



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CONDICIONES FISICAS EN ZONAS DE EMISION MASER EN LA REGION DE FORMACION DE ESTRELLAS MASIVAS G5.89.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C A

P R E S E N T A ,

CRISTINA ROMERO CAÑIZALES



FACULTAD DE CIENCIAS UNAM

DIRECTOR DE TESIS: DR. STANLEY EUGENE KURTZ SMITH



2005

m346604



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVANCEBA EN
MIZO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Condiciones Físicas en Zonas de Emisión Másar en la Región de Formación de Estrellas Masivas G5.89".

realizado por Romero Cañizales Cristina

con número de cuenta 09958623-8 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

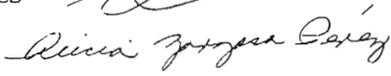
Director de Tesis

Propietario Dr. Stanley Eugene Kurtz Smith 

Propietario Dr. Christophe Morisset 

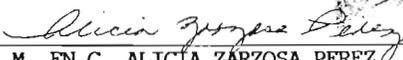
Propietario Dr. Luis Felipe Rodríguez Jorge 

Suplente Dr. José Eduardo Mendoza Torres 

Suplente M. en C. Alicia Zarzosa Pérez 

Consejo Departamental de Física




 M. EN C. ALICIA ZÁRZOSA PÉREZ

FACULTAD DE CIENCIAS
 DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Agradecimientos

Agradezco infinitamente a mis padres (Antonio y Ma. Luisa) y hermanas (Bere y Eva) por todo su apoyo y comprensión durante estos años de la carrera que probablemente han sido los más alegres y a la vez los más difíciles de mi vida.

Aún ahora no sé si fue una casualidad, pero he de agradecer a la gente del FCE por la grandiosa experiencia que marcó mi vida e hizo que ésta diera un vuelco. Agradezco en especial a Manuel de la Cruz, gran amigo, quien formó parte de esa experiencia y con el tiempo hizo crecer en mí el interés por la física.

Tras esto, vinieron muchas experiencias más que le han dado sabor a mi vida. No podría dejar de mencionar a la gente que ha contribuido de una manera u otra a mi formación tanto profesional como personal desde entonces.

De mis maestros agradezco en especial a: Luis Briseño, por su valiosa amistad, y porque no hay mejor maestro que aquél que transmite su entusiasmo en clase; Pedro Bosch, por sus excelentes clases, su amistad, y por haber hecho de mi servicio social una de las experiencias más ricas y divertidas de la carrera. Agradezco asimismo a todos aquellos cuyas clases disfruté enormemente.

Gracias también a quienes oficialmente no fueron mis maestros, pero de quienes he aprendido muchísimo:

- * Stan, por dirigir esta tesis con gran destreza y entusiasmo, por todo cuanto me ha enseñado y por responder a mis dudas con gran paciencia; además de todo esto, por darme el impulso que necesitaba para dar el siguiente paso en mi carrera;

- * Eduardo Mendoza, por aceptar ser mi sinodal y porque no obstante con estar un poco lejos siempre tuvo tiempo para fomentar mi interés por la astronomía (en particular, por la radioastronomía);

*A mis padres
con cariño.*

Índice General

Resumen	1
1 Introducción	3
1.1 Formación de estrellas masivas	3
1.2 Envoltente gaseosa de una estrella masiva en formación	5
1.2.1 Gas molecular	5
1.2.2 Gas ionizado	8
1.3 Condiciones físicas en zonas de emisión máser	10
2 El amoniaco como trazador de condiciones físicas de nubes	13
2.1 Espectro energético del amoniaco	17
2.1.1 Transiciones moleculares	18
2.1.2 La molécula de NH ₃	22
2.2 Procesos radiativos	29
2.3 Obtención de parámetros físicos a partir del amoniaco	34
2.3.1 Profundidad óptica y temperatura de excitación	34
2.3.2 Temperatura rotacional	36
2.3.3 Densidad columnar del NH ₃	39
2.3.4 Densidad volumétrica de H ₂	40
3 Los datos y su análisis.	41
3.1 La fuente G5.89–0.39	41
3.2 Observaciones	44
3.2.1 Reducción de los datos	44
3.2.2 Resultados de la reducción	45
3.3 Ajustes	50
3.4 Parámetros físicos del gas	62
3.5 Comparación de resultados	62

4	Estudio de regiones de formación estelar en el infrarrojo.	65
4.1	El infrarrojo.	65
4.1.1	Ventana del infrarrojo.	66
4.2	Polvo.	70
4.3	Estudios en IR de la región G5.89 -0.39.	70
5	Conclusiones	77
5.1	Panorama del logro de las metas	77
5.2	Trabajo Futuro	79
A	Determinación de la densidad volumétrica de H₂	81
B	Observaciones interferométricas y reducción de datos	87
B.1	Observaciones interferométricas	87
B.1.1	Very Large Array (VLA)	88
B.2	Reducción de datos	90
B.2.1	Astronomical Image Processing System (AIPS)	90

Resumen

La formación de estrellas masivas presenta una gran variedad de fenómenos de los que sólo se entienden sus rasgos más generales. Se incluyen fenómenos tales como regiones HII ultracompactas, chorros térmicos, flujos moleculares, núcleos calientes y emisión máser, entre otros. Es indispensable entender la relación entre estos distintos trazadores del proceso de formación estelar, su interacción y su secuencia de aparición, si esperamos desentrañar el proceso de formación de estrellas masivas.

Con este fin, en esta tesis se presentan observaciones hechas con el Very Large Array de las líneas de transición por inversión $(J, K) = (1, 1)$ y $(2, 2)$ de amoníaco en la región de formación de estrellas masivas denominada G5.89–0.39. Se presenta un resumen de la reducción de los datos (calibración, formación de imágenes, y extracción de parámetros) así como ajustes de los perfiles de las líneas. Por medio del análisis de estas líneas se estimaron las condiciones físicas del gas molecular.

Con posiciones extraídas de la literatura, máseres de agua, hidróxilo y metanol fueron ubicados en los mapas con el objeto de comparar las condiciones físicas derivadas del análisis del amoníaco con las condiciones teóricas que dan origen a cada especie máser, e intentar así buscar patrones que permitan relacionar de manera unívoca a la emisión máser dentro de toda la gama de fenómenos que se presentan en las regiones de formación de estrellas masivas.

También se presenta una breve introducción al polvo y su papel en estudios de la formación de estrellas masivas. Incluyo un resumen de datos del infrarrojo de la región, como trazador de esta componente.

Al hacer la discusión de los resultados en el contexto del método utilizado,

vemos que éste resultó ser ineficaz para los propósitos planteados, pues no fue posible identificar diferencias en las condiciones físicas que corresponden a máseres de distintas especies. Sin embargo, se proponen varias alternativas que siguen la misma línea de acción para trabajos a futuro.

Capítulo 1

Introducción

El estudio presentado en esta tesis tiene por objetivo lograr un mayor entendimiento de lo que se sabe hasta ahora de la formación de estrellas masivas. Por ello, es necesario introducir al lector a la fenomenología asociada a la formación de estrellas masivas.

1.1 Formación de estrellas masivas

Mucho se sabe acerca de la formación de estrellas de baja masa, es decir, estrellas con masa similar a la del Sol ($\approx 2 \times 10^{30}$ kg). Esto es debido a que tienen tiempos de vida relativamente largos y representan el tipo de estrella más abundante en el universo conocido.

Las estrellas masivas son aquellas cuya masa es $\gtrsim 8M_{\odot}$, y su historia es bastante diferente. Debido a que agotan más aprisa su energía disponible, tienen periodos de evolución más cortos. Están relativamente lejos de nuestro sistema solar (la más cercana a unos 500 pc de distancia¹) y por otro lado, a lo más una estrella de cada 100 es masiva (Osorio, 2000), por lo tanto son menos comunes. Aunado a lo anterior, su tendencia a formarse en cúmulos hace que su estudio individual se torne complicado.

Dos posibles escenarios para la formación de estrellas masivas han sido propuestos, uno de ellos es la acreción (que considera el colapso de gas molecular para formar la estrella) y el otro es la coalescencia (que sugiere que

¹Un parsec (pc) equivale a 3.086×10^{16} m.

las estrellas masivas son producto de la colisión de varias estrellas de baja masa). Aún cuando se cuenta con este tipo de modelos que intentan emular la formación de las estrellas masivas, sigue sin quedar claro el proceso que se lleva a cabo dentro de los sitios donde nacen estos objetos. Muchos esfuerzos se han invertido para conocer las condiciones suficientes y necesarias para que la formación de estrellas masivas tenga lugar.

Para entender el proceso de la formación de estrellas masivas resulta necesario estudiar los sitios donde esto ocurre (a saber, las nubes moleculares) a través de sus cambios en las primeras etapas de la evolución de la estrella que se forma en su interior.

La radiación ultravioleta proveniente de estrellas masivas recién formadas cambia de manera drástica las condiciones físicas y químicas de las nubes, mientras que el viento supersónico que estas mismas generan, contribuye con momento y energía para cambiar la morfología de las nubes moleculares e incluso destruirlas. Cuando las estrellas masivas mueren y dan lugar a supernovas, eyectan una gran cantidad de masa y enriquecen el medio interestelar con elementos pesados, y más aún, crean ondas de choque tan fuertes en el medio, que son capaces de desencadenar la formación de nuevas nubes cuyas condiciones físicas y químicas controlarán la naturaleza y la tasa de formación de nuevas generaciones de estrellas, la posible formación de planetas, y por lo tanto, la evolución de la galaxia anfitriona. Es por todo esto que el estudio de las regiones de formación de estrellas masivas resulta tan atractivo.

Por el lado observacional, se sabe que la emisión infrarroja de granos de polvo, las regiones de gas ionizado, la presencia de núcleos calientes, la emisión máser en las nubes, los flujos moleculares, entre otros, son manifestaciones de la formación de estrellas masivas y resultan por tanto ser útiles en la búsqueda de éstas. Sin embargo, la conexión física entre estos fenómenos y su lugar en el proceso de formación estelar aún está lejos de ser establecida.

