



**UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE MÉXICO**



CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

**OBSERVACIONES CENTIMÉTRICAS Y  
MILIMÉTRICAS DE FORMACIÓN ESTELAR  
MASIVA EN LA REGIÓN OMC1 SUR**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

**LUIS ALBERTO ZAPATA GONZÁLEZ**

DIRECTORES DE TESIS:

DR. LUIS F. RODRÍGUEZ (CRyA, UNAM, México)

DR. PAUL T.P. HO (CfA & ASIAA, USA & Taiwán)



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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 esta 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.

Dedicada a Faby, mi familia y amigos.

## Agradecimientos

Quiero agradecer al “Smithsonian Astrophysical Observatory” por la beca predoctoral que me otorgaron, así como al “Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics”, al “Centro de Radioastronomía y Astrofísica” y al “Submillimeter Array” donde realicé este trabajo. También quiero agradecer a Faby por su gran paciencia y toda su ayuda durante mi doctorado.

– Luis Zapata

# Índice

Dedicatoria . . . . .	iii
Agradecimientos . . . . .	iv
Índice . . . . .	v
Resumen . . . . .	x
Abstract . . . . .	xiii
<b>1 La Formación de las Estrellas Masivas</b>	<b>1</b>
1.1 El Modelo Estándar para la Formación de Estrellas de Baja Masa . . . .	1
1.2 La Formación de las Estrellas Masivas . . . . .	3
1.2.1 Problemas para Formar Estrellas Masivas . . . . .	3
1.2.2 Soluciones Propuestas . . . . .	6
1.3 Observaciones de Regiones de Formación Estelar Masiva . . . . .	8
1.3.1 Chorros Térmicos y Flujos Moleculares . . . . .	8
1.3.2 Discos de Acreción . . . . .	9
<b>2 Procesos de Emisión de Ondas de Radio</b>	<b>11</b>
2.1 Transferencia de Radiación . . . . .	11
2.2 Radiación Térmica . . . . .	12
2.2.1 Emisión de un Cuerpo Negro . . . . .	12
2.2.2 Obtención de la Masa de un Disco Cicunestelar Partiendo de su Emisión Térmica de Polvo . . . . .	14
2.2.3 Emisión Libre-Libre . . . . .	15
2.3 Radiación No-Térmica . . . . .	20
2.3.1 Radiación Ciclotrónica y Sincrotrónica . . . . .	20

2.3.2	Radiación Girosincrotrónica . . . . .	23
<b>3</b>	<b>A Study at 3.6 cm Wavelength Towards the Orion Nebula</b>	<b>25</b>
3.1	Abstract in Spanish . . . . .	25
3.2	Abstract . . . . .	26
3.3	Introduction . . . . .	27
3.4	Observations . . . . .	27
3.5	Overall Characteristics of the Sample of Radio Sources . . . . .	29
3.5.1	New Centimeter Detections . . . . .	29
3.5.2	Counterparts at Other Wavelengths . . . . .	30
3.5.3	Systematic Obscuration? . . . . .	30
3.5.4	Time Behavior . . . . .	34
3.5.5	Circular Polarization . . . . .	36
3.6	Comments on selected Individual Sources . . . . .	36
3.6.1	Source 1 . . . . .	36
3.6.2	Source 6 = GMR A . . . . .	36
3.6.3	Source 47 . . . . .	37
3.6.4	Source 54 . . . . .	37
3.7	Proplyds . . . . .	37
3.8	Sources in OMC-1S . . . . .	40
3.9	A Filamentary Radio Structure Near OMC-1S . . . . .	41
3.10	Conclusions . . . . .	43
<b>4</b>	<b>A Cluster of Young Stellar Objects in OMC-1 South</b>	<b>45</b>
4.1	Abstract in Spanish . . . . .	45
4.2	Abstract . . . . .	46
4.3	Introduction . . . . .	46
4.4	Observations . . . . .	47
4.5	On the Nature of the 1.3 cm Sources . . . . .	50
4.6	Thermal jets . . . . .	50
4.6.1	143-353 . . . . .	50

4.6.2	134-411 . . . . .	53
4.7	Conclusions . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Estimación de la Masa de un Flujo partiendo de Observaciones Moleculares</b>	<b>55</b>
5.1	Flujos Moleculares de CO . . . . .	58
5.2	Flujos Moleculares de SiO . . . . .	59
<b>6</b>	<b>A Highly Collimated, Young, and Fast <math>^{12}\text{CO}</math> J=2→1 Outflow in OMC-1 South</b>	<b>61</b>
6.1	Abstract in Spanish . . . . .	61
6.2	Abstract . . . . .	62
6.3	Introduction . . . . .	62
6.4	Observations . . . . .	63
6.5	Discussion . . . . .	65
6.5.1	Continuum Emission . . . . .	65
6.5.2	CO J=2→1 Collimated Outflow . . . . .	67
<b>7</b>	<b>Silicon Monoxide Observations toward OMC1 South</b>	<b>73</b>
7.1	Abstract in Spanish . . . . .	73
7.2	Abstract . . . . .	74
7.3	Introduction . . . . .	74
7.4	Observations . . . . .	76
7.5	The New SiO Outflows . . . . .	76
7.5.1	136-356 Bipolar Outflow: The Most Powerful SiO Outflow . . . . .	77
7.5.2	Other SiO Molecular Flows . . . . .	84
7.5.3	137-408 Multipolar Outflow . . . . .	84
7.5.4	SiO Thermal Emission Associated with the Powerful Southeast-Northwest CO Outflow . . . . .	86
7.5.5	Physical Parameters of the SiO Outflows . . . . .	93
7.6	General Discussion . . . . .	93
7.6.1	Summary . . . . .	95

<b>8</b>	<b>Other High-mass Star Formation Regions in the Galaxy</b>	<b>97</b>
8.1	Abstract in Spanish . . . . .	97
8.2	Abstract . . . . .	98
8.3	Introduction . . . . .	98
8.4	The Sample . . . . .	99
8.5	Observations . . . . .	100
8.6	Results and Discussion. . . . .	101
8.6.1	IRAS 18089-1732(1) . . . . .	101
8.6.2	IRAS 18182-1433 . . . . .	107
8.6.3	IRAS 18264-1152 . . . . .	111
8.6.4	IRAS 18308-0841 . . . . .	115
8.6.5	Clusters of UCHII Regions in the Vicinity of the sources IRAS 18089-1732(1) and IRAS 18182-1433 . . . . .	119
8.6.6	General Discussion of the Sources . . . . .	119
8.7	Conclusions . . . . .	124
<b>9</b>	<b>Conclusiones y Trabajo Futuro</b>	<b>127</b>
9.1	La Formación de Estrellas Masivas . . . . .	127
9.2	Resumen . . . . .	127
9.3	Trabajo Futuro . . . . .	130
9.3.1	La Región OMC1 Sur . . . . .	130
9.3.2	Estrellas Masivas . . . . .	131
	<b>Referencias</b>	<b>133</b>



# Índice de Tablas

3.1	Parameters of the observations at 3.6 cm . . . . .	29
3.2	Parameters of the 3.6 cm VLA Sources Detected in One or More Individual Images . . . . .	31
3.3	Parameters of the 3.6 cm VLA Sources Detected in the Averaged Image	32
3.4	Variability and Counterparts of the 3.6 cm VLA Sources . . . . .	33
3.4	Variability and Counterparts of the 3.6 cm VLA Sources . . . . .	34
4.1	Parameters of the VLA Sources Detected Detected at 1.3 cm . . . . .	48
4.2	Counterparts of the 1.3 cm VLA Sources . . . . .	48
6.1	Outflow Parameters . . . . .	67
7.1	Observational Parameters of the SiO Thermal Emission . . . . .	78
7.2	Physical Parameters of the SiO Molecular Outflows . . . . .	79
7.3	Tentative relation between the Herbig-Haro Objects and Molecular Outflows that emanate from OMC1 South. . . . .	94
8.1	Physical Parameters of the 10 Selected 1.2 mm Continuum Sources . . .	100
8.2	Parameters of the VLA 0.7 cm Continuum Observations. . . . .	102
8.3	Parameters of the 1.3 cm VLA Continuum Observations. . . . .	102
8.4	Parameters of the VLA 3.6 cm Continuum Observations. . . . .	102
8.5	Physical Parameters of the HII Regions Detected with the VLA at 3.6 cm.	120
8.6	Flux Densities at 0.7, 1.3 and 3.6 cm of the VLA Continuum Sources. .	121



# Índice de Figuras

1.1	Simulación numérica de como una gran nube molecular se fragmenta formando grupos de núcleos densos con el transcurso del tiempo. . . . .	2
1.2	Gráfica de la opacidad específica (specific extinction) vs. longitud de onda (wavelength)/frecuencia (frequency) para diferentes componentes del polvo interestelar. . . . .	4
1.3	Esquema de un disco circunestelar asociado a una estrella masiva . . . . .	5
1.4	Radio observaciones interferométricas de la línea CH <sub>3</sub> CN(18-17) (escala de color amarillo) y del continuo (327, 21 y 8 GHz representados por los contornos cafe, rojo y azul, respectivamente) de la región estelar masiva Cefeo A HW2 . . . . .	7
1.5	Imagen de la región M17 en la banda del Infrarrojo. . . . .	10
2.1	Función de Planck para diferentes temperaturas. . . . .	13
2.2	Diagrama simplificado del proceso de radiación Libre-libre . . . . .	15
2.3	Geometría del Proceso de Emisión de la Radiación Síncrotrónica . . . . .	23
3.1	Positions of most of the VLA 3.6 cm sources, superposed on the H $\alpha$ image of O'Dell & Wong (1996) . . . . .	28
3.2	VLA contour image at 3.6 cm of the sources 55 and 56. . . . .	35
3.3	VLA contour image at 3.6 cm of the source 54 . . . . .	37
3.4	VLA contour image at 3.6 cm of the source 59 . . . . .	38
3.5	VLA contour image at 3.6 cm of the source 72 . . . . .	39
3.6	VLA continuum image at 3.6 cm of the OOS region . . . . .	41
3.7	VLA continuum image at 3.6 cm of the FIR4 region . . . . .	42
3.8	VLA contour image at 3.6 cm of the filamentary structure near OMC-1S . . . . .	43

4.1	VLA continuum images at 3.6 cm and 1.3 cm of the OMC1-S region . .	49
4.2	VLA continuum image at 1.3 cm of the source 143-353 . . . . .	51
4.3	VLA continuum image at 1.3 cm of the source 134-411 . . . . .	52
6.1	SMA CO J=2→1 moment zero and 1.3mm continuum image towards the OMC1S region . . . . .	64
6.2	Spectral energy distribution (SED) of 136-359 . . . . .	66
6.3	Channel maps of the CO J=2→1 redshifted and blueshifted emission of the molecular outflow . . . . .	68
6.4	SMA CO J=2→1 moment zero of the high velocity outflow redshifted emission . . . . .	69
6.5	Position-velocity diagram of the CO J=2→1 emission, computed along the jet axis . . . . .	71
7.1	SMA CO J=2→1 velocity-integrated intensity and 1.3 mm continuum image towards the OMC1S region . . . . .	80
7.2	SMA SiO J=5→4 moment zero image of the OMC1S region, superposed on the H $\alpha$ image of O'Dell & Wong (1996) . . . . .	83
7.3	Channel image of the SiO J=5→4 blueshifted emission of the molecular outflows . . . . .	87
7.3	Channel image of the SiO J=5→4 redshifted emission of the molecular outflows . . . . .	88
7.3	Channel image of the SiO J=5→4 redshifted emission of the molecular outflows . . . . .	89
7.4	Position-velocity diagram of the SiO J=5→4 thermal emission associated with the source 137-347 . . . . .	90
7.5	Position-velocity diagram of the SiO J=5→4 thermal emission associated with the source 137-408 . . . . .	90
7.6	Position-velocity diagram of the SiO J=5→4 thermal emission also as- sociated with the source 137-408 . . . . .	91
7.7	Position-velocity diagram of the SiO J=5→4 thermal emission associated with the source 136-359 . . . . .	91
7.8	Position-velocity diagram of the SiO J=5→4 thermal emission associated with the source 136-356 . . . . .	92
8.1	VLA continuum images of the source IRAS 18089-1732(1) . . . . .	103

8.2	VLA and SMA continuum images of the source IRAS 18089-1732(1) . . .	105
8.3	Spectral energy distribution (SED) for each detected radio continuum source in IRAS 18089-1732(1) . . . . .	106
8.4	VLA continuum images of the source IRAS 18182-1433 . . . . .	108
8.5	VLA continuum image at 7 mm of the source IRAS 18182-1433 . . . . .	109
8.6	Spectral energy distribution (SED) for each detected radio continuum source in IRAS 18182-1433 . . . . .	110
8.7	VLA continuum images of the source IRAS 18264-1152 . . . . .	112
8.8	VLA continuum image at 7 mm of the source IRAS 18264-1152 . . . . .	113
8.9	Spectral energy distribution (SED) for each detected radio continuum source in IRAS 18264-1152 . . . . .	114
8.10	VLA continuum images at 3.6 ( <b>A</b> ) and 1.3 ( <b>B</b> ) cm of the source IRAS 18308-0841 . . . . .	116
8.11	VLA continuum image at 7 mm of the source IRAS 18308-0841 . . . . .	117
8.12	Spectral energy distribution (SED) for each detected radio continuum source in IRAS 18308-084 . . . . .	118
8.13	VLA continuum image at 3.6 cm towards the source IRAS 18089-1732(1)	122
8.14	VLA continuum image at 3.6 cm towards the source IRAS 181821433 . . .	123

# Resumen

En esta tesis presentamos principalmente observaciones centimétricas y milimétricas con alta resolución angular hacia la región de formación estelar masiva OMC1 Sur en la nebulosa de Orión. Adicionalmente, en el capítulo 7 se presentan los resultados de un estudio llevado a cabo con el arreglo muy grande de radiotelescopios (“Very Large Array”) hacia diez regiones de formación de estrellas de alta masa localizadas en la parte interna de la Galaxia. Estas observaciones permitieron por primera vez estudiar a estas regiones con una alta resolución angular, y así ahondar en los procesos físicos que rijen en su formación.

En el segundo capítulo discutimos muy brevemente los procesos físicos de la emisión de ondas electromagnéticas en la región del radio.

En el tercer capítulo presentamos observaciones a 3.6 cm en el continuo con alta resolución angular y sensibilidad hacia la nebulosa de Orión obtenidas del archivo del “Very Large Array”. Los principales resultados de este estudio son: en un área de  $4' \times 4'$  que cubrió a toda la nebulosa detectamos un total de 77 radiofuentes de las cuales 54 son detectadas en una o en más épocas, y de las 54 fuentes 36 son variables en el tiempo por más de un 30%. De estas 77 radio fuentes 49 tienen contraparte infrarroja, mientras 46 son detectadas en la banda del óptico y 38 en la banda de los rayos X. Sólo unas pocas radiofuentes muestran tener contraparte en la región del milimétrico y por lo general ellas están asociadas con máseres de  $\text{H}_2\text{O}$ . Al promediar los cuatro mapas obtenidos en estas observaciones detectamos 23 fuentes nuevas de radio en un rango entre 0.1 to 0.3 mJy. De las 77 fuentes reportadas aquí, 39 son nuevas detecciones de radio, sin embargo sólo 9 de las 77 fuentes no habían sido reportadas anteriormente en las bandas del cercano infrarrojo, óptico o rayos X. Finalmente, en la región OMC1-S encontramos tres fuentes débiles que podrían estar asociadas con los objetos excitadores de los múltiples flujos ópticos y chorros moleculares que emanan de esta parte de la nebulosa. Los resultados de este trabajo fueron reportados en el artículo: *Compact Radio Sources in Orion: New Detections, Time Variability, and Objects in OMC-1S*, Luis A. Zapata, Luis F. Rodríguez, Stanley E. Kurtz & C. R. O’Dell. *The Astronomical Journal*, 2004, Vol. 127, edición 4, pp. 2252-2261.

En el cuarto capítulo presentamos observaciones sensitivas a 1.3 cm en el continuo realizadas con el “Very Large Array” hacia la región OMC1-S en la nebulosa de Orión. Estas nuevas observaciones revelaron un grupo de ocho nuevas fuentes compactas y con índices espectrales  $\alpha > 0.8 \pm 0.3$ , probablemente algunas de ellas asociadas con regiones H II ópticamente gruesas. Sin embargo, una de ellas mostró alta polarización circular, sugiriendo que tiene una naturaleza diferente, tal vez asociada con emisión giro-sincrotrón proveniente de partículas aceleradas en la reconexión de ráfagas próximas a la superficie estelar. Más aún, encontramos también que cuatro fuentes tienen contraparte infrarroja que muestran una muy baja luminosidad bolométrica, así que tampoco podrían estar asociadas con regiones H II, probablemente su radio emisión provenga de la radiación de electrones en fuertes campos magnéticos (sincrotrón) o de flujos parcialmente ionizados (libre-libre) asociados con estrellas muy jóvenes de baja masa.

Finalmente, las fuentes de radio 143-353 y 134-411 fueron resueltas angularmente, el ángulo de posición del eje mayor de la fuente 143-353 es consistente con la de los flujos ópticos HH 202 y HH 508, mientras que el ángulo de posición del eje mayor de la fuente 134-411 es consistente con la del flujo molecular altamente colimado, sugiriendo así que estas fuentes podrían ser sus objetos excitadores. Los resultados de este trabajo fueron reportados en el artículo: *A Cluster of 1.3 Centimeter Continuum Sources in OMC-1 South*, Luis A. Zapata, Luis F. Rodríguez, Stanley E. Kurtz, C. R. O'Dell & Ho, Paul T. P., *The Astrophysical Journal Letters*, 2004, Vol. 610, Edición 2, pp. L121-L124.

