1 \rightarrow 0$ $J = 2 \rightarrow 1$	2.6 mm	115271.20	7.45×10^{-8}	≥ 700
	^{13}CO	$J = 1 \rightarrow 0$	2.72 mm	110210.37	6.51×10^{-8}	≥ 700
	C^{18}O	$J = 1 \rightarrow 0$	2.73 mm	109782.18	6.44×10^{-8}	≥ 600
MONOSULFURO DE CARBONO	CS	$J = 1 \rightarrow 0$ $J = 2 \rightarrow 1$	6.12 mm 3.06 mm	48991.00 97981.01	1.75×10^{-6} 1.68×10^{-5}	$\geq 10^4$ $\geq 10^4$
	C^{34}S	$J = 2 \rightarrow 1$	3.11 mm	96412.95	1.60×10^{-5}	$\geq 10^4$
AMONIAICO	NH_3	$J, K = 1, 1$	12.66 mm	23694.495	1.67×10^{-7}	$\geq 3 \times 10^3$
		$J, K = 2, 2$	12.64 mm	23722.633	2.13×10^{-7}	$\geq 3 \times 10^3$
FORMALDEHIDO	H_2CO	$J_{kk} = 1_u \rightarrow 1_o$	6.2 cm	4829.66	3.56×10^{-9}	≥ 40
		$J_{kk} = 2_u \rightarrow 2_o$	2.07 cm	14488.65	3.20×10^{-8}	≥ 300
RADICAL HIDROXILO	OH	2_{11}^-	17.99 cm	1667.35903	7.71×10^{-11}	≥ 30
		$2_{11}^- / 3/2$ $F=1 \rightarrow 1$	18.01 cm	1665.40184	7.11×10^{-11}	≥ 30

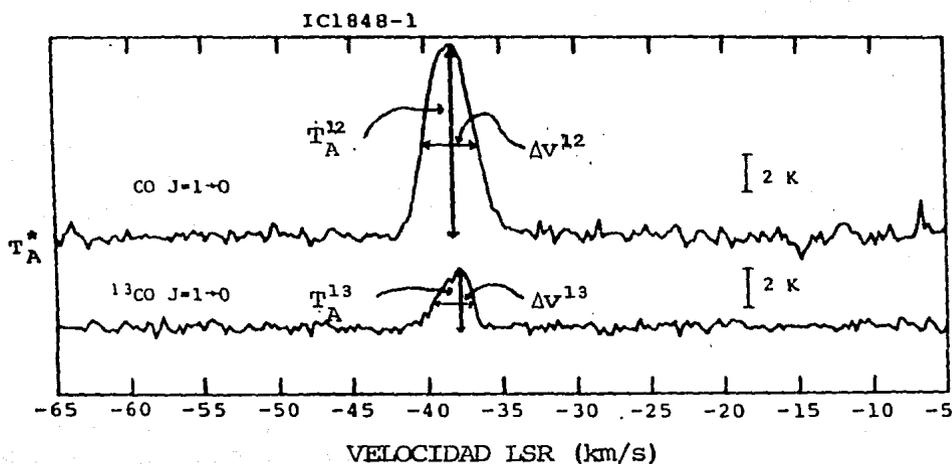


FIGURA (3.1)
 Perfil de línea para el glóbulo IC1848-1
 (Martin y Barrett, 1978).

Para obtener los parámetros físicos del glóbulo, que a nosotros nos interesan, es necesario hacer una combinación de los parámetros observacionales y diversas suposiciones.

a) Temperatura cinética

Para tratar de obtener la temperatura cinética T_k (ver apéndice) en un glóbulo se hacen las siguientes suposiciones:

- 1.- El glóbulo es un gas compuesto principalmente de moléculas de hidrógeno y la segunda más abundante es la de CO.
- 2.- Para las moléculas de CO solo se consideran dos niveles de energía rotacional, el superior (2) y el inferior (1).
- 3.- Estos niveles serán poblados por medio de:
 - a) Colisiones con las moléculas de H_2
 - b) Transiciones inducidas por el campo de radiación
 - c) Desexcitaciones espontáneas
- 4.- La población de los niveles será estacionaria, es decir;

el número de partículas que abandonan un nivel es igual al número que llegan a él.

5.- El campo de radiación local está dominado por la radiación cósmica de fondo y la propia emisión del CO. A una determinada frecuencia, se puede definir una función de cuerpo negro con una cierta temperatura de radiación T_r (ver apéndice).

6.- Las partículas chocan como esferas rígidas (es decir; la sección eficaz es independiente de la velocidad de las moléculas).

La temperatura de excitación (ver apéndice) define las poblaciones de dos niveles atómicos ó moleculares. Esta temperatura dependerá de los siguientes factores:

- $\langle v \rangle$ = velocidad relativa promedio de las moléculas del CO con respecto a las moléculas de H_2 .
- n = densidad de partículas de campo.
- σ_{ij} = sección eficaz que presentan las moléculas para hacer cambio de nivel $i \rightarrow j$ ó $j \rightarrow i$.
- n_1, n_2 = densidad de partículas de los niveles 1 y 2 respectivamente.
- $I_\nu(T_r)$ = campo de radiación local.

Considerando la hipótesis (4), una población de niveles estacionaria, se tiene:

$$\frac{dn_1}{dt} = 0 = n_1 (C_{12} + I_\nu B_{12}) - n_2 (C_{21} + I_\nu B_{21} + A_{21}) \quad (3.19)$$

donde B_{12} , B_{21} y A_{21} son los coeficientes de Einstein. Estos coeficientes definen la población de los niveles, considerando emisión espontánea (A_{21}), absorción (B_{12}) y emisión estimulada (B_{21}).

La intensidad específica está dada por:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT_r} - 1) \quad (3.20)$$

con la hipótesis 5, el campo de radiación local a la frecuencia

de interés se ajusta a un cuerpo negro, con T_r la temperatura de radiación (ver apéndice).

Los coeficientes C_{12} y C_{21} son las probabilidades por partícula, por unidad de tiempo de que ocurra una excitación ó desexcitación colisional del nivel $1 \rightarrow 2$ y del $2 \rightarrow 1$ respectivamente, y están dadas por:

$$C_{ij} = \langle v \sigma_{ij} \rangle n \quad \text{-----} \quad (3.21)$$

C_{12} y C_{21} cumplen la relación (Carral, 1982): $\frac{C_{21}}{C_{12}} = \frac{g_1}{g_2} e^{\Delta E/k T_k}$ donde g_1 y g_2 son los pesos estadísticos, T_k es la temperatura cinética.

Suponiendo que la población de niveles es producida tanto por radiación como por colisiones, la ecuación (3.19) queda como:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{I_\nu B_{12} + C_{12}}{I_\nu B_{21} + C_{21} + A_{21}} \quad \text{-----} \quad (3.22)$$

a) cuando dominan las colisiones; $C_{12} \gg I_\nu B_{12}$; $C_{21} \gg A_{21}$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{C_{12}}{C_{21}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E/k T_k} \quad \text{-----} \quad (3.23)$$

b) cuando domina la radiación; $C \ll I_\nu B$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{I_\nu B_{12}}{I_\nu B_{21} + A_{21}} \quad \text{-----} \quad (3.24)$$

y usando las relaciones entre los coeficientes de Einstein:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E/k T_r} \quad \text{-----} \quad (3.25)$$

donde T_r es la temperatura de radiación.

La ecuación de Boltzmann está dada por (ver apéndice):

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E/k T_{ex}} \quad \text{-----} \quad (3.26)$$

donde T_{ex} es la temperatura de excitación.

Igualando las ecuaciones (3.23) y (3.26):

$$\frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E/k T_{ex}} = \frac{I_\nu B_{12} + C_{12}}{I_\nu B_{21} + C_{21} + A_{21}} \quad \text{-----} \quad (3.27)$$

sustituyendo las ecuaciones (3.20) y (3.23):

$$\frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E/k T_{ex}} = \frac{\frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/k T_r} - 1)^{-1} B_{12} + C_{21} \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E/k T_k}}{\frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/k T_r} - 1)^{-1} B_{21} + C_{21} + A_{21}} \quad \text{---} \quad (3.28)$$

sustituyendo los coeficientes de Einstein (Rybicki y Lightman, 1979):

$$e^{-\Delta E/k T_{ex}} = \frac{A_{21} + C_{21} e^{-\Delta E/k T_k} (e^{h\nu/k T_r} - 1)}{A_{21} + C_{21} (e^{h\nu/k T_r} - 1) + A_{21} (e^{h\nu/k T_r} - 1)} \quad \text{----} \quad (3.29)$$

expandiendo en series de potencias y despejando T_{ex} , se obtiene:

$$T_{ex} = \frac{C_{21} \frac{\Delta E}{k T_r} + A_{21} (1 + \frac{\Delta E}{k T_r})}{\frac{A_{21}}{T_r} + \frac{C_{21}}{T_k} \frac{\Delta E}{k T_r}} \quad \text{-----} \quad (3.30)$$

como:

$$\Delta E / k T_r \ll 1$$

entonces: $T_{ex} = \left(\frac{T_r + T_d}{T_k + T_d} \right) T_k$ donde, $T_d \equiv \frac{\Delta E C_{21}}{k A_{21}}$

Para tratar de encontrar ahora, la temperatura cinética, tenemos que: como $C_{21} \gg A_{21}$ entonces T_d es muy grande, es decir $T_d \gg T_r$ y $T_d \gg T_k$, por lo que: $(T_r + T_d) / (T_k + T_d) \approx 1$, de donde,

$$T_{ex} = T_k \quad \text{-----} \quad (3.31)$$

utilizando la ecuación de transporte para el caso ópticamente grueso, se tiene:

$$T_B = T_{ex} - T_{bg} \quad \text{-----} \quad (3.32)$$

donde T_{bg} es la temperatura de radiación de fondo (ver apéndice).

Este resultado es de gran utilidad, porque a partir de las observaciones podemos obtener la temperatura de brillo, a partir de ésta se obtiene la temperatura de excitación, que a su vez representa la temperatura real del gas (temperatura cinética). Esto es una simplificación para el caso de Rayleigh-Jeans. En general considerando la ecuación de transporte y que el ^{12}CO es ópticamente grueso, la temperatura de antena está dada por:

$$T_A = [J(T_{ex}) - J(T_{bg})] \quad \text{-----} \quad (3.33)$$

donde:

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \quad \text{-----} \quad (3.34)$$

Como el ^{12}CO es ópticamente grueso, se puede considerar que a densidades del orden de 10^3 cm^{-3} y temperaturas de 10°K , la transición $J = 1 \rightarrow 0$ del ^{12}CO está termalizada, es decir:

$$T_k = T_{ex} = T_o \left[\ln \left(1 + \frac{T_o}{T_A(0) + J(T_{bg})} \right) \right]^{-1} \quad \text{-----} \quad (3.35)$$

donde $T_A(0)$ es la temperatura en el centro de la línea, y $T_o = h\nu/k$ es la temperatura equivalente de la línea. Y como $T_{bg} = 2.7^\circ\text{K}$, se puede calcular fácilmente la temperatura cinética.

b) Densidad columnar del H_2 .

Considerando emisión espontánea y estimulada, absorción, efecto doppler y ensanchamiento térmico de las líneas, la opacidad está dada por (Carral, 1982):

$$\kappa_\nu = \frac{c^2 n_u A_{ul}}{8 \pi \nu^3} (e^{h\nu_{ul}/kT} - 1) (m/2\pi kT)^{1/2} e^{-4 \ln(\nu/\Delta\nu)^2} \quad \text{----} \quad (3.36)$$

por lo que integrando se obtiene el espesor óptico,

$$\tau_v = \tau_0 e^{-4 \ln 2 (v/\Delta v)^2} \quad \text{-----} \quad (3.37)$$

donde:

$$\tau_0 = \frac{c^2 N_u A_{ul} (e^{h\nu_{ul}/kT} - 1)}{8\pi \nu_{ul}^3} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \quad \text{-----} \quad (3.38)$$

donde $N_u = \int_0^R n_u dr$ es la densidad columnar de partículas en el nivel u .

La densidad columnar de H_2 se encuentra indirectamente por medio de la densidad columnar de ^{13}CO , por lo que:

$$\tau_0^{13} = \frac{\ln 2 \cdot c^3 A_{ul} N_u^{13}}{\pi \nu^3 \Delta \nu} (e^{h\nu/kT_{ex}} - 1) \quad \text{-----} \quad (3.39)$$

Y si el objeto se mueve como un todo a una velocidad respecto al estandar local de reposo (LSR).

$$\tau = \tau_0^{13} e^{-4 \ln 2 (v-v_{LSR}/\Delta v)^2} \quad \text{-----} \quad (3.40)$$

De la ecuación (3.39) ya se podría despejar la densidad columnar del ^{13}CO (N_u^{13}) en el nivel u , pero lo que realmente importa es conocer la suma sobre todos los niveles. Esto se puede lograr de la siguiente manera:

Suponiendo que todos los niveles rotacionales están descritos por una sola T_{ex} , se puede utilizar la ecuación:

$$\frac{n_J}{n_0} = \frac{g_J}{g_0} e^{-h\nu/kT_{ex}} \quad \text{-----} \quad (3.41)$$

donde: $g_J = 2J+1$; $g_0 = 1$, $\nu = B_0 J(J+1)$ con $B_0 = h/8\pi^2 I$

con I el momento de inercia, por lo que sustituyendo en la ecuación anterior:

$$\frac{n_J}{n_0} = (2J+1) e^{-hB_0 J(J+1)/kT_{ex}} \quad \text{-----} \quad (3.42)$$

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\sum_{J=0}^{\infty} n_J}{n_0} = \sum_{J'=0}^{\infty} (2J'+1) e^{-hB_0 J' (J'+1) / k T_{ex}} \quad (3.43)$$

esta suma es llamada la función de partición.