1.2 Envoltente gaseosa de una estrella masiva en formación

Estando profundamente embebidas en nubes moleculares, la formación de estrellas masivas resulta prácticamente inobservable en el rango óptico del espectro electromagnético, ya que dichas regiones son sumamente densas y además contienen grandes cantidades de polvo que las hacen opacas. Por ello, el estudio de estas regiones resulta más factible por observaciones en longitudes de onda infrarrojas, milimétricas y de radio, donde la opacidad del polvo es mucho más pequeña que en el óptico.

Para estudios basados en observaciones de radio, encontramos que dentro de las nubes donde se forman las estrellas masivas existen dos componentes principales, una correspondiente al gas ionizado y otra correspondiente al gas molecular, es decir, regiones HIIUC (regiones de hidrógeno ionizado ultracompactas) y núcleos moleculares calientes, respectivamente. Recientemente se propuso una secuencia evolutiva que lleva de núcleos calientes a regiones HIIUC (Kurtz *et al.*, 2000).

Para los fines del presente trabajo, basta con hacer una breve descripción del gas ionizado y por otro lado, explicar con más detalle la componente molecular, siendo esta última en la que se basan las observaciones aquí presentadas.

1.2.1 Gas molecular

Se sabe que el medio interestelar no se encuentra vacío sino que está lleno de gas y polvo. Estas componentes no se hallan distribuidas de manera homogénea; de hecho, en muchas regiones forman conglomerados llamados nubes moleculares, cuyas condiciones físicas permiten la existencia de una gran variedad de moléculas en su interior. El principal componente de estas nubes es el hidrógeno molecular.

Las nubes moleculares son regiones extensas y relativamente densas y frías (para el MI) que se encuentran dentro del plano del disco galáctico. Es dentro de estas nubes donde la formación estelar tiene lugar.

Estructura de las nubes moleculares y su evolución

Las nubes moleculares tienen densidades del orden de 10^2 cm^{-3} , temperatura alrededor de 10 K y un diámetro aproximado de 10 pc. Si su masa está entre 10^3 y $10^7 M_{\odot}$ (Verschuur y Kellermann, 1988) entonces son llamadas *nubes moleculares gigantes* (NMG). Estas estructuras reciben también el nombre de *complejos de nubes*, debido a que presentan varios niveles de estructura, incluyendo cúmulos y núcleos de diversos tamaños y densidades, véase por ejemplo Kurtz (2004).

Las NMG's están asociadas con la formación de estrellas masivas. Según Kurtz (2004) podemos pensar que primero se forman los llamados núcleos moleculares "fríos" que carecen de objetos protoestelares, y que a partir de ellos se forman núcleos moleculares "tibios" en cuyo interior se encuentran embebidos objetos poco luminosos que logran calentar la nube a una temperatura mayor a 10 K pero menor a 100 K. Por último tendríamos a los *núcleos moleculares calientes* (NMC) con temperaturas por encima de 100 K y calentados por un objeto estelar propiamente dicho. Podemos entonces definir a un NMC como una pequeña condensación de gas molecular caliente que alberga en su interior a una estrella (o estrellas) masiva en una etapa muy temprana de su formación. Vemos entonces que la estratificación de las nubes va de acuerdo a su densidad. Las densidades volumétricas mayores se encuentran cerca de las regiones de formación estelar.

Los núcleos fríos tienen tamaños de hasta 1 pc, masas entre 100 y 1000 M_{\odot} , temperaturas típicas que van de 10 a 20 K y una densidad del orden de 10^5 cm^{-3} . Los núcleos tibios tienen la misma masa que los núcleos fríos pero concentrada en una región del orden de 0.1 pc y por lo tanto son más densos y más calientes, con temperaturas entre 30 y 50 K. Cuando esta estructura es colapsada aún más, se originan los núcleos calientes. Los valores típicos obtenidos de Kurtz (2004) para los parámetros físicos que caracterizan a los NMC se muestran en la tabla 1.1.

Las altas temperaturas en los NMC hacen que los procesos químicos en su interior sean diferentes de aquellos en los núcleos fríos. Por ejemplo, se da la sublimación de las capas de hielo que cubren a los granos de polvo, lo que lleva a un aumento de las especies moleculares dentro de la nube². En

²Véase el apartado 4.2 en la página 70

Tabla 1.1: Parámetros físicos de los NMC.

Parámetro	Valor típico
Temperatura	> 100 K
Densidad	$> 10^7$ cm ⁻³
Diámetro	$\lesssim 0.1$ pc
Luminosidad	$\sim 10^6 L_{\odot}$
Masa	$10 - 10^4 M_{\odot}$

particular, esperamos que la fase gaseosa esté enriquecida con moléculas tales como agua (H₂O), hidróxilo (OH), amoníaco (NH₃) y metanol (CH₃OH).

A partir de observaciones a moléculas cuyas transiciones sean conocidas, es posible trazar las condiciones físicas del gas que compone la nube. En general, la distribución de gas molecular denso trazado con diferentes moléculas que tengan densidades críticas³ parecidas suele ser similar, sin embargo, se han encontrado ya varias regiones en las que esto no ocurre, ver por ejemplo Torrelles (1996).

Máseres

La emisión máser es un fenómeno bastante común en regiones de formación estelar. Debido a que los máseres se encienden sólo bajo ciertas condiciones físicas, nos permiten conocer propiedades de los objetos a los que se encuentran asociados. Por ello, doy aquí una breve descripción del fenómeno.

La distribución de Boltzmann muestra que en general, la mayoría de las partículas que componen un sistema (ya sean átomos, moléculas, etc.) se encuentran en el estado de energía correspondiente a la temperatura del sistema, y sólo unas pocas se encontrarán en otros estados, ya sean de mayor o de menor energía. Sin embargo, existen mecanismos para producir una inversión de población, *i.e.*, hacer que un estado de menor probabilidad se encuentre más poblado que el estado con mayor probabilidad de estar ocupado. Si las partículas excitadas son iluminadas con fotones cuya energía sea igual a la energía de excitación de éstas, entonces se producirán transiciones

³Véase el apartado en la página 34.

hacia estados menos energéticos en las que se emite un fotón con la misma frecuencia y fase y en la misma dirección que aquél que interactuó con la partícula excitada. Esto produce un efecto de cascada, resultando así que el número de fotones emitidos crece enormemente, y por lo tanto, la radiación es amplificada. Si los estados excitados son metaestables, entonces tendrán una vida media muy grande, y por lo tanto la contribución a la radiación de la emisión espontánea será despreciable en comparación con la radiación estimulada y por lo tanto, al final obtendremos radiación coherente y monocromática. A esta radiación la llamamos MASER, acrónimo de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*; si la radiación amplificada está en el visible, entonces le llamamos LASER, donde *Light* sustituye a *Microwave*.

Los máseres astronómicos ocupan regiones muy pequeñas dentro de nubes moleculares cuya densidad es de $10^6-10^{11} \text{ cm}^{-3}$ aproximadamente. Para que se de el fenómeno máser se requiere de condiciones físicas adecuadas y de un mecanismo mediante el cual se produzca la inversión de poblaciones, ya sea por medio de transiciones radiativas o colisionales; a este mecanismo le llamamos bombeo.

Desde el descubrimiento del fenómeno máser en el medio interestelar hace ya 40 años, se ha encontrado que moléculas que se encuentran en las cercanías de las regiones de formación estelar, tales como agua, hidróxilo y metanol, exhiben fuerte emisión máser. Estas tres especies son de especial interés para el presente trabajo, pues con éstas se hará una comparación de las condiciones físicas encontradas en la región G5.89-0.39.

1.2.2 Gas ionizado

Cuando una estrella masiva nace, comienza a producir un campo de radiación en el extremo ultravioleta (EUV) dando origen a un frente de ionización que se propaga rápidamente a través del gas (compuesto principalmente de H_2). Esto provoca la destrucción de cualquier especie molecular cuya energía de ligadura sea menor que la energía característica del campo de radiación.

Alrededor de la estrella se crea una región de hidrógeno ionizado H^+ (llamada región HII) pues en ésta se tiene una gran cantidad de radiación ionizante disponible. Para que una estrella sea capaz de ionizar una región,

debe producir fotones con energía mayor a 13.6 eV (que corresponde al potencial de ionización del hidrógeno), *i.e.*, fotones con longitud de onda $< 912 \text{ \AA}$. Esto lo cumplen las estrellas masivas de tipo OB.

Las recombinaciones entre iones y electrones no sólo resultan en la emisión de fotones con energía igual o mayor a 13.6 eV; esto sólo ocurre si el electrón se sitúa en el estado base (con $n=1$) al recombinarse con el ión. Puede ocurrir (aunque con menor probabilidad) que el electrón caiga en cascada desde niveles con $n>1$ provocando así la emisión de fotones menos energéticos. Por ejemplo, los fotones emitidos pueden tener una energía mayor o igual a 3.4 eV si el electrón cae en el nivel con $n=2$, o mayor o igual a 1.51 eV si caen en el nivel con $n=3$, etc. Debido a la probabilidad de caer en niveles intermedios, al cabo de muchas dispersiones los fotones pierden energía y al final logran salir de la región de hidrógeno ionizado permitiendo así la disociación de la molecula de hidrógeno. La parte ionizada queda separada de la parte neutra (es decir, la región de moléculas de hidrógeno disociadas a átomos individuales) por un frente de ionización. Como el espectro de energía de los fotones va suavizándose con la distancia, si nos alejamos aún más, encontraremos afuera de la zona ionizada y la zona disociada una región donde pueden todavía encontrarse moléculas. Todo esto resulta en una estructura tipo cebolla, como se muestra en la figura 1.1.

Ahora bien, las zonas de gas ionizado que se encuentran embebidas en nubes moleculares reciben el nombre de regiones HII, y pueden ser compactas o ultracompactas (aunque recientemente se habla de una nueva clase llamada hipercompacta). Las regiones HII compactas tienen diámetros menores a 1 pc y densidades mayores a 10^3 cm^{-3} , mientras que las ultracompactas presentan diámetros menores a 0.1 pc y densidades mayores a 10^4 cm^{-3} .