En el quinto capítulo presentamos el análisis necesario para obtener la masa de un flujo molecular a partir de la emisión molecular lineal, suponiendo que la emisión es ópticamente delgada y que nos encontramos en LTE. Finalizaremos este capítulo con la estimación de la masa de un flujo a partir de observaciones de la molécula de CO y de la molécula de SiO.

En el sexto capítulo presentamos observaciones sensitivas a 1.3 milímetros del continuo y de la molécula de  $^{12}\text{CO}$   $J=2\rightarrow 1$  con alta resolución angular hacia la región OMC1-S hechas con el arreglo de radio telescopios para las ondas submilimétricas "Submillimeter Array". En estas nuevas observaciones detectamos el flujo molecular de alta velocidad ( $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ ) de  $^{12}\text{CO}$   $J=2\rightarrow 1$  mapeado por primera vez por el radiotelescopio del IRAM de 30 metros (Rodríguez-Franco et al. 1999a). Nuestras observaciones lo resolvieron angularmente, obteniendo así sus dimensiones deconvolucionadas de:  $0''.89 \pm 0''.06$  (390 AU)  $\times \sim 48''$  (21,000 AU). Con estos parámetros calculamos su ángulo de colimación ( $\sim 3^\circ$ ) y su edad (600 años), resultando ser uno de los flujos más colimados y jóvenes reportados hasta ahora en la literatura astronómica. También encontramos que la emisión molecular de CO integrada en altas velocidades traza un chorro extremadamente colimado, mientras que a velocidades más bajas traza una envolvente posiblemente producida por la interacción del flujo molecular con el gas de la nebulosa. Los resultados de este trabajo fueron reportados en el artículo: *A Highly Collimated, Young, and Fast CO Outflow in OMC-1 South*, Luis A., Zapata, Luis F. Rodríguez, Paul T. P. Ho, Qizhou, Zhang, Chunhua, Qi and Stan E. Kurtz, *The Astrophysical Journal Letters*, 2005, Vol. 630, Edición 1, pp. L85-L88.

En el séptimo capítulo presentamos observaciones sensitivas de la molécula de SiO con alta resolución angular hacia la región OMC1-S hechas con el "Submillimeter Array". En ellas detectamos por primera vez un grupo de cuatro flujos moleculares colimados y compactos ( $< 3500$  AU) que parecen ser energizados por objetos con fuerte emisión en las bandas del radio, submilimétrico e infrarrojo localizadas en esta región. La morfología de estos nuevos flujos moleculares es en algunos casos bipolar y en otros monopolar mostrando por lo general una alta dispersión de velocidades. Tomando en cuenta recientes resultados de observaciones de la molécula de Monóxido de Silicio hacia otros flujos moleculares jóvenes con una alta resolución angular y los resultados encontrados de este estudio, proponemos que la emisión térmica de la molécula de SiO parece estar trazando las partes más jóvenes y excitadas de los flujos moleculares que no pueden ser trazados por otras moléculas. Más aún, como la emisión de la molécula de SiO es débil a velocidades ambientales de la nube molecular, este tipo de observaciones puede revelar flujos de muy baja velocidad que en otras transiciones moleculares

podrían ser confundidas con este tipo de emisión. Los resultados de este trabajo fueron reportados en el artículo: *Silicon Monoxide Observations Reveal a Cluster of Hidden Compact Outflows in the OMC1 South Region*, Luis A. Zapata, Paul T. P. Ho, Luis F. Rodríguez, C. R. O'Dell, Qizhou Zhang, and August Muench, 2006, , *In press -The Astrophysical Journal*-.

En el octavo capítulo presentamos observaciones sensitivas a 7 mm, 1.3 cm y 3.6 cm en el continuo realizadas con el "Very Large Array" hacia diez regiones de formación estelar masiva. En ellas detectamos emisión compacta a 7 mm de cuatro objetos: IRAS 18089-1732(1), IRAS 18182-1433, IRAS 18264-1152 e IRAS 18308-0841, y por primera vez encontramos que ellos están asociados con sistemas dobles o triples de radio fuentes separadas entre sí por algunos segundos de arco. Discutimos sus características basados principalmente en sus índices espectrales y así encontramos que su naturaleza es diversa. Algunas características indican que su emisión está dominada por emisión de polvo proveniente de discos o envolventes. Hacia otras componentes encontramos que la emisión a 7 mm está dominada por radiación libre-libre, ya sea de chorros ionizados o de regiones HII ópticamente gruesas. Además, hay evidencia de contaminación sincrotrón en la emisión en esta longitud de onda de algunas de estas fuentes. Finalmente, encontramos que las fuentes asociadas con chorros ionizados están correlacionadas con máseres de metanol. La determinación precisa de la naturaleza de estas fuentes requerirá de más observaciones. Los resultados de este trabajo fueron reportados en el artículo *In Search of Circumstellar Disks around Young Massive Stars* Luis A. Zapata, Luis F. Rodríguez, Paul T. P. Ho, Henrik Beuther, and Qizhou, Zhang *The Astronomical Journal*, 2006 Vol. 131, Edición 2, pp. 939-950.

En el noveno capítulo damos las principales conclusiones de este trabajo, además de describir el trabajo futuro en la región OMC1-S, así como en la rama de la formación estelar masiva.



# Abstract

In this thesis we present mainly centimeter and millimeter observations using high angular resolution toward the massive star forming region OMC1 South located in the Orion Nebula. Furthermore, in the chapter number seven we present the results of a study of ten massive star forming regions located in the inner part of our Galaxy using the Very Large Array. These observations allowed us for the first time study in great detail them.

In the second chapter we discuss very briefly the physical processes associated with the emission of electromagnetic waves in the radio wavelengths.

In the third chapter we present the analysis of four 3.6 cm radio continuum archival observations of Orion obtained using the Very Large Array in its A-configuration, with  $0''.3$  angular resolution. The observations were made during the period 1994-1997. In a region of  $4' \times 4'$ , we detect a total of 77 compact radio sources. Of the total of detected sources, 54 are detected in one or more of the individual observations and 36 of these show time variability (by more than 30%) between the observed epochs. A deep image made from averaging all data shows an additional 23 faint sources, in the range of 0.1 to 0.3 mJy. Of the total of 77 sources, 39 are new centimeter detections. However, only 9 of the 77 sources do not have a previously reported counterpart at near-infrared, optical, or X-ray wavelengths. In particular, we detect three faint sources in the OMC-1S region that may be related to the sources that power the multiple outflows that emanate from this part of the Orion nebula. The results of this study were reported in the paper: *Compact Radio Sources in Orion: New Detections, Time Variability, and Objects in OMC-1S*, Luis A. Zapata, Luis F. Rodríguez, Stanley E. Kurtz & C. R. O'Dell. *The Astronomical Journal*, 2004, Vol. 127, Issue 4, pp. 2252-2261.

In the fourth chapter we present sensitive 1.3 cm radio continuum observations of the region OMC1 South (OMC-1S) in Orion using the Very Large Array in its B configuration. We detect eleven radio sources clustered in a  $30'' \times 30''$  region, of which only three had been detected previously at radio wavelengths in deep 3.6 cm observations. The eight new radio sources are compact ( $\theta_s \leq 0''.1$ ) and we set lower limits to their spectral indices,  $\alpha > 0.8 \pm 0.3$  (with  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ), that suggest that they may be optically-thick H II regions. However, one of the new sources exhibits significant circular polarization, indicating that gyrosynchrotron emission with large positive spectral indices may be an alternative explanation. Furthermore, we find that four other sources are associated with infrared sources of low bolometric luminosity that cannot drive an H II region. Finally, two of the sources previously detected at 3.6-cm are angularly resolved in the 1.3 cm image and their major axes have position angles that align well with large scale outflows emanating from OMC-1S. The radio source 143-353 has a major axis with a position angle consistent with those of the HH 202 and HH 528 flows, while the radio source 134-411 has a major axis with a position angle consistent with that of the low-velocity molecular outflow associated with the far-infrared source FIR 4. The results of

this study were reported in the paper: *A Cluster of 1.3 Centimeter Continuum Sources in OMC-1 South*, Luis A. Zapata, Luis F. Rodríguez, Stanley E. Kurtz, C. R. O'Dell & Ho, Paul T. P., *The Astrophysical Journal Letters*, 2004, Volume 610, Issue 2, pp. L121-L124.

In the fifth chapter we developed the necessary tools to obtain the mass of a molecular outflow using its lineal molecular emission and supposing that it is optically thin, and we found in LTE. We finished this chapter with the estimation of the mass for an outflow observed in CO and SiO molecules.

In the sixth chapter we present high angular resolution ( $\sim 1''$ ), sensitive CO(2-1) line observations of the region OMC1 South in the Orion Nebula made using the Submillimeter Array (SMA). We detect the  $^{12}\text{CO}$  J=2 $\rightarrow$ 1 high velocity outflow that was first found by Rodríguez-Franco et al. (1999a) with the IRAM 30 m. Our observations resolve the outflow, whose velocity-integrated emission has a deconvolved width of  $0''.89 \pm 0''.06$  (390 AU) and a projected length of  $\sim 48''$  (21,000 AU) with very high redshifted and blueshifted gas with velocities of about  $\pm 80 \text{ km s}^{-1}$ . This outflow is among the most collimated ( $\sim 3^\circ$ ) and youngest outflows (600 yr) that have been reported. The data show that this collimated outflow has been blowing in the same direction during the last 600 yr. At high velocities, the CO(2-1) outflow traces an extremely collimated jet, while at lower velocities the CO emission traces an envelope possibly produced by entrainment of ambient gas. Furthermore, we also detect for the first time a millimeter wavelength continuum source possibly associated with a class I protostar that we suggest could be the possible exciting source for this collimated outflow. However, the bolometric luminosity of this source appears to be far too low to account for the powerful molecular outflow. The results of this study were reported in the paper: *A Highly Collimated, Young, and Fast CO Outflow in OMC-1 South*, Luis A., Zapata, Luis F. Rodríguez, Paul T. P. Ho, Qizhou, Zhang, Chunhua, Qi and Stan E. Kurtz, *The Astrophysical Journal Letters*, 2005, Volume 630, Issue 1, pp. L85-L88.

In the seventh chapter we present high angular resolution ( $2''.8 \times 1''.7$ ) SiO J=5 $\rightarrow$ 4;  $v = 0$  line observations of the OMC1S region in the Orion Nebula made using the Submillimeter Array (SMA). We detect for the first time a cluster of four compact bipolar and monopolar outflows that show high, moderate and low velocity gas and that appear to be energized by millimeter and infrared sources associated with this region. The SiO molecular outflows are compact ( $< 3500 \text{ AU}$ ), show a broad range of velocities, and in most of the cases, they are located very close to their exciting sources. We propose therefore that the SiO thermal emission is tracing the youngest and most highly excited parts of the outflows which cannot be detected by other molecules. Moreover, since the ambient cloud is weak in the SiO line emission, these observations can reveal flows that in other molecular transitions will be confused with the ambient velocity cloud emission. Analysis of their positional-velocity diagrams show that some components of these outflows may be driven by wide-angle winds very close to the exciting object. Finally, we also found that some of these SiO outflows seem to be the base of powerful Herbig-Haro objects and large-scale molecular flows that emanate from a few arcseconds around this zone. Particularly, we found a strongly excited

SiO bipolar outflow with a P.A. of  $\sim 100^\circ$ , that is likely energized by the luminous ( $\sim 3 \times 10^3 L_\odot$ ) infrared protostar “B” and that could be the base of the remarkable object HH269. The results of this study were reported in the paper: *Silicon Monoxide Observations Reveal a Cluster of Hidden Compact Outflows in the OMC1 South Region*, Luis A. Zapata, Paul T. P. Ho, Luis F. Rodríguez, C. R. O’Dell, Qizhou Zhang, and August Muench, 2006, , *Accepted by the Astrophysical Journal*.

In the eight chapter we present 7 mm, 1.3 cm and 3.6 cm continuum observations made with the Very Large Array toward a sample of ten luminous IRAS sources that are believed to be regions of massive star formation. We detect compact 7 mm emission in four of these objects: IRAS 18089-1732(1), IRAS 18182-1433, IRAS 18264-1152 and IRAS 18308-0841 and for the first time find that these IRAS sources are associated with double or triple radio sources separated by a few arcseconds. We discuss the characteristics of these sources based mostly on their spectral indices and find that their nature is diverse. Some features indicate that the 7 mm emission is dominated by dust from disks or envelopes. Toward other components the 7 mm emission appears to be dominated by free-free radiation, both from ionized outflows or from optically thick H II regions. Furthermore, there is evidence of synchrotron contamination in some of these sources. Finally, we found that the sources associated with ionized outflows, or thermal jets are correlated with CH<sub>3</sub>OH masers. The precise determination of the nature of these objects requires additional multifrequency observations at high angular resolution. The 3.6 cm continuum observations also revealed seven UCHII regions in the vicinity of the sources IRAS 18089-1732(1) and two more in the source IRAS 18182-1433. We show that the small photoionized nebulae of these UCHII regions are produced by early B-type stars. The results of this study were reported in the paper: *In Search of Circumstellar Disks around Young Massive Stars* Luis A. Zapata, Luis F. Rodríguez, Paul T. P. Ho, Henrik Beuther, and Qizhou, Zhang *The Astronomical Journal*, 2006 Volume 131, Issue 2, pp. 939-950.

In the ninth chapter we give the main conclusions of this work, and described the future work in the region OMC1-S, and in the high-mass star formation topic.



# Capítulo 1

## La Formación de las Estrellas Masivas

### 1.1 El Modelo Estándar para la Formación de Estrellas de Baja Masa

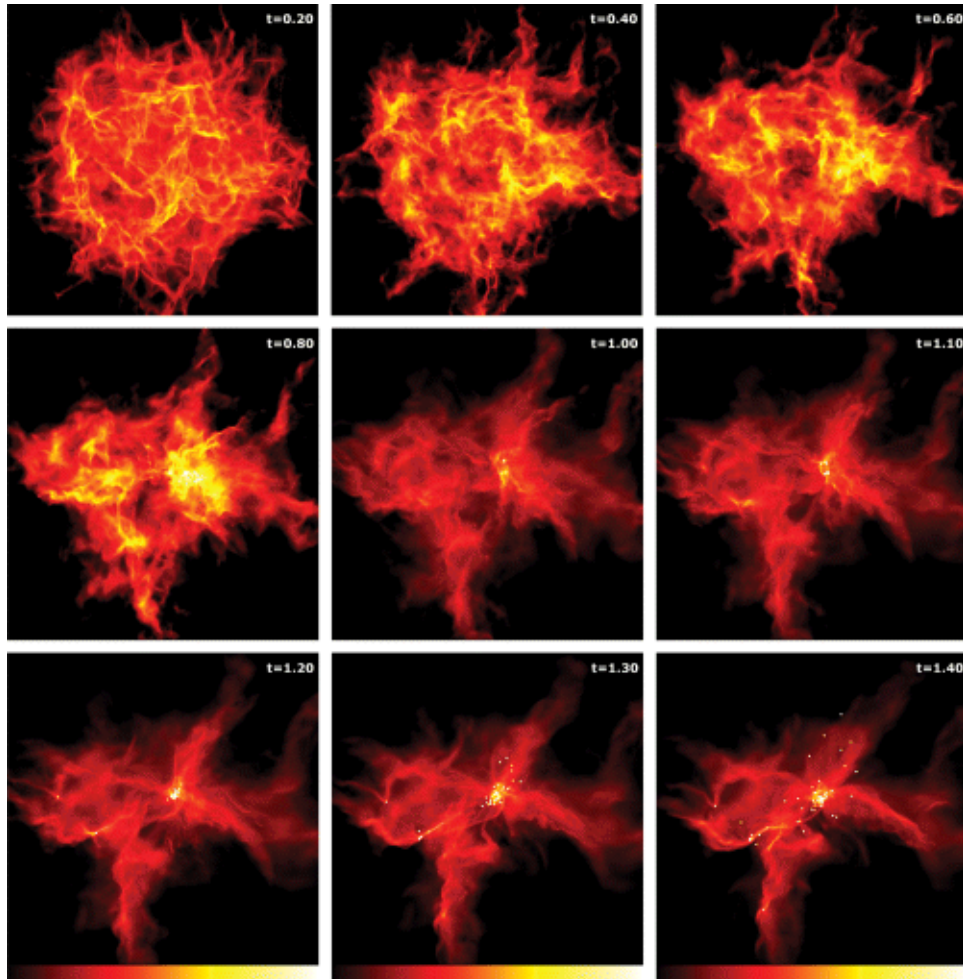
Nuestro actual paradigma de la formación de estrellas de baja masa fué primeramente propuesto por Shu, Adams & Lizano (1987). Este nos dice que una estrella de baja masa se formará por la fragmentación de grandes nubes moleculares (con tamaños de alrededor de  $10^5$  UA<sup>1</sup> y masas de  $50 M_{\odot}$ <sup>2</sup>). En esta primera etapa una porción de la nube molecular formará un núcleo muy denso y opaco, en equilibrio entre la fuerza gravitacional, la presión térmica y su campo magnético. En una segunda etapa la parte central de este núcleo se empezará colapsar cuasiestáticamente a través de la difusión ambipolar. Este último proceso ocasiona que las líneas del campo magnético se desacoplen del gas, facilitando la contracción del núcleo. El colapso producirá una caída de material de adentro hacia fuera (“inside-out”). Rápidamente, después de esta etapa se formará un objeto denso en su centro junto con un muy delgado disco circunestelar - con tamaños de algunos cientos de unidades astronómicas- que permitirá al material que está siendo acretado de la envolvente ser trasportado a la protoestrella más eficazmente.