Dividiendo estas dos últimas ecuaciones:

$$\frac{n_J}{n} = \frac{(2J+1) e^{-hB_0 J(J+1) / k T_{ex}}}{\sum_{J'=0}^{\infty} (2J'+1) e^{-hB_0 J' (J'+1) / k T_{ex}}} \quad (3.44)$$

si $hB_0 / k T_{ex} \ll 1$, la suma puede ser reemplazada por una integral:

$$\sum_{J'=0}^{\infty} (2J'+1) e^{-hB_0 J' (J'+1) / k T_{ex}} \approx \int_0^{\infty} (2J'+1) e^{-hB_0 J' (J'+1) / k T_{ex}} dJ' \quad (3.45)$$

suponiendo J' una variable continua, y haciendo el cambio de variable $S=J'^2+J'$, se encuentra:

$$\int_0^{\infty} e^{-hB_0 S / k T_{ex}} dS = \frac{k T_{ex}}{h B_0} \quad (3.46)$$

Sustituyendo en la ecuación (3.44):

$$\frac{n_J}{n} = \frac{(2J+1) h B_0}{k T_{ex}} e^{-hB_0 J(J+1) / k T_{ex}} \quad (3.47)$$

sustituyendo para el ^{13}CO en el nivel u .

$$\frac{N_u^{13}}{N^{13}} = \frac{(2u+1) h B_0}{k T_{ex}} e^{-hB_0 u(u+1) / k T_{ex}} \quad (3.48)$$

y sustituyendo N_u^{13} en la ecuación (3.39), entonces:

$$N^{13} = \frac{\Pi v^3 \Delta v e^{hB_0 u(u+1) / k T_{ex}} T_{ex} k \tau_0^{13}}{\ln 2 c^3 A_{ul} (e^{hv/k T_{ex}} - 1) (2u+1) h B_0} \quad (3.49)$$

Evaluando las constantes para la transición $J = 1 \rightarrow 0$, se obtiene finalmente:

$$\left[\frac{N(^{13}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}} \right] = 2.4 \times 10^{14} \left[\frac{\Delta v}{\text{km/s}} \right] \left[\frac{T_{\text{ex}} \tau_0^{13}}{1 - e^{-5.29/T_{\text{ex}}}} \right] \text{-----} (3.50)$$

donde T_{ex} se puede conocer a partir de la temperatura de brillo, y Δv se mide directamente de la línea. Para encontrar τ_0^{13} , aunque generalmente no es cierto, pero por simplicidad se supone que $T_{\text{ex}}(^{12}\text{CO}) = T_{\text{ex}}(^{13}\text{CO})$. Y de la ecuación de transporte:

$$T_A = [J_v(T_{\text{ex}}) - J_v(T_{\text{bg}})] (1 - e^{-\tau_0^{13}}) \text{-----} (3.51)$$

despejando el espesor óptico:

$$\tau_0^{13} = -\ln \left[1 - \frac{T_A^{13}(0)}{J_v(T_{\text{ex}}) - J_v(T_{\text{bg}})} \right] \text{-----} (3.52)$$

En vista de que T_{bg} puede ser obtenida y $T_A(0)$ se puede medir en el centro de la línea, entonces se puede encontrar τ_0^{13} donde resulta que $N(^{13}\text{CO})$ puede ser también calculada.

Mediante la relación de Dickman (1978):

$$\left[\frac{N_{\text{H}_2}}{\text{cm}^{-2}} \right] = 5.0 \pm 2.5 \times 10^5 \left[\frac{N(^{13}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}} \right] \text{-----} (3.53)$$

se puede conocer la densidad columnar de la molécula de hidrógeno y de ésta la densidad del gas. Una vez determinada la densidad de H_2 , n_{H_2} , la masa se obtiene

$$M = n_{\text{H}_2} m_{\text{H}_2} V \text{-----} (3.54)$$

donde V es el volumen de la nube.

A partir de la temperatura cinética y de la densidad del hidrógeno molecular, se puede obtener la masa de Jeans, dada por la ecuación (Martin y Barrett, 1978):

$$M_J = \frac{1}{48} \left[\frac{\pi^5 k^3 T_k^3}{m(H_2) G^3 n(H_2)} \right]^{1/2} \text{----- (3.55)}$$

donde G es la constante gravitacional, ó en términos de masas solares:

$$\frac{M_J}{M_\odot} = 1.564 \left[T_k / n(H_2) \right]^{1/2} \text{----- (3.56)}$$

La masa de Jeans representa el límite para el cual la nube se contraerá gravitacionalmente si ocurre alguna perturbación, ya que la presión térmica no será suficiente para detener el colapso.

CAPITULO IV

ESTUDIOS DEL GLOBULO ORI-I-2 Y SU COMPARACION CON B335

1.- Obtención de parámetros del glóbulo ORI-I-2

ORI-I-2 es un pequeño glóbulo cometario aislado (Zealey et al. 1983) de 1.5 minutos de arco (tamaño de la cabeza). Se encuentra localizado 25 minutos de arco al noroeste de la región HII NGC 2024, que contiene a la llamada Cabeza del Caballo en la región de Orión (ver fotografía 1).

En la fotografía (2) se muestra el glóbulo ORI-I-2. En la parte sur del glóbulo se puede observar una nebulosa brillante asociada, con forma de arco, definiendo tal vez el borde externo de la nube oscura. Esta nebulosa es mas brillante en la placa roja de Palomar que en la azul, por lo que probablemente sea de emisión y no de reflexión. Aparentemente la nebulosa está siendo ionizada por una estrella tipo B0 (SAO 132406, dentro del trapecio o Orionis) que está a unos 9 minutos de arco al sur del glóbulo. Aún cuando existe otra estrella (SAO 132389; tipo espectral A0 V) muy cerca del glóbulo, no parece posible que ella sea la fuente de ionización, sino que se trata simplemente de una estrella de campo entre el glóbulo y el observador.

Debido a su cercanía con la nebulosa NGC 2024 que está a 400 pc de distancia, Bok et al. (1970) asignaron también una distancia de 400 pc para ORI-I-2. Las propiedades observacionales del glóbulo se presentan en la tabla 4.1 (Martin y Barrett, 1978).

Debido a que no se habían realizado estudios en el cercano infrarrojo, decidimos hacer un mapeo de la región a 2.2μ con el propósito de buscar fuentes inmersas en el polvo y de determinar la estructura de bajo brillo superficial asociada al glóbulo.

N

NGC 2024

cola del glóbulo

ORI-I-2

E

Cabeza del
Caballo

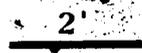
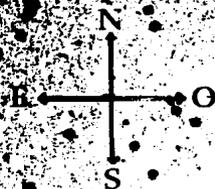
σ Orionis

FOTOGRAFIA 1
Región HII NGC2024, Nebulosa del Caballo, σ Orionis
y el glóbulo ORI-I-2 (placa roja de Palomar).

+ Centro de ORI-I-2

• Fuente de IRAS

SAG 132389



FOTOGRAFIA 2
Imagen de la región del glóbulo ORI-I-2
(Placa de Palomar).

TABLA (4.1)
Propiedades ópticas del glóbulo ORI-I-2

Ascensión recta (1950)	Declinación	Tamaño angular	extinción (mag)	Distancia (pc)	Tamaño promedio (pc)
05 ^h 35 ^m 33 ^s .0	-01° 46' 40"	1.5'	10.0	400	0.17

Nuestro estudio en infrarrojo cercano, complementado con estudios previos en radio (Martin y Barret, 1978; Leung et al. 1982) y con los resultados del satélite IRAS, nos provee información muy valiosa del glóbulo ORI-I-2, que puede ser de utilidad para trabajos futuros más detallados.

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 2.1m de San Pedro Martir, B.C. en octubre de 1985. El sistema que utilizamos para las observaciones fué el Sistema Fotométrico y Espectrofotométrico Infrarrojo (S.I.F.E.I., ver Manual de uso 1982), usando un detector de Antimoniuro de Indio (InSb), enfriado con N₂ líquido.

Las observaciones fueron hechas con el filtro K (2.2 μ) utilizando un diafragma de 14 seg de arco, una separación de haces de 87 seg de arco en la dirección N-S, una separación entre pixeles de 9" y un tiempo de integración de 5 seg. Debido a la utilización de un diafragma grande y a una separación de haces grande, el sistema infrarrojo en SPM hace posible la detección no sólo de fuente puntuales, sino también de la estructura extendida de bajo brillo superficial.

Mediante mapeos parciales de 2' x 2' se obtuvieron cuatro mapas, de los cuales dos de ellos cubren totalmente la región de ORI-I-2. Estos mapas se presentan en la figura (4.1). El nivel de flujo del primer contorno es $F_0 = 6 \times 10^5$ Jy/sterad (el cual corresponde a un nivel de detección de 3σ) y el espaciamiento entre contornos es $\Delta F = 2.69 \times 10^5$ Jy/sterad.

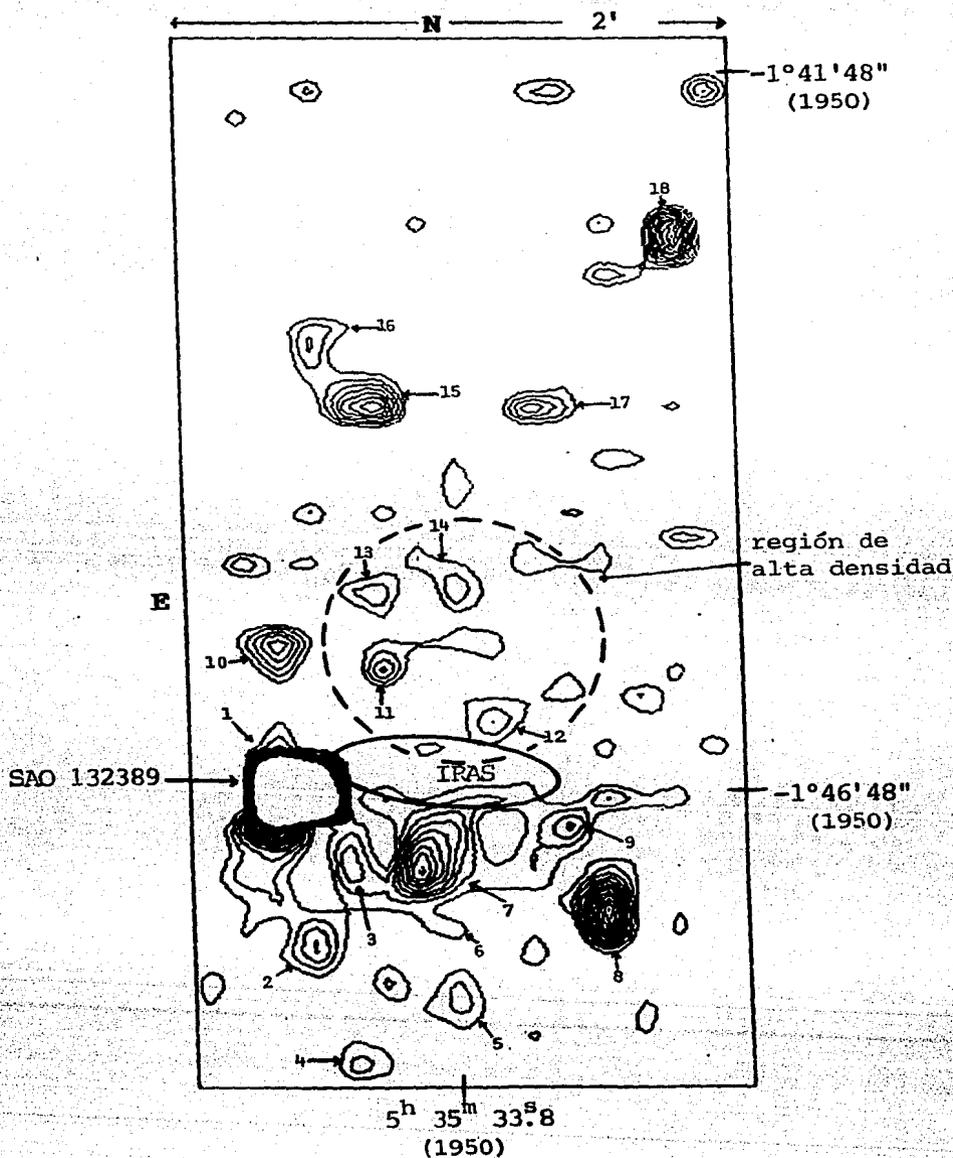


FIGURA (4.1)
 Mapa de la región de ORI-I-2 a 2.2μ .
 $F_0 = 6 \times 10^5 \text{ Jy/sterad}$ y $\Delta F = 2.69 \times 10^5 \text{ Jy/sterad}$.

Si se compara el mapa a 2.2μ (figura 4.1) con la fotografía (2), se puede notar que la emisión extendida que se observa cerca de la estrella SAO 132389 está asociada con la nebulosa de emisión, ya que la estructura es muy similar. Además de la emisión extendida también se detectaron varias fuentes puntuales, la mayoría indentificadas con estrellas y distribuidas alrededor

de la parte más densa del glóbulo (ver figura 4.2 y fotografía 2). En la parte más densa del glóbulo se encontraron 4 fuentes débiles (sin contraparte óptica) las cuales podrían ser estrellas que se encuentran detrás del glóbulo. Para poder estar seguros de la asociación de estas fuentes con el glóbulo sería necesario obtener tanto fotometría infrarroja como imágenes CCD profundas de la región.

El catálogo de fuentes puntuales del satélite IRAS solo contiene una fuente infrarroja cercana al glóbulo. En la tabla (4.2) se presentan los datos de 12 a 100 μ para esta fuente. El haz que utilizó IRAS es elíptico, con semieje mayor de 30", semieje menor de 10" y una inclinación de 88° N-E, para ORI-I-2. En la figura (4.1) se muestra la superposición de esta elipse con el mapa a 2.2 μ , y no se observa contraparte a 2.2 μ con la fuente de IRAS. Probablemente su emisión a esta longitud de onda, sea demasiado débil como para detectarla.