Las regiones HII tienen una temperatura típica de $\sim 10^4 \text{ K}$ debido a la energía liberada en el proceso de fotoionización. Comparando con la temperatura de los núcleos calientes (con $T > 100 \text{ K}$) vemos que la temperatura de la región HII es mucho mayor. Esta diferencia de temperaturas se traduce a su vez en una diferencia de presión de aproximadamente 2 órdenes de magnitud, resultando que la región HII tiende a expandirse con una velocidad de 10 km s^{-1} aproximadamente. Sin embargo, la diferencia de presiones es sólo un factor entre otros. Por ejemplo, podemos considerar los intensos vientos estelares que producen las estrellas masivas; estos también provocan el mo-

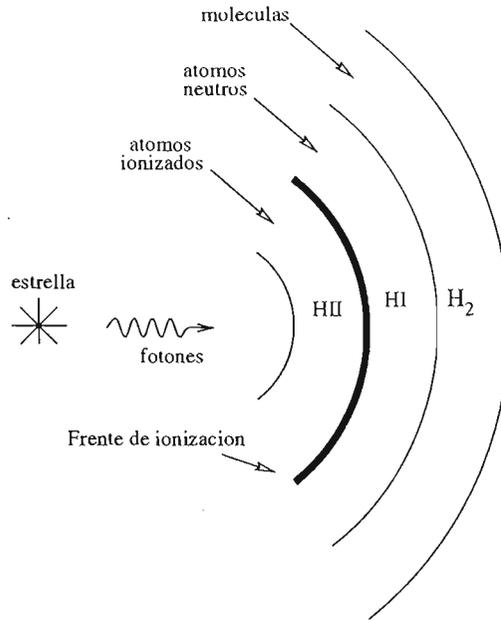


Figura 1.1: Regiones de gas alrededor de una estrella masiva en formación.

El movimiento del gas hallado alrededor dando lugar a la evolución dinámica de la región HII. El movimiento de la región HII genera un frente de choque en el medio circundante, alterando así las condiciones físicas del gas en la nube.

1.3 Condiciones físicas en zonas de emisión máser

He hablado aquí de estrellas masivas y el ambiente en el que nacen y los principales fenómenos que se ven involucrados en este proceso.

Se obtuvieron las condiciones físicas del gas molecular alrededor de una región de formación de estrellas masivas con el objeto de comparar los resultados con lo que se ha reportado en la literatura en cuanto a la aparición

del fenómeno máser en regiones de formación de estrellas masivas y con ello tratar de identificar diferencias en las condiciones físicas que corresponden a máseres de distintas especies. El trazador usado para la obtención de las condiciones físicas del gas molecular fue la molécula de amoniaco.

En el capítulo 2 la física de la molécula de amoniaco es abordada y se desarrollan las ecuaciones a partir de las cuales es posible estimar las condiciones físicas del gas. Dado que la obtención de la densidad volumétrica de H_2 requería de mayor detalle, el desarrollo para llegar a su expresión se presenta por separado en el apéndice A. Además se da en este capítulo una breve introducción a la teoría de Procesos Radiativos necesaria para el desarrollo de las ecuaciones aquí presentadas.

En el capítulo 3 se presenta un resumen de lo que se sabe hasta la fecha de la región de formación de estrellas masivas que se eligió para el estudio realizado en esta tesis, G5.89–0.39. Se habla también en este capítulo de la reducción de los datos obtenidos a partir de observaciones con el VLA a la fuente elegida, haciendo referencia al apéndice B donde se habla brevemente de observaciones interferométricas y la reducción de datos con el paquete AIPS. Dedico una sección al ajuste de las imágenes obtenidas con AIPS, del cual se obtuvieron los datos necesarios para introducir en las ecuaciones desarrolladas en el capítulo 2. Con esto, fue posible obtener los parámetros físicos del gas. Se incluye al final de este capítulo una sección donde se comparan los resultados del estudio con los valores típicos de la emisión máser encontrados en la literatura.

El capítulo 4 está dedicado a los estudios en infrarrojo de la región. Se da una breve introducción a la teoría del infrarrojo y al polvo y su papel en los estudios de formación de estrellas masivas.

Por último, en el capítulo 5 se hace la discusión de los datos obtenidos, para poder así llegar a la conclusión de este estudio y hablar del trabajo que se planea a futuro.

Capítulo 2

El amoniaco como trazador de condiciones físicas de nubes

Las nubes moleculares son uno de los principales componentes del medio interestelar y es en estas regiones donde tiene lugar el proceso de formación estelar, de ahí la importancia de su estudio.

Para conocer lo que ocurre dentro de estas regiones, lo más sencillo a simple vista sería estudiar las condiciones físicas de sus componentes mayoritarios, en este caso el hidrógeno molecular; sin embargo, éste resulta prácticamente “invisible” dadas las condiciones de la nube. La radiación UV necesaria para excitar el H_2 y que en consecuencia genere emisión, se ve obstruida debido a la presencia de polvo en la nube, y por lo tanto las transiciones electrónicas son poco probables (más adelante, hablaré con detalle de las distintas transiciones a las que las moléculas son susceptibles). Además, una molécula como el H_2 , que no tiene momento dipolar permanente, emite radiación muy débil por medio de transiciones rotacionales debidas a los términos no dipolares, y que por tanto, no es detectable en la ventana de radio. Por lo anterior, todos los estudios sobre condiciones físicas dependen de otros trazadores presentes en la nube, tales como partículas de polvo y moléculas distintas al H_2 ; típicamente se usan moléculas cuyas transiciones impliquen longitudes de onda centimétricas hasta submilimétricas.

Cuando dentro de la nube molecular la energía cinética disponible en las colisiones es suficiente para poblar los niveles energéticos que intervienen en las transiciones de la molécula en cuestión, podemos decir que la tempera-

tura de excitación de la transición T_{ex} (*i.e.*, la razón entre las poblaciones de dos niveles de excitación) es cercana a la temperatura cinética T_c de la nube molecular. Decimos entonces que la línea está termalizada. Observar una línea termalizada depende de la sensibilidad de su observación, de la frecuencia de la línea, y la profundidad óptica en la nube, y por ende, todo apunta a que la antena (o el arreglo interferométrico de antenas) y su respectivo radio-receptor jueguen un papel decisivo en la detección de la transición.

Cuando en los años sesentas se encontró OH en el medio interestelar (MI), se le usó como trazador de condiciones físicas (Barrett *et al.*, 1964), pero poco a poco comenzó a descubrirse la gran variedad de moléculas existentes en el MI. En la página <http://astrochemistry.net> se halla una lista de las moléculas encontradas en el MI hasta el 2004. En la tabla 2.1 muestro una lista adaptada de aquella.

Tabla 2.1: Moléculas conocidas en el MI.

Especie Molecular	Masa (uma)	Especie Molecular	Masa (uma)
AlCl	62	H ₂ O ⁺	18
AlF	46	H ₂ S	34
AlNC	53	H ₂ S ⁺	34
c-C ₂ H ₄ O	44	H ₃ ⁺	3
c-C ₃ H	37	H ₃ CO ⁺	31
c-C ₃ H ₂	38	H ₃ O ⁺	19
c-SiC ₂	52	HC ₁₁ N	147
C ₂	24	HC ₂ CHO	54
C ₂ H	25	HC ₃ N	51
C ₂ H ₂	26	HC ₅ N	75
C ₂ H ₄	28	HC ₇ N	99
C ₂ H ₅ OH	46	HC ₉ N	123
C ₂ O	40	HCCCCCCH	74
C ₂ S	56	HCCCCCH	50
C ₃	36	HCCN	39
C ₃ H ₄ O	56	HCCNC	51
C ₃ N	50	HCl	36
continúa...			

Tabla 2.1 – continuación

Especie Molecular	Masa (uma)	Especie Molecular	Masa (uma)
C ₃ O	52	HCN	27
C ₃ S	68	HCNH ⁺	28
C ₄ H	49	HCO	29
C ₅	60	HCO ⁺	29
C ₅ H	61	HCOOCH ₃	60
C ₅ N	74	HCOOH	46
C ₆ H	73	HCS ⁺	45
C ₆ H ₂	74	HF	20
C ₆ H ₆	78	HN ₂ ⁺	29
C ₇ H	85	HNC	27
C ₈ H	97	HNCCC	51
CH	13	HNCO	43
CH ⁺	13	HNCO ⁻	43
CH ₂	14	HNCS	59
CH ₂ CHCN	53	HNO	31
CH ₂ CN	40	HOC ⁺	29
CH ₂ NH	29	HOCH ₂ CH ₂ OH	62
CH ₂ OHCHO	60	HOCO ⁺	45
CH ₃	15	HS	33
CH ₃ C ₃ N	65	HS ⁺	33
CH ₃ C ₄ H	64	KCl	75
CH ₃ CCH	40	l-C ₃ H	37
CH ₃ CH ₂ CHO	58	MgCN	50
CH ₃ CH ₂ CN	55	MgNC	50
CH ₃ CH ₃	30	N ₂ ⁺	28
CH ₃ CHO	44	N ₂ O	44
CH ₃ CN	41	NaCl	58
CH ₃ COCH ₃	58	NaCN	49
CH ₃ COOH	60	NH	15
CH ₃ NC	41	NH ₂	16
CH ₃ NH ₂	31	NH ₂ CH ₂ COOH	75
CH ₃ OCH ₃	46	NH ₂ CHO	45
CH ₃ OH	32	NH ₂ CN	42

continúa...

Tabla 2.1 – continuación

Especie Molecular	Masa (uma)	Especie Molecular	Masa (uma)
CH ₃ SH	48	NH ₃	17
CH ₄	16	NH ₄ ⁺	18
CN	26	NO	30
CN ⁺	26	NS	46
CO	28	OCS	60
CO ⁺	28	OH	17
CO ₂	44	OH ⁺	17
CO ₂ ⁺	44	PN	45
CP	43	S ₂	64
CS	44	SiC	40
FeO	72	SiC ₃	64
H ₂	2	SiC ₄	76
H ₂ C ₃ N ⁺	52	SiH	29
H ₂ CCC	38	SiH ₄	32
H ₂ CCCC	50	SiN	42
H ₂ CCO	42	SiO	44
H ₂ CN	28	SiS	60
H ₂ CO	30	SO	48
H ₂ CS	46	SO ⁺	48
H ₂ O	18	SO ₂	64

El número de moléculas en esta lista suma 140, pero si además consideramos los isótopos que también se han detectado, la lista asciende a más de 450 moléculas.