Al mismo tiempo perpendicularmente a su disco, se formarán un par de chorros antiparalelos que expulsarán material al medio interestelar, ayudando también a la acreción de material hacia la protoestrella central, puesto que se llevan de momento angular (sobretudo en las partes muy internas del disco). Estos chorros llegan a perturbar el medio interestelar hasta distancias que alcanzan algunas decenas de parsecs. De

---

<sup>1</sup>Unidades Astronómicas (1 UA corresponde a  $1.5 \times 10^{13}$  cm).

<sup>2</sup> $1 M_{\odot}$  corresponde a  $2 \times 10^{33}$  gr.



**Fig. 1.1.**— Simulación numérica de como una gran nube molecular se fragmenta formando grupos de núcleos densos con el transcurso del tiempo. Las unidades de tiempo en cada panel están en unidades del tiempo inicial de caída libre ( $6.34 \times 10^4$  años). Obtenida de Bate & Bonnell (2005).

esta manera, la estrella en presecuencia principal seguirá contrayéndose y así llegará hasta la etapa de secuencia principal donde su núcleo será tan denso y caliente que podrá fusionar Hidrógeno formando átomos de Helio y emitiendo una copiosa cantidad de fotones. La radiación que emitirá frenará en este punto la acreción de material a través de su disco circunestelar -debido a la presión de radiación- y paulatinamente irá "barriendo" los restos de éste, formando así una nueva estrella.

Como el resultado de la fragmentación de toda la gran nube molecular en pequeños núcleos densos (ver Figura 1.1), las estrellas se formarán en grupos densamente poblados, que con el transcurso del tiempo se irán dispersando. Recientemente, con observaciones infrarrojas de alta resolución y con la ayuda de los interferómetros en las regiones del milimétrico y submilimétrico también se ha encontrado que generalmente las proto-estrellas forman sistemas binarios o múltiples, con distancias de separación que frecuentemente van de decenas a centenas de UA (Duchêne et al. 2006), sugiriendo

que los núcleos compactos una vez ya formados podrían fragmentarse de nuevo. Un ejemplo muy claro es la binaria L1551 IRS5. Takakuwa et al. (2004) con observaciones de alta resolución angular de la molecula de CS J=7→6 y del continuo en la región del submilimétrico, encontraron emisión de polvo enlogada (de un tamaño de alrededor de  $200 \times 100$  UA) envolviendo al sistema binario asociado con dos chorros térmicos (Rodríguez et al. 2003). Observaciones de la emisión molecular del CS en este mismo estudio, mostraron que hay un gradiente de velocidades de algunos kilómetros por segundo en dirección sureste (velocidades corridas al azul) -noroeste(velocidades corridas al rojo), y que es atribuido al gas cayendo hacia los discos circunestelares.

## 1.2 La Formación de las Estrellas Masivas

### 1.2.1 Problemas para Formar Estrellas Masivas

Se define una estrella masiva como aquella que tiene una masa de más de  $8 M_{\odot}$ , i.e. clasificada como tipo espectral O o B (con luminosidades  $> 10^3 L_{\odot}$ <sup>3</sup>). Estas estrellas tienen tiempos de vida mucho menores ( $\sim 10^6 - 10^8$  años) que sus compañeras las estrellas de baja masa ( $M < 2 M_{\odot}$ ) debido a que ellas consumen el hidrógeno en su núcleo mucho más rápido para poder mantener el equilibrio entre la enorme fuerza gravitacional debida a su masa y la presión generada por sus reacciones termonucleares dentro de su núcleo. Sus muertes serán mucho más violentas en comparación con las estrellas de baja masa, produciendo energéticas explosiones de supernova y cuerpos peculiares como las estrellas de neutrones y los hoyos negros.

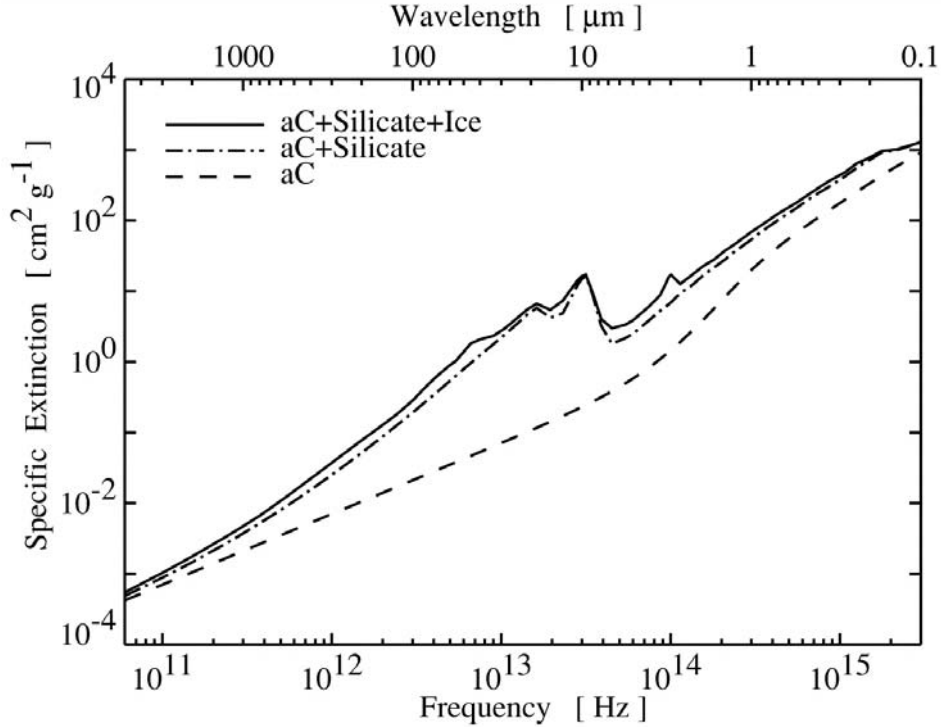
Actualmente, la formación de este tipo de estrellas no es bien entendido y durante esta última década ha aumentado el número de estudios sobre este tópico. Este ha llegado a ser uno de los problemas más pertinaces de la rama de la formación estelar galáctica que se ha mantenido sin resolver por más de 30 años después de ser planteado.

Teóricamente se ha demostrado que en la etapa de su formación las estrellas con masas mayores a  $20 M_{\odot}$  tendrán un tiempo de Kelvin-Helmholtz mucho menor que su tiempo de caída libre de material (Stahler et al. 1980a; Nakano et al. 1989; Palla & Stahler 1993). Esto es, ellas llegarán a la secuencia principal aún acretando material proveniente de su envolvente. Beech & Mitalas (1994), Norberg & Maeder (2000), y Behrend & Maeder (2001) extendieron estos resultados para estrellas con masas mayores a  $60 M_{\odot}$ .

El trabajo pionero de Kahn (1974) mostró también que pueden existir problemas al momento de formar una estrella masiva por la misma vía por la que sus compañeras de baja masa lo hacen. Al formarse el núcleo denso en la nube molecular, referido por Kahn (1974) como por un "capullo", este colapsará y empezará a acretar material esféricamente hacia el objeto central. Debido a que el material que está siendo acretado hacia el centro (granos de polvo y gas, principalmente) no es totalmente transparente

---

<sup>3</sup>1  $L_{\odot}$  corresponde  $4 \times 10^{33}$  erg.



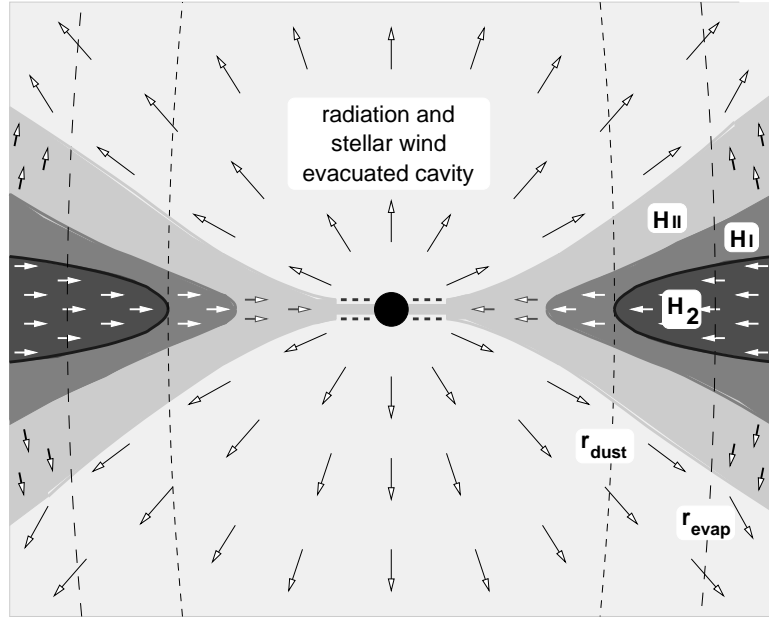
**Fig. 1.2.** — Gráfica de la opacidad específica (specific extinction) vs. longitud de onda (wavelength) / frecuencia (frequency) para diferentes componentes del polvo interestelar. “aC” es carbon amorfo, “Silicate” silicatos y “Ice” Hielo. Obtenida de Yorke & Sonnhalter (2002).

a la radiación que emitirá el objeto central, se producirá una presión (conocida como presión de radiación) hacia el material que está siendo acretado, que será proporcional a la luminosidad del objeto central. De esta manera, él concluyó que sólo se podrán formar estrellas de masas menores a  $\sim 20\text{-}40 M_{\odot}$ . Wolfire & Cassinelli (1987) calcularon que para formar estrellas con masas mayores a  $40 M_{\odot}$  será necesario tener tasas de acreción del orden de  $10^{-4}$  a  $10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  y que las tasas de acreción dependerán en gran parte de los valores tomados para la *opacidad*  $\kappa$ . Así, las estrellas masivas requerirán tasas de dos a tres ordenes de magnitud mayores que las observadas en las estrellas de baja masa ( $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , Norberg & Maeder 2000; McKee & Tan 2003).

Analíticamente podríamos plantear el problema de la siguiente manera. Para formar una estrella masiva (i.e.  $M_* \geq 8 M_{\odot}$ ) una condición necesaria es que  $\dot{M}_* = \int_0^t [\dot{M}_{\text{acr}}(t') - \dot{M}_{\text{exp}}(t')] dt' \geq 8 M_{\odot}$ . Esto es, que la tasa del material acretado ( $\dot{M}_{\text{acr}}$ ) deberá superar por mucho a la tasa de material expulsado ( $\dot{M}_{\text{exp}}$ ) por la protoestrella durante su formación. Para que esta condición se pueda cumplir es necesario que la fuerza producida por la presión de radiación en los granos de polvo sea menor a la fuerza gravitacional del objeto central. Como la fuerza producida por la presión de radiación puede escribirse como  $\kappa L / 4\pi r^2 c$  y la fuerza gravitacional como  $GM_*/r^2$ , donde  $\kappa$  es la opacidad por unidad de masa,  $L$  es la luminosidad de la estrella,  $r$  es la distancia de la fuente de radiación,  $G$  es la constante gravitacional,  $M_*$  la masa de estrella. Entonces, tomado en cuenta que  $L = L_* + L_{\text{acr}}$ , llegamos a que, para que ganemos



masa:



**Fig. 1.3.**— Esquema de como una estrella masiva temprana podría formar un disco de acreción disminuyendo la presión del radiación hacia el material que cae a él, permitiendo así ganar más masa. La flechas negras que están apuntando en contra de la objeto central representan el viento estelar de la protoestrella masiva. Las flechas blancas y grises representan el material frío en que “cae” hacia la protoestrella. Los tonos grises en la figura indican los cambios de densidad del medio, los tonos oscuros representan mayor densidad. Las líneas verticales punteadas indican el radio donde aún el gas ionizado permanece ligado al disco ( $r_{evap}$ ), y el radio donde los granos de polvo empiezan a ser destruidos ( $r_{dust}$ ).

$$\kappa L / 4\pi r^2 c < GM_*/r^2, \quad (1.1)$$

o parametrizando para una estrella de  $10 M_\odot$ , obtenemos:

$$\frac{\kappa}{130 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} < \left[ \frac{M_*}{10M_\odot} \right] \left[ \frac{L}{1000L_\odot} \right]^{-1}, \quad (1.2)$$

Esto nos da un límite para la opacidad del polvo en la región del óptico e infrarrojo para formar estrellas de alta masa. Generalmente, la opacidad en estas longitudes de onda es muy alta como puede ser apreciado en la Figura 1.2, resultando imposible formar estrellas de alta masa por este mecanismo.

En la misma década que Kahn (1974) presentó su trabajo, otros dos estudios realizados por Larson & Starrfield (1971) y Yorke & Kruege (1977) también sugirieron la imposibilidad de formar estrellas de alta masa por la misma vía en que lo hacen las estrellas de baja o intermedia masa. Ellos calcularon que las estrellas masivas muy tempranas producirán una gran cantidad de fotones UV que ionizarán al gas molecular circundante, formando rápidamente una región HII compacta. Debido a que la temperatura del gas ionizado es del orden de  $10^4$  K, y la temperatura del gas molecular es de

alrededor de 100 K, la presión del gas ionizado llegará a ser 100 veces más grande que la del gas molecular, así que la región HII compacta deberá expandirse deteniendo la acreción del material molecular hacia el objeto central.

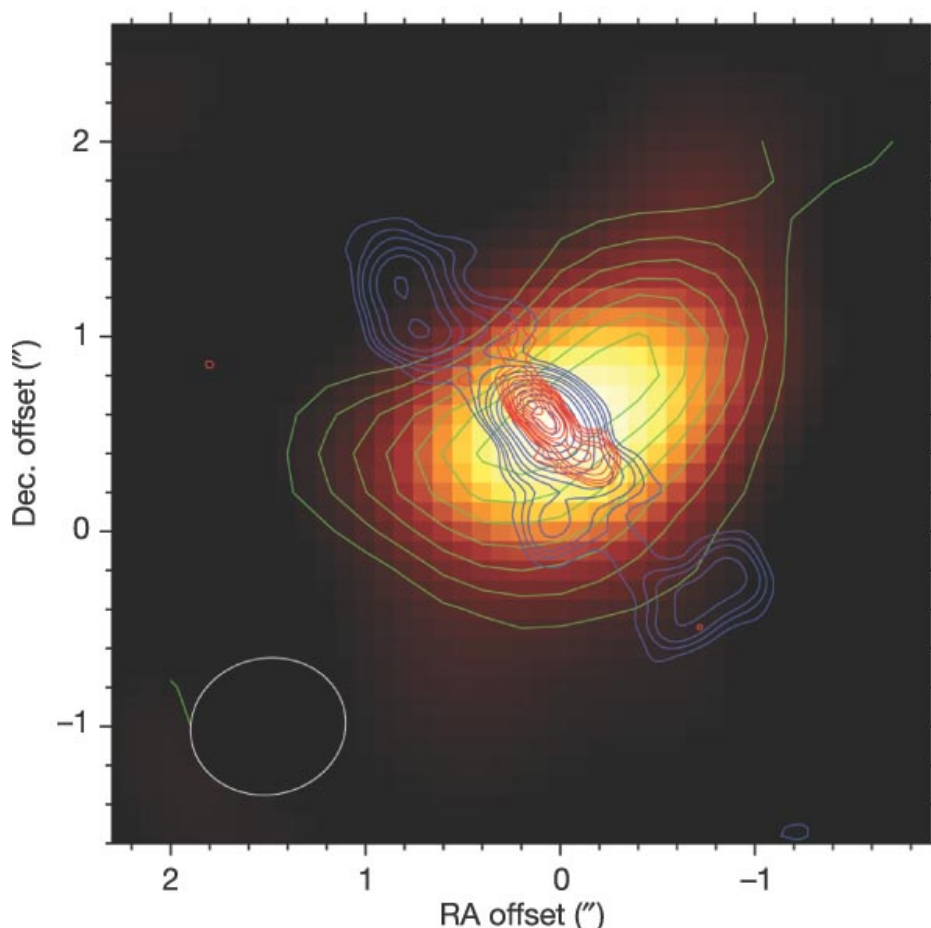
### 1.2.2 Soluciones Propuestas

La presión de radiación puede ser reducida si la acreción del material hacia la protoestrella no tiene una geometría esférica. Nakano (1989) demostró que si la acreción del flujo de material hacia el objeto central procede a través de una muy delgada estructura o un disco circunestelar producido por la rotación o por los campos magnéticos de ella misma, la re-radiación de los granos de polvo podrá escapar de manera polar permitiendo así que la presión de radiación sea mucho menor y la protoestrella pueda acretar suficiente material para completar su formación (ver la Figura 1.3). Pocos años después otro trabajo (Jijina & Adams 1996) sugirió que la presión de radiación en el material circundante al objeto central podría rápidamente inducir la formación de un disco de acreción, en vez de parar la acreción, como es lo esperado si la acreción es esférica. Concluyeron que la presión de radiación podría ser un factor determinante para formar estrellas de alta masa, pero la masa límite podría ser más grande que  $10 M_{\odot}$ .

Por otro lado, como fue descrito en la sección anterior, estrellas tempranas tipo O y B formarán rápidamente una región H II compacta, parando la acreción de material hacia el objeto central. Keto (2002) sugirió que el incremento de la presión térmica del gas ionizado será irrelevante para la acreción de material hacia el objeto central si la zona de ionización se encuentra dentro del radio sónico, esto es, dentro de donde la velocidad de escape es mucho más grande que la velocidad del sonido del material ionizado. Esto podría ocurrir si la densidad del material acretado es más grande que la del radio de equilibrio de ionización, donde la recombinación se encuentra en balance con la ionización.