TABLA (4.2)
 Datos en el lejano infrarrojo de la fuente
 de IRAS asociada a ORI-I-2.

Ascensión recta (1950)	Declinación	Densidad de flujo (Jy)			
		12 μ	25 μ	60 μ	100 μ
5 ^h 35 ^m 33. ^s 2	-01° 46' 50"	0.42	1.41	13.14	41.43

En la figura (4.2), se presenta la distribución de energía obtenida de los datos de la tabla (4.3). Debido a que no se conoce el máximo de emisión de la fuente infrarroja (por falta de mas datos en el lejano infrarrojo) se considerará la temperatura del polvo como la temperatura de color de 100 μ a 60 μ , suponiendo que el polvo emite como $\nu^{2.25} B_\nu$, es decir:

$$\frac{B_{\nu_{100\mu}}}{B_{\nu_{60\mu}}} = \frac{\nu_{100\mu}^{5.25} (e^{h\nu_{60\mu}/kT_c} - 1)}{\nu_{60\mu}^{5.25} (e^{h\nu_{100\mu}/kT_c} - 1)} \quad (4.1)$$

donde T_c es la temperatura de color (ver apéndice), además:

$$\frac{I_{\nu_{100\mu}}}{I_{\nu_{60\mu}}} = \frac{F_{\nu_{100\mu}}}{F_{\nu_{60\mu}}} = \frac{F_{\nu_{100\mu}}}{F_{\nu_{60\mu}}} \quad \text{----- (4.2)}$$

y los flujos a 100μ y a 60μ son 41.43 Jy y 13.14 Jy respectivamente. La temperatura de color que se obtiene es de 25°K , la cual será utilizada como temperatura del polvo T_p .

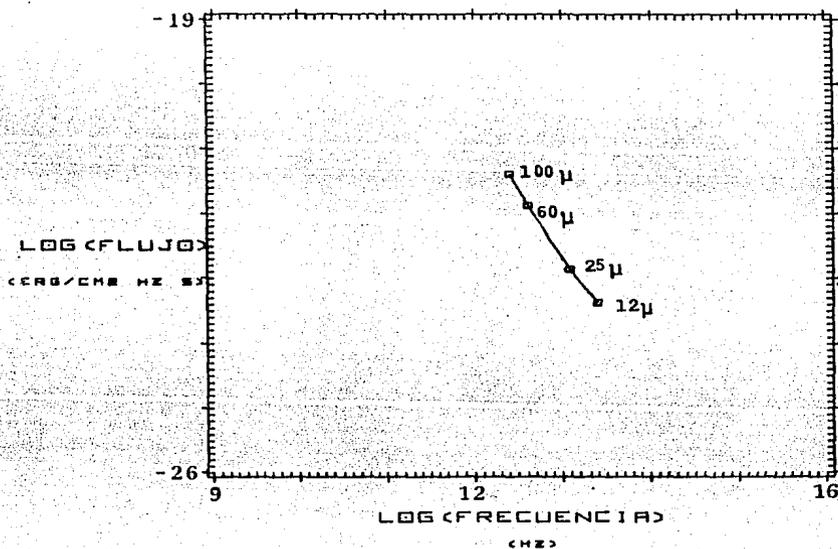


FIGURA (4.2)
Distribución del continuo de IRAS

Para calcular la masa del polvo, se utiliza la ecuación (3.14):

$$M_p = \frac{4 \rho_p a}{3 Q_v} D^2 \frac{F_\nu}{B_\nu}$$

Utilizando los valores $\rho_p = 2 \text{ gr/cm}^{-3}$ y $a = 0.05\mu$ de Villere y Black (1980) para granos de silicatos. Y $Q_v = 2.32 \times 10^{-8} \lambda^{-2.25}$ (donde λ está dada en cm) de Emerson (1977) se obtiene:

$$\rho_p \text{ a/Q}(100\mu) = 0.014 \text{ gr/cm}^2 .$$

sustituyendo este resultado y $F(100\mu) = 41.43 \times 10^{-23}$ Jy, $D = 400$ pc y $B_\nu(26^\circ\text{K}) = 1.57 \times 10^{-12}$ erg/s cm^2 ster Hz, se encuentra que:

$$M_p = 7.5 \times 10^{30} \text{ gr} = 0.038 M_\odot .$$

La luminosidad de esta fuente infrarroja se obtiene a partir de la ecuación (3.18).

$$L_{\text{IR}} = 4.8 \times 10^{-11} \frac{M_p}{\rho_p \text{ a}} T_p^{6.25} ,$$

sustituyendo: $T_p = 25^\circ\text{K}$, $M_p = 7.5 \times 10^{30}$ gr, se obtiene:

$$L_{\text{IR}} = 1.96 \times 10^{34} \text{ erg/s} = 5.1 L_\odot .$$

Integrando el área bajo la curva de la distribución de energía de la figura 4.2, considerando rectas entre cada punto, se obtiene una luminosidad $L_{\text{IR}} \sim 6 L_\odot$ (este valor varía un poco, si la función es diferente, Reipurth (comunicación personal) calculó una luminosidad $L_{\text{IR}} \sim 8 L_\odot$, con otra curva). El valor para las luminosidades calculadas teóricamente y observacionalmente no difieren mucho, pero como la luminosidad teórica, se obtuvo en base a muchas suposiciones sobre los parámetros del polvo (i.e., tamaño, densidad, forma, composición química y eficiencia radiativa), cualquier cambio en alguno de estos factores influye en la determinación de la luminosidad. Por esta razón consideraremos que la determinación observacional es mejor y la luminosidad de la fuente será tomada como $L_{\text{IR}} = 6 L_\odot$.

En la tabla (4.3) se resumen los datos obtenidos del polvo de la fuente infrarroja.

Martin y Barret (1978) y Leung et al. (1982) han realizado diversos estudios observacionales de ORI-I-2 en la región de radio. De Martin y Barrett, tomaremos los datos observacionales para ilustrar el cálculo de los parámetros del gas (como se mencionó en la sección anterior). Las características de los radiotelescopios que utilizaron, se encuentran en la tabla (4.4).

TABLA (4.3)
Parámetros obtenidos para el polvo
del glóbulo ORI-I-2.

Temperatura	Masa	Luminosidad
25°K	$4 \times 10^{-2} M_{\odot}$	6 L_{\odot}

TABLA (4.4)
Parámetros de los Radiotelescopios

Molécula	CO	¹³ CO	C ¹⁸ O	CS	CS	C ³⁴ S	NH ₃	NH ₃	H ₂ CO	H ₂ CO	OH	OH
Transición	J=1-0	J=1-0	J=1-0	J=1-0	J=2-1	J=1-0	J,K=1,1	J,K=2,2	J _{kk} T _{1,0} -1 ₀	J _{kk} T _{2,0} -2 ₀	² T _{3/2} F=2-2	² T _{3/2} F=2
Frecuencia (MHz)	1152.71.20	11021.37	109782.18	48991.00	97981.01	96412.95	23694.495	23722.633	4819.66	14488.65	1667.35903	1665.401
Tipo de Radiotelescopio	NRAO ¹	NRAO	NRAO	NRAO	NRAO	NRAO	Haystack ²	Haystack	MPIFR ³	NRAO ⁴	Arecibo ⁵	Arecibo
Tamaño del haz (min arc)	1.1	1.1	1.1	2.3	1.15	1.15	1.5	1.5	2.6	2.1	3.2	3.2

¹ The National Radio Astronomy Observatory, tiene una antena de 11m (36 pies)

² Radio astronomy at the Haystack Observatory of the Northeast Radio Observatory Corporation, con una antena de 36m

³ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, con una antena de 100m

⁴ The National Radio Astronomy Observatory, con una antena de 43m

⁵ The Arecibo Observatory, con una antena esférica y fija de 305m

En la figura (4.3) se muestra el espectro de la posición central (las coordenadas que se mencionan en la tabla 4.1). Las figuras (4.4), (4.5) y (4.6) muestran los contornos de la temperatura de antena del ¹²CO, ¹³CO y CS respectivamente, las cruces indican la posición en la cual se tomó el espectro. Y en la figura (4.7) se observa el ancho de la línea en el centro del glóbulo contra la extensión espacial de la molécula, para diversas transiciones moleculares.

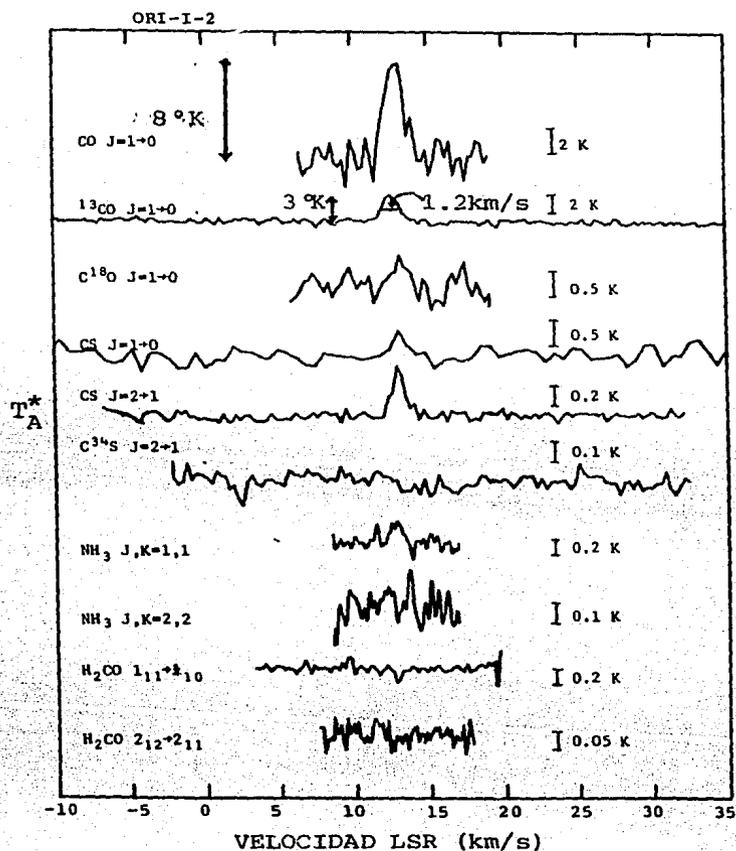


FIGURA (4.3)
Espectro de ORI-I-2 en la posición central
(Martin y Barrett, 1978).

La línea más intensa es la del ^{12}CO ($J=1 \rightarrow 0$), con una temperatura máxima de 8°K (ver figura 4.3). Para calcular la temperatura de brillo se tiene:

$$T_A^* = \eta_f T_B$$

donde η_f es el factor de eficiencia de acoplamiento (ó factor de llenado) y está dado por (Martin y Barrett 1978):

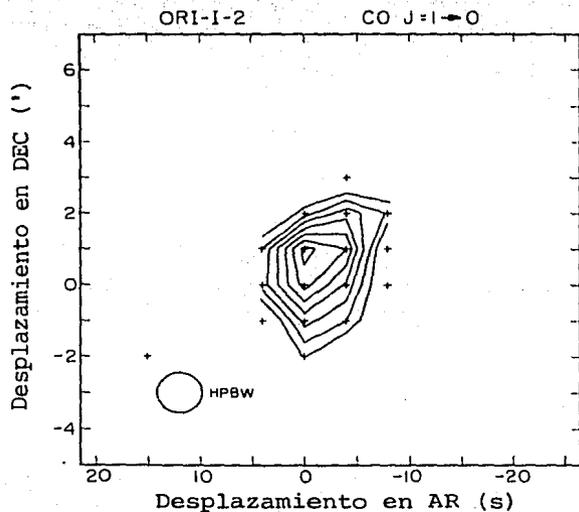


FIGURA (4.4)

4.4) Mapa de contornos de T_A^* para la transición $J=1 \rightarrow 0$ del CO. El contorno mínimo es 2 °K y el máximo 8 °K con intervalos de 1 °K (Martín y Barrett, 1978).

4.5) Mapa de contornos de T_A^* para la transición $J=1 \rightarrow 0$ del ^{13}CO . El contorno mínimo es 1.0 °K y el máximo 3.0 °K, con intervalos de 0.5 °K (Martín y Barrett, 1978).

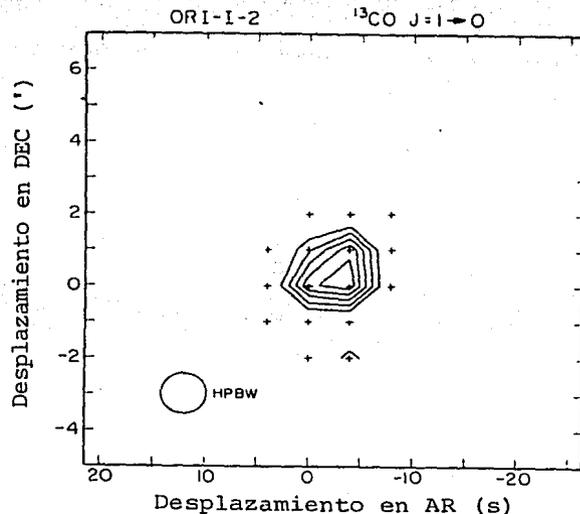


FIGURA (4.5)

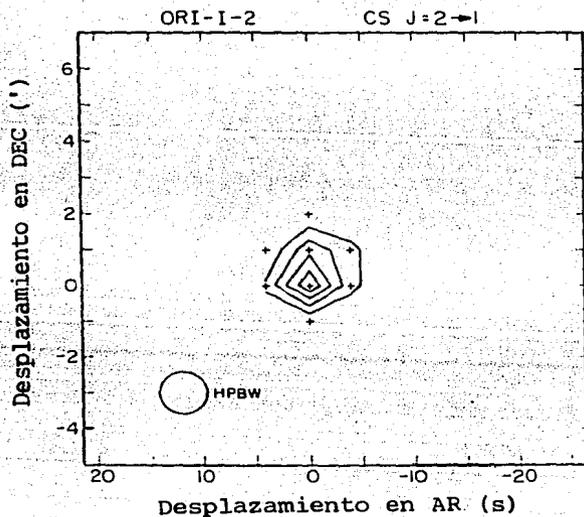


FIGURA (4.6)

4.6) Mapa de contornos de T_A^* para la transición $J=2 \rightarrow 1$ para el CS. El contorno mínimo es 0.1 °K y el máximo 0.4 °K, con intervalos de 0.1 °K (Martín y Barrett, 1978).