En la actualidad los radioastrónomos utilizan moléculas tales como el CO, CH₃CN, CS, SiO, NH₃, etc. para estudiar nubes moleculares y núcleos calientes en regiones de formación de estrellas masivas, como puede verse en Olmi *et al.* (2003), Fontani *et al.* (2002), Olmi y Cesaroni (1999) y Cesaroni *et al.* (1999).

El monóxido de carbono (CO) es la molécula más abundante en el medio interestelar después del H₂, y por ello es el trazador de gas molecular más

comúnmente usado. Sin embargo, se sabe que el CO dentro de una nube molecular resulta ópticamente grueso (Estalella y Anglada, 1996) (*i.e.*, con una profundidad óptica mucho mayor a la unidad), y por ello no nos permite ver lo que ocurre dentro de la nube. Es aquí en el interior, donde se lleva a cabo el proceso de formación estelar, el lugar donde se encuentran los objetos de interés para esta tesis. Otra opción es el amoniaco (NH_3), que presenta transiciones mucho más complejas, útiles en el estudio de las regiones más densas de las nubes moleculares. Aún cuando otras moléculas como el cianuro metílico (CH_3CN) prometen brindar mayor información en su estudio que el amoniaco, he preferido este último dado que el instrumento de donde he obtenido los datos a analizar, a saber, el VLA (Very Large Array), no cuenta con un receptor a la frecuencia que suponen las transiciones del cianuro metílico, entre otras moléculas.

En el presente trabajo, se han obtenido condiciones físicas de regiones de formación de estrellas masivas usando la molécula de amoniaco como trazador. Primero he de hacer una descripción de la física de esta molécula; hablaré sobre algunas generalidades del amoniaco en el medio interestelar tales como sus transiciones a diferentes estados de energía y la descripción de su espectro de rotación-inversión, del que podemos obtener la profundidad óptica de la transición, la temperatura rotacional y la densidad columnar del amoniaco, constituyendo todo esto una herramienta para conocer las condiciones físicas de la región de formación de estrellas masivas que he escogido para este estudio.

2.1 Espectro energético del amoniaco

El uso del amoniaco como trazador de condiciones físicas implica el estudio de las líneas que observamos de su espectro, y esto a su vez nos lleva a hablar sobre las transiciones energéticas en las que se ve involucrada dicha molécula. Comencemos con una revisión general de los tipos de transiciones moleculares.

2.1.1 Transiciones moleculares

La energía de una molécula cualquiera está dada según sus grados de libertad¹. Si la molécula está trasladándose como un todo tendrá entonces energía cinética, pero lo que distingue a una molécula de otra es su estado energético interno, el cual está determinado por la rotación en conjunto de la misma, por las vibraciones de los átomos que la constituyen, y por los cambios en las configuraciones electrónicas dentro de los átomos. Las moléculas pueden pasar de un estado energético a otro por medio de transiciones de origen radiativo o colisional.

Lo que caracteriza a cada transición es la energía necesaria para que la molécula cambie de un estado energético a otro, y por lo tanto, asociado a cada tipo de transición se tiene un espectro particular. Los estados de rotación están separados por intervalos de energía muy pequeños, típicamente del orden de 10^{-3} eV; por tanto, el espectro generado a partir de transiciones rotacionales se encuentra dentro de la región del infrarrojo lejano hasta la región milimétrica. Los intervalos de energía relacionados con cambios en estados vibracionales son un poco mayores, del orden de 0.1 eV, y generan espectros en la región del infrarrojo cercano y parte del visible con longitudes de onda del orden de $1 \mu\text{m}$. Dado que la molécula requiere menor cantidad de energía para rotar que para que sus átomos vibren, tendremos en general que un espectro de vibración irá acompañado de uno de rotación y entonces los niveles de vibración presentarán una estructura fina producida por la excitación simultánea de los niveles de rotación. Por último, el espectro generado por los electrones de valencia en los átomos constituyentes de la molécula, cuando estos cambian de estado electrónico, cae en las regiones visible y ultravioleta, y las separaciones entre niveles de energía son de varios eV. Si además consideramos que al mismo tiempo los niveles de rotación y vibración pueden estar poblados, entonces en los niveles electrónicos también tendremos estructura fina.

Lo anterior es válido para cualquier tipo de molécula, sin embargo para moléculas poliatómicas, deben tomarse en cuenta otras transiciones debidas a cambios en la orientación de alguno de los átomos dentro de la molécula, respecto al resto. Veremos un ejemplo de esto más adelante para el caso del

¹ Los grados de libertad son parámetros independientes necesarios para definir de manera unívoca la posición de un sistema en el espacio en cualquier instante.

amoniaco.

Transiciones rotacionales

Ponemos ahora nuestra atención en las transiciones rotacionales pues la mayoría de las líneas moleculares observadas en el MI pertenecen a un espectro de rotación.

Para que una transición ocurra, necesitamos que su energía de excitación sea comparable a la energía disponible en una nube molecular de temperatura T_c . Esta energía es del orden de 10^{-3} eV para una temperatura de 10 K aproximadamente, la cual es típica de una nube molecular. Es por ello que en general sólo se excitarán transiciones rotacionales.

En general, sólo aquellas moléculas que tengan momento dipolar distinto de cero podrán tener transiciones rotacionales. Dado que el momento dipolar de las moléculas no polares es nulo, aún cuando estas roten no habrá cambios en el vector momento dipolar y por lo tanto tampoco habrá emisión de energía.

Queremos ahora deducir los niveles de energía rotacional. Para empezar, consideremos un modelo de una molécula lineal cuya forma no cambia mientras rota, pues los núcleos atómicos se encuentran todo el tiempo a una distancia fija el uno del otro. Este modelo define lo que llamamos *rotor rígido*, cuyos niveles de energía rotacional y por lo tanto, el espectro de las transiciones entre dichos niveles, se obtienen a partir de la mecánica cuántica. La energía rotacional para dicho sistema está dada por

$$E = \frac{1}{2}I\omega^2$$

donde I es el momento de inercia de la molécula, y ω la frecuencia de rotación. Luego, como el momento angular viene dado por

$$L = I\omega$$

y además sabemos que este último está cuantizado y toma la forma

$$L_J = \hbar[J(J+1)]^{1/2}$$

$$J = 0, 1, 2, \dots$$

siendo J el número cuántico rotacional, tenemos que la energía puede escribirse como

$$E_J = \frac{L^2}{2I} = \frac{\hbar^2}{2I}[J(J+1)] .$$

Sea $B = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 I}$ la constante rotacional, que dependerá de la molécula de que se trate. Podemos entonces escribir los niveles de energía como

$$E_J = BJ(J+1)$$

$$J = 0, 1, 2, \dots$$

Los valores de B son medidos en laboratorio, y pueden ser hallados en la literatura. Por ejemplo, para el monóxido de carbono se tiene $B = 1.93 \text{ cm}^{-1}$.

Tomando en cuenta que las transiciones permitidas son aquellas en que $\Delta J = \pm 1$, tenemos que la frecuencia de la transición entre estados J y $J-1$ viene dada por

$$\nu_{J,J-1} = \frac{E_J - E_{J-1}}{h} = \frac{B}{h}[J(J+1) - (J-1)J] = \frac{2B}{h}J .$$

Notamos que $\Delta E_J \sim J$, lo que implica que la separación entre líneas consecutivas es constante (si no consideramos distorsiones centrífugas). Esto no es correcto para moléculas poliatómicas, y por lo tanto debe considerarse un modelo más elaborado.

Para moléculas poliatómicas debemos hacer algo un poco más sofisticado pero siguiendo la misma línea de acción que para una molécula lineal. Pensemos en la molécula como si fuera un cuerpo rígido; entonces la rotación de la molécula como un todo resultará de la superposición de rotaciones independientes a lo largo de sus tres ejes principales de inercia.

Los momentos principales de inercia pueden ser todos distintos, todos iguales, o dos iguales y uno desigual, y la molécula se denomina entonces trompo asimétrico, trompo esférico o trompo simétrico, respectivamente.

Dentro de la clasificación de trompo simétrico, aún hay dos clases más: prolato (alargado) y oblató (achatado). Las moléculas trompo simétricas alargadas presentan un semieje largo distinto y dos semiejes cortos iguales, mientras que las trompo simétricas achatadas tienen dos semiejes largos iguales y un semieje corto distinto.

Supongamos que tenemos tres ejes de simetría a , b y c . Entonces, similarmente a como hicimos antes y tomando en cuenta la superposición de las tres rotaciones, la energía estará dada por

$$E = \frac{L_a^2}{2I_a} + \frac{L_b^2}{2I_b} + \frac{L_c^2}{2I_c}$$

pero si tomamos $a = b$ y el eje c sobre el eje z , entonces podemos reetiquetar $I_a = I_b$, y con esto,

$$E = \frac{1}{2I_b} (L_a^2 + L_b^2) + \frac{1}{2I_c} L_c^2 = \frac{1}{2I_b} (L_a^2 + L_b^2 + L_c^2) + L_c^2 \left(\frac{1}{2I_c} - \frac{1}{2I_b} \right)$$

de aquí reconocemos $L_a^2 + L_b^2 + L_c^2 = \mathbf{L}^2$ y $L_c = L_z$, y sabemos de la mecánica cuántica que los eigenvalores son $\hbar^2 J(J+1)$, para \mathbf{L}^2 , y $\hbar K$ para L_z , con $J = 0, 1, 2, \dots$ y $K = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ (de aquí ya vemos que los niveles donde $K > 0$ son doblemente degenerados). Con esto, tenemos que

$$\begin{aligned} E(J, K) &= \frac{\hbar^2}{2I_b} [J(J+1)] + \hbar^2 K^2 \left[\frac{1}{2I_c} - \frac{1}{2I_b} \right] \\ &= h \left\{ \frac{\hbar}{8\pi^2 I_b} [J(J+1)] + K^2 \left[\frac{\hbar}{8\pi^2 I_c} - \frac{\hbar}{8\pi^2 I_b} \right] \right\} \end{aligned}$$

Sean $B = \frac{\hbar}{8\pi^2 I_b}$ y $C = \frac{\hbar}{8\pi^2 I_c}$ las constantes rotacionales (notamos que momentos de inercia distintos dan lugar a constantes rotacionales distintas). Por lo tanto, la expresión final para la energía es

$$E(J, K) = BhJ(J+1) + (C - B)hK^2 \quad (2.2.1)$$

Podemos todavía añadir correcciones centrífugas y de acoplamiento vibración-rotación a la ecuación 2.2.1, pero para los fines del presente trabajo basta con este desarrollo.