McKee & Tan (2002) propusieron una posible solución a este problema. De acuerdo a ellos, las estrellas masivas nacen en un medio ambiente mucho más denso que las estrellas de baja masa. Esto produce que la “caída” de gas hacia la estrella naciente sea tan fuerte que ni la poderosa presión de la radiación de la estrella puede detener el proceso, obligando a la estrella a crecer hasta alcanzar una masa de decenas de veces la del Sol. Este proceso ocurriría en alrededor de  $1 \times 10^5$  años, un tiempo relativamente breve en comparación con otras escalas de la evolución estelar.

Un caso más extremo para la formación de estrellas de alta masa fué propuesto por Bonnell et al. (1998), Portegies Zwart et al. (1999) y Stahler et al. (2000). Ellos propusieron que ellas se formarán por la fusión de estrellas de masa baja e intermedia en los centros de cúmulos con una muy alta densidad estelar ( $\sim 10^8 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ ). Este proceso es principalmente fundamentado por los estudios hacia los cúmulos de estrellas (e.g. el cúmulo de Orión), donde se encuentra que las estrellas más masivas son localizadas en los centros de éstos (Testi et al. 1997). Sin embargo, es interesante resaltar que si las estrellas de alta masa son formadas mediante este mecanismo, ellas



**Fig. 1.4.**— Radio observaciones interferométricas de la línea  $\text{CH}_3\text{CN}[18-17]$  (escala de color amarillo) y continuo (327, 21 y 8 GHz representados por los contornos café, rojo y azul, respectivamente) de la región estelar masiva Cefeo A HW2. Ella muestra un disco elongado en dirección noroeste-sureste y perpendicular a él, un fuerte y colimado chorro térmico. Obtenida de Patel et al. (2005)

no llegarán a formar discos circunestelares o chorros colimados bien definidos como es esperado si son formadas por el mismo mecanismo en que las estrellas de baja masa lo hacen (Bally & Zinnecker 2005). Muy recientemente, otro trabajo por algunos de los autores (Bonnell et al. 2004) que propusieron la *fusión* de estrellas de baja masa para formar estrellas masivas ha sugerido otro mecanismo menos dramático. Ellos proponen que este tipo de protoestrellas acretarán material por el “robo” de masa de otras protoestrellas vecinas, de esta manera se llegarán a formar estrellas muy masivas. A este esquema se le conoce como de “acreción competitiva”

Wolfire & Cassinelli (1987) señalaron que la naturaleza podría resolver el problema de la luminosidad y la masa de la protoestrella si en vez de formar una sola estrella central forma una binaria de igual masa. De esta manera la luminosidad llegará a ser mucho menor en cada componente, reduciendo así la presión de radiación en el material que es acretado. Recientemente se ha observado que las estrellas masivas tienen una alta tasa de multiplicidad en comparación con las estrellas de baja masa, aludiendo que

este mecanismo podría ser importante al momento de formar estrellas de alta masa.

### 1.3 Observaciones de Regiones de Formación Estelar Masiva

Durante la última década ha aumentado considerablemente el número de observaciones en diferentes longitudes de onda y con alta resolución angular hacia regiones de formación estelar masiva debido a la necesidad de comprender mejor la formación de este tipo de estrellas. Sin embargo, han existido algunos problemas al momento de llevar a cabo estos estudios: 1) Las regiones de formación estelar masiva (con excepción de Orión) son encontradas a distancias de algunos kpc y la resolución angular actual no es suficiente para estudiar en detalle las regiones. 2) Debido a que el tiempo de su formación es muy corto, existen sólo pocas regiones de formación estelar masiva conocidas. 3) Este tipo de regiones están altamente embebidas en sus nubes moleculares, siendo regiones muy obcurecidas (con extinciones visuales muy grandes,  $A_v=1000$ ) y así son sólo estudiadas en las regiones del Radio e Infrarrojo.

#### 1.3.1 Chorros Térmicos y Flujos Moleculares

Es bien conocido que muchas de las estrellas jóvenes de baja masa están asociadas con expulsión de material perpendicularmente a su disco circunestelar. Este fenómeno puede ser observado en varias longitudes de onda y a varias escalas, dependiendo del mecanismo de excitación que esté funcionando para producir los fotones que llegaremos a detectar.

Muy próximo al objeto excitador y a escalas menores de un segundo de arco se forman los chorros térmicos colimados, que se observan principalmente en longitudes de onda centimétrica y milimétrica. Ellos tienen una morfología elongada en dirección de los flujos moleculares o los objetos Herbig-Haro y son formados por el gas parcialmente ionizado que es producido por el material que es expulsado por la protoestrella a muy pequeñas escalas (Rodríguez 1994,1995; Anglada 1995,1996). Han existido sólo algunos casos donde este tipo de chorros están presentes en protoestrellas asociadas con una alta masa y luminosidad (e.g. Cefeo A HW2, HH 80-81, IRAS 18089-1732(1) e IRAS 18182-1433). Cefeo A es una región con una luminosidad bolométrica de  $2.5 \times 10^5 L_{\odot}$  y una distancia de 725 pc. Esta región contiene al objeto HW2 que se estima está asociado con la mitad de la luminosidad bolométrica total de la región, alcanzando a ser una protoestrella tipo espectral B0.5 con una masa asociada de  $15 M_{\odot}$ . Este objeto ha sido extensivamente estudiado en longitudes de onda centimétricas. Rodríguez et al. (1991, 1994) encontró un poderoso chorro térmico en su centro que emana en dirección noreste-suroeste. Observaciones subsecuentes detectaron movimientos propios en este chorro, encontrando velocidades del orden de  $1000 \text{ km s}^{-1}$  (Rodríguez et al. 2005).

Los flujos moleculares llegan a ser energizados a escalas mucho más grandes que los chorros térmicos, y en ciertos casos también muy cerca del objeto excitador, debido

a su diferente naturaleza. Su emisión es producida por la excitación de moléculas en sus niveles rotacionales a bajas temperaturas.

### 1.3.2 Discos de Acreción

Se han realizado una serie de estudios utilizando diferentes técnicas observacionales para tratar de identificar discos circunestelares alrededor de estrellas jóvenes masivas y aquí describiremos sólo algunas de estas técnicas.

Una de ellas es observar la emisión térmica de moléculas que trazan gas muy denso en este tipo de regiones para estudiar su cinemática y dinámica. Zhang et al. (2006) usando observaciones moleculares de amoníaco ( $\text{NH}_3$ ) con alta resolución angular hacia ocho regiones de formación estelar masiva, encontraron que dos regiones (ambas asociadas con protoestrellas tipo espectral B), muestran evidencia de discos de acreción de tamaños de sólo algunos cientos de UA. Beltrán et al. (2005) utilizando observaciones de emisión térmica de la línea molecular  $\text{HCOOCH}_3$  encontraron que los objetos masivos G24.78+0.08 y G31.41+0.31 (asociados con protoestrellas tipo O) muestran acreción de gas en forma toroidal hacia su centro. Usando la misma molécula ( $\text{HCOOCH}_3$ ) Beuther et al. (2005) encontró evidencia de un disco de acreción asociado con el objeto masivo IRAS 18089-1732 usando observaciones con una resolución angular de menos de un segundo de arco.

Otra técnica es realizar observaciones milimétricas y submilimétricas en el continuo con alta resolución angular para identificar y resolver discos circunestelares mediante la emisión del polvo que contienen. Gibb et al. (2004) realizó un estudio para tratar de mapear discos circunestelares en ocho regiones de formación estelar masiva usando observaciones milimétricas de alta resolución angular y encontró que aún la emisión a 3 milímetros es dominada por emisión libre-libre proveniente de chorros térmicos o de regiones HII compactas. Patel et al. (2005) detectaron en la región Cep A HW2 una estructura elongada (en dirección perpendicular al chorro térmico) en longitudes de onda submilimétricas asociadas principalmente con emisión de polvo (ver Figura 1.4), sugiriendo así que esta emisión podría estar asociada con un disco circunestelar. Más aún, la emisión térmica de la línea de  $\text{CH}_3\text{CN}[13-12]$  mostró una débil evidencia de rotación en el disco. Shepherd & Kurtz (1999) usando observaciones en el continuo a 2.6 milímetros, así como observaciones de máseres de agua y de la molécula de  $^{13}\text{CO}$  detectaron un disco de acreción de un tamaño de  $\sim 1000$  UA en torno a una protoestrella tipo espectral B2 en la región G192.16-3.82.

Observaciones de máseres de agua ( $\text{H}_2\text{O}$ ) y metanol ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) han sido usadas para identificar también discos de acreción. Pestalozzi et al. (2004) interpretaron observaciones de máseres de  $\text{CH}_3\text{OH}$  realizadas con el interferómetro VLBA en términos de un disco visto de canto con un radio de  $\sim 1000$  UA orbitando una protoestrella de unas  $30 M_\odot$ . Sin embargo, recientemente se ha observado que este tipo de máseres ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) están frecuentemente asociados con choques de gas molecular (De Buizer 2003; Kurtz et al. 2004) y la asociación con discos esta cuestionada.

Se ha utilizado polarimetría en la región del infrarrojo para identificar discos. Jiang



**Fig. 1.5.**— Imagen de la región M17 en la banda del Infrarrojo. En ella podemos observar el “disco circunestelar” como la parte más oscurecida en dirección este-oeste, mientras que los chorros son mostrados en tonos azules. Obtenida de Sako et al. (2005).

et al. (2005) realizaron observaciones infrarrojas hacia el objeto masivo BN en la nebulosa de Orión y propusieron que éste tiene un disco circunestelar de  $\sim 100$  AU y un chorro perpendicular a su disco.

Por último, otra técnica que se ha utilizado para encontrar discos, es usar observaciones en el óptico e infrarrojo y tratar de localizar objetos altamente oscurecidos en contra de su nebulosa luminosa, como es el caso de la nebulosa de Orión y sus “Proplyds”. Chini et al. (2004) usando esta técnica encontró un “disco” con un tamaño de  $\sim 13,000$  UA en torno de una estrella masiva en la región conocida como M17 (ver Figura 1.5). Sin embargo, un estudio muy reciente por Sako et al. (2005) ha demostrado que realmente esta proto-estrella no es masiva i.e.  $\geq 8 M_{\odot}$ , si no que tiene una masa de 2 a  $8 M_{\odot}$ .

## Capítulo 2

# Procesos de Emisión de Ondas de Radio

### 2.1 Transferencia de Radiación

En general la radiación electromagnética se describe mediante tres propiedades: *i*) su intensidad específica,  $I_\nu$ , correspondiente a la energía transportada por los rayos por unidad de tiempo, unidad de ángulo sólido, unidad de área y unidad de frecuencia; *ii*) su ancho espectral,  $\Delta\nu$ , y *iii*) su polarización (véase secc. 3.4.1). La ecuación que relaciona la variación de la intensidad específica con las propiedades físicas del medio emisor o absorbente, es denominada ecuación de la transferencia de radiación, y es:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -k_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (2.1)$$

donde  $k_\nu$  es el coeficiente de absorción y  $j_\nu$  es la emisividad (energía emitida por unidad de ángulo sólido, unidad de tiempo, unidad de frecuencia y unidad de volumen).

La profundidad óptica es definida como:

$$\tau_\nu = \int_0^s k_\nu(s') ds', \quad (2.2)$$

donde  $s$  es la distancia recorrida por la radiación, y además tenemos que un medio es ópticamente grueso u opaco si  $\tau_\nu > 1$  y es ópticamente delgado o transparente si se cumple que  $\tau_\nu < 1$ . Esencialmente se dice que un medio ópticamente delgado es un medio en el cual un fotón con una frecuencia  $\nu$  puede atravesar un medio gaseoso con baja probabilidad de interactuar con el medio. Al inverso, un medio ópticamente grueso es uno en el cual un fotón no puede atravesar el medio gaseoso sin interacción. Así la ecuación 2.1 puede ser expresada en términos de la profundidad óptica como:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + F_\nu,$$

resolviéndose como:

$$I(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu) + \int_0^{\tau_\nu} F_\nu \exp(-\tau'_\nu) d\tau'_\nu, \quad (2.3)$$

donde,  $F_\nu = j_\nu/k_\nu$  es denominada la función fuente,  $I_\nu(0)$  es la intensidad de la fuente de fondo. Para un gas en equilibrio térmico (en el que las poblaciones de las partículas siguen las distribuciones de Maxwell) la ley de Kirchhoff establece que  $S_\nu = B_\nu(T)$ <sup>1</sup>, donde  $B_\nu$  es la función de Planck y  $T$  es la temperatura del gas. Si además el medio es uniforme, se encuentra que:

$$I(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu) + B_\nu(T)\{1 - \exp(-\tau_\nu)\}. \quad (2.4)$$

En longitudes de onda de radio la  $I_\nu$  es frecuentemente reemplazada por la temperatura de brillo,  $T_b$ , definida como la temperatura a la cual  $B_\nu(T_b)$  es igual a  $I_\nu$ . En términos de  $T_b$  y suponiendo que se cumple la ley de Rayleigh-Jeans, la ecuación anterior llega a ser expresada como <sup>2</sup>:

$$T_b = T_b(0) \exp(-\tau_\nu) + T_x\{1 - \exp(-\tau_\nu)\}, \quad (2.5)$$

donde  $T_x$  es la temperatura de excitación.

## 2.2 Radiación Térmica

### 2.2.1 Emisión de un Cuerpo Negro

En la Física, un cuerpo negro es un objeto que absorbe toda la radiación electromagnética que cae en él, es decir la radiación no pasa a través de él o es reflejada, y la radiación que emite sigue la función de Planck:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^3}{\exp(h\nu/k_B T) - 1}, \quad (2.6)$$

en términos de la frecuencia, y ella toma la forma de:

<sup>1</sup> véase, secc. 1.5 pag. 16, Rybicki G.B & Lightman A. P, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley Interscience, 1979.

<sup>2</sup> véase, secc. 1.4 pag. 9, Rohlfs R. & Wilson T. L., *Tools of Radio Astronomy*, ed. Springer



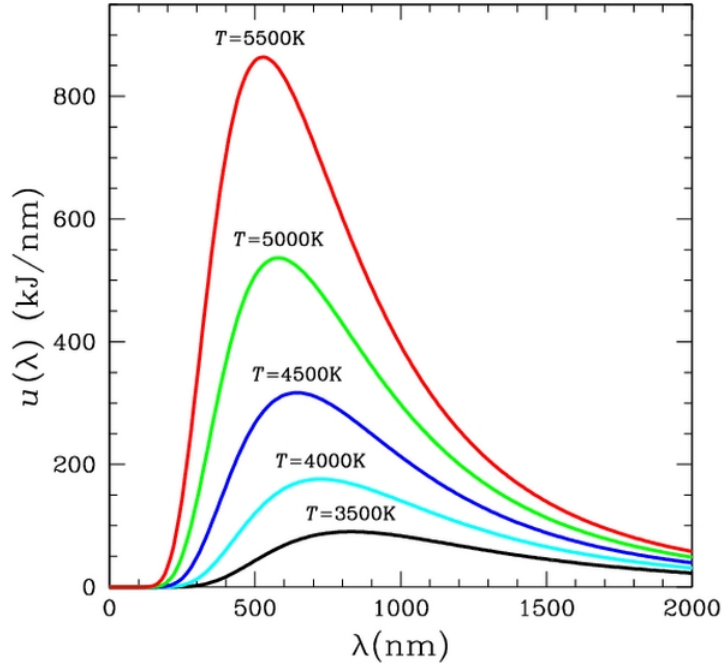


Fig. 2.1.— Función de Planck para diferentes temperaturas. En esta figura  $u(\lambda)$  equivale a  $B(T)$ .

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{\exp(hc/k_B T\lambda) - 1}, \quad (2.7)$$

en términos de la longitud de onda, donde  $h$  es la constante de Planck,  $\nu$  es la frecuencia,  $\lambda$  es la longitud de onda,  $c$  es la velocidad luz y  $k_B$  es la constante de Boltzman. Esta ley nos dice a grandes razgos que la radiación emitida por un cuerpo negro dependerá directamente de la temperatura, como es visto en la Figura 2.1. Por otro lado, es sencillo ver también en esta gráfica como el pico de cada curva a diferente temperatura se recorre a logitudes de onda más cortas si aumentamos la temperatura. Este efecto es llamado la ley del desplazamiento de Wien. Si derivamos la ecuación 2.7 con respecto a  $\lambda$  y la igualamos a cero, llegamos a:

$$\frac{hc}{(k_B T\lambda)(1 - \exp(hc/k_B T\lambda))} - 5 = 0, \quad (2.8)$$

sustituyendo esta ecuación por  $x = \frac{hc}{k_B T\lambda}$ , resulta la ecuación:  $x - 5(1 - e^{-x}) = 0$ , resolviéndola obtenemos:

$$\lambda_{max} = \frac{2.89 \text{ K}}{T}. \quad (2.9)$$

Entonces el pico de cada curva será inversamente proporcional a la temperatura, como fué observado anteriormente. Existe otra relación muy importante derivada de la función de Planck, conocida como la aproximación de Rayleigh-Jeans. Esta aproximación nos dice que si el factor  $hc \ll k_B T \lambda$  la función de Planck toma una muy simple forma:

$$B_\lambda(T) = \frac{2ck_B T}{\lambda^4}. \quad (2.10)$$

De la misma manera si hacemos que  $hc \gg k_B T \lambda$  llegamos a:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^3}{\lambda^5} e^{-\left(\frac{hc}{k_B T \lambda}\right)}. \quad (2.11)$$

que es conocida como la ley de Wien.