4.7) Ancho de la línea en el centro del glóbulo contra la extensión espacial de la molécula para diversas transiciones moleculares (Martín y Barrett, 1978).

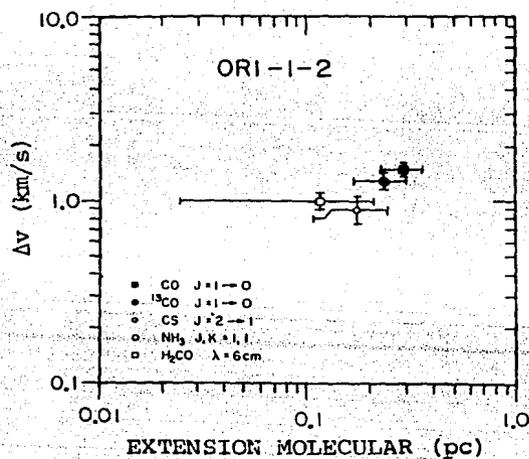


FIGURA (4.7)

$$\eta_f = \left\{ [1 + (\theta_{B_1}/\theta_x)^2] [1 + (\theta_{B_1}/\theta_y)^2] \right\}^{-1/2},$$

donde θ_{B_1} = tamaño del haz (minutos de arco) y θ_x , θ_y son los tamaños angulares de la fuente en dos direcciones ortogonales. Como el glóbulo tiene forma aproximadamente redonda, con una extensión del CO de 2'.0; $\theta_x = \theta_y = 2'.0$, además $\theta_{B_1} = 1'.1$, entonces $\eta_f = 0.77$ por lo que:

$$T_B = T_A^*(^{12}\text{CO})/\eta_f = 8 \text{ }^\circ\text{K}/0.77 = 10.4 \text{ }^\circ\text{K}.$$

La temperatura cinética se obtiene a partir de la ecuación (3.15):

$$T_k = T_0 \left[\ln \left(1 + \frac{T_0}{T_A(0) + J(T_{bg})} \right) \right]^{-1},$$

donde:

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}.$$

Martin y Barrett al medir T_A^* , ya consideran la eficiencia del haz principal (η_B), por lo cual en este caso la temperatura de brillo (T_B) es la temperatura de antena en el centro de la línea [$T_A(0)$]. Sustituyendo $T_A(0) = 10.4^\circ\text{K}$, $T_{bg} = 2.7^\circ\text{K}$, $\nu(^{12}\text{CO}) = 115271.20 \text{ MHz}$ y $T_0 = h\nu/k$, se obtiene una temperatura cinética $T_k = 13.8^\circ\text{K}$.

Por medio de la ecuación (3.52) se obtiene el espesor óptico.

$$\tau_0^{13} = -\ln \left[1 - \frac{T_A^{13}(0)}{J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})} \right].$$

De la figura (4.3) se encuentra que $T_A^*(^{13}\text{CO}) = 3^\circ\text{K}$, por lo que:

$$T_B = T_A^*(^{13}\text{CO})/\eta_f = 3 \text{ }^\circ\text{K}/0.77 = 3.9 \text{ }^\circ\text{K},$$

Sustituyendo en el espesor óptico $T_B = T_A^{13}(0) = 3.9^\circ\text{K}$, $T_{ex} = 13.1^\circ\text{K}$, $T_{bg} = 2.7^\circ\text{K}$ y $\nu(^{13}\text{CO}) = 110201.37 \text{ MHz}$ se encuentra

que $\tau_0^{13} = 0.47$.

Para obtener la densidad columnar de la molécula del ^{13}CO , se utiliza la ecuación (3.50)

$$\left[\frac{N(^{13}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}} \right] = 2.4 \times 10^{-14} \left[\frac{\Delta v}{\text{km/s}} \right] \left[\frac{T_{\text{ex}} \tau_0^{13}}{(1 - e^{-5.9/T_{\text{ex}}})} \right],$$

de la figura (4.7) se tiene que $\Delta v \sim 1.3 \text{ km/s}$ y utilizando $\tau_0^{13} = 0.47$, se encuentra:

$$N(^{13}\text{CO}) = 6.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}.$$

La densidad columnar del hidrógeno molecular se obtiene de la ecuación (3.53)

$$\left[\frac{N_{\text{H}_2}}{\text{cm}^{-2}} \right] = 5 \pm 2.5 \times 10^5 \left[\frac{N(^{13}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}} \right],$$

sustituyendo la densidad columnar del CO , y se encuentra que $N_{\text{H}_2} \approx 3.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, de donde se obtiene:

$$n_{\text{H}_2} = N_{\text{H}_2} / \ell = 6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}.$$

Suponiendo que el glóbulo está compuesto principalmente por la molécula de hidrógeno, su masa está dada por:

$$M(\text{gr}) = (m_{\text{H}_2}) (n_{\text{H}_2}) V,$$

dado que $m_{\text{H}_2} = 3.345 \times 10^{-24} \text{ gr}$, $n_{\text{H}_2} = 6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ y $V = \pi R^2 \ell = 1.13 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$, se encuentra una masa (H_2) $M_{\text{H}_2} \approx 1.1 M_{\odot} \pm 0.6 M_{\odot}$.

En la tabla (4.5) se encuentran los parámetros que obtuvieron Martin y Barrett (19878), Leung et al. (1982), y los obtenidos en este trabajo.

Martin y Barrett obtienen una temperatura cinética mayor, debido a un error al calcular el factor de llenado, que se utiliza para obtener la temperatura de antena, y además como la densidad columnar la obtienen de la ecuación $N_{\text{H}_2} = 2 \times 10^4 N(\text{CO})$ tienden a sobrestimar la densidad (cm^{-3}) del hidrógeno molecular. Leung utilizó la misma temperatura que Martin y Barrett y un radio de $\sim 0.35 \text{ pc}$, que es mucho mayor

al que usamos nosotros (~ 0.084 pc).

TABLA (4.5)
Parámetros del gas para ORI-I-2

	T_K (°K)	$N(^{12}\text{CO})$	$N(^{13}\text{CO})$	$n(\text{H}_2)$	Masa (H_2)
M. y B.	19	$11 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$		$31 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$	$3.9 M_\odot$
Leung	19		$4.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	$22 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$	$22 M_\odot$
Este T.	13.8	$6.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$		$6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$	$1.1 M_\odot$

Suponiendo que las abundancias solares son las mismas que en el medio interestelar de la Galaxia, la masa total del glóbulo, sería la masa del hidrógeno molecular más un 28% de la masa del Helio ($\sim 0.3 M_\odot$), con lo cual obtendríamos una masa de aproximadamente $1.4 \pm 0.6 M_\odot$. De aquí se obtiene que la razón $M(\text{polvo})/M(\text{gas})$ está entre 0.005 y 0.02. Dentro de este rango se encuentra el valor de $M(\text{polvo})/M(\text{gas})$ de ~ 0.006 , obtenido por Spitzer (1978).

2.- Análisis de los resultados de ORI-I-2

De la fuente de IRAS en lejano infrarrojo no encontramos contraparte en el mapa a 2.2μ . El catálogo de IRAS asocia esta fuente infrarroja con la estrella SAO 132389, cuyas características (obtenidas del catálogo SAO) se encuentran en la tabla (4.6).

TABLA (4.6)			
Datos de la estrella SAO 132389			
Ascensión recta	Declinación	Extinción	Tipo espectral
(1950)	(1950)	(mag)	
$5^{\text{h}} 35^{\text{m}} 36^{\text{s}}.266$	$-1^{\circ} 46' 48.9''$	8.9	A0 V

Sin embargo existe una diferencia de ≈ 3.06 (46") en la ascensión recta de la fuente infrarroja y la estrella, que para la precisión típica de IRAS ($\sim 15''$) es significativa. Aparentemente la fuente infrarroja se encuentra en la dirección glóbulos, y no directamente asociada con la estrella visible.

Para saber si la emisión infrarroja proviene de la estrella hicimos las siguientes estimaciones:

1.- Unsöld(1977) asigna una temperatura de $11,000^{\circ}\text{K}$ a las estrellas tipo A0 V. Utilizando la ley de Wien:

$$\lambda(\text{cm}) = 0.51/T(^{\circ}\text{K})$$

se encuentra que el máximo de la emisión de una estrella A0 V cae alrededor de 0.5μ .

2.- Ahora, la extinción que posee esta estrella, se puede calcular mediante la ecuación:

$$m_V = M_V + 5 \log(d) - 5 + A_V$$

donde M_V es la magnitud bolométrica, m_V la magnitud visual, d la distancia (pc) y A_V la extinción. Como $M_V = 0.7$ para las estrellas A0 V, $m_V = 8.5$ para esta estrella, y suponiendo que la estrella se encuentra a la misma distancia que el glóbulo (400 pc):

$$A_V = 0.19 \text{ mag}$$

Por otra parte, del mapa a 2.2μ , encontramos que para la estrella SAO, $K=9.139$ mag y como $V=8.9$ mag, $(V-K) = -0.2$ que es consistente con el tipo espectral A0 V, es decir; la estrella SAO no está enrojecida.

Por lo tanto, la estrella SAO 132389 no está directamente asociada a la fuente de IRAS y no está inmersa en el glóbulo. Lo que puede suceder es que la estrella lo caliente. Para saberlo, en primer lugar se calculará la temperatura que tendría el polvo y el gas si fueran calentados por una estrella tipo A0 V, cuya luminosidad promedio es del orden de 2×10^{35} erg/s (Allen, 1973).

Utilizando la ecuación de Loren y Wooten (1978):

$$T_{\text{polvo}} = 22.9 \left[\frac{1}{10^{38} \text{ erg/s}} \left(\frac{d}{\text{pc}} \right)^{-2} \right]^{0.2} \quad (4.3)$$

donde L es la luminosidad de la estrella y d la distancia (pc) entre la estrella y el glóbulo. En este caso será la distancia entre la estrella y la fuente infrarroja, la diferencia en ascensión recta es de 3.06 (=46") que a 400 pc es equivalente a 0.087 pc, sustituyendo en la ecuación anterior, $T_p = 20$ °K.

Por medio de la ecuación de Leung (1975), es posible calcular la temperatura del gas que esperaríamos detectar.

$$T_g^{1/2} | -T_g + T_d | = 4 \times 10^{32} \frac{\Lambda}{[n(\text{H}_2)]^2} \quad (4.4)$$

donde Λ es la función de enfriamiento para nubes oscuras ó

moleculares $\Lambda = 2.5 \times 10^{-26} T^{2.2}$ suponiendo que el enfriamiento es producido principalmente por la molécula del CO (Goldsmith y Langer, 1978), y para el glóbulo ORI-I-2 la densidad (cm^{-3}) del hidrógeno molecular n_{H_2} es $6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Sustituyendo en la ecuación anterior:

$$T_g^{1/2} |-T_g + 20.0| = 0.28 T_g^{2.2} \quad ,$$

$$0.28 T_g^{1.7} + T_g = 20.0$$

esta ecuación se cumple para cuando $T_g \approx 9 \text{ }^\circ\text{K}$, que es una temperatura menor que la observada. Sin embargo si se sustituye en la ecuación (4.4) la densidad de $31 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ obtenida por Martin y Barrett, entonces $\Lambda \approx 2.8 \times 10^{-26} T_g^{2.8}$ se encuentra una temperatura para el gas de $14.5 \text{ }^\circ\text{K}$, la cual es muy parecida a la temperatura cinética que calculamos ($13.8 \text{ }^\circ\text{K}$), el problema que subsiste, es que la densidad calculada por ellos es sobrestimada.