Notamos que cuando $I_c \rightarrow 0$ entonces $C \rightarrow \infty$, y tenemos por lo tanto que la energía es infinita; como esto es físicamente imposible, debe ocurrir que K sea nulo. En este caso límite, recuperamos el valor para la energía de una molécula lineal.

La frecuencia de la transición entre estados (J, K) y $(J - 1, K - 1)$ viene dada por

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{E_{(J,K)} - E_{(J-1,K-1)}}{h} \\ &= B[J(J+1) - (J-1)J] + (C-B)[K^2 - (K-1)^2] \\ \Rightarrow \Delta\nu &= 2BJ + (C-B)[2K-1]. \end{aligned}$$

2.1.2 La molécula de NH_3

El amoniaco posee una gran variedad de propiedades que hacen de él una herramienta muy poderosa en el estudio del MI. Aquí describiremos algunas de ellas, abundando en aquellas que son relevantes para el estudio que se ha realizado.

Transición rotacional del amoniaco

El amoniaco tiene una estructura piramidal, con los hidrógenos en el plano de la base y el nitrógeno en la punta; su eje de simetría pasa por el vértice donde se encuentra el átomo de N. En la aproximación de cuerpo rígido la molécula de amoniaco resulta ser un trompo simétrico alargado. Tenemos entonces que la energía rotacional del amoniaco queda definida por dos números cuánticos: el momento angular total J y su proyección sobre el eje de simetría de la molécula K . En la literatura encontramos el valor de las constantes rotacionales de la molécula de amoniaco (Estalella y Anglada, 1996)

$$B = 2.98 \times 10^{11} \text{ Hz}, \quad C = 1.89 \times 10^{11} \text{ Hz}$$

Las reglas de selección nos dicen que sólo son posibles transiciones radiativas entre estados energéticos para los que se cumpla $\Delta J = 0, \pm 1$ y $\Delta K = 0$. A los diferentes estados con el mismo valor de K se les denomina estados de

la escalera de K .

Debido a que los estados con $J > K$ de cada escalera tienen tiempos de vida muy cortos, reciben el nombre de estados *no metaestables*, mientras que aquellos estados $J = K$, se les llamará *metaestables* debido a que tienen tiempos de vida mucho mayores, aproximadamente 10^7 veces el tiempo de vida de los estados *no metaestables* (Garay, 1996). Por lo tanto en el MI, las moléculas estarán preferentemente en los niveles de energía más bajos de cada escalera, *i.e.*, estados con $J = K$.

Por otro lado, si clasificamos a la molécula de amoniaco tomando en cuenta las posibles orientaciones de los espines del hidrógeno, tendremos dos clases de NH_3 , una en que todos los espines son paralelos y otra en donde no lo son; la primera clase se llama *orto*- NH_3 y la otra *para*- NH_3 . Resulta que la clase *orto*, la encontramos en estados donde $K = 3n$ con n en los enteros, mientras que la clase *para* la encontramos en estados donde $K \neq 3n$. Luego, como las transiciones radiativas más comunes en el MI no cambian la orientación de los espines, en general no tendremos transiciones entre estados *orto* y *para*, a menos que existan colisiones que brinden la suficiente energía para que se de la transición.

Transición por inversión del nitrógeno en el NH_3

El amoniaco cuenta con una particularidad que le permite hacer un “tipo especial” de transición que cae dentro de la región del radio, y que ha sido la que mayor información ha brindado a los astrónomos para conocer las propiedades del medio donde se encuentra amoniaco.

He hecho ya referencia a la molécula de amoniaco como si ésta fuese una pirámide con el nitrógeno en el ápice y los hidrógenos en el plano de la base. Si consideramos que la molécula sólo está rotando alrededor de su eje de simetría y no tiene ningún otro movimiento, aún tendrá dos estados a considerar, los cuales corresponden a las dos posibles posiciones del átomo de nitrógeno respecto al plano de los átomos de hidrógeno, esto es arriba o abajo. Véase la figura 2.1.

Cuánticamente, es posible que el átomo de nitrógeno tunelee el plano de los átomos de hidrógeno causando así la inversión de la molécula de NH_3 .

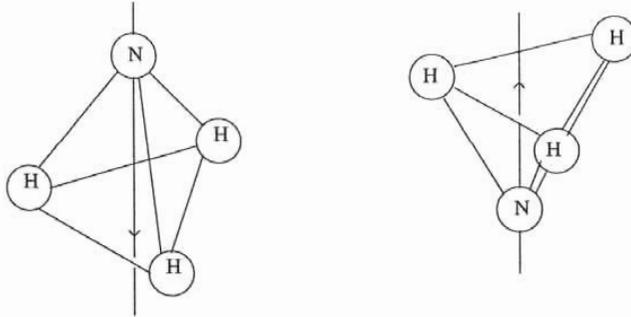


Figura 2.1: Posiciones posibles para el átomo de nitrógeno dentro de la molécula de amoniaco. La flecha en el eje de la molécula señala la dirección del momento dipolar eléctrico de la molécula.

Debido a que existe una probabilidad finita no nula de que el átomo de nitrógeno cambie de una posición a otra, tendremos dos niveles de energía para cada estado de rotación dado, y las probabilidades de estar en un estado de inversión u otro es la misma. Las probabilidades de ambos estados varían armónicamente en el tiempo oscilando entre 0 y 1. Cuando la probabilidad de estar en uno de los estados es 1, la del otro estado es cero, al evolucionar el sistema en el tiempo la una decrece a 0 mientras la otra crece hasta 1.

El potencial de la molécula se deforma con respecto al potencial de un oscilador armónico simple debido a la barrera de potencial creada por el plano de los hidrógenos. El potencial resultante tendrá dos mínimos correspondientes a las posibles posiciones del átomo de nitrógeno, esto es arriba del plano de los hidrógenos o debajo de éste. Esto da origen a la degeneración de los niveles rotacionales. A su vez, cuando el nitrógeno tunelea la barrera de potencial de los hidrógenos, la degeneración se desdobla debido a la interacción del movimiento nuclear y electrónico como se muestra en la figura 2.2.

Tenemos entonces que cada nivel rotacional, a excepción del que tiene $K = 0$, se desdobla en dos niveles muy próximos, llamados de paridad (+) y de paridad (-); esto ocurre no importando si el nitrógeno está arriba del plano de los hidrógenos o si está abajo. Las reglas de selección nos dicen que sólo las transiciones $+ \rightarrow -$ están permitidas. La frecuencia de la transición

entre una paridad y otra está en el microondas.

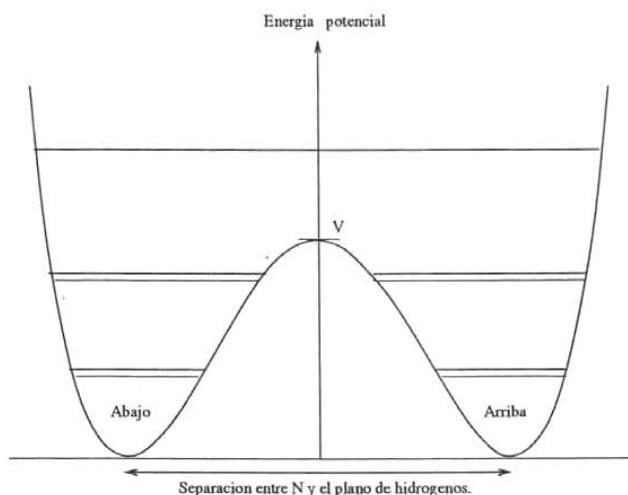


Figura 2.2: Potencial de la molécula de NH_3 . Aquí V representa la energía de la barrera de los átomos de hidrógeno.

En la figura 2.3 podemos ver que cada nivel rotacional está desdoblado. Vemos también que los niveles con el mismo valor de J decrecen en energía al aumentar K . Este hecho resulta obvio al examinar la ecuación 2.2.1 para el caso de una molécula trompo simétrica alargada como lo es el amoniaco. Sabemos en este caso que tenemos dos semiejes cortos iguales y un semieje largo distinto. Como los momentos de inercia están relacionados directamente con el cuadrado de dichos semiejes, tenemos que $I_a = I_b < I_c \Rightarrow A = B > C$ y por lo tanto el segundo término en la ecuación 2.2.1 se hace cada vez más negativo. El efecto global de esto es tener energías cada vez más pequeñas a medida que K crece.

Estructura hiperfina de los dobletes de inversión

La riqueza del espectro del amoniaco no termina en sus dobletes de inversión, pues para cada doblete se tiene una estructura hiperfina de niveles.