### 2.2.2 Obtención de la Masa de un Disco Cicunestelar Partiendo de su Emisión Térmica de Polvo

Suponiendo que estamos en un medio isotérmico y que no hay radiación de fondo y partiendo de la ecuación 2.4 podemos escribir a la densidad de flujo  $S_\nu$  de una fuente emisora de radiación como:

$$S_\nu = B_\nu(T) \{1 - \exp(-\tau_\nu)\} \Delta\Omega. \quad (2.12)$$

donde  $\Delta\Omega$  es el ángulo sólido de la fuente. Suponiendo que la emisión es ópticamente delgada, entonces esta última ecuación toma la forma de:

$$S_\nu = B_\nu(T) \tau_\nu \Delta\Omega. \quad (2.13)$$

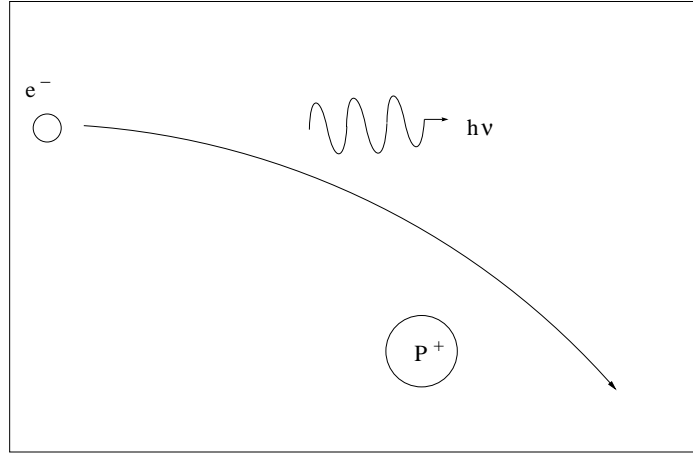
Dado que la opacidad se puede escribir como  $\kappa_\nu L$ , donde  $\kappa$  es el coeficiente de absorción y  $L$  es la distancia en la línea de visión, y además  $\Delta\Omega$  puede ser expresado por  $\frac{A}{D^2}$ , donde  $A$  es su área y  $D$  es su distancia a la Tierra, entonces llegamos a:

$$S_\nu = B_\nu(T) \kappa_\nu L \frac{A}{D^2}, \quad (2.14)$$

ahora bien, suponiendo que  $hc \ll k_B T \lambda$ , podemos usar la aproximación de Rayleigh-Jeans, llegando así a:

$$S_\nu = \frac{2ck_B T}{\lambda^4} \kappa_\nu L \frac{A}{D^2} = \frac{2ck_B T}{\lambda^4} \kappa_\nu \frac{V}{D^2}, \quad (2.15)$$

donde  $V = AL$  es el volumen. Dado que la masa puede ser expresada como  $M=V\rho$ , donde  $\rho$  es la densidad, entonces la ecuación 2.15 llega a ser:



**Fig. 2.2.**— Diagrama simplificado del proceso de radiación libre-libre. Donde  $e^-$  es el electrón,  $p^+$  es protón y  $h\nu$  es fotón que es emitido después de la interacción.

$$S_\nu = \frac{2ck_B T}{\lambda^4} \frac{\kappa_\nu}{\rho} \frac{M}{D^2} = \frac{2ck_B T}{\lambda^4} \kappa'_\nu \frac{M}{D^2}, \quad (2.16)$$

donde  $\kappa'$  tiene unidades de  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ , de manera que despejando la masa llegamos a:

$$M = \frac{S_\nu D^2 c^2}{2k_B T \nu^2 \kappa'}. \quad (2.17)$$

Por último, multiplicando a esta ecuación por el coeficiente entre el polvo y el gas ( $g$ ) que tiene generalmente un valor de 100, y suponiendo que  $\kappa' = 0.1 \left[ \frac{\nu}{1000 \text{ GHz}} \right]^\beta$  (Hildebrand et al. 1998), podemos escribir la ecuación anterior como:

$$\left[ \frac{M}{M_\odot} \right] = 1 \times 10^{-6} \left[ \frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right] \left[ \frac{T}{\text{K}} \right]^{-1} \left[ \frac{\nu}{1000 \text{ GHz}} \right]^{-(2+\beta)} \left[ \frac{D}{\text{pc}} \right]^2, \quad (2.18)$$

obteniendo así la masa total de la emisión del polvo.

### 2.2.3 Emisión Libre-Libre

La emisión más intensa en longitudes de onda de radio producida por una región HII proviene de las interacciones coulombianas entre electrones y protones libres (iones positivos), radiación denominada libre-libre ó radiación bremsstrahlung (véase la Figura. 2.2). Ya que las partículas son libres, sus estados de energía no están cuantizados y la radiación resultante de los cambios en energía cinética es continua sobre todo el espectro.

Debido a la interacción electrostática, los electrones y los protones en un plasma son acelerados al pasar unos cerca de los otros. La energía radiada en uno de tales encuentros se puede calcular, clásicamente, de la siguiente manera. Supongamos que el electrón se mueve rápidamente de tal forma que la desviación producida por el ion sea lo suficientemente pequeña y además no tomaremos en cuenta efectos relativistas para dichas partículas, de esta manera simplificaremos el análisis de dicho evento. Sea  $v$  la velocidad de un electrón incidiendo sobre el ion, con un parámetro de impacto  $b$ , sobre un ion de carga  $Ze$ . El cambio del momento de dicha interacción es igual a:

$$\Delta \mathbf{p} = - \int_{-\infty}^{\infty} e \mathbf{E}(t) dt, \quad (2.19)$$

donde  $\mathbf{E}(t)$  es el campo eléctrico del ion en la posición del electrón, entonces:

$$\mathbf{E}(t) = \frac{kq\hat{\mathbf{R}}}{\mathbf{R}^3} = \frac{Ze\hat{\mathbf{R}}}{\mathbf{R}^3},$$

donde  $k$  es la constante de Coulomb, usando las expresiones para las componentes de  $\mathbf{E}$ , en la dirección del movimiento, tenemos:

$$E(t)_{\parallel} = \frac{Zevt}{R^3}, \quad (2.20)$$

y transversal a ella, en el plano de la órbita alrededor de las partículas:

$$E(t)_{\perp} = \frac{Zeb}{R^3}, \quad (2.21)$$

donde  $R = (b^2 + v^2 t^2)^{1/2}$ . Suponiendo que el impulso es importante sólo en la dirección transversal al movimiento, resulta:

$$\begin{aligned} \Delta p &= Ze^2 b \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{R^3} dt \\ &= \frac{2Ze^2 b}{v^3} \int_0^{\infty} \frac{1}{(b^2/v^2 + t^2)^{3/2}} dt \end{aligned} \quad (2.22)$$

Por otro lado tenemos la relación <sup>3</sup> :

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{(b^2/v^2 + t^2)^{3/2}} dt = \frac{v^2 t}{b^2(b^2/v^2 + t^2)^{1/2}} \Big|_0^{\infty} = v^2/b^2,$$

---

<sup>3</sup>Véase apéndice (integrales), J. Marsden & A. Tromba, "Cálculo Vectorial"

resulta:

$$\Delta v = -\frac{2Ze^2}{vbm_e}, \quad (2.23)$$

donde  $m_e$  es la masa del electrón. Indudablemente la parte más importante de la interacción se lleva a cabo cuando el electrón se encuentra a menor distancia del protón. Clásicamente se supone que durante el encuentro la carga positiva permanece fija y que el electrón experimenta una aceleración durante un breve lapso,  $\tau$ . Usando la expresión 2.23, y suponiendo que la aceleración es constante e igual a su valor máximo,  $\left(\frac{Ze^2}{m_e b^2}\right)$ , se encuentra que el tiempo de interacción, durante el cual el electrón emite un pulso de radiación, está dado por:

$$\tau = \frac{b}{v}. \quad (2.24)$$

Por otra parte, tenemos que el momento dipolar del electrón se puede expresar como  $\mathbf{m} = -e\mathbf{R}$  y su segunda derivada como  $\ddot{\mathbf{m}} = -e\dot{\mathbf{v}}$ . Tomando la transformada de Fourier de esta última ecuación y además observando que la transformada de Fourier de  $\ddot{\mathbf{m}}$  es  $\omega^2 \hat{\mathbf{d}}(\omega)$ <sup>4</sup>, tenemos el siguiente resultado:

$$\omega^2 \mathbf{d}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e \frac{d\mathbf{v}}{dt} e^{i\omega t} dt. \quad (2.25)$$

Tenemos que para  $\omega\tau \gg 1$  la función  $e^{i\omega t}$  tiene una frecuencia de oscilación alta, y si además integramos con respecto  $t$ , se cumple:

$$\mathbf{d}(\omega) \approx 0,$$

y para  $\omega\tau \ll 1$  la función  $e^{i\omega t}$  tiene una frecuencia de oscilación baja, se cumple:

$$-\omega^2 \mathbf{d}(\omega) \approx -\frac{e}{2\pi} \Delta \mathbf{v},$$

de esta manera obtenemos:

$$\mathbf{d}(\omega) = \begin{cases} \frac{e}{2\pi\omega^2} \Delta \mathbf{v} & \omega\tau \ll 1 \\ 0 & \omega\tau \gg 1. \end{cases}$$

---

<sup>4</sup>Véase Capítulo 3, eq. 3.25a, Rybicki G.B & Lightman A. P, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley Interscience, 1979.

Para determinar la energía por unidad de frecuencia debemos considerar la radiación en el dominio de frecuencias. En la aproximación dipolar la energía por unidad de frecuencia,  $dW/d\omega$ , emitida por una carga en movimiento está dada por <sup>5</sup>:

$$\frac{dW(b)}{d\nu} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3} \|\mathbf{d}(\omega)\|^2, \quad (2.26)$$

ahora, sustituyendo las dos últimas ecuaciones, obtenemos:

$$\frac{dW(b)}{d\nu} = \begin{cases} \frac{2e^2}{3c^3\pi} \|\Delta\mathbf{v}\|^2 & \omega\tau \ll 1 \\ 0 & \omega\tau \gg 1. \end{cases}$$

Reemplazando la expresión 2.22 en la última ecuación, se encuentra que la energía emitida por un electrón con un parámetro de impacto  $b$  por unidad de frecuencia (ergs  $\text{Hz}^{-1}$ ) es:

$$\frac{dW(b)}{d\nu} = \begin{cases} \frac{8e^6 Z^2}{3\pi c^3 v^2 m^2 b^2} & b \ll v/\omega \\ 0 & b \gg v/\omega. \end{cases}$$

En los fenómenos astronómicos donde se presenta este tipo de proceso es necesario considerar la emisión de una distribución o plasma de electrones, ya que se presentan con mucha mayor frecuencia. En el libro de Rybicki G.B & Lightman A. P, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley Interscience, 1979. en las páginas 157 a 160 se da un completo y amplio desarrollo de este tipo de emisión, aquí solamente se dará el resultado de esos cálculos. La emisión es proveniente de un plasma con una densidad de electrones y protones,  $N_e$  y  $N_p$ , respectivamente. El número de encuentros (ó choques) por unidad de tiempo y unidad de volumen entre electrones y protones con parámetros de impacto entre  $b$  y  $(b + db)$  y velocidades entre  $v$  y  $(v + dv)$ ,  $C(b)$ , es:

$$C(b) = N_e N_p v f(v) dv 2\pi b db, . \quad (2.27)$$

donde  $f(v)dv$  es la densidad de electrones con velocidades entre  $v$  y  $(v + dv)$ . Por lo tanto, la energía emitida en dichos encuentros, por unidad de volumen, unidad de tiempo y unidad de frecuencia,  $\epsilon$ , es:

$$\epsilon = \frac{32\pi}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{N_e N_p f(v) d(v)}{v} \ln \left\{ \frac{b_{max}}{b_{min}} \right\}, \quad (2.28)$$

---

<sup>5</sup>Véase Capítulo 3, eq. 3.26b, Rybicki G.B & Lightman A. P, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley Interscience, 1979.

donde  $b_{max}$  y  $b_{min}$ , son el parámetro de impacto máximo y mínimo, respectivamente. Finalmente, integrando sobre las velocidades, y ya que para una distribución Maxwelliana se cumplen que:

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{v} f(v) dv = 2 \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2}, \quad (2.29)$$

se encuentra que la energía total emitida por unidad de volumen, unidad de tiempo, unidad de frecuencia y unidad de ángulo sólido es:

$$j_{clas} = \frac{8}{3} \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^{3/2}} \frac{N_e N_p}{(kT)^{1/2}} \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left\{ \frac{b_{max}}{b_{min}} \right\}, \quad (2.30)$$

donde  $Z$  es el número atómico,  $e$  es la carga del electrón,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío,  $m_e$  es la masa del electrón, y  $k$  es la constante de Boltzman. A las frecuencias de radio  $g_{ff}$ , el factor de Gaunt ( $\ln \left\{ \frac{b_{max}}{b_{min}} \right\}$ ), se suele aproximar en potencias de  $\nu$  y  $T_e$  mediante la expresión:

$$g_{ff} = 11.96 T_e^{0.15} \nu^{-0.1} \quad (2.31)$$

La opacidad de la emisión libre-libre,  $\tau_c$ , a lo largo de una línea de visión está dada aproximadamente (en la región de radio) por

$$\tau_c = 0.082 \left[ \frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}} \right] \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1} \left[ \frac{T_e}{\text{K}} \right]^{-1.35},$$

donde  $EM$  es la medida de emisión,  $\nu$  es la frecuencia observada, y  $T_e$  es la temperatura electrónica del gas ionizado. La medida de emisión es la integral a lo largo de la línea de visión del producto de la densidad de electrones,  $N_e$ , por la densidad de protones,  $N_p$ , y está dada por

$$EM = \int_0^{\infty} N_e N_p dl.$$

La energía total radiada en las transiciones libre-libre por  $\text{cm}^3$  y por segundo,  $\Lambda_{ff}$ , se obtiene de la expresión 2.29 multiplicando por  $4\pi$  e integrando sobre las frecuencias, encontrándose que:

$$\Lambda_{ff} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 h m_e c^3} \left( \frac{2\pi k T_e}{3 m_e} \right)^{1/2} N_e N_p \langle g_{ff} \rangle. \quad (2.32)$$

## 2.3 Radiación No-Térmica

El mecanismo de emisión de radiación no térmica fue un gran enigma desde que fue detectada. Hubo una gran cantidad de ideas para comprender este mecanismo, pero todas fueron erróneas. La solución a este problema fue presentada en dos artículos en 1950, uno por Alfvén y Herlofson, el otro por Kiepenheuer.

Alfvén y Herlofson propusieron que la radiación no-térmica es emitida por el movimiento de electrones relativistas acelerados tangencialmente en campos magnéticos que se extienden en la corona de ciertos tipos de estrellas. Kiepenheuer modificó esta idea mostrando que la intensidad de la emisión de radio no térmica en la galaxia podía ser entendida como la radiación de electrones relativistas, similares a los que se encuentran en los rayos cósmicos, que se mueven en campos magnéticos interestelares.

Esta solución al enigma de la radiación no-térmica fue continuada en 1951 por Ginzburg y colaboradores al desarrollar esta idea en una serie de artículos. La radiación fue llamada “Radiación Sincrotrónica”, porque es la misma que se observa en los aceleradores tipo sincrotrón.

### 2.3.1 Radiación Ciclotrónica y Sincrotrónica

El proceso mediante el cual los electrones con gran energía relativista  $\gamma m_0 c^2$  radían cuando son acelerados en un campo magnético, se conoce comúnmente como radiación sincrotrónica, o también es conocida como radiación magnetobremstrahlung. La radiación sincrotrónica es derivada por una transformación de Lorentz del marco de referencia del electrón al del observador.