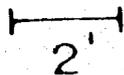
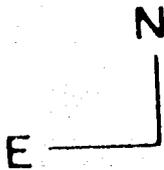
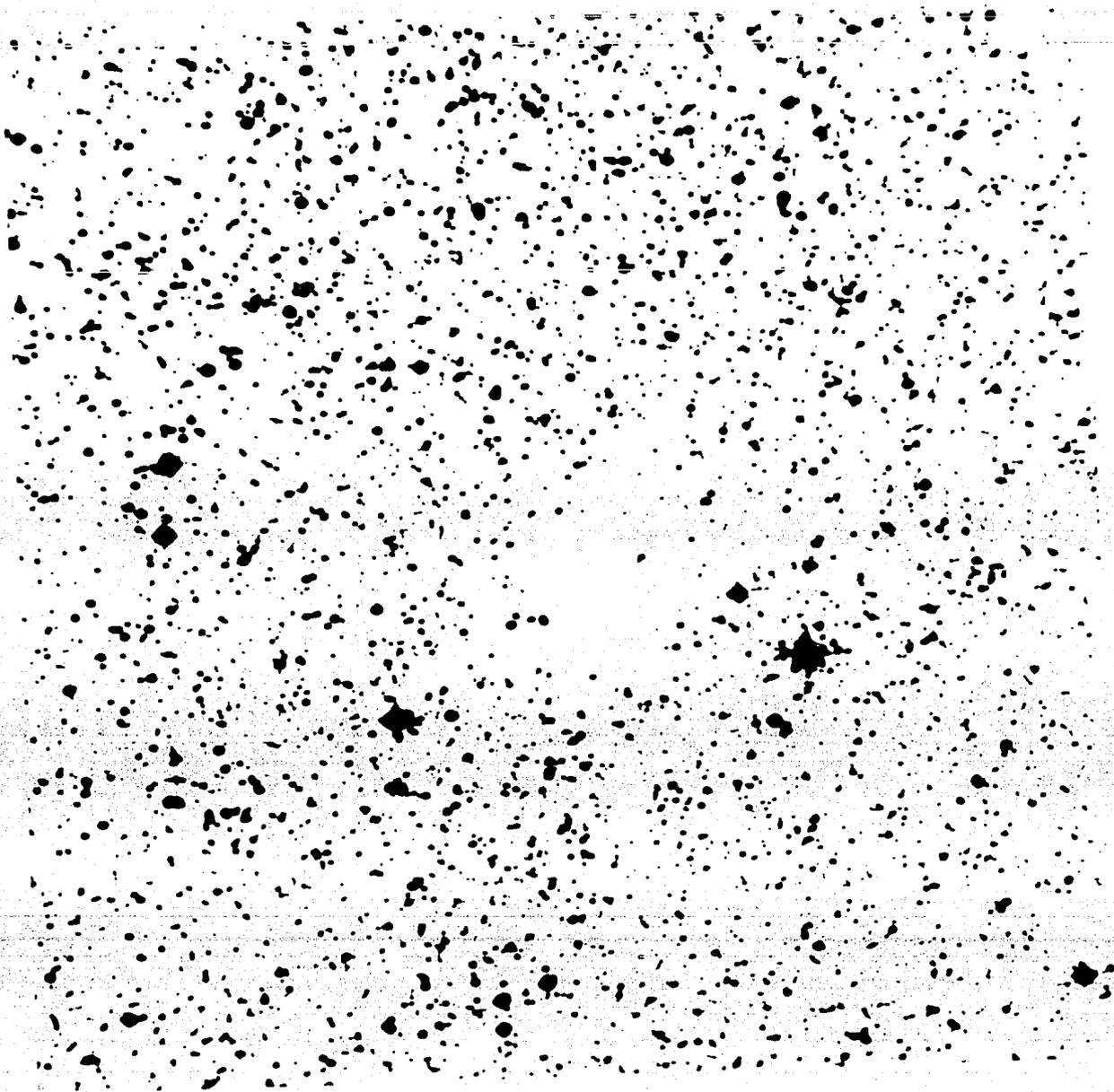
Debido a esto, se puede decir que la emisión de la fuente de IRAS no se debe al calentamiento de la estrella SAO sobre el glóbulo. Probablemente se deba a una fuente inmersa en ORI-I-2.

3.- Estudios del glóbulo B335.

El glóbulo de Bok B335, posee un tamaño angular de aproximadamente $3' \times 5'$ (0.47 pc). En la fotografía (3) se observa que el glóbulo se encuentra en un región verdaderamente rica de estrellas, lo cual le da una apariencia de un objeto totalmente aislado.

Bok (1973) estudió sus propiedades ópticas, y encontró que posee una absorción fotográfica de 13.0 mag , una masa del polvo de $0.10 M_\odot$ y una distancia de 400 pc (ver tabla 4.7).

Keene y colaboradores (Keene et al. 1980, Keene 1981, Keene et al. 1983) han estudiado desde hace varios años a este glóbulo



FOTOGRAFIA 3
Glóbulo B335 (Placa de Palomar)

en el lejano infrarrojo, los datos mas recientes que han obtenido se resumen en la tabla (4.8). El espectro de estos datos se observa en la figura (4.8).

TABLA (4.7)
Propiedades ópticas del glóbulo B335

Ascensión recta (1950)	Declinación	Tamaño angular	Extinción (mag)	Distancia (pc)	Tamaño promedio (pc)
19 ^h 34 ^m 34 ^s	07° 27' 00"	3' x 5'	1.3	400	0.47

TABLA (4.8)
Datos en el lejano infrarrojo de B335

Longitud de onda (μ)	60	110	110	140	140	180	190	200	235	400	450	1000
Densidad de flujo (Jy)	07	35	34	38	45	80	84	67	61	20	34	1.8
Tamaño del haz (seg arc)	33	42	90	42	90	90	102	90	102	48	83	102

A estos datos les ajustaron dos curvas de la forma $v^2B(v,15)$ (línea continua), y $vB(v,18)$ (línea discontinua) y una tercera para $\lambda < 110\mu$ con $v^{-2.5}$ representada por puntos. Por medio de estas observaciones descubrieron una fuente compacta cuyo tamaño es $\leq 30''$, y con la siguiente posición:

$$\alpha(1950) = 19^h 34^m 34^s.7 \pm 0.7^s, \quad \delta(1950) = 7^\circ 27' 20'' \pm 10''$$

esta fuente tiene como características físicas; $A_V \geq 120$,
 Flujo (B335) $\sim 1.6 \times 10^{-12} \text{ W m}^{-2}$, $L \sim 7.6 L_\odot$, $\tau_{400} (T=15 \text{ }^\circ\text{K}) \geq 0.02$,
 $\tau_{400} (T = 18 \text{ }^\circ\text{K}) \geq 0.02$, $M \sim 6.5 M_\odot$, $N(\text{H}_2) \geq 1.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$,
 $n(\text{H}_2) \geq 1.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

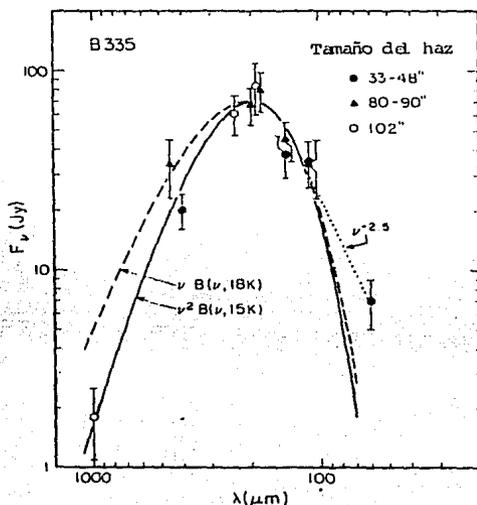


FIGURA (3.9)
 Espectro de B335 (Keene et al., 1983).

Keene (1980) calculó los procesos de calentamiento que pueden influir en B335 y los resultados que obtuvo fueron:

- a) Por el campo de radiación interestelar (ISRF),
 $L_{\text{ISR}} \sim 2.7 L_\odot$.
- b) Por ionización por rayos cósmicos, $L_{\text{CR}} \sim 0.001 L_\odot$.
- c) Por colapso gravitacional, $L_{\text{G}} \sim 0.009 L_\odot$.
- d) Por formación de H_2 en granos, $L_{\text{H}_2} \sim 0.6 L_\odot$.

De aquí obtuvo que el mecanismo de calentamiento más importante es el del campo de radiación interestelar que contribuye con un 20% - 60% del calentamiento total. Como ninguno

de los mecanismos considerados es capaz de producir el flujo observado, ellos han supuesto que debe existir una fuente de calentamiento central que produzca dicha intensidad.

En las observaciones realizadas por medio del satélite de IRAS, se ha asociado a B335 (LDN 663) una fuente infrarroja compacta, cuyas características se muestran en la tabla (4.9), que casualmente coincide con la posición de la fuente compacta que Keene menciona, probablemente se trate de la misma fuente infrarroja compacta.

TABLA (4.9)
 Datos en el lejano infrarrojo de una fuente de
 IRAS en B335.

Ascensión recta (1950)	Declinación	Densidad de Flujo (Jy)			
		12	25	60	100
19 ^h 34 ^m 32 ^s .8	7° 27' 13"	≤ .25	≤ .25	8.15	41.07

Krūgel et al. (1983) hicieron un mapeo a 2.2 μ de un área de 2' x 2' en B335, y encontraron una fuente puntual brillante en la posición:

$$\alpha(1950) = 19^h 34^m 32^s.8, \quad \delta(1950) = 7^\circ 27' 13''$$

(que coincide con la fuente compacta de Keene e IRAS) a la cual le hicieron fotometría en diversas bandas, los resultados se muestran en la tabla (4.10).

Martin y Barrett (1978) y Leung et al. (1982) realizaron un estudio completo en radio, del cual obtuvieron las propiedades físicas del gas, ver tabla (4.11).

La figura (4.9) muestra el espectro de diversas moléculas en B335 en la posición del centro. En las figuras (4.10) y (4.11) se observan los contornos de los parámetros observacionales,

$T_A^*(CO)$ y $T_A^*(^{13}CO)$ respectivamente. Los contornos de la temperatura cinética de la figura (4.12) muestran que esta es constante a través del glóbulo, y los contornos del espesor óptico (figura 4.13) y densidad columnar (figura 4.14) muestran una buena correlación con la imagen óptica densa. Martin y Barret (1978) en base a sus observaciones, concluyen que aparentemente B335 posee una gran condensación de gas y polvo, producto del colapso de una nube más grande, el remanente de la nube que dió origen a este glóbulo aún puede observarse en las placas fotográficas, como una estructura de polvo tenue que se extiende hacia el noreste.

TABLA (4.10)
Datos del cercano infrarrojo de B335

Filtro	Longitud de onda efectiva (μ)	Flujo (mJy)
placa azul de Palomar	0.42	<0.02
placa roja de Palomar	0.61	<0.03
Gunn I	0.82	0.3
Johnson J	1.25	80 \pm 15
Johnson H	1.65	310 \pm 25
Johnson K	2.2	605 \pm 40
Johnson L	3.5	455 \pm 45

Leung, Kutner y Mead (1982) en base a la masa, radio y dispersión de velocidad encuentran que B335 está en colapso gravitacional (ver figura 4.15), más aún también encuentran que la línea asimétrica del CO posee unas alas ($\Delta v(\text{alas}) \geq 4$ km/s). En la figura (4.16) se puede observar la distribución espacial del gas corrido hacia el rojo y hacia el azul (Leung, 1984), mostrando una estructura de flujo bipolar, similar a las estructuras bipolares de las fuentes asociadas a protoestrellas y

objetos estelares jóvenes.

Leung (1984) concluye que el glóbulo oscuro y aislado B335 puede representar una estrella de baja masa y baja luminosidad que se ha empezado a formar.

TABLA (4.11)
Propiedades físicas del gas de B335

	$T_k(^{\circ}\text{K})$	$N(^{12}\text{CO})$	$N(^{13}\text{CO})$	$n(\text{H}_2)$	$M(\text{H}_2)$
M. y B.	10	$9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$		$8.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$	$22 M_{\odot}$
Leung	10		$5.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	$13 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$	$100 M_{\odot}$

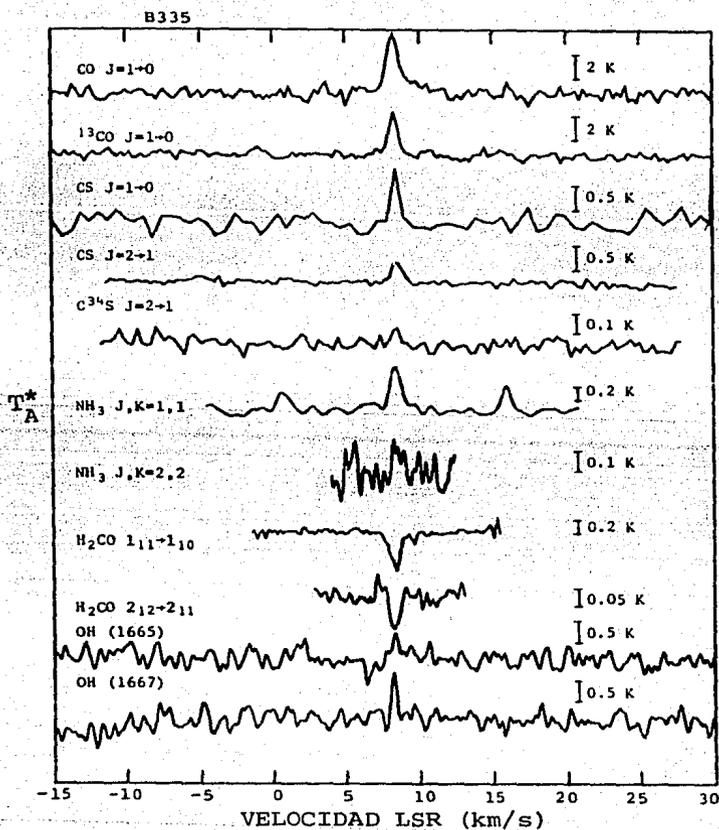


FIGURA (4.9)
Espectro de B335 en la posición central
(Martin y Barrett, 1978).

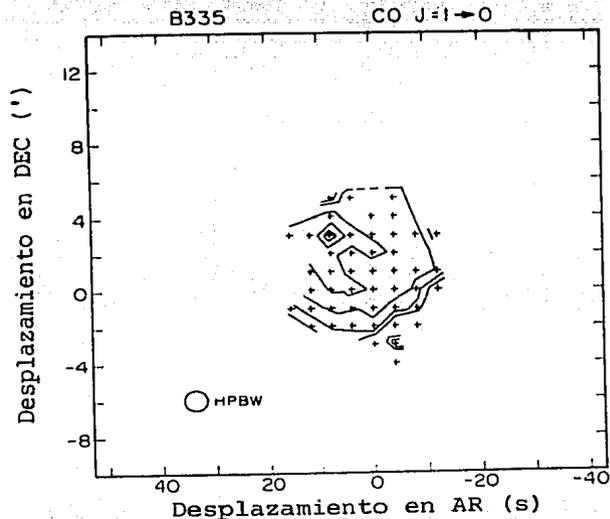


FIGURA (4.10)

4.10) Mapa de contornos de T_A^* para la transición $J=1 \rightarrow 0$ del ^{12}CO . El contorno mínimo es 2 °K, y el máximo de 7 °K, con intervalos de 1 °K (Martin y Barrett, 1978).