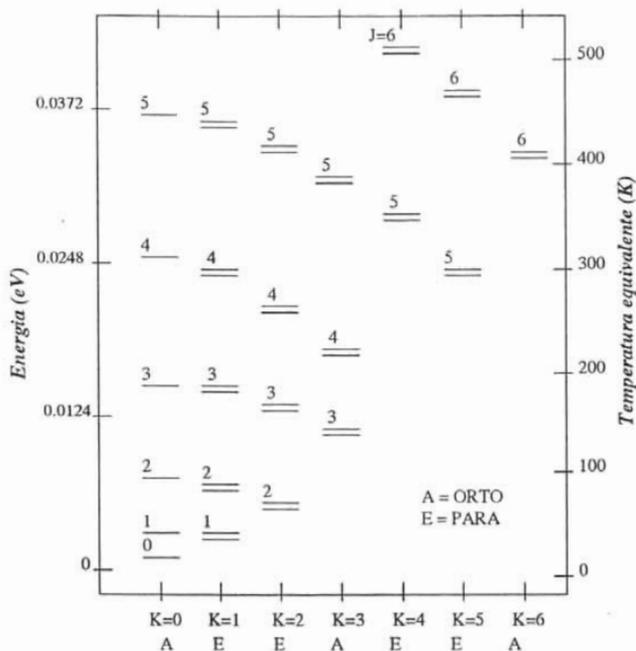


Figura 2.3: Diagrama de los niveles de rotación-inversión del NH_3 .

Quizá el desdoblamiento más importante, dado que es el que puede distinguirse observacionalmente con mayor facilidad, es el producido por la interacción entre el momento cuadrupolar eléctrico del núcleo de nitrógeno y el campo eléctrico de los electrones. Cada uno de los niveles del doblete de inversión se desdobra en tres estados cuyo número cuántico está dado por $F_1 = \vec{J} + \vec{I}_N$ donde \vec{I}_N es el espín del núcleo de nitrógeno cuyo valor es la unidad. Las reglas de selección nos dicen que la transición $0 \rightarrow 0$ está prohibida, y las transiciones donde $\Delta F_1 = 0, \pm 1$ están permitidas. Por lo tanto, cada línea de inversión se desdobra en seis componentes: una principal (que en realidad resulta de dos componentes que se encuentran tan cercanas que no pueden resolverse) que concentra una intensidad no menor al 50% y dos pares de líneas satélites ubicadas simétricamente con respecto a la línea principal; las dos más cercanas a la línea principal se llaman satélites interiores, y las dos más lejanas, satélites exteriores. En la tabla 2.2 se muestra la separación en

frecuencia ($\Delta\nu = \nu_0 - \nu$) y la velocidad correspondiente para cada una de las líneas (satélite exterior –se–, principal –p– y satélite interior –si–) respecto a la principal de la estructura cuadrupolar eléctrica de las primeras 6 transiciones de inversión (con datos de Osorio (2000)).

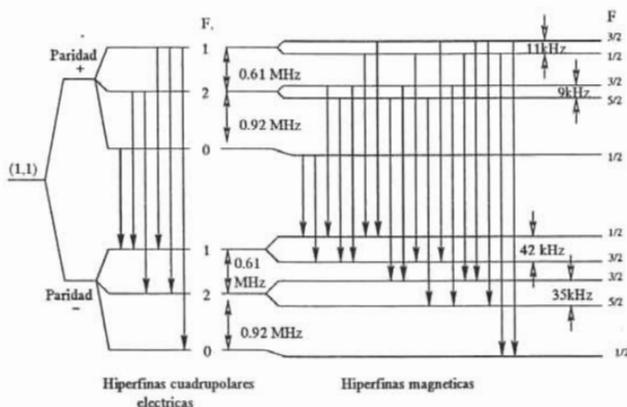


Figura 2.4: Desdoblamiento hiperfino de la transición $(J, K) = (1, 1)$.

Por su lado, cada uno de los subniveles que dan cuenta del desdoblamiento cuadrupolar eléctrico se desdobla a su vez en componentes hiperfinas magnéticas debido a la interacción de los espines de los átomos que componen la molécula. El número cuántico de estas nuevas hiperfinas está dado por $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{I}_H$, donde \vec{I}_H es el espín de los hidrógenos. Las transiciones permitidas son aquellas donde $\Delta F = 0, \pm 1$. La desventaja aquí, es que estas componentes sólo son distinguibles en observaciones con alta resolución espectral, lo cual en general no se tiene.

En la figura 2.4 vemos que la estructura hiperfina de la transición de inversión para el estado rotacional (1,1) consta de 18 componentes (Ho y Townes, 1983). Se muestran también las posibles transiciones entre los estados de distinta paridad, según las reglas de selección dadas anteriormente.

Vemos entonces que la molécula de amoníaco presenta muchas transiciones con diferentes energías de excitación en un pequeño intervalo de frecuen-

Tabla 2.2: Parámetros de las componentes de la estructura cuadrupolar eléctrica del NH_3 .

Transición	Componente	$\Delta\nu$ (MHz)	v (km s^{-1})
(1,1)	se	1.531	-19.37
	si	0.613	-7.75
	p	0	0
	si	-0.613	7.75
	se	-1.531	19.37
(2,2)	se	2.04	-25.78
	si	1.31	-16.55
	p	0	0
	si	-1.31	16.55
	se	-2.04	25.78
(3,3)	se	2.30	-28.88
	si	1.71	-21.47
	p	0	0
	si	-1.71	21.47
	se	-2.30	28.88
(4,4)	se	2.45	-30.43
	si	1.95	-24.21
	p	0	0
	si	-1.95	24.21
	se	-2.45	30.43
(5,5)	se	2.57	-31.40
	si	2.12	-25.91
	p	0	0
	si	-2.12	25.91
	se	-2.57	31.40
(6,6)	se	2.63	-31.46
	si	2.25	-26.92
	p	0	0
	si	-2.25	26.92
	se	-2.63	31.46

cias, y esto hace que podamos hacer observaciones de varias transiciones a la vez usando el mismo telescopio y el mismo tamaño del haz, de aquí que el amoníaco sea una poderosa y práctica herramienta en el estudio del MI.

2.2 Procesos radiativos

En la siguiente sección haremos uso de algunos conceptos de la teoría de procesos radiativos; por ello, aquí doy una breve introducción.

Suponemos que los sistemas a los cuales estamos aplicando dichos conceptos son tales que la materia está en equilibrio con la radiación, es decir, sistemas en equilibrio termodinámico. Si el equilibrio termodinámico no es total (que es lo que ocurre en general) siempre podemos considerar que se tiene equilibrio localmente, esto es, equilibrio dado para un intervalo pequeño de frecuencias contenido en la radiación del medio.

Además, tomando en cuenta que estamos estudiando frecuencias pequeñas (correspondientes a la ventana de radio) en el medio interestelar donde la temperatura típica es del orden de 10 K, vemos que $h\nu \sim 10^{-25}$ mientras que $kT \sim 10^{-22}$, y por lo tanto podemos usar la aproximación de Rayleigh–Jeans en el desarrollo de nuestras ecuaciones; esto lo haré frecuentemente.

Intensidad

Cuando se tiene equilibrio termodinámico (ET), la intensidad de la radiación viene dada por la ley de Planck para un cuerpo negro

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Aunque en general no se tiene ET podemos definir una temperatura que dependa de la frecuencia de la radiación tal que la intensidad siga estando dada en términos de una planckiana, definiendo así la temperatura de brillo T_B , tal que

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT_B} - 1}$$

i.e., T_B es la temperatura de un cuerpo negro que tendría la misma intensidad a una frecuencia dada.

Si además usamos la aproximación de Rayleigh–Jeans (*i.e.*, $h\nu \ll kT$), veremos que

$$e^{h\nu/kT} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(h\nu/kT)^n}{n!} \simeq 1 + h\nu/kT$$

y entonces

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \simeq \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{1 + h\nu/kT - 1} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{h\nu/kT}$$

$$\Rightarrow I_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT_B .$$

Ecuación de transporte radiativo

La intensidad de la radiación de una fuente en el vacío no cambia a medida que se propaga en el medio, pero este no es el caso en el MI ya que éste no es vacío. Ocurre entonces que la radiación interactúa con la materia que encuentra a su paso resultando esto en una variación de la intensidad por unidad de longitud l . Tenemos dos puntos a considerar: uno es la atenuación de la radiación debido a que ésta es absorbida por la materia que atraviesa, y el otro es la intensidad que genera esta misma materia cuando emite su propia radiación. Estas situaciones quedan descritas por el coeficiente de absorción κ_ν (atenuación por unidad de longitud a la frecuencia ν) y el coeficiente de emisión j_ν (intensidad generada por unidad de longitud). La variación en la intensidad está dada entonces por

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu$$

que es la ecuación de transporte radiativo.

Para escribir la ecuación en una forma que a veces resulta más práctica, introducimos las nuevas variables S_ν y τ_ν . La primera es la llamada función fuente que puede escribirse como $S_\nu = j_\nu/\kappa_\nu$. La segunda es la

llamada profundidad óptica cuyo cambio está dado por $d\tau_\nu = \kappa_\nu dl$ y es un factor relacionado con la intensidad de fondo que podemos detectar. Si la profundidad óptica es mucho menor a la unidad, tendremos que la intensidad de fondo será observada sin ninguna atenuación. Si τ_ν es mucho mayor que uno, perderemos toda la información de la radiación de fondo, ya que ésta será absorbida por el MI que atraviesa, de esta manera sólo detectaremos lo que emiten las últimas capas de la materia con que ha interactuado la radiación.

En términos de la función fuente y de la profundidad óptica es posible escribir la ecuación de transporte radiativo como sigue

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\frac{d\tau_\nu}{dl} I_\nu + S_\nu \frac{d\tau_\nu}{dl}$$

$$\Rightarrow \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu .$$

Multiplicando por un factor integrante $\mu(\tau_\nu)$ podemos resolver la ecuación diferencial, y suponiendo que la función fuente es constante dentro de la región que es atravesada por la radiación, llegamos a

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.2.2)$$

que es la forma más común de la ecuación de transporte radiativo, donde $I_\nu(\tau_\nu)$ es la intensidad medida por el radiotelescopio, $I_\nu(0)$ es la intensidad de fondo y $e^{-\tau_\nu}$ el factor de atenuación.