Empecemos por encontrar la trayectoria de una partícula de masa  $m$  y carga  $q$  en un campo magnético, tenemos:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q \cdot \mathbf{E} + \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

es la ecuación de Lorentz y:

$$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v},$$

$$E = \gamma m c^2,$$

son el momento y la energía de la partícula, respectivamente, donde  $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{1/2}$ . Además como suponemos al campo eléctrico ( $\mathbf{E} = 0$ ), podemos hacer:

$$\frac{d}{dt} (\gamma m \mathbf{v}) = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

$$\frac{d}{dt} (\gamma m c^2) = q \cdot \mathbf{E} = 0,$$



por conservación de la energía y además porque el trabajo realizado por una partícula con velocidad perpendicular al campo es cero. Estas dos últimas ecuaciones implican que  $\gamma = cte.$  o  $\|v\| = cte.$ , resultando:

$$\gamma m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (2.33)$$

Tenemos que  $\mathbf{v}$  se puede expresar como  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_\perp + \mathbf{v}_\parallel$  (donde  $\perp$  y  $\parallel$  son con respecto a  $\mathbf{B}$ ), véase la figura 2.2. Además como  $\mathbf{v}_\parallel \times B = 0$ , resultando:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_\parallel &= 0, \\ \mathbf{a}_\perp &= \frac{q}{m\gamma c} \mathbf{v}_\perp \times \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Por otro lado tenemos la relación:

$$\omega_B = \frac{\mathbf{a}_\perp}{\mathbf{v}_\perp}, \quad (2.35)$$

donde  $\omega$  es la velocidad angular de la partícula y como:

$$\mathbf{v}_\perp \times \mathbf{B} = \mathbf{v}_\perp B,$$

porque  $(\mathbf{v}_\perp \perp \mathbf{B})$ . Podemos sustituir estas dos últimas ecuaciones en la ecuación (2.22) resultando:

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}.$$

La girofrecuencia de un electrón no relativista ( $\gamma \approx 1$ ) girando alrededor del campo magnético  $B$  (véase la Fig. 2.2), es conocida como la *frecuencia ciclotrón*,  $\omega_e$ , y es independiente de la energía del electrón, ésto es:

$$\omega_e = \frac{eB}{mc}, \quad (2.36)$$

donde  $B$  sería el campo magnético. En unidades gaussianas para  $(\nu = \frac{\omega}{2\pi})$  tenemos:

$$\nu_e = 2.80B \quad MHz. \quad (2.37)$$

Cuando la energía de un electrón es relativista, la girofrecuencia  $\nu_g$  si depende de la energía del electrón; de manera que para una energía relativista ésta llega a ser:

$$\nu_g = \nu/\gamma. \quad (2.38)$$

El radio  $R$  de una trayectoria helicoidal para electrones relativistas es:

$$R = \frac{\gamma m c^2 \text{sen}(\alpha)}{eB}, \quad (\gamma \gg 1) \quad (2.39)$$

donde  $\alpha$  es el ángulo de inclinación con respecto al campo magnético  $B$  y para un electrón relativista con energía en GeV,  $E_{GeV}$ , llega a ser:

$$R = \frac{1}{3} \times 10^7 \frac{E_{GeV} \text{sen}(\alpha)}{eB} \text{ cm}. \quad (2.40)$$

Podemos apreciar la escala de este fenómeno, para un electrón de 10 GeV y un campo magnético interestelar de 3 microgauss, el radio helicoidal será de  $10^{14}$  cm, o alrededor de 7 UA, lo cual comparado con los fenómenos terrestres es grande. La girofrecuencia será de  $4.2 \times 10^{-4}$  Hz. Debido a efectos relativistas veremos esta frecuencia como un paquete de radiación que llegará a producir más altas frecuencias. La cantidad total de potencia radiada por un electrón relativista en movimiento, podemos obtenerla fácilmente a partir de la ecuación de Larmor <sup>6</sup>:

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2), \quad (2.41)$$

Como  $a_{\parallel} = 0$  por ser paralela al campo magnético  $\mathbf{B}$  y además como  $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$ , tenemos:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^4 \gamma^2 B^2 v_{\perp}^2}{m^2 c^5}. \quad (2.42)$$

Para una distribución isotrópica de velocidades de los electrones tenemos que el ángulo de inclinación  $\alpha$  debe de tomarse como el promedio de todos los ángulos y además como  $v_{\perp} = |v| \text{sen}(\alpha)$ , tenemos:

$$\langle \beta_{\perp}^2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int \beta^2 \text{sen}^2(\alpha) d\Omega \quad (2.43)$$

$$= \frac{2\beta^2}{3}. \quad (2.44)$$

donde  $\beta_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{c}$ , así la potencia promedio es:

$$\langle P_{\alpha} \rangle = \left(\frac{2}{3}\right)^2 \frac{e^4 \gamma^2 B^2 \beta^2}{m^2 c^3}. \quad (2.45)$$

---

<sup>6</sup>Véase la ecuación 4.92, Rybicki G.B & Lightman A. P, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley Interscience, 1979.

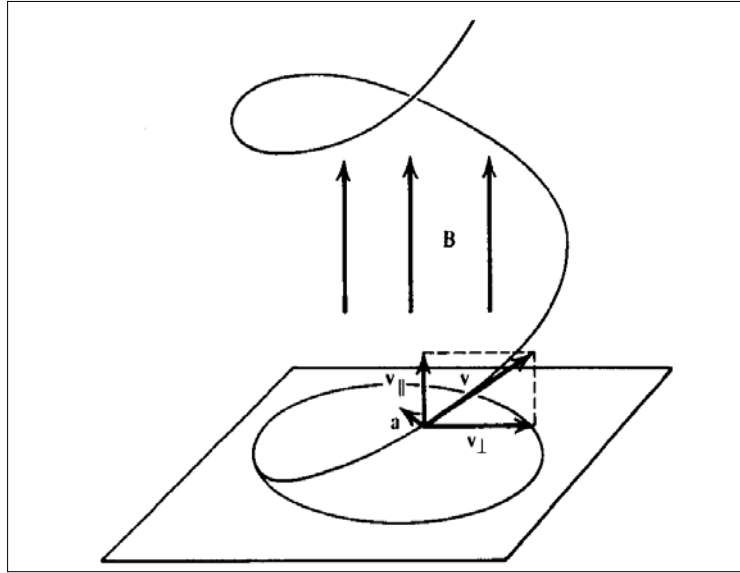


Fig. 2.3.— Geometría del Proceso de Emisión de la Radiación Sincrotrónica

Si tomamos el cuadrado del campo magnético por la densidad magnética de energía  $U_B = B^2/8\pi$ , tenemos que la ecuación 2.45 puede ser reducida a una simple forma, tomando solo en cuenta las cantidades físicas, como es la sección recta de Thomson  $\sigma_T = (8/3\pi)r_0^2$  ( $r_0$  es el radio clásico del electrón  $e^2/mc^2$ ). De esta manera, una distribución isotrópica de electrones tienen una potencia de radiación:

$$P = \frac{4}{3}\gamma^2\beta^2 c\sigma_T U_B. \quad (2.46)$$

De esta expresión, se puede ver que el proceso de radiación sincrotrónica puede entenderse como una densidad de flujo  $\frac{4}{3}c\gamma^2 U_B$  interactuado con un electrón que tiene una sección recta clásica de Thomson.

Un electrón altamente relativista radía en un angosto haz, con ancho del orden de  $1/\gamma$  en la dirección de su movimiento. De esta forma el observador recibe un pequeño pulso cada vez que el haz cruza la línea de visión. La transformación del tiempo de un sistema acelerado a un marco de referencia contrae el tiempo por un factor de  $1/\gamma^2$ . Entonces, los pulsos en el tiempo son extremadamente breves. El espectro de potencias de una función que es muy angosta en el tiempo es muy ancho en frecuencia. Esto ocasiona que para un campo magnético dado la radiación sincrotrónica produzca fotones de mucha más alta frecuencia, (o sea, energía) que la radiación ciclotrónica.

### 2.3.2 Radiación Girosincrotrónica

Se sabe que la mayor parte de la radiación observada hacia objetos celestes es debida a electrones que son acelerados ya sea por colisión con un ión (libre-libre) o por hacer

espirales en un campo magnético (sincrotrón ó girosincrotrón).

La emisión girosincrotrón se produce si el movimiento de electrones es medianamente relativista  $\gamma = 2$  ó  $3$  (Ramaty 1969; Dulk 1985), mientras que el término sincrotrón es usado para describir la emisión de electrones ultra-relativistas como fue descrito en la sección anterior. Cuando un electrón se mueve en una órbita helicoidal, las expresiones para la radiación pueden obtenerse por una transformada de Lorentz. Se supone para ésto a un electrón con una velocidad arbitraria  $v$  que se mueve en una órbita helicoidal y forma un ángulo  $\alpha$  con el campo magnético. La frecuencia cíclica del movimiento  $\omega_B$  se puede expresar en términos del campo magnético externo  $\vec{B}$ .

Una de las principales características de la radiación girosincrotrón, es que puede ser altamente polarizada circularmente, a diferencia de la radiación sincrotrónica que prácticamente no muestra polarización circular, sino solo lineal. Además, la emisión de radio variable con el tiempo proveniente de las estrellas jóvenes es usualmente interpretada en términos de emisión girosincrotrón que proviene de partículas aceleradas en la reconexión de ráfagas próximas a la superficie estelar.

## Capítulo 5

# Estimación de la Masa de un Flujo partiendo de Observaciones Moleculares

En este capítulo desarrollaremos el análisis necesario para obtener la masa de un flujo a partir de observaciones de la emisión de una molécula lineal, suponiendo que la emisión es ópticamente delgada y que nos encontramos en LTE. Finalizaremos este capítulo con la estimación de la masa de un flujo a partir de observaciones de la molécula de CO y de la molécula de SiO.

Partiendo de Rybicki & Lightman (1979), el coeficiente de absorción se puede escribir como:

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi}(n_l B_{lu} - n_u B_{ul})\phi_\nu, \quad (5.1)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $\nu_0$  es la frecuencia,  $n_l$  y  $n_u$  son las densidades de población del nivel inferior (*lower*) y superior (*upper*), respectivamente,  $B_{lu}$  y  $B_{ul}$  son los coeficientes de Einstein de absorción y de emisión estimulada, respectivamente, y  $\phi_\nu$  es el perfil de la línea. Ahora bien, como nos encontramos en LTE, entonces se cumple:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left[-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right], \quad (5.2)$$

donde  $g_l$  y  $g_u$  son los pesos estadísticos de cada nivel,  $k$  es la constante de Boltzmann, y  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación de la transición y además:

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul}, \quad (5.3)$$

de manera que la ecuación 5.1 toma la forma de:

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_l \frac{g_u}{g_l} B_{ul} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right] \phi_\nu. \quad (5.4)$$

Por otro lado, como:

$$B_{ul} = \frac{c^2}{2h\nu_0^3} A_{ul}, \quad (5.5)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $A_{ul}$  es el coeficiente de Einstein de desexcitación espontánea, y además definiendo que  $\Delta x_0 = \frac{h\nu_0}{kT_{ex}}$ , llegamos a:

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi} \frac{1}{\nu_0^2} \frac{g_u}{g_l} n_l A_{ul} [1 - \exp(-\Delta x_0)] \phi_\nu. \quad (5.6)$$

Integrando esta última ecuación sobre toda la línea de visión, y además tomando en cuenta que la opacidad se puede expresar como  $\int \kappa_\nu dl = \tau_\nu$  y la densidad columnar como  $\int n_l dl = N_l$ , llegamos a:

$$\tau_\nu = \frac{c^2}{8\pi} \frac{1}{\nu_0^2} \frac{g_u}{g_l} N_l A_{ul} [1 - \exp(-\Delta x_0)] \phi_\nu. \quad (5.7)$$

Ahora bien, para obtener toda la densidad columnar integramos sobre  $d\nu$ , y tomando en cuenta que  $\int \phi_\nu d\nu = 1$  y que  $\frac{d\nu}{d\nu_0} = \frac{\nu_0}{c}$ , obtenemos:

$$\int \tau_\nu d\nu = \frac{c^3}{8\pi} \frac{1}{\nu_0^3} \frac{g_u}{g_l} N_l A_{ul} [1 - \exp(-\Delta x_0)], \quad (5.8)$$

entonces despejando  $N_l$ :

$$N_l = \frac{c^3}{8\pi} \frac{\nu_0^3}{A_{ul} g_u} \frac{\int \tau_\nu d\nu}{[1 - \exp(-\Delta x_0)]}, \quad (5.9)$$

donde  $\nu_0$  está en GHz y  $d\nu$  en  $\text{km s}^{-1}$ . Suponiendo que la línea es ópticamente delgada y la  $T_{ex} \gg T_{bg}$ , donde  $T_{bg}$  es la temperatura de fondo <sup>1</sup>, entonces la ecuación:

$$T_B = (T_{ex} - T_{bg})(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (5.10)$$

puede ser expresada como:

$$T_B \simeq T_{ex} \tau_\nu, \quad (5.11)$$

---

<sup>1</sup>véase, secc. 1.4 pag. 9, Rohlfs R. & Wilson T. L., *Tools of Radio Astronomy*, ed. Springer

de manera que podemos escribir la ecuación 5.9 como:

$$N_l = \frac{c^3 \nu_0^3 g_l}{8\pi A_{ul} g_u T_{ex}} \frac{1}{(1 - \exp[-\Delta x_0])} \int T_B d\nu. \quad (5.12)$$

Por otro lado, tenemos que la frecuencia de las transiciones de una molécula puede escribirse como:

$$\Delta\nu(J+1 \rightarrow J) = 2B_e(J+1), \quad (5.13)$$

donde J es el nivel inferior y  $B_e$  es la constante rotacional en GHz. Además, para una molécula lineal podemos escribir al coeficiente de Einstein de desexcitación como:

$$A_{J+1,J} = 1.165 \times 10^{-11} \nu^3 \mu^2 \frac{J+1}{2J+3}, \quad (5.14)$$

en unidades del sistema CGS, donde  $\mu$  es el momento dipolar eléctrico de la molécula en Debyes. Por último, también podemos escribir el peso estadístico del nivel J como:

$$g_J = 2J+1. \quad (5.15)$$

Entonces, sustituyendo las ecuaciones 5.14 y 5.15, en la ecuación 5.12, y además de evaluar sus constantes, donde  $\nu_0$  está en GHz y  $d\nu$  en  $\text{km s}^{-1}$ , ésta toma la forma de:

$$N_J = 8.0 \times 10^{12} \left( \frac{2J+1}{J+1} \right) \frac{1}{\mu^2} \frac{1}{T_{ex}} \frac{\int T_B d\nu}{\left( 1 - \exp \left[ \frac{-4.80 \times 10^{-2} \times 2B_e(J+1)}{T_{ex}} \right] \right)}. \quad (5.16)$$

Ahora, corrigiendo por los niveles J no observados mediante la función de partición, llegamos a:

$$N(\text{total}) = N(J) \frac{Z}{2J+1} \exp \left[ \frac{4.80 \times 10^{-2} J(J+1)}{T_{ex} B_e} \right], \quad (5.17)$$

donde Z es la función de partición que se aproxima por:

$$Z \simeq \frac{T_{ex}}{4.80 \times 10^{-2} B_e}, \quad (5.18)$$

entonces, obtenemos que la densidad columnar total  $N(\text{total})$  se puede expresar como:

$$N(\text{total}) = 1.7 \times 10^{14} \left( \frac{1}{(J+1)\mu^2 B_e} \right) \left( \frac{\exp \left[ \frac{4.80 \times 10^{-2} \times B_e J(J+1)}{T_{ex}} \right] \int T_B d\nu}{1 - \exp \left[ \frac{-4.80 \times 10^{-2} \times 2B_e(J+1)}{T_{ex}} \right]} \right), \quad (5.19)$$

donde  $T_B(J + 1 \rightarrow J)$ .

Por otra parte sabemos que la masa puede ser expresada como:

$$M(H_2) = m(H_2) \frac{X(H_2)}{X(M)} \Delta\Omega D^2 N(total), \quad (5.20)$$

donde  $m(H_2)$  es la masa del  $H_2$ ,  $\frac{X(H_2)}{X(M)}$  es el cociente del  $H_2$  a cualquier molécula,  $\Delta\Omega$  es el ángulo sólido de la región, y  $D$  es la distancia a la región. Además tomando en cuenta que:

$$S_\nu = 2kT_B \left( \frac{\nu_0^2}{c^2} \right) \Omega, \quad (5.21)$$

Entonces, la ecuación 5.20, llega a ser:

$$M(H_2) = m(H_2) \frac{X(H_2)}{X(M)} \frac{c^2}{2k\nu_0^2} D^2 1.7 \times 10^{14} \left( \frac{1}{(J+1)\mu^2 B_e} \right) \frac{\exp \left[ \frac{-4.80 \times 10^{-2} \times 2B_e J(J+1)}{T_{ex}} \right] \int S_\nu dv}{\left( 1 - \exp \left[ \frac{-4.80 \times 10^{-2} \times 2B_e (J+1)}{T_{ex}} \right] \right)} \quad (5.22)$$

## 5.1 Flujos Moleculares de CO

Tomando en cuenta que para el CO  $\Delta J = 1 \rightarrow 0$  ( $J=0$ ),  $\mu = 0.112$  Debyes y  $B_e = 57.6$  GHz, la ecuación 5.22 llega a ser:

$$M(H_2) = m(H_2) \frac{X(H_2)}{X(CO)} \frac{c^2}{2k\nu_0^2} D^2 2.4 \times 10^{14} \frac{\int S_\nu dv}{\left( 1 - \exp \left[ \frac{-5.5}{T_{ex}} \right] \right)}, \quad (5.23)$$

de la misma manera para el CO  $\Delta J = 2 \rightarrow 1$  ( $J=1$ ), obtenemos que:

$$M(H_2) = m(H_2) \frac{X(H_2)}{X(CO)} \frac{c^2}{2k\nu_0^2} D^2 1.2 \times 10^{14} \frac{\exp \left( \frac{5.5}{T_{ex}} \right) \int S_\nu dv}{\left( 1 - \exp \left[ \frac{-11.0}{T_{ex}} \right] \right)}. \quad (5.24)$$

que es la masa a partir de observaciones de la molécula de CO  $\Delta J = 2 \rightarrow 1$  ( $J=1$ ). Ahora bien, podemos escribir a esta última ecuación como:

$$\left[ \frac{M(H_2)}{M_\odot} \right] = 1.39 \times 10^{33} \left[ \frac{\nu}{GHz} \right]^{-2} \left[ \frac{D}{kpc} \right]^2 \left[ \frac{S_\nu}{Jy} \right] \left[ \frac{\Delta v}{km/s} \right] \frac{\exp \left[ \frac{5.5}{T_{ex}} \right]}{\left( 1 - \exp \left[ \frac{-11.0}{T_{ex}} \right] \right)}. \quad (5.25)$$

donde  $m(H_2) = 3.32 \times 10^{-24}$  gr y  $\frac{X(H_2)}{X(CO)} = 1.0 \times 10^4$ .



## 5.2 Flujos Moleculares de SiO

De la misma manera, tomando en cuenta que para el SiO  $\Delta J = 5 \rightarrow 4$  ( $J=4$ ),  $\mu = 3.1$  Debyes y  $B_e = 21.8$  GHz, la ecuación 5.22 llega a ser:

$$M(H_2) = m(H_2) \frac{X(H_2)}{X(SiO)} \frac{c^2}{2k\nu_0^2} D^2 1.62 \times 10^{11} \frac{\exp\left(\frac{20.1}{T_{ex}}\right) \int S_\nu dv}{\left(1 - \exp\left[\frac{-10.5}{T_{ex}}\right]\right)}. \quad (5.26)$$

que es la masa a partir de observaciones de la molécula de SiO  $\Delta J = 5 \rightarrow 4$ . Parametrizando, podemos escribir a esta última ecuación como:

$$\left[\frac{M(H_2)}{M_\odot}\right] = 1.87 \times 10^{33} \left[\frac{\nu}{GHz}\right]^{-2} \left[\frac{D}{kpc}\right]^2 \left[\frac{S_\nu}{Jy}\right] \left[\frac{\Delta v}{km/s}\right] \frac{\exp\left[\frac{20.1}{T_{ex}}\right]}{\left(1 - \exp\left[\frac{-10.5}{T_{ex}}\right]\right)}, \quad (5.27)$$

donde  $\frac{X(H_2)}{X(SiO)} = 1.0 \times 10^7$ .