4.11) Mapa de contornos de T_A^* para la transición de $J=1 \rightarrow 0$ del ^{13}CO . El contorno mínimo es 1.0 °K, y el máximo 3.5 °K, con intervalos de 0.5 °K (Martin y Barrett, 1978).

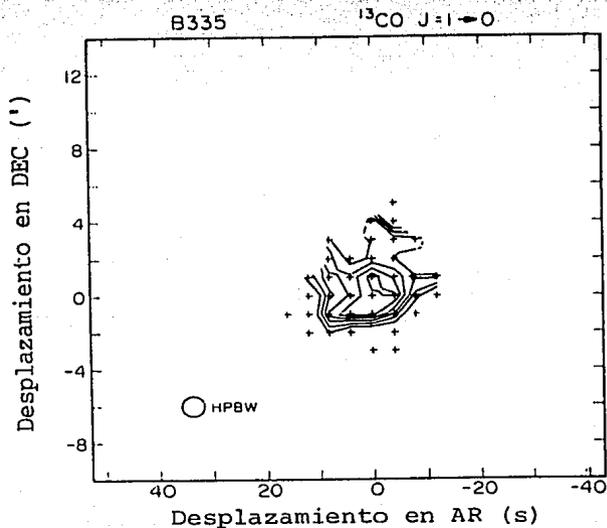


FIGURA (4.11)

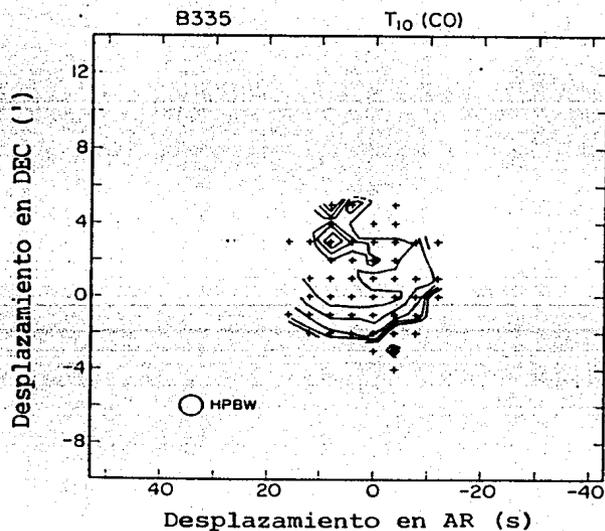


FIGURA (4.12)

4.12) Mapa de contornos de $T_A^*(\text{CO})$. El contorno mínimo es 6 °K y el máximo de 13 °K, con intervalos de 1 °K (Martin y Barrett, 1978).

4.13) Mapa de contornos de $\tau(^{13}\text{CO})$. El contornos mínimo es 0.2 y el máximo de 1.8, con intervalos de 0.4 (Martin y Barrett, 1978).

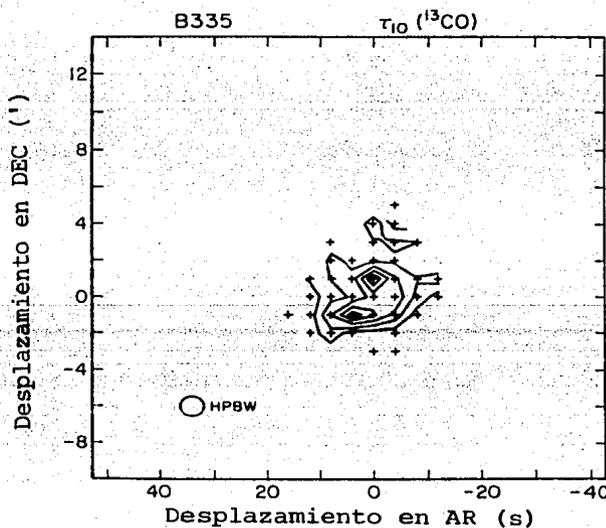


FIGURA (4.13)

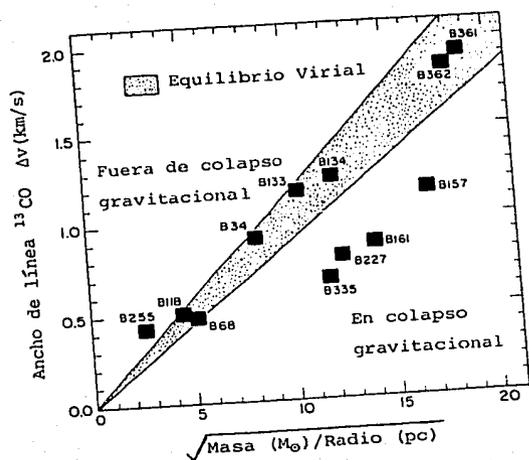
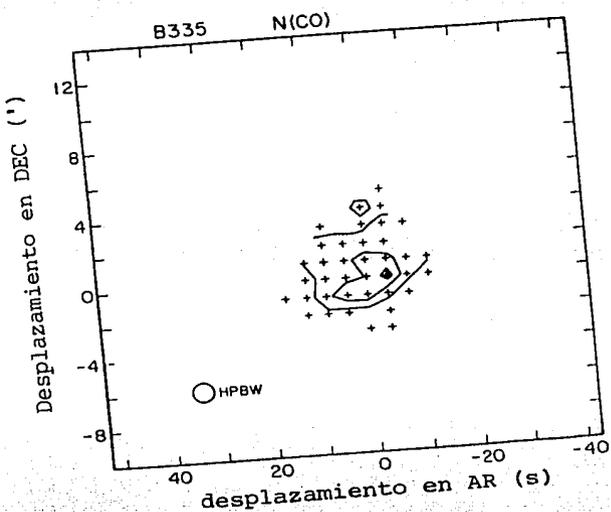


FIGURA (4.14)

4.14) Mapa de contornos de $N(\text{CO})$. El contorno mínimo es $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ y el máximo es $10 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ con intervalos de $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (Martin y Barrett, 1978).

FIGURA (4.15)

4.15) Ancho de la línea del ^{13}CO observados (Δv) graficado contra $(\text{masa}/\text{radio})^{1/2}$ (Leung et al., 1982).

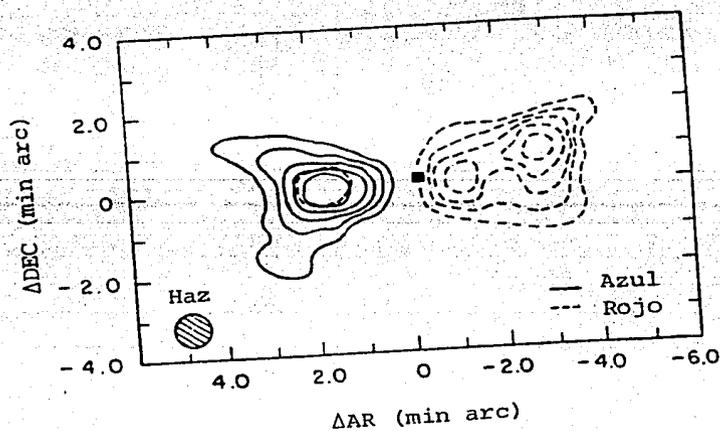


FIGURA (4.16)

Estructura bipolar de B335 (Leung, 1984).

4.- Comparación entre ORI-I-2 y B335.

Como se mencionó en la sección anterior, B335 es un glóbulo que aparentemente está formando una estrella de baja masa y baja luminosidad. Por esto es importante comparar los parámetros físicos del glóbulo ORI-I-2 con B335, para poder determinar si ORI-I-2 es también una región de formación estelar ó no.

En la tabla (4.12) se presentan los parámetros físicos de ambos glóbulos. Y se observa que B335 es un glóbulo más grande, más frío (tanto el polvo como el gas) y más masivo. El hecho que sea más masivo indica que tiene mayor probabilidad de formar estrellas de mayor masa.

TABLA (4.12)
Parámetros físicos de los glóbulos
ORI-I-2 y B335.

Objeto	D (pc)	R (pc)	T _p (°K)	M _p (M _⊙)	L _{IR} (L _⊙)	T _g (°K)	N(¹² CO) (cm ⁻²)	N(¹³ CO) (cm ⁻²)	n(H ₂) (cm ⁻³)	M(H ₂) (M _⊙)	
ORI-I-2	400 ^a	0.085 ^b	25 ^a	0.0038 ^a	6 ^a	13.8 ^a	6.4x10 ¹⁵ ^a	11x10 ¹⁷ ^e	6x10 ³ ^a	1.1 ^a	
		0.175 ^c				19.0 ^b			4.2x10 ¹⁵ ^c	31x10 ³ ^b	3.9 ^b
										22x10 ² ^c	22.0 ^c
B335	400 ^b	0.12 ^b	23 ^a	0.07 ^d	7.6 ^c	10.0 ^b	5.8x10 ¹⁵ ^c	9x10 ¹⁷ ^b	8.4x10 ³ ^b	22.0 ^b	
		250 ^c		0.465 ^c					0.17 ^d		

a. Valores calculados en este trabajo

b. Martín y Barrett (1978)

c. Leung et al. (1982)

d. Keene (1980)

e. Keene et al. (1983)

Una similitud que tienen ambos glóbulos, es que poseen emisión en el lejano infrarrojo. Y casualmente sus luminosidades

y temperaturas de color no difieren mucho. Las dos fuentes se encuentran cercanas al centro de los glóbulos, donde la densidad es más alta para los dos (ver figuras 4.7 y 4.14). Esto pareciera indicar, que se está dando el mismo fenómeno en dos glóbulos distintos. La diferencia está en que B335 presenta flujos bipolares, que conforme a los modelos de formación estelar, indican que la fuente inmersa se debe a una estrella en formación. Además B335 ha sido observado en diversas bandas del lejano y cercano infrarrojo (ver figura 4.8), con lo cual se ha podido conocer mucho mejor su distribución de energía, y así obtener una luminosidad mas confiable para la fuente inmersa.

En cambio para la fuente infrarroja de ORI-I-2 solo se ha estimado un valor mínimo para la luminosidad, debido a que solo se cuentan con las observaciones de IRAS a 12, 25, 60 y 100 μ , y a 2.2 μ no se detectó emisión alguna. Respecto a las observaciones en radio que se han realizado, no tienen la suficiente señal a ruido como para poder observar un flujo bipolar, en caso de que existiese.

La masa de Jeans para B335 es de $\sim 0.54 M_{\odot}$, que comparada con su masa de $22 M_{\odot}$, indica que este glóbulo se encontrará en colapso gravitacional si las únicas fuerzas que intervienen en él, son la térmica y la gravitacional. En cambio la masa de Jeans de $\sim 1 M_{\odot}$ para ORI-I-2 es del orden de la masa que calculamos para este glóbulo ($\sim 1.1 M_{\odot}$), lo cual indica que no es posible afirmar ó negar que el glóbulo ORI-I-2 se encuentre en colapso gravitacional. Ahora, podría pensarse que el glóbulo ya consumió cierta masa para formar la estrella (en el caso de que la fuente infrarroja se deba a la formación de una estrella), y únicamente dejó $1.1 M_{\odot}$ en la nube. Es indudable que también puede suceder que la estimación de la masa aún sea muy imprecisa, ya que Leung et al. (1982) le calcula una masa de $22 M_{\odot}$.

CAPITULO V

CONCLUSIONES

ORI-I-2 es un glóbullo cometario, que tiene asociada una nebulosa brillante con forma de arco. Esta nebulosa posiblemente es ionizada por la estrella SAO 132406 (del trapecio σ Orionis), la cual es una estrella joven (tipo espectral B0) que se encuentra 9' al sur de ORI-I-2. Esta estrella podría ser la responsable de la nebulosidad en emisión que representa la cola del glóbullo. Sin embargo, hacen falta mas observaciones para determinar conclusivamente si se trata de una nebulosa de emisión ó de una nebulosa de reflexión enrojecida.

El mapeo a 2.2μ muestra emisión extendida al sur del glóbullo, que corresponde a la nebulosa brillante asociada al mismo. Se encontraron 4 fuentes en la región mas densa del glóbullo, las cuales no tienen contraparte óptica, y posiblemente representen estrellas localizadas detrás de este. Este estudio nos ha permitido observar estructura extendida de muy bajo brillo superficial.

A partir de los datos del lejano infrarrojo de IRAS y de las observaciones en radio de Martin y Barret (1978), pudimos estimar los parámetros de ORI-I-2, los cuales se encuentran en la tabla (5.1).

TABLA (5.1)
Parámetros obtenidos para el glóbullo ORI-I-2

T_p	M_p	L_{IR}	T_g	$N(^{12}CO)$	$N(H_2)$	$M(H_2)$	M_J
25 °K	$4 \times 10^{-2} M_{\odot}$	6 L_{\odot}	14 °K	$6.4 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	$6 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$	1.1 M_{\odot}	1 M_{\odot}

La masa de Jeans que se calculó para ORI-I-2, pone en duda

el colapso gravitacional, pero no hay que olvidar la gran incertidumbre que se tiene al calcular las masas.

La emisión de la fuente de IRAS no proviene de la estrella SAO 132389 (tipo espectral A0 V), sino que se encuentra embebida en el glóbulo. Encontramos que esta estrella tampoco es capaz de calentar al glóbulo, al grado de producir la temperatura que el gas posee. La elipse de incertidumbre de IRAS para esta fuente tiene 30" de semieje mayor y 10" de semieje menor y no es clara su contraparte en el mapa a 2.2μ .