Temperatura de excitación y temperatura de línea

Se define la temperatura de excitación T_{ex} como la temperatura para la cual la función fuente está descrita por una planckiana. Como vimos en el apartado de intensidad, tenemos que podemos expresar la función fuente como si fuese proporcional a la temperatura de excitación, *i.e.*,

$$S_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT_{ex}$$

y pasa algo similar para la intensidad de fondo, si la escribimos como una temperatura de fondo T_f , esto es

$$I_\nu(0) = \frac{2\nu^2}{c^2} k T_f .$$

Si además tomamos en cuenta que

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

tendremos que la ecuación de transporte radiativo también puede escribirse como

$$T_B = T_f e^{-\tau_\nu} + T_{ex} (1 - e^{-\tau_\nu}) .$$

Consideremos ahora el caso de las líneas espectrales. La intensidad que observamos está dada por la ecuación 2.2.2, así que podemos reetiquetarla escribiendo I_ν^{obs} en lugar de I_ν . Resulta que I_ν^{obs} tiene una contribución de la línea y otra del continuo de la radiación de fondo (dada por $I_\nu(0)$), es decir

$$I_\nu^{obs} = I_\nu^L + I_\nu(0)$$

$$\Rightarrow I_\nu^L = I_\nu^{obs} - I_\nu(0) .$$

Sustituyendo aquí la expresión para I_ν^{obs} dada por la ecuación 2.2.2, tendremos que

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

Sabemos ya que la función fuente puede expresarse como una temperatura de excitación, y que la intensidad de fondo puede expresarse como una temperatura de fondo. Ahora sólo nos falta reconocer que la intensidad de la línea (observando en el centro de la misma) puede expresarse como una temperatura de línea, al igual que como hicimos para expresar I_ν como una temperatura de brillo. Llegamos entonces a una nueva forma de la ecuación de transporte radiativo, dada por

$$T_L^0(J, K) = (T_{ex} - T_f) (1 - e^{-\tau_0(J, K)}) \quad (2.2.3)$$

Notemos que en el caso ópticamente delgado, podemos decir que $e^{-\tau_\nu} \approx 1 - \tau_\nu$, y por lo tanto se tiene que

$$T_L^0(J, K) = (T_{ex} - T_f)[1 - (1 - \tau_\nu)] = (T_{ex} - T_f)\tau_\nu$$

y si además consideramos que la temperatura de fondo es muy pequeña comparada con la temperatura de excitación, tendremos que

$$\begin{aligned} T_L^0(J, K) &= T_{ex}\tau_\nu \\ \Rightarrow T_L^0(J, K) &\propto \tau_\nu. \end{aligned}$$

Termalización de una transición y densidad crítica

En un apartado anterior se definió la temperatura de excitación T_{ex} como la temperatura para la cual la función fuente está descrita por una planckiana. Físicamente, T_{ex} nos indica cuál es la relación entre las poblaciones de dos niveles de energía, y está dada por la ley de Boltzmann en una situación de ETL como

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT_{ex}}$$

donde n_i es la población del nivel i (con n_1 y n_2 tales que las energías cumplen $E_2 > E_1$), g_i el peso estadístico del nivel n_i , y ν la frecuencia de la transición entre los dos niveles. Para condiciones típicas se tiene que $-h\nu/kT_{ex}$ es negativo, y entonces $0 < e^{-h\nu/kT_{ex}} < 1$ según si T_{ex} es muy pequeña o muy grande. Entonces, cuanto más elevada sea la temperatura de excitación mayor será la población del nivel más energético.

Las transiciones entre los niveles 1 y 2 pueden ser radiativas o bien colisionales. Si los niveles se pueblan debido a transiciones radiativas, esto será gracias a la energía que hay en la radiación de fondo, mientras que si se pueblan debido a transiciones colisionales, será la temperatura cinética de las partículas en la materia atravesada por la radiación de fondo la que proveerá la energía necesaria para poblar los niveles. Tenemos entonces que si las transiciones radiativas dominan sobre las colisionales, entonces podemos aproximar $T_{ex} \simeq T_f$, mientras que si las colisionales dominan sobre las radiativas, entonces $T_{ex} \simeq T_c$ y decimos que la transición está termalizada.

Si $T_{ex} \simeq T_f$, entonces por la ecuación 2.2.3 en la aproximación de Rayleigh–Jeans tendremos que $T_L^0 = 0$, y por lo tanto la línea resulta inobservable; en cambio si $T_{ex} \simeq T_c$ (*i.e.*, si la línea está termalizada) la transición puede ser observada.

Para alcanzar la termalización se requiere una densidad de materia en el medio suficientemente elevada. El cambio de densidades “bajas” a “altas” está definido por la llamada densidad crítica, que es la densidad a la cual se igualan las tasas de desexcitaciones radiativas con las colisionales, y está dada por

$$n_{crit} = \frac{A_{21}}{\gamma_{21}}$$

donde γ_{21} es el coeficiente de desexcitación colisional, el cual está relacionado directamente con la temperatura cinética, y A_{21} es el coeficiente de Einstein de desexcitación espontánea, el cual está relacionado directamente con el coeficiente de emisión j_ν . A partir de la densidad crítica las transiciones están termalizadas, mientras que para densidades en el medio menores a ésta, la transición resulta inobservable.

2.3 Obtención de parámetros físicos a partir del amoniaco

La observación de los dobletes de inversión del amoniaco nos provee de información tal como la profundidad óptica de cada transición, la temperatura rotacional y la columna de densidad de amoniaco, todo lo cual es suficiente para determinar la temperatura cinética y la densidad del gas molecular.

Aunque la dependencia en los números cuánticos la expresemos siempre como (J,K), recordemos que todo lo estamos haciendo para $J = K$ pues son las transiciones de inversión de los estados metaestables las que tienen mayor intensidad y que se observan más comúnmente.

2.3.1 Profundidad óptica y temperatura de excitación

A partir del espectro de NH_3 que resulta de nuestras observaciones a una nube molecular, podemos determinar la intensidad recibida tanto de la línea

principal, como de las satélites.

Consideremos la ecuación 2.2.3 que es la ecuación de transporte radiativo en términos de la temperatura de línea. Sean $\tau(J, K)$ la profundidad óptica total de la transición, y α , β y γ las constantes (dadas para cada estado (J, K)) que determinan las relaciones entre las profundidades ópticas total, de la línea principal (p) y de las líneas satélites interiores (si) y exteriores (se); dichas relaciones las podemos expresar como

$$\begin{aligned}\tau(J, K; p) &= \alpha_{J,K}\tau(J, K) \\ \tau(J, K; p) &= \beta_{J,K}\tau(J, K; si) \\ \tau(J, K; p) &= \gamma_{J,K}\tau(J, K; se)\end{aligned}$$

con β^{-1} y γ^{-1} las proporciones de intensidad de las líneas satélites relativas a la línea principal, a la cual se le asigna un 50% de la intensidad total (entonces $\alpha = 0.5$). Según Ho y Townes (1983), dichas proporciones se calculan bajo la suposición de que tengamos ETL al menos, y los valores para la transición (1,1) son $\beta^{-1} = 0.28$ y $\gamma^{-1} = 0.22$.

Debido a que la separación en energía entre las distintas componentes de una misma transición rotacional es muy pequeña, podemos suponer que la temperatura de excitación es la misma para todas las componentes.

Escribiendo la ecuación de transporte radiativo para cada componente y considerando temperaturas de excitación iguales y factores de llenado iguales a 1 para todas las componentes², podemos tomar el cociente de intensidades entre la línea principal y una de las satélites (que denominaremos simplemente por s), resultando

$$\frac{T_L(J, K; p)}{T_L(J, K; s)} = \frac{1 - e^{-\tau_0(J, K; p)}}{1 - e^{-\tau_0(J, K; s)}}$$

y usando τ para referirme tanto a β^{-1} como a γ^{-1} tengo que

$$\frac{T_L(J, K; p)}{T_L(J, K; s)} = \frac{1 - e^{-\tau_0(J, K; p)}}{1 - e^{-\tau\tau_0(J, K; p)}} \quad (2.2.4)$$

²Con esto queremos decir que el haz es llenado uniformemente.

Al resolver numéricamente la ecuación 2.2.4 es posible hallar la profundidad óptica de la línea principal. Luego, al sustituir el valor de la profundidad óptica en la ecuación de transporte radiativo aplicada a la línea principal podemos obtener la temperatura de excitación T_{ex} de la transición de inversión, es decir

$$T_L(J, K; p) = (T_{ex} - T_f) (1 - e^{-\tau_0(J, K; p)})$$

$$T_{ex} = \frac{T_L(J, K; p)}{1 - e^{-\tau_0(J, K; p)}} + T_f \quad (2.2.5)$$

donde la única incógnita es T_{ex} .

2.3.2 Temperatura rotacional

Supongamos que observamos dos líneas de inversión correspondientes a estados rotacionales con números cuánticos (J, K) y (J', K') , entonces, usando la ley de Boltzmann, tendremos que la relación entre las poblaciones de estos dos niveles es

$$\frac{\mathcal{N}(J', K')}{\mathcal{N}(J, K)} = \frac{g_{J'K'}}{g_{JK}} e^{-\frac{E(J', K') - E(J, K)}{kT_{rot}}}$$

Si la energía está dada en kelvins y no en joules, tenemos

$$\frac{\mathcal{N}(J', K')}{\mathcal{N}(J, K)} = \frac{g_{J'K'}}{g_{JK}} e^{-\frac{E(J', K') - E(J, K)}{T_{rot}}}$$

y ya sólo despejamos la temperatura rotacional, lo que resulta en

$$T_{rot} = \frac{E(J', K') - E(J, K)}{\ln \left[\frac{\mathcal{N}(J, K) g_{J'K'}}{\mathcal{N}(J', K') g_{JK}} \right]} \quad (2.2.6)$$

Para los pesos estadísticos según Estalella y Anglada (1996), se tiene que

$$g_{JK} \begin{cases} 4(2J + 1) & \text{si } \Delta K \neq 3, \text{ o bien } K = 0 \\ 8(2J + 1) & \text{si } \Delta K = 3, K \neq 0 \end{cases}$$

de donde $g_{00} = 4$, $g_{11} = 12$, $g_{22} = 20$ y $g_{33} = 56$.

Pero nos falta todavía conocer el valor de $\mathcal{N}(J, K)$. Así que hagamos unas cuantas consideraciones más antes de llegar a la expresión final para la temperatura rotacional.