Las ecuaciones 5.25 y 5.27 fueron utilizadas en los proximos capítulos para calcular la masa de los flujos encontrados en las observaciones realizadas hacia la región OMC1 Sur. Para el flujo de CO además utilizamos el factor de corrección obtenido del radio entre  $^{12}CO$  y el  $^{13}CO$ , esto debido a que en nuestras observaciones pudimos detectar también al  $^{13}CO$ . De esta manera, la masa que obtenemos para este flujo molecular es de alrededor de 5 veces más grande en comparación si solo suponemos que su emisión es ópticamente delgada.



## Capítulo 9

# Conclusiones y Trabajo Futuro

### 9.1 La Formación de Estrellas Masivas

Esta tesis presenta principalmente evidencia observacional de que las estrellas masivas tipos espectrales "B" podrían ser formadas igual que sus compañeras de baja masa ( $M_{\odot} \leq 2$ ), por el colapso gravitacional de grandes nubes moleculares formando al trascurso del tiempo enormes núcleos densos de polvo, discos circumstelares delgados, flujos moleculares y chorros ionizados. Esto apoya así la idea de que este tipo de estrellas no se formarán por la fusión de estrellas de masa baja e intermedia, dado que los discos y chorros llegarán a ser muy perturbados al momento de tener un encuentro cercano.

Por otro lado también encontramos que la formación de las estrellas masivas presenta una alta multiplicidad, como ya había sido observado por otros estudios. Esto es, las estrellas masivas por lo general se forman dentro de pequeños grupos de estrellas de diferentes masas. Un ejemplo muy claro es encontrado en la región muy luminosa ( $\sim 10^4 L_{\odot}$ ) OMC1 Sur, donde un grupo de al menos diez protoestrellas de diferentes masas se encuentran en la vecindad de una estrella masiva que es asociada con la tercera parte de la luminosidad total de esta región. Es interesante también resaltar que el estudio presentado aquí de las diez fuentes masivas IRAS y con una alta luminosidad se encuentra que la mayoría de ellas están asociadas con sistemas binarios y triples.

### 9.2 Resumen

En el primer capítulo damos una introducción del tópico de la formación de estrellas de alta masa en general.

En el segundo capítulo discutimos muy brevemente los procesos físicos de la emisión de ondas electromagnéticas en la región del radio.

En el tercer capítulo presentamos observaciones a 3.6 cm en el continuo con alta

resolución angular y sensibilidad hacia la nebulosa de Orión obtenidas del archivo del arreglo muy grande de radiotelescopios ("Very Large Array"). Los principales resultados de este estudio son: en un área de  $4' \times 4'$  que cubrió a toda la nebulosa detectamos un total de 77 radio fuentes de las cuales 54 son detectadas en una o en más épocas, y de las 54 fuentes 36 son variables en el tiempo por más de un 30%. De estas 77 radio fuentes 49 tienen contraparte infrarroja, mientras 46 son detectadas en la banda del óptico y 38 en la banda de los Rayos X. Sólo unas pocas radio fuentes muestran tener contraparte en la región del milimétrico y por lo general ellas están asociadas con máseres de  $\text{H}_2\text{O}$ . Al promediar los cuatro mapas obtenidos en estas observaciones detectamos 23 fuentes nuevas de radio en un rango entre 0.1 to 0.3 mJy. De las 77 fuentes reportadas aquí, 39 son nuevas radio detecciones, sin embargo sólo 9 de las 77 fuentes no habían sido reportadas anteriormente en las bandas del cercano infrarrojo, óptico o Rayos X. Finalmente, en la región OMC1-S encontramos tres fuentes débiles que podrían estar asociadas con los objetos excitadores de los múltiples flujos ópticos y chorros moleculares que emanan de esta parte de la nebulosa.

En el cuarto capítulo presentamos observaciones sensitivas a 1.3 cm en el continuo realizadas con el "Very Large Array" hacia la región OMC1-S en la nebulosa de Orión. Estas nuevas observaciones revelaron un grupo de ocho nuevas fuentes compactas y con índices espectrales  $\alpha > 0.8 \pm 0.3$ , probablemente algunas de ellas asociadas con regiones H II ópticamente gruesas. Sin embargo, una de ellas mostró alta polarización circular, sugiriendo que tiene una naturaleza diferente, tal vez asociada con emisión giro-sincrotrón proveniente de partículas aceleradas en la reconexión de ráfagas próximas a la superficie estelar. Más aún, encontramos también que cuatro fuentes tienen contraparte infrarroja que muestran una muy baja luminosidad bolométrica, así que tampoco podrían estar asociadas con regiones H II, probablemente su radio emisión provenga de la radiación de electrones en fuertes campos magnéticos (sincrotrón) o de flujos parcialmente ionizados (libre-libre) asociados con estrellas muy jóvenes de baja masa. Finalmente, las fuentes de radio 143-353 y 134-411 fueron resueltas angularmente, el ángulo de posición del eje mayor de la fuente 143-353 es consistente con la de los flujos ópticos HH 202 y HH 508, mientras que el ángulo de posición del eje mayor de la fuente 134-411 es consistente con la del flujo molecular altamente colimado, sugiriendo así que estas fuentes podrían ser sus objetos excitadores.

En el quinto capítulo presentamos el análisis necesario para obtener la masa de un flujo molecular a partir de la emisión molecular lineal, suponiendo que la emisión es ópticamente delgada y que nos encontramos en LTE. Finalizaremos este capítulo con la estimación de la masa de un flujo a partir de observaciones de la molécula de CO y de la molécula de SiO.

En el sexto capítulo presentamos observaciones sensitivas a 1.3 milímetros del continuo y de la molécula de  $^{12}\text{CO}$   $J=2 \rightarrow 1$  con alta resolución angular hacia la región OMC1-S hechas con el "Submillimeter Array". En estas nuevas observaciones detectamos el flujo molecular de alta velocidad ( $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ ) de  $^{12}\text{CO}$   $J=2 \rightarrow 1$  mapeado por primera vez por el radiotelescopio del IRAM de 30 metros (Rodríguez-Franco et

al. 1999a). Nuestras observaciones lo resolvieron angularmente, obteniendo así sus dimensiones deconvolucionadas de:  $0''.89 \pm 0''.06$  (390 AU)  $\times \sim 48''$  (21,000 AU). Con estos parámetros calculamos su ángulo de colimación ( $\sim 3^\circ$ ) y su edad (600 años), resultando ser uno de los flujos más colimados y jóvenes reportados hasta ahora en la literatura astronómica. También encontramos que la emisión molecular de CO integrada a altas velocidades traza un chorro extremadamente colimado, mientras que a velocidades más bajas traza una envolvente posiblemente producida por el choque del flujo molecular con el gas de la nebulosa como ha sido observado en otros flujos moleculares.

En el séptimo capítulo presentamos observaciones sensitivas de la molécula de SiO con alta resolución angular hacia la región OMC1-S hechas con el "Submillimeter Array". En ellas detectamos por primera vez un grupo de cuatro flujos moleculares colimados y compactos ( $< 3500$  AU) que parecen ser energizados por objetos con fuerte emisión en las bandas del radio, submilimétrico e infrarrojo localizadas esta región. La morfología de estos nuevos flujos moleculares es en algunos casos bipolar y en otros monopolar mostrando por lo general una alta dispersión de velocidades. Tomando en cuenta recientes resultados de observaciones de la molécula de Monóxido de Silicio hacia otros flujos moleculares jóvenes con una alta resolución angular y los resultados encontrados de este estudio, proponemos que la emisión térmica de la molécula de SiO parece estar trazando las partes más jóvenes y excitadas de los flujos moleculares que no pueden ser trazados por otras moléculas. Más aún, como la emisión de la molécula de SiO es débil a velocidades ambientales de la nube molecular, este tipo de observaciones puede revelar flujos de muy baja velocidad que en otras transiciones moleculares podrían ser confundidas con este tipo de emisión.

En el octavo capítulo presentamos observaciones sensitivas a 7 mm, 1.3 cm y 3.6 cm en el continuo realizadas con el "Very Large Array" hacia diez regiones de formación estelar masiva. En ellas detectamos emisión compacta a 7 mm de cuatro objetos: IRAS 18089-1732(1), IRAS 18182-1433, IRAS 18264-1152 e IRAS 18308-0841, y por primera vez encontramos que ellos están asociados con sistemas dobles o triples de radio fuentes separadas entre sí por algunos segundos de arco. Discutimos sus características basados principalmente en sus índices espectrales y así encontramos que su naturaleza es diversa. Algunas características indican que su emisión está dominada por emisión de polvo proveniente de discos o envolventes. Hacia otras componentes encontramos que la emisión a 7 mm está dominada por radiación libre-libre, ya sea de chorros ionizados o de regiones HII ópticamente gruesas. Además, hay evidencia de contaminación sincrotrón en la emisión en esta longitud de onda de algunas de estas fuentes. Finalmente, encontramos que las fuentes asociadas con chorros ionizados están correlacionadas con máseres de metanol. La determinación precisa de la naturaleza de estas fuentes requerirá de más observaciones a diferentes longitudes de onda y con alta resolución angular.

## 9.3 Trabajo Futuro

### 9.3.1 La Región OMC1 Sur

Existen tres vertientes en esta región que pueden ser estudiadas en mejor detalle en un futuro usando observaciones a varias longitudes de onda y con alta resolución angular: *La naturaleza de cada protoestrella, la conexión entre los flujos moleculares con los jets ópticos y la naturaleza de los núcleos calientes localizados aquí.*

#### La Naturaleza de las Protoestrellas

En este trabajo sólo se presenta la naturaleza de la protoestrella 136-359 asociada con el flujo de CO, siendo clasificada como una fuente *Clase I*. Este mismo proceso podría ser repetido para el resto de las fuentes encontradas aquí. De esta manera podremos observar si existe alguna diferencia evolutiva entre las fuentes de este cúmulo. Hasta ahora ha se observado que las estrellas nortañas tienden a tener contrapartes infrarrojas, mientras que las sureñas no lo tienen (sólo tienen emisión en la región del centimétricas y milimétricas), esto podría indicar que las sureñas están mucho más embebidas en la nube molecular y así son más jóvenes. Más aún, podríamos comparar también las diferencias evolutivas de el cúmulo de protoestrellas localizadas con OMC1S con los cúmulos localizados en las regiones del “El Trapezio” y “BN-KL”, que en un principio el cúmulo asociado con la región OMC1S parecería ser el más joven de los tres, dado que en esta región se han encontrado fuertes y colimados flujos moleculares. Finalmente, esto nos podría ayudar también a entender mejor la evolución de los cúmulos de protoestrellas, asociadas con una alta luminosidad.

#### La Conexión entre los Flujos Moleculares y los Jets Ópticos

Durante estos últimos años se han tratado de encontrar las fuentes excitadoras de todos los flujos moleculares y los jets ópticos que emanan de esta región, además de buscar una conexión entre ellos. Sin embargo, fué casi imposible llegar a conocer alguna de estas relaciones dada la limitada resolución angular de las observaciones moleculares y que sólo algunas fuentes infrarrojas habían sido reportadas en esta región. En este trabajo se propusieron y se encontraron varias relaciones entre los jets ópticos, los flujos moleculares y las fuentes infrarrojas y de radio localizadas aquí. Sin embargo, las relaciones de los siguientes jets ópticos con las fuentes de radio e infrarrojas no son claras: HH 529, HH 269, HH 202, HH 528, HH 203 y HH 204, como es discutido por Henney et al. (2006). Es interesante resaltar que el poderoso jet óptico HH 529 parecería ser producido por la fuente 144-351 (Smith et al. 2004), una fuente que está situada en la región del origen de este jet, sin embargo en nuestras observaciones moleculares con alta resolución angular no encontramos flujos o chorros moleculares asociados a esta fuente.

Un siguiente paso en la búsqueda de estas relaciones en la banda del radio (sub-

milimétrico) sería llevar a cabo un mosaico que cubriera una gran extensión de Orión Sur usando observaciones con alta resolución angular, revelando flujos moleculares muy extendidos que fueron perdidos en este trabajo (dado que nuestro estudio sólo cubre un campo de  $\sim 60''$ ). Además, éste podría revelar también nuevas fuentes submilimétricas, y así buscar una conexión entre los objetos estelares jóvenes y los jets ópticos encontrados aquí. Más aún, dada la resolución angular de este trabajo futuro, nos podría ayudar a conocer si realmente la fuente milimétrica 137-408 estaría energizando al flujo molecular de CO encontrado por primera vez por Schmid-Burgk (1990) y si el flujo de SiO encontrado aquí forma parte de este gran flujo molecular.

### La Naturaleza de los Núcleos Calientes

Este estudio (Zapata et al. 2006, en preparación) también reveló dos núcleos calientes asociados con las fuentes 139-408 y 134-411, que ya habían sido asociadas con emisión de fuertes maseres de agua. Encontramos que estas fuentes se encuentran asociadas con alrededor de 20 líneas moleculares, como lo son  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OCHO}$ ,  $\text{HCCCN}$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{CS}$ , etc. Estas observaciones nos permitirán conocer su naturaleza, esto es si los núcleos calientes son originados por la excitación de fuertes vientos de una estrella joven vecina, como ya ha sido observado en otras regiones, o posiblemente formen parte de una especie de envoltente asociadas con los objetos compactos que se encuentran ahí, o ambos.

#### 9.3.2 Estrellas Masivas

En este momento empieza a ser entendido, principalmente mediante observaciones en las regiones del radio con alta resolución angular, que las estrellas tipo espectral "B" son formadas al igual que sus compañeras, las estrellas de baja masa a través de la acreción de material circundante, vía discos protoplanetarios y chorros. Sin embargo para las estrellas de muy alta masa, tipos espectrales "O", existen sólo muy pocas observaciones hacia este tipo de regiones y aún no se sabe el mecanismo que entre en juego para formarlas. Recientemente se ha observado que este tipo de protoestrellas tienden a formar "toroides" de material donde el gas parece estar cayendo hacia ellas, en vez de formar discos circunestelares (Beltran et al. 2005; Sollins et al. 2005).

Existen varios tipos de observaciones que podrían ser realizadas para tratar de buscar mucha más evidencia de cómo se forman las estrellas tipo espectral "OB". Una de ellas es realizar observaciones con alta resolución angular en la banda del submilimétrico (usando por ahora el "SMA", y en un futuro el Atacama Large Millimeter Array "ALMA"). Este tipo de observaciones tiene muchas ventajas sobre cualquier observación en otras regiones del espectro electromagnético. 1) A esta longitud de onda la emisión del polvo domina, esto es observamos principalmente discos o envoltentes; 2) En esta banda tenemos mucha más emisión molecular, de manera que podemos estudiar varias moléculas que tracen gas a alta densidad, y al mismo tiempo moléculas que tracen chorros; 3) En las moléculas que trazan gas a alta densidad podemos buscar por material que este cayendo hacia la protoestrella y así también medir las tasas de

acreción. 4) La resolución angular nos podría ayudar a filtrar toda la emisión extendida, y así sólo mapearíamos la emisión del disco. Este tipo de observaciones deberán ayudarnos a comprender mucho mejor como se forman este tipo de estrellas y si realmente ellas se forman mediante discos circumestelares.



# Bibliografía

- Ali, B. & Depoy, D. L. 1995, *AJ*, 109, 709
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Anglada, G., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Estalella, R., & Torrelles, J. M. 1992, *ApJ*, 395, 494
- Anglada, G. 1995, *Rev. Mex. AA Ser. Conf.*, 1, 67
- Anglada, G. 1996, in *ASP Conf. Ser. 93, Radio Emission from the Stars and the Sun*, ed. A. R. Taylor & J. M. Paredes (San Francisco: ASP), 3
- Arce, H. et al. 2006, [arXiv.org:astro-ph/0603071](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603071)
- Bachiller, R. 1996, *ARA&A*, 34, 111
- Bate, M. R., & Bonnell, I. A. 2005, *MNRAS*, 356, 1201
- Bally, J., Licht, D., Smith, N., & Walawender, J., 2006, *AJ*, 131, 473
- Bally, J., Sutherland, R. S., Devine, D., & Johnstone, D. 1998, *AJ*, 116, 293
- Bally, J., O'Dell, C. R., & McCaughrean, M. J. 2000, *AJ*, 119, 2919
- Bally, J. & Zinnecker, H. 2005, *AJ*, 129, 2281
- Batrla, W., Wilson, T. L., Ruf, K., & Bastien, P. 1983, *A&A*, 128, 279
- Beltrán M. T., Cesaroni R., Neri R., Codella C., Furuya R. S., Testi L., Olmi L., 2005, *A&A*, 435, 901
- Beech M., Mitalas R., 1994, *ApJS*, 95, 517
- Behrend, R., & Maeder, A. 2001, *A&A*, 373, 190
- Beckwith, S., Persson, S. E., Neugebauer, G., & Becklin, E. E. 1978, *ApJ*, 223L, 41B.

- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., Motte, F., Sridharan, T. K., & Wyrowski, F. 2002a, *ApJ*, 566, 945
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., & Wyrowski, F. 2002b, *A&A*, 383, 892
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002c, *A&A*, 383, 892
- Beuther, H., Walsh, A., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., & Wyrowski, F. 2002d, *A&A*, 390, 289
- Beuther, H. et al. 2004a, *ApJ*, 616, L23
- Beuther, H., et al. 2004b, *ApJ*, 616, L31
- Beuther, H., et al. 2005, *ApJ*, 628, 800
- Bourke, T. L., Garay, G., Lehtinen, K. K., Koehnkamp, I., Launhardt, R., Nyman, L., May, J., Robinson, G. & Hyland, A. R., 1997, *ApJ*, 476, 781
- Bonnell I. A., Bate M. R., & Zinnecker H., 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bower, G. C., Plambeck, R., & Bolatto A. 2003, *IAUC* 8055.
- Cantó, J., Goudis, C., Johnson, P. G., & Meaburn, J. 1980, *A&A*, 85, 128
- Cantó, J., Raga, A. C., Steffen, W., & Shapiro, P. 1998, *ApJ*, 502, 695
- Caplan, J. & Deharveng, L. 1986, *A&A*, 155, 297
- Carpenter, J. M., Hillenbrand, L. A., & Skrutskie, M. F., 2001, *AJ*, 121, 3160
- Cernicharo, J., & Reipurth, B. 1996, *ApJ*, 460, L57
- Cesaroni, R., Felli, M., Testi, L., Walmsley, C. M., & Olmi, L. 1997, *A&A*, 325, 725
- Cesaroni, R., Felli, M., Jenness, T., et al. 1999, *A&A*, 345, 949
- Chandler, C. J., & Richer, J. S. 2001, *ApJ*, 555, 139
- Chini, R., Krügel, E., Haslam, CGT., Kreysa, E., & Lemke, R. 1993, *A&A*, 272, L5
- Choi, M. 2005, *ApJ*, 630, 976C
- Churchwell, E., Wood, D. O. S., Felli, M., & Massi, M. 1987, *ApJ*, 321, 516
- DeBuizer, J. 2003, *MNRAS*, 341, 277
- Doi, T., O'Dell, C. R., & Hartigan, P. 2004, *AJ*, 127, 3456

- Dougados, C., Léna, P., Ridgway, S. T., Christou, J. C., & Probst, R. G. 1993, *ApJ*, 406, 112
- Duchene, G., Delgado-Donate, E., Haisch, K., Jr., Loinard, L. & Rodriguez, L., arXiv:astro-ph/0603004
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1997, *A&A*, 325, 758
- Dyson, J. E., Hartquist, T. W., & Biro, S. 1993, *MNRAS*, 261, 430
- Eislöffel, J., & Mundt, R. 1997, *AJ*, 114, 280
- Falle, S. A. E. G., Coker, R. F., Pittard, J. M., Dyson, J. E., & Hartquist, T. W. 2002, *MNRAS*, 329, 670
- Feigelson, E. D. & Montmerle, T. 1999, *ARAA*, 37, 363.
- Feigelson, E. D., Broos, P., Gaffney, J. A., III, Garmire, G. Hillenbrand, L. A., Pravdo, S. H., Townsley, L., & Tsuboi, Y. 2002, *ApJ*, 574, 258
- Felli, M., Massi, M. & Catarzi, M. 1991, *A&A*, 248, 453.
- Felli, M., Taylor, G. B., Catarzi, M., Churchwell, E., & Kurtz, S. 1993a, *A&A*, 101, 127
- Felli, M., Churchwell, E., Wilson, T. L., & Taylor, G. B. 1993b, *A&AS*, 98, 137
- Fich, M., & Lada, C. J. 1997, *ApJ*, 484, L63
- Fomalont, E. B., Kellermann, K. I., Partridge, R. B., Windhorst, R. A., & Richards, E. A. 2002, *AJ*, 123, 2402
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Garay, G. 1987, *RevMexA&A*, 14, 489
- Garay, G. 1989, *Lecture Notes in Physics*, 350, 333
- Garay, G., & Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049
- Garay, G., Moran, J. M., & Reid, M. J. 1987, *ApJ*, 314, 535.
- Garay, G., Ramirez, S., Rodríguez, L. F., Curiel, S., & Torrelles, J. M. 1996, *ApJ*, 459, 193
- Garmire, G., Feigelson, E. D., Broos, P., Hillenbrand, L. A., Pravdo, S. H., Townsley, L., & Tsuboi, Y. 2000, *AJ*, 120, 1426
- Gaume, R. A., Wilson, T. L., Vrba, F. J., Johnston, K. J., & Schmid-Burgk J. 1998, *ApJ*, 493, 940.

- Getman, K. V., Feigelson, E.D., Garmire, G., Murray, S. S., & Harnden, F. R. 2003, IAUC 8068.
- Gibb, A. G., Hoare, M. G., Wyrowski, F., & Mundy, L. G., 2004, IAUS, 221, 425
- Grosso, N., et al. 2005, ApJS, 160, 530
- Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1998, A&A, 333, 287
- Gueth, F., & Guilloteau, S. 1999, A&A, 34, 571
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, A&A, 265, L49
- Henney, W. J. & Arthur, S. J. 1998, AJ, 116, 322.
- Henney, W. J., García-Díaz, M. T., & Kurtz, S. E. 2001, RevMexA&ASC, 10, 213
- Henney, W. J., O'Dell, C. R., Meaburn, J., Garrington, S. T., & López, J. A. 2002, ApJ, 566, 315
- Henney, W. J. et al. 2006, submitted, AJ.
- Ho, P. P. T, Moran, J. M., & Lo, K. Y. 2004, ApJL, 616, L1
- Hollenbach, D. 1997, in IAU Symp. 182, Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, ed. B. Reipurth & C. Bertout (Dordrecht: Kluwer), 181
- Hildebrand, R. H. 1983, QJRAS, 24, 267
- Hillenbrand, L. A. 1997, AJ, 113, 1733
- Hillenbrand, L. A. & Carpenter, J. M. 2000, ApJ, 540, 236
- Hirano, Naomi, Liu, Sheng-Yuan, Shang, Hsien, Ho, Paul T. P., Huang, Hui-Chun, Kuan, Yi-Jehng, McCaughrean, Mark J., Zhang, Qizhou, 2006, ApJ, 636L, 141
- Hyland, A.R., Allen D.A., Barnes P.J., Ward M.J. 1984, MNRAS, 206, 465
- Jiang, Z. et al., 2005, Nature, 437, 112
- Jijina, J., & Adams, F. 1996, ApJ, 462, 87
- Kahn, F. 1974, A&A, 37, 149
- Keto E., 2002, ApJ, 568, 754
- Kaifu, N., et al. 2000, PASJ, 52, 1
- Keene, J., Hildebrand, R. H., & Whitcomb, S. E. 1982, ApJ, 252, L11

- 
- Kitamura, Y. et al. 2002, ApJ, 581, 357
- Kurtz, S., Hofner, P., & Vargas Alvarez, C. 2004, ApJS, 155, 149
- Lada, C. J., Muench, A. A., Haisch, K. E. Jr., Lada, E. A., Alves, J. F., Tollestrup, E. V. & Willier, S. P. 2000, AJ, 120, 3162.
- Lada, C. J., Muench, A. A., Lada, E. A., & Alves, J. F. 2004, AJ, 128, 1254
- Laques P. & Vidal, 1979, A&A, 73, 97.
- Larson, R. B., & Starrfield, S. 1971, A&A, 13, 190
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, ApJ, 542, 925
- Liu, Sheng-Yuan, Mehringer, David M., Miao, Yanti, Snyder, and Lewis E., 1998, ApJ, 501, 680
- Luhman, K. L., Rieke, G. H., Young, Erick T., Cotera, A. S., Chen, H., Rieke, M. J., Schneider, G., & Thompson, R. I. 2000, ApJ, 540, 1016
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, ApJ, 416, 208
- Masson, C. R., & Chernin, L. M. 1993, ApJ, 414, 230
- Mauersberger, R., Henkel, C., Wilson, T. L., & Walmsley, C. M. 1986, A&A, 162, 199
- McCaughrean, M. J. & Stauffer, J. R. 1994, AJ, 108, 1382
- McKee, C. F., & Tan, J. C. 2002, Nature, 416, 59
- McMullin, J. P., Mundy, L. G., & Blake, G. A. 1993, ApJ, 405, 599
- Meaburn, J. 1986, A&A, 164, 358
- Mezger, P. G., Zylka, R., & Wink, J. E. 1990, A&A, 228, 95.
- Mikami, H., Umemoto, T., Yamamoto, S., & Saito, S. 1992, ApJ, 392, L87
- Muench A. A., Lada E. A., Lada C. J., & Alves J., 2002, ApJ, 573, 36
- Mundy, L. G., Looney, L. W., & Lada, E. A. 1995, ApJ, 452, L137
- Mundy, L. G., Scoville, N. Z., Baath, L. B., Masson, C. R., & Woody, D. P. 1986, ApJ, 304, L51
- Nakanishi, K., Saito, M., Furuya, R.S., Shinnaga, H. & Momose, M. 2003, IAUC 8060.

- Nakano, T. 1989, *ApJ*, 345, 464
- Norberg, P., & Maeder, A. 2000, *A&A*, 359, 1025
- O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hu, X., 1993, *ApJ*, 410, 696.
- O'Dell, C. R., & Wen, Z. 1994, *ApJ*, 436, 194.
- O'Dell, C. R., & Wong, K., 1996, *AJ*, 111, 846.
- O'Dell, C. R., & Doi, T. 1999, *PASP*, 111, 1316
- O'Dell, C. R., & Doi, T. 2003, *AJ*, 125, 277.
- O'Dell, C. R. & Doi, T. 2003, *AJ*, 125, 127 (Erratum: 2003, *AJ*, 125, 2753)
- O'Dell, C. R. 2000, *AJ*, 119, 2311
- O'Dell, C. R. 2001, *ARA&A*, 39, 99.
- O'Dell, C. R. 2003, *RMxAC*, 18, 800
- O'Dell, C. R., Peimbert, M., & Peimbert, A. 2003, *AJ*, 125, 2590
- Palau, A., Ho, P. T. P., Zhang, Q., Estalella, R., Hirano, N., Shang, H., Lee, C.-F., Bourke, T. L., Beuther, H., Kuan, Y.-J., 2006, *ApJ*, 636L, 137
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Panagia, N. 1973, *AJ*, 78, 929
- Pastor, J., Cantó, J., & Rodríguez, L. F. 1991, *A&A*, 246, 551
- Patel et al. 2005, *Nature*, 437, 109
- Pestalozzi, M. R., Elitzur, M., Conway, J. E., & Booth, R. S. 2004, *ApJ*, 603, L113
- Pravdo, S. H., Rodríguez, L.F., Curiel, S., Cantó, J., Torrelles, J. M., Becker, R. H., & Sellgren, K. 1995, *ApJ*, 293, L35
- Portegies Zwart, S. F., Baumgardt, H., Hut, P., Makino, J., & McMillan, S. L. W. 2004, *Nature*, 428, 724
- Raga, A. C. & Cantó, J. 1995, *Rev. Mex. AA*, 31, 51.
- Raga, A. C., de Gouveia Dal Pino, E. M., Noriega-Crespo, A., Minnini, P. D., & Velázquez, P. F. 2002, *A&A*, 392, 267
- Reipurth, B., Raga, A. C., & Heathcote, S. 1996, *A&A*, 311, 989

- Robberto, M., Beckwith, S. V. W., Panagia, N., Patel, S. G., Herbst, T. M., Ligorì, S., Custò, A., Boccacci, P., & Bertero, M., 2005, *AJ*, 129, 153
- Robberto, M., Beckwith, S. V. W., Panagia, N., Patel, S. G., Herbst, T. M., Ligorì, S., Custò, A., Boccacci, P., & Bertero, M. 2004, submitted to *AJ*
- Rodríguez-Franco, A., Martín-Pintado, J. & Wilson, T.L., 1999a, *A&A* 344, L57
- Rodríguez-Franco, A., Martín-Pintado, J. & Wilson, T.L., 1999b, *A&A* 351, 1103
- Rodríguez, L. F., Curiel, S., Moran, J. M., Mirabel, I. F., Roth, M. & Garay, G. 1989, *ApJ*, 346, L85
- Rodríguez, L. F., Curiel, S., Ho, P. T. P., Torrelles, J. M., & Canto, J. 1990, *ApJ*, 352, 645
- Rodríguez, L. F. 1994, *Rev. Mex. AA*, 29, 69
- Rodríguez, L. F., Garay, G., Curiel, S., Ramírez, S., Torrelles, J. M., Gómez, Y., & Velázquez, A. 1994, *ApJ*, 430, L65
- Rodríguez, L. F. 1995, *Rev. Mex. AA Ser. Conf.*, 1, 1
- Rodríguez, L. F., Garay, G., Brooks, K. J., & Mardones, D., 2005, *ApJ*, 626, 953R
- Rodríguez, L.F., Gómez, Y. & Reipurth B. 2003, *ApJ*, 598, 1100
- Rodríguez, L. F., Porras, A., Claussen, M. J., Curiel, S., Wilner, D. J., & Ho, P. T. P. 2003b, *ApJ*, 586, L137
- Rodríguez, L. F., Torrelles, J. M., Raga, A., Cantó, J., Curiel, S., & Garay, G. 2005, *Rev. Mex. AA*, 41, 435
- Rosado, M., de la Fuente, E., Arias, L., Raga, A., & Le Coarer, E. 2001, *AJ*, 122, 1928
- Sako, S., et al. 2005, *Nature*, 434, 995
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau des Forets, G., & Flower, D. R. 1997b, *A&A*, 321, 293
- Schmid-Burgk, J., Güsten, R., Mauersberger, R., Schulz, A., & Wilson, T. L. 1990, *ApJ*, 362, L25
- Schulz, N. S., Canizares, C., Huenemoerder, D., Kastner, J. H., Taylor, S. C., Bergstroem, E. J. 2001, *ApJ*, 549, 441.
- Shang, H., Shu, F. H., & Glassgold, A. E. 1998, *ApJ*, 493, L91
- Shepherd, D. S., Claussen, M. J., & Kurtz, S. E. 2001, *Science*, 292, 1513

- Shepherd, D. S., & Kurtz, S. E. 1999, *ApJ*, 523, 690
- Shu, F. H., Ruden, S. P., Lada, C. J., & Lizano, S. 1991, *ApJ*, 370, L31
- Simon, M., Close, L. M., Beck, T. L. 1999, *AJ*, 117, 1375
- Smith, M. D., Suttner, G., & Yorke, H. W. 1997, *A&A*, 323, 223
- Smith, N., Bally, J., Shuping, R. Y., Morris M., & Hayward, T. 2004, *ApJ*, 610, L120
- Sridharan, T. K., Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., & Wyrowski, F. 2002, *ApJ*, 566, 931
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. 1980, *ApJ*, 241, 637
- Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P., 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), 327
- Stanke, T., McCaughrean, M. J., & Zinnecker, H. 2002, *A&A*, 392, 239
- Su, Y., Zhang, Q., & Lim, J. 2004, *ApJ*, 604, 258
- Tafalla, M., Santiago, J., Johnstone, D., Bachiller, R. 2004, *A&A*, 423, L21
- Testi, L., Palla, F., Prusti, T., Natta, A., & Maltagliati, S. 1997, *A&A*, 320, 159
- Takakuwa, S., et al. 2004, *ApJ*, 616, L15
- Tsunemi, H., Mori, K., Miyata, E., Baluta C., Burrows, D. N., Garmire, G.P., Chartas, G., 2001, *ApJ*, 554, 496.
- van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 1998, *ARA&A*, 36, 317
- Van der Tak, F. F. S., & Menten, K. M. 2005, *A&A*, 437, 947
- Walsh, A. J., Burton, M. G., Hyland, A. R., & Robinson, G. 1998, *MNRAS*, 301, 640
- Wen, Z. & O'Dell, C. R. 1995, *ApJ*, 438, 784
- Williams, S. J., Fuller, G. A., & Sridharan, T. K. 2004, *A&A*, 417, 115
- Wilner, D. J., Reid, M. J., & Menten, K. M. 1999, *ApJ*, 513, 775
- Wilson, T. L., & Rood, R. T. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Windhorst, R. A., Fomalont, E. B., Partridge, R. B., & Lowenthal, J. D. 1993, *ApJ*, 405, 498
- Wiseman, J. J., & Ho, P. T. P. 1998, *ApJ*, 502, 676



- Wolfire, M. G., & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Wu, Y., Wei, Y., Zhao, M., Shi, Y., Yu, W., Qin, S., & Huang, M. 2004, *A&A*, 426, 503
- Yorke H. W. & Kruegel E., 1977, *A&A*, 54, 183
- Yorke, H. W., & Welz, A. 1996, *A&A*, 315, 555
- Yu, T., & Chernin, L. M. 1997, *ApJ*, 479, 63
- Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., Kurtz, S. E., & O'Dell, C. R. 2004a, *AJ*, 127, 2252
- Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., Kurtz, S. E., O'Dell, C. R. & Ho, P. T. P. 2004b, *ApJ*, 610, 121
- Zapata, L.A., Rodríguez, L.F., Ho, P.T.P., Zhang, Q., Qi, C., & Kurtz, S.E. 2005, *ApJL*, 630, L85
- Zhang, Q., Ho, P. T. P., Wright, M. C. H., & Wilner, D. J. 1995, *ApJ*, 451, L71
- Zhang, Q., Hunter, T. R., & Sridharan, T. K. 1998, *ApJL*, 505, L151
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Sridharan, T. K., & Cesaroni, R. 1999, *ApJ*, 527, L117
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Sridharan, T. K., & Ho, P. T. P. 2002, *ApJL*, 566, 982
- Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., & Rayner, J. T. 1998, *Nature*, 394, 862
- Ziurys, L. M., Wilson, T. L. & Mauersberger, R., 1990, *ApJ*, 356, 25
- Ziurys, L. M., & Friberg, P. 1987, *ApJ*, 314, L49