Comparamos el glóbulo ORI-I-2 con el glóbulo B335, para tratar de saber, si la fuente infrarroja que posee ORI-I-2 se debe ó no a una proceso de formación estelar, parecido al que se está produciendo en B335. Encontramos que los datos y observaciones con los que contamos para ORI-I-2 aún son insuficientes, para poder afirmar si hay ó no formación estelar.

Las sugerencias que tenemos, para tratar de contestar esta pregunta son:

- 1) Obtener imágenes CCD profundas de la región en $H\alpha$.
- 2) Realizar fotometría en el cercano infrarrojo y observaciones en el lejano infrarrojo ($>100\mu$) alrededor de la fuente de IRAS, para obtener el espectro de la fuente, y así su luminosidad total.
- 3) Observaciones en radio, de preferencia en la molécula del ^{12}CO , con suficiente señal a ruido como para observar un flujo bipolar.
- 4) Una búsqueda de máseres de H_2O .

El tercer punto es muy importante, ya que el flujo bipolar que se observa en B335, es el que indica (en base a los modelos de formación estelar) que se está observando una estrella de baja masa recién formada en este objeto. La fotometría infrarroja permite afirmar que es una estrella de baja luminosidad.

Encontramos que alrededor del glóbulo ORI-I-2, se encuentra una región de muy alta extinción y pensamos que se podría ampliar el valor del tamaño del glóbulo, con lo cual obtendríamos una masa mucho mayor que la que se ha considerado.

APENDICE

(CONCEPTOS DE TEMPERATURA)

RADIACION DE CUERPO NEGRO.

La intensidad de radiación de un cuerpo negro que se encuentra en equilibrio térmico a una temperatura T y como función de la frecuencia, esta dada por la función de Planck.

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad [\text{erg/s cm}^2 \text{ ster Hz}],$$

donde h es la constante de Planck, k es la constante de Boltzmann, c es la velocidad de la luz, y ν es la frecuencia en Hz.

La intensidad de radiación como función de la longitud de onda (cm), está dada por:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad [\text{erg/s cm}^2 \text{ ster cm}].$$

El máximo de $B_{\nu}(T)$ ocurre a la longitud de onda $\lambda(\text{cm})=0.51/T(^{\circ}\text{K})$, mientras que el máximo $B_{\lambda}(T)$ ocurre a $\lambda(\text{cm})=0.29/T(^{\circ}\text{K})$.

Existen dos aproximaciones para la función de Planck, y son:

1) La aproximación de Wien, cuando $h\nu/kT \gg 1$

$$B_{\nu}(T) = 2h\nu^3/c^2 e^{-h\nu/kT} \quad \text{ó} \quad B_{\lambda}(T) = 2hc^2/\lambda^5 e^{-hc/\lambda kT}$$

2) La aproximación de Rayleigh-Jeans, cuando $h\nu/kT \ll 1$

$$B_{\nu}(T) = 2(\nu/c)^2 kT \quad \text{ó} \quad B_{\lambda}(T) = 2ckT/\lambda^4$$

Integrando B_{ν} sobre todas las ν , ó B_{λ} sobre todas las λ , da:

$$B = (2\pi^4 k^4 / 15c^2 h^3) T^4 = (\sigma/\pi) T^4$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann.

Para tratar de saber los procesos mediante los cuales el medio es capaz de producir el flujo observado, es necesario intentar hacer un balance entre la energía que el medio recibe del exterior y la que es capaz de producir por si mismo. En otras palabras hay que resolver el transporte de radiación de un haz a través de un medio absorbente.

ECUACION DE TRANSPORTE DE ENERGIA.

Un haz de radiación con intensidad I_v pasa a través de un medio absorbente con espesor dr , y sufre un cambio en su intensidad dI_v (ver figura A.1).

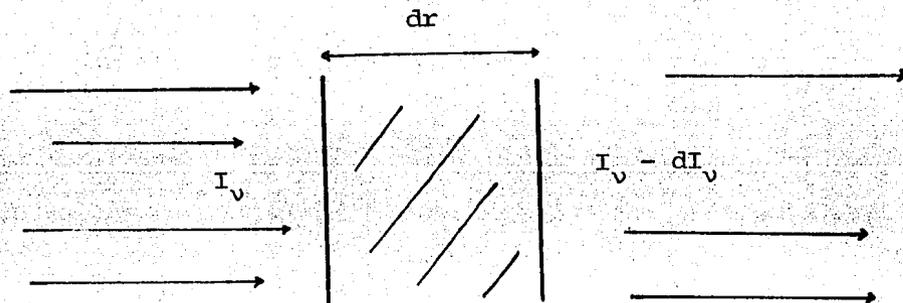


FIGURA (A.1)

En el límite cuando $dr \rightarrow 0$, el cambio fraccional en I_v es directamente proporcional a dr , es decir

$$-\frac{dI_v}{I_v} \propto dr$$

de donde,

$$dI_v = -\kappa_v I_v dr$$

donde κ_v se define como el coeficiente lineal de absorción.

El espesor óptico se define como:

$$d\tau_v = \kappa_v dr$$

sustituyendo en la ecuación anterior:

$$dI_v = -I_v d\tau_v$$

como $d(I_v e^{\tau_v}) = 0$ se obtiene $I_v e^{\tau_v} = \text{cte}$

si $\tau_v = 0$ entonces $I_v = I_{v_0}$, por lo que

$$I_v = I_{v_0} e^{-\tau_v}$$

donde I_{v_0} es la intensidad incidente y I_v la emergente.

Si la nube posee un espesor l , entonces el espesor óptico es:

$$\tau_v = \int_0^l \kappa_v dr$$

Para el caso en el cual el medio también emite radiación se tiene que:

$$dI_v = -\kappa_v I_v dr + j_v dr$$

donde j_v es la energía emitida por el medio por unidad de frecuencia, volumen, ángulo sólido y tiempo.

Definiendo la función fuente como:

$$S_v = \frac{j_v}{\kappa_v}$$

la ecuación anterior queda como:

$$dI_v + I_v d\tau_v = S_v d\tau_v$$

resolviendo esta ecuación diferencial para cuando S_v es constante:

$$I_v = I_{v_0} e^{-\tau_v} + S_v (1 - e^{-\tau_v}) \quad \text{----- (A.1)}$$

donde:

$I_{v_0} e^{-\tau_v}$ → es la intensidad incidente atenuada por la nube.

$S_v (1 - e^{-\tau_v})$ → es la intensidad generada dentro de la nube.

Esta ecuación posee dos casos límites:

1) Cuando la nube es ópticamente gruesa ($\tau_v \gg 1$) entonces, toda la energía detectada proviene de la nube misma, es decir:

$$I_v = S_v$$

2) Cuando la nube es ópticamente delgada ($\tau_v \ll 1$) entonces, la energía detectada puede ser tanto de la energía incidente (atenuada), como de la nube mismo, es decir:

$$I_v = I_{v_0} + (S_v - I_v)\tau_v$$

CONCEPTOS DE TEMPERATURA

a) Temperatura cinética (T_k).

La temperatura cinética de un gas, es una medida de la energía cinética promedio de un gas que obedece a la distribución de Maxwell. Está relacionada a la energía cinética promedio mediante la fórmula:

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k T_k$$

Esta fórmula es válida para un gas monoatómico.

b) Temperatura de excitación (T_{ex}).

La temperatura de excitación está definida por una ecuación de Boltzmann, para la población de niveles (atómicos ó moleculares):

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu/kT_{ex}} \quad \text{----- (A.2)}$$

donde:

n_u, n_l → son las poblaciones de los niveles superior e inferior respectivamente.

g_u, g_l → son los pesos estadísticos de cada nivel.

$h\nu$ → es la diferencia de energía entre los niveles, dada en términos de la frecuencia del fotón que emitiría el sistema al caer del nivel u al l .

Los coeficientes de Einstein están dados por (Rybicki y Lightman, 1979):

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} = \frac{g_u c^2}{2 h \nu_{ul}^3} A_{ul} \quad \text{----- (A.3)}$$

Para tratar de encontrar la temperatura de excitación como función del flujo de radiación, es necesario hacer uso de los coeficientes de emisión y absorción, que están dados por (Carral, 1982):

$$j_{\nu} d\nu = \frac{h \nu_{ul} n_u A_{ul}}{4 \pi} \phi(\nu) d\nu \quad \text{----- (A.4)}$$

$$\kappa_{\nu} d\nu = \frac{h \nu_{ul} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul})}{4 \pi} \phi(\nu) d\nu \quad \text{----- (A.5)}$$

donde $\phi(\nu)$ es la función perfil y es tal que toma en cuenta el corrimiento en frecuencia debido a las diferentes velocidades radiales de las partículas (efecto Doppler).

La función fuente está dada por:

$$S_{\nu} = \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}}$$

sustituyendo las ecuaciones (A.4) y (A.5)

$$S_{\nu} = \frac{n_u A_{ul}}{n_l B_{lu} - n_u B_{ul}}$$

sustituyendo los coeficientes de Einstein y la ecuación de Boltzmann:

$$S_{\nu} = \frac{n_l B_{lu} 2 h \nu^3}{c^2 [e^{h\nu/kT_{ex}} n_l B_{lu} - e^{h\nu/kT_{ex}} n_u B_{ul}]}$$

de la ecuación de Boltzmann: $e^{h\nu/kT_{ex}} n_u = \frac{g_u}{g_l} n_l$, además: $B_{ul} = \frac{g_l}{g_u} B_{lu}$

$$S_{\nu} = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{h\nu/kT_{ex}} - 1)}$$

que en la aproximación de Rayleigh-Jeans $h\nu/kT_{ex} \ll 1$ queda como:

$$S_{\nu} = \frac{2 \nu^3 k}{c^2} T_{ex} \quad \text{----- (A.7)}$$

de donde

$$T_{ex} = \frac{S_{\nu} c^2}{2 \nu^3 k}$$

c) Temperatura de radiación de fondo (T_{bg}).

Esta es la temperatura que representa a la radiación de fondo y está dada por:

$$I_{\nu}(0) = \frac{2 \nu^3 k}{c^2} T_{bg} \text{----- (A.7)}$$

donde $I_{\nu}(0)$ es aproximadamente una función de cuerpo negro, por lo tanto:

$$T_{bg} = \frac{I_{\nu}(0) c^2}{2 \nu^3 k}$$

d) Temperatura de la transición (T_0).

Este es un concepto ficticio. Para una transición con energía $h\nu$, T_0 está dada por:

$$T_0 = \frac{h \nu}{k}$$

La temperatura de la transición es solo una medida de la energía de la transición.

e) Temperatura de Línea (T_L).

Es la temperatura de antena en el centro de la línea dada.

f) Temperatura de brillo (T_B).

Supongamos que se observa un punto en un objeto a una frecuencia ν y medimos una intensidad I_{ν} . Al graficar I_{ν} vs ν , por este punto pasa un cuerpo negro. La temperatura de este es llamada temperatura de brillo, es decir:

$$I_{\nu} = B_{\nu} = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \left(\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \right) \text{----- (A.8)}$$

de donde

$$T_B = \frac{h \nu}{k \ln \left[\frac{2 h \nu^3}{B_{\nu} c^2} + 1 \right]}$$

en el límite de Rayleigh-Jeans:

$$T_B = \frac{c^2}{2 \nu^3 k} I_{\nu}$$

Utilizando la ecuación de transporte de energía:

$$I_{\nu} = [S_{\nu} - I_{\nu}(0)] (1 - e^{-\tau_{\nu}})$$

y sustituyendo las ecuaciones (A.6), (A.7) y (A.8), queda la ecuación de transporte en función de temperaturas.

$$T_B = (T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}}) (1 - e^{-\tau_{\nu}}) \text{----- (A.9)}$$

La temperatura de brillo es un parámetro conveniente utilizado para denotar la intensidad de radiación a una longitud de onda dada. Esta tiene la ventaja de involucrar solo una unidad (la de la temperatura), en lugar de cinco (energía, tiempo, área, ancho de banda, y ángulo sólido).

g) Temperatura de antena (T_A).

La temperatura de antena es el parámetro que obtiene el radiotelescopio al comparar la emisión de un objeto cósmico con la de una referencia de calibración. Para un radiotelescopio perfecto, la temperatura de antena que se obtendría al observar una fuente extendida de temperatura de brillo T_B , sería precisamente T_B .

Como en la práctica el radiotelescopio no es perfecto, es decir; hay que considerar pérdidas de energía, la temperatura de antena se define como:

$$T_A = \frac{1}{\Omega} \int_{4\pi} T_B(\theta, \phi) P(\theta) d\Omega \quad \text{----- (A.10)}$$

donde Ω es el ángulo sólido del patrón de la antena; y está dado por:

$$\Omega = \frac{\lambda^2}{A_e} \rightarrow \text{área efectiva}$$

y $p(\theta)$ es el patrón de sensibilidad de la antena, que se aproxima a una curva gaussiana, representada como:

$$P(\theta) = e^{-4 \ln 2 (\theta/\theta_A)^2} \quad \text{----- (A.11)}$$

donde θ es el ángulo respecto al eje principal de la antena, y θ_A es el ancho angular a potencia media (HPBW half power beam width), y es el que determina la resolución de la antena, como:

$$\left(\frac{\theta_A}{\text{radianes}}\right) = K \frac{\lambda}{D} \rightarrow \text{diámetro del plato}$$

y K es una constante que se aproxima a 1.

La eficiencia del haz principal se define como:

$$\eta_B = \frac{\int_{\Omega_m} P(\theta) d\Omega}{\int_{\Omega} P(\theta) d\Omega} = \frac{\Omega_m}{\Omega}$$

donde Ω_m es el ángulo sólido del lóbulo principal dado por:

$$\Omega_m = \frac{\pi \theta_A^2}{4 \ln 2} = 1.133 \theta_A^2$$

Es decir; si el radiotelescopio se encuentra inmerso en un campo de radiación isotrópica, η_B representa la fracción de radiación que detecta el haz principal, respecto a la que incide totalmente.

$$\eta_B = \frac{\pi \theta_A^2}{4 \ln 2} \frac{1}{\Omega}$$

de donde se obtiene que

$$\frac{1}{\Omega} = \frac{4 \ln 2}{\pi \theta_A^2} \eta_B \quad \text{----- (A.12)}$$

Sustituyendo el patrón de emisividad (ecuación A.11) y el inverso del ángulo sólido (ecuación A.12) en la temperatura de

antena, queda:

$$T_A = \frac{4 \ln 2}{\pi \theta_A^2} \eta_B \int_0^{\theta/2} T_B(\theta, \phi) e^{-4 \ln 2 (\theta/\theta_A)} 2 \pi \theta d\theta$$

considerando:

$$d\Omega = 2 \pi \theta d\theta$$

Haciendo las suposiciones, de que la fuente es circular, de diámetro θ_s y que la temperatura de brillo es constante en la región, se tiene:

$$T_B = \frac{8 \ln 2}{\theta_A^2} T_B \eta_B (-\theta_A^2/8 \ln 2) [e^{-\ln 2 (\theta_s/\theta_A)^2} - 1]$$

de donde

$$T_A = \eta_B [1 - e^{-\ln 2 (\theta_s^2/\theta_A^2)}]$$

Hay dos casos límite importantes:

1) Fuente extendida ($\theta_s \gg \theta_A$)

$$T_A = \eta_B T_B$$

obteniendo así, una medida directa de la temperatura de brillo.

2) Fuente puntual ($\theta_s \ll \theta_A$)

$$T_A = \eta_B T_B [\ln 2 \theta_s^2 / \theta_A^2]$$

es decir; existe un factor de dilución que no aparece cuando la fuente es extendida.

h) Temperatura de radiación (T_r ó T_R).

Supongase que se conoce la radiación promedio en un punto del espacio, hacemos pasar un cuerpo negro por J_v y v , la temperatura de este cuerpo negro es T_r .

Es decir; la temperatura de radiación representa la radiación promedio (de todas las direcciones tanto interior como exterior a la nube) que recibe un átomo ó una molécula en la nube.

i) Temperatura de color (T_C).

La temperatura de color de una fuente es un parámetro definido por la razón de las intensidades observadas I_{λ_1} e I_{λ_2} a dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 .

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \frac{e^{hc/\lambda_2 k T_C} - 1}{e^{hc/\lambda_1 k T_C} - 1}$$

Así la temperatura de color T_C , es la temperatura de la función de Planck que tiene la misma pendiente entre las longitudes de onda λ_1 y λ_2 .

j) Temperatura efectiva (T_{eff}).

La temperatura efectiva de una fuente, es la temperatura de un cuerpo negro esférico, teniendo el mismo radio que la fuente y la misma energía total producida L , es decir:

$$L = 4 R^2 \sigma T_{eff}^4$$

BIBLIOGRAFIA

- Aannestad, P. A. y Purcell, E. M., 1973, INTERSTELLAR GRAINS, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 11:309-362
- Aguilar, L. A., 1980, ANALISIS DE FOURIER DE LINEAS ESPECTRALES EN ATMOSFERAS ESTELARES, Tesis profesional de licenciatura en Física, U.N.A.M., México, D.F.
- Allen, C. W., 1973, ASTROPHYSICAL QUANTITIES, University of London, The Athlone Press
- Barnard, E. E., 1919, ON THE DARK MARKINGS OF THE SKY WITH A CATALOGUE OF 182 SUCH OBJECTS, The Astrophysical Journal, XLIX:1-23
- Beichman, C.A., Jennings, R.E., Emerson, J.P., Baud, B., Harris, S., Rowan-Robinson, M., Aumann, H.H., Gautier, T.N., Gillett, F.C., Habing, H.J., Marsden, P.L., Neugebauer, G., Young, E., 1984, THE FORMATION OF SOLAR TYPE STARS: IRAS OBSERVATIONS OF THE DARK CLOUD BARNARD 5, The Astrophysical Journal, 278:L45-L48
- Bok, B. J. y Reilly, E. F., 1947, SMALL DARK NEBULAE, Astrophysical Journal, 105:255-257
- Bok, B. J., Lawrence, R. S. y Menon, T. K., 1955, RADIO OBSERVATIONS (21-cm) OF DENSE DARK NEBULAE, Pub. A. S. P., 67:108-112
- Bok, B. J., Cordwell, C. S., 1971, A STUDY OF DARK NEBULAE, Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, Arizona, 85721
- Bok, B. J. y McCarthy, C. C., 1974a, OPTICAL DATA FOR SELECTED BARNARD OBJECTS, The Astrophysical Journal, Vol. 79, Núm. 1, p. 42-316
- Bok, B. J., Bok, P. F., 1974b, THE MILKY WAY, Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts.
- Bok, B. J., 1977, DARK NEBULAE, GLOBULES, AND PROTOSTARS, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 89:597-611
- Brand, P. W. J. L., Hawarden, T. G., Longmore, A. J., Williams,

- P. M. y Caldwell, J. A. R., COMETARY GLOBULE 1, 1983, Mon. Not. R. astr. Soc. 203:215-222
- Cantó, J., 1984, OBJETOS HERBIG-HARO, en "Temas Selectos de Astrofísica", ed. Manuel Peimbert, U.N.A.M., p.115
- Carral, P., 1982, DETERMINACION DE PARAMETROS EN NUBES MOLECULARES: EMISION DE GAS A ALTAS VELOCIDADES, Tesis profesional de licenciatura en Física, U.N.A.M., México, D. F.
- Dickman, R. L., 1975, A SURVEY OF CARBON MONOXIDE EMISSION IN DARK CLOUDS, The Astrophysical Journal, 202:50-57
- Dickman, R. L., 1977, BOK GLOBULES, Scientific American, 236:66-81
- Dickman, R. L., 1978a, STAR COUNTS AND VISUAL EXTINCTIONS IN DARK NEBULAE, The Astronomical Journal, Vol. 83, Núm. 4, p. 363-372
- Dickman, R. L., 1978b, THE RATIO OF CARBON MONOXIDE TO MOLECULAR HYDROGEN IN INTERSTELLAR DARK CLOUDS, The Astrophysical Journal Supplement Series, 37:407-427
- Emerson, J. P., 1977, OBSERVATION AND INTERPRETATION OF FAR INFRARED EMISSION FROM DUSTY GALACTIC HII REGIONS, Tesis doctoral, University of London
- Emerson, J.P., Harris, S., Jennings, R.E., Beichman, C.A., Baud, B., Beintema, D.A., Marsden, P.L., Wesselius, P.R., 1984, IRAS OBSERVATIONS NEAR YOUNG OBJECTS WITH BIPOLAR OUTFLOWS: L1551 AND HH46-47, The Astrophysical Journal, 278:L49-L52
- Fazio, G. G., 1976, INFRARED ASTRONOMY, en "Frontiers of Astrophysics", ed. E. H. Aurret, Harvard University Press (cambridge), p. 203
- Feitzinger, J. V. y Stuewe, J. A., 1984, DARK CLOUD AND GLOBULE DISTRIBUTION FOR GALACTIC LONGITUDES, en Local Interstellar Medium, I.A.U. Colloquium Núm. 81, N.A.S.A.
- Franco, J., 1984, LAS NUBES MOLECULARES Y LA FORMACION ESTELAR, en "Temas Selectos de Astrofísica", ed. Manuel Peimbert, U.N.A.M.. p. 13

- Frieman, E. A., 1955, ON "ELEPHANT-TRUNK" STRUCTURES IN THE REGION OF O ASSOCIATIONS, Astrophysical Journal, 120:18-21
- Goldsmith, P. F., y Langer, W. D., 1978, MOLECULAR COOLING AND THERMAL BALANCE OF DENSE INTERSTELLAR CLOUDS, The Astrophysical Journal, 222:881-895
- Hyland, A. R., 1981, GLOBULES, DARK CLOUDS, AND LOW MASS PRE-MAIN SEQUENCE STARS, en "Infrared Astronomy", p. 125
- Iriarte, A., Reséndiz, G., Roth, M., y Tapia, M., 1982, SISTEMA FOTOMETRICO Y ESPECTROFOTOMETRICO INFRARROJO, Instituto de Astronomía, México, D.F.
- Keene, J., Harper, D. A., Hildebrand, R. H. y Whitcomb, S. E., 1980, FAR-INFRARED OBSERVATIONS OF THE GLOBULE B335, The Astrophysical Journal, 240: L43-L46
- Kenne, J., 1981, FAR INFRARED OBSERVATIONS OF GLOBULES, The Astrophysical Journal, 245:115-123
- Keene, J., Davidson, J. A., Harper, D. A., Hildebrand, R. H., Jaffe, D. T., Loewenstein, R. F., Low, F. J., y Pernic, R., 1983, FAR INFRARED DETECTION OF LOW-LUMINOSITY STAR FORMATION IN THE BOK GLOBULE B335, The Astrophysical Journal, 274:L43-L47
- Krügell, E., Stenholm, L. G., Steppe, H. y Sherwood, W. A., 1983, THE PHYSICAL STRUCTURE OF THE GLOBULE B335, Astronomy and Astrophysics, 127:195-200
- Leung, Ch. M., 1978, RADIATIVE TRANSFER EFFECTS AND THE INTERPRETATION OF INTERSTELLAR MOLECULAR CLOUD OBSERVATIONS, The Astrophysical Journal, 225:427-441
- Leung, Ch. M., Kutner, M. L. y Mead, K. N., 1982, ON THE ORIGIN AND STRUCTURE OF ISOLATED DARK GLOBULES, The Astrophysical Journal, 262:583-589
- Leung, Ch. M., 1984, PHYSICAL CONDITIONS IN ISOLATED DARK GLOBULES, en "Protostars and Planets.II", eds. D.C. Black y M.S. Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press).
- Loren, R. B. y Wootten, H. A., 1978, STAR FORMATION IN THE

- BRIGHT-RIMMED MOLECULAR CLOUD IC 1848 A, The Astrophysical Journal, 225:L81-L84
- Lynds, B. T., 1962, CATALOGUE OF DARK NEBULAE, The Astrophysical Journal Suppl. Series, 7:1-52
- Martin, R. N. y Barrett, A. H., 1976, MICROWAVE SPECTRAL LINES IN GALACTIC DUST GLOBULES, Bulletin of the Astronomy and Astrophysics Society, 8:336
- Martin, R. N., y Barrett, A. H., 1978, MICROWAVE SPECTRAL LINES IN GALACTIC DUST GLOBULES, The Astrophysical Journal Supplement Series, 36:1-51
- Pikel'ner, S. B. y Sorochenko, R. L., 1974, FLUCTUATIONS OF DENSITY AND VELOCITY IN YOUNG ORION-TYPE NEBULAE, Soviet Astronomy, 17:443-450
- Rank, D. M., Townes, C. H. y Welch, W. J., 1971, INTERSTELLAR MOLECULES AND DENSE CLOUDS, Science, Vol. 174, Núm. 4014, p. 1083-1100
- Reipurth, B., 1983, STAR FORMATION IN BOK GLOBULES AND LOW MASS CLOUDS, Astronomy and Astrophysics, 117:183-198
- Reipurth, B. y Bouchet, P., 1984, STAR FORMATION IN BOK GLOBULES AND LOW MASS CLOUDS, Astronomy and Astrophysics, 137:L1-L4
- Rybicky G. B., Lightman, A. P., 1979, RADIATIVE PROCESSES IN ASTROPHYSICS, A Wiley-Interscience publication, John Wiley & Sons
- Salpeter, E. E., 1977, FORMATION AND DESTRUCTION OF DUST GRAINS, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15:267-293
- Schmidth, E. G., 1975, THE STRUCTURE OF THE BOK GLOBULE B361, Mon. Not. R. astr. Soc., 172:401-409
- Schneider, S. y Elmegreen, B. G., 1979, A CATALOG OF DARK GLOBULAR FILAMENTS, The Astrophysical Journal Supplement Series, 41:87-95
- Schneps, M. H., Ho, P. T. P. y Barrett, A. H., 1980, THE FORMATION OF ELEPHANT-TRUNK GLOBULES IN THE ROSETTE NEBULA: CO OBSERVATIONS, The Astrophysical Journal, 240:84-98
- Spitzer, Jr., L., 1941, THE DYNAMICS OF THE INTERSTELLAR MEDIUM

II. The Astrophysical Journal, 94:232-244

- Spitzer, Jr., L., 1955, BEHAVIOR OF MATTER IN SPACE, The Astrophysical Journal, 120:1-17
- Spitzer, Jr., L., 1978, PHYSICAL PROCESSES IN THE INTERSTELLAR MEDIUM, a Willey-Interscience Publication, John Willey & Sons.
- Stoddard, L. G., 1945, A STUDY OF GENERAL AND SELECTIVE ABSORPTION IN FOUR SMALL DARK NEBULAE, The Astrophysical Journal, Vol. 102, Núm. 3, p. 267-280
- Tomita, Y., Saito, T., Ohtani, H., 1979, THE STRUCTURE AND DYNAMICS OF LARGE GLOBULES, Publ. Astron. Soc. Japan, 31,407-416
- Ulaby F. T., Moore, R. K. y Fung, A. K., MICROWAVE REMOTE SENSING ACTIVE AND PASSIVE, ed. Addison-Wesley Publishing Company.
- Unsöld, A., 1977, EL NUEVO COSMOS, siglo XXI editores, S.A.
- Villere, K. R. y Black, D. C., 1980, COLLAPSING CLOUD MODELS FOR BOK GLOBULES, The Astrophysical Journal, 236:192-200
- Zealey, W. J., Ninkov, Z., Rice, E., Hartley, M. y Tritton, S. B., 1983, COMETARY GLOBULES IN THE GUM VELA COMPLEX, Astrophysical Letters, 23:119-131