Debido al desdoblamiento por inversión, sabemos que la población de cada nivel rotacional estará dada por la suma de las poblaciones en los niveles que corresponden a la paridad + y a la paridad -, es decir,

$$\mathcal{N}(J, K) = \mathcal{N}_+(J, K) + \mathcal{N}_-(J, K)$$

pero además, sabemos que la relación entre las poblaciones de los niveles entre los que se da la transición (el + y el -) viene dada según la ley de Boltzmann por

$$\frac{\mathcal{N}_+(J, K)}{\mathcal{N}_-(J, K)} = \frac{g_{JK}^+}{g_{JK}^-} e^{\frac{-h\nu}{kT_{ex}}}$$

donde ν es la frecuencia involucrada en la transición cuya energía de excitación es T_{ex} , y g_{JK} es el peso estadístico. Suponiendo que ambos niveles tienen el mismo peso estadístico, despejando de esta última ecuación la población del nivel de paridad -, y sustituyendo esto en la primera ecuación, tenemos que

$$\mathcal{N}(J, K) = \mathcal{N}_+(J, K) \left(1 + e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} \right).$$

Sustituyamos ahora la población del nivel rotacional en la expresión dada en Estalella y Anglada (1996) para la profundidad óptica

$$\begin{aligned} \tau_0(J, K) &= \frac{c^3}{8\pi\nu^3\Delta\nu} A_{\pm}(J, K) \mathcal{N}_+(J, K) \left(e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1 \right) \\ &= \frac{c^3 A_{\pm}(J, K)}{8\pi\nu^3\Delta\nu} \mathcal{N}(J, K) \frac{e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} + 1} \end{aligned}$$

con $A_{\pm}(J, K)$ el coeficiente de Einstein de emisión espontánea para la transición de inversión del estado (J,K). Sabemos que $\tau_0(J, K; p) = 0.5 \tau_0(J, K)$, por lo tanto al despejar de aquí $\tau(J, K)$ y sustituir su expresión en la relación que hemos encontrado para $\tau_0(J, K)$, tendremos

$$\tau_0(J, K) = \frac{\tau_0(J, K; p)}{\alpha_{J,K}} = \frac{c^3 A_{\pm}(J, K)}{16\pi\nu^3\Delta\nu} \mathcal{N}(J, K) \frac{e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} + 1}$$

con lo cual es posible obtener la densidad columnar para el amoniaco en el estado (J,K)

$$\mathcal{N}(J, K) = \frac{16\pi\nu^3}{c^3 A_{+-}(J, K) \alpha_{J,K}} \frac{e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} + 1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} - 1} \tau_0(J, K; p) \Delta v$$

con unidades para la densidad columnar de cm^{-2} y de km s^{-1} para el ancho de la línea a altura mitad.

En la tabla 2.3 se encuentran algunos valores (obtenidos de Ho y Townes (1983)) de las tres primeras transiciones de inversión. La energía se obtiene fácilmente a partir de la ecuación 2.2.1, y los pesos estadísticos a partir de la relación en términos de J y K dada por Estalella y Anglada (1996).

Tabla 2.3: Parámetros de transiciones de inversión.

Transición	Frecuencia (MHz)	Energía (K)	A_{\pm} (s^{-1})
(1,1)	23,694.495	23.4	1.67×10^{-7}
(2,2)	23,722.633	64.9	2.23×10^{-7}
(3,3)	23,870.129	124.5	2.56×10^{-7}

Nos interesan en especial los valores de $\mathcal{N}(1,1)$ y $\mathcal{N}(2,2)$ pues nuestras observaciones son de las líneas (1,1) y (2,2). Entonces, a partir de los valores de la tabla 2.3 calculamos

$$\mathcal{N}(1,1) = 1.58 \times 10^{13} \left[\frac{e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} + 1}{e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} - 1} \right] \tau_0(1,1;p) \Delta v \quad y$$

$$\mathcal{N}(2,2) = 7.46 \times 10^{12} \left[\frac{e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} + 1}{e^{\frac{1.14}{T_{ex}}} - 1} \right] \tau_0(2,2;p) \Delta v .$$

Suponiendo que $T_{ex}(1,1) = T_{ex}(2,2)$ y $\Delta v_{(1,1)} = \Delta v_{(2,2)}$, y tomando $(J',K')=(2,2)$ y $(J,K)=(1,1)$ tenemos que el cociente que buscamos en la ecuación 2.2.6 es

$$\frac{\mathcal{N}(J, K) g_{J'K'}}{\mathcal{N}(J', K') g_{JK}} = \frac{\mathcal{N}(1,1) g_{22}}{\mathcal{N}(2,2) g_{11}} = \frac{1.58 \times 10^{13} \tau_0(1,1;p) 20}{7.46 \times 10^{12} \tau_0(2,2;p) 12}$$

pero de la página 33 tenemos que $T_L^0(J,K) \propto \tau_{\nu}$, y por lo tanto

$$\frac{\mathcal{N}(1,1)g_{22}}{\mathcal{N}(2,2)g_{11}} \approx 3.53 \frac{T_L^0(1,1)}{T_L^0(2,2)}$$

y así, sustituyendo esta expresión en la ecuación 2.2.6, vemos que la temperatura de rotación considerando las transiciones (1,1) y (2,2) se expresa como

$$T_{rot} = \frac{41.5}{\ln \left[3.53 \frac{T_L^0(1,1)}{T_L^0(2,2)} \right]} \quad (2.2.7)$$

Como las transiciones entre estados rotacionales distintos, *i.e.*, entre escaleras distintas, sólo se dan debido a colisiones, y dado que las colisiones están relacionadas directamente con la energía cinética de las partículas que colisionan (generalmente con la de las moléculas de hidrógeno por ser las más abundantes en el medio), tendremos entonces que la población de los niveles rotacionales quedará determinada por T_c . En conclusión, para las condiciones que prevalecen en el medio, resulta que T_{rot} es una buena estimación de la temperatura cinética T_c de la nube.

2.3.3 Densidad columnar del NH_3

Para calcular la densidad columnar total hay que tomar en cuenta dos cosas; una es que, como ya expliqué anteriormente, la mayor parte de las moléculas quedan atrapadas en estados metaestables, *i.e.*, estados con $J = K$, y que además si pensamos en lo bajas que son las temperaturas del medio (< 100 K) veremos que los estados con (J, K) más bajos, serán los únicos con una población significativa, y por lo tanto, podremos hacer una muy buena aproximación de la densidad columnar de amoniaco tomando en cuenta únicamente los primeros cuatro niveles, esto es

$$\mathcal{N}(\text{NH}_3) \simeq \mathcal{N}(0,0) + \mathcal{N}(1,1) + \mathcal{N}(2,2) + \mathcal{N}(3,3) .$$

Podemos relacionar la población del nivel (1,1) con la de cualquier otro nivel metaestable, haciendo uso de la ley de Boltzmann. En este caso, la temperatura de excitación será la correspondiente a la transición de un nivel rotacional a otro, y por ello le llamaremos temperatura rotacional T_{rot} .

Luego, tomando en cuenta que la energía la podemos ver como $h\nu$, entonces, de la ley de Boltzmann, tendremos que la densidad columnar para el NH_3 es aproximadamente

$$\mathcal{N}(\text{NH}_3) \simeq \mathcal{N}(1, 1) \sum_{J=K=0}^3 \frac{g_{JK}}{g_{11}} e^{-\frac{[E(J,K) - E(1,1)]}{kT_{\text{rot}}}}$$

que con los valores dados anteriormente para los pesos estadísticos y los valores de la tabla 2.3 resulta en

$$\mathcal{N}(\text{NH}_3) \simeq \mathcal{N}(1, 1) \left[\frac{1}{3} e^{\frac{23.4}{T_{\text{rot}}}} + 1 + \frac{5}{3} e^{\frac{-41.5}{T_{\text{rot}}}} + \frac{14}{3} e^{\frac{-101.1}{T_{\text{rot}}}} \right] \quad (2.2.8)$$

Ahora, suponiendo que la abundancia del amoniaco es de aproximadamente 10^{-8} (Ho y Townes, 1983), tendremos entonces que la densidad columnar de H_2 (lo cual es más característico del medio por ser el hidrógeno molecular el componente mayoritario) es

$$\mathcal{N}(\text{H}_2) = 10^8 \mathcal{N}(\text{NH}_3) \quad (2.2.9)$$

2.3.4 Densidad volumétrica de H_2

La expresión para la densidad volumétrica de hidrógeno molecular, $n(\text{H}_2)$, está dada en términos de la temperatura de excitación T_{ex} , la temperatura de fondo T_f y la temperatura cinética T_c , como

$$n(\text{H}_2) = \frac{A_{\pm} \mathcal{J}_{\nu}(T_{\text{ex}}) - \mathcal{J}_{\nu}(T_f)}{\gamma_{\pm} \mathcal{J}_{\nu}(T_c) - \mathcal{J}_{\nu}(T_{\text{ex}})} \left[1 + \frac{\mathcal{J}_{\nu}(T_c)}{h\nu/k} \right] \quad (2.2.10)$$

según el desarrollo que se muestra en el Apéndice A.

El coeficiente de desexcitación colisional con las moléculas de H_2 , γ_{\pm} , varía muy poco de una transición a otra (Osorio, 2000), y se adopta el valor $\gamma_{\pm} = 2.27 \times 10^{-11} T_c^{1/2} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ para todas las transiciones.

Capítulo 3

Los datos y su análisis.

Dadas las metas de este estudio, como un proyecto piloto para mostrar la eficacia del método, se seleccionó una fuente que ya tuviera observaciones de las líneas (1,1) y (2,2) de NH_3 , y que además tuviera reportadas en la literatura una gran cantidad de regiones máser de agua, metanol e hidróxilo. Una fuente que reunió estos requisitos fue G5.89–0.39.

3.1 La fuente G5.89–0.39

La zona G5.89–0.39 contiene una de las regiones HIIUC más luminosas de toda la galaxia y es un notable sitio de emisión máser. Las coordenadas J2000 de la región HII son $18^{\text{h}} 00^{\text{m}} 30.401^{\text{s}}$ en ascensión recta y $-24^{\circ} 04' 01.52''$ en declinación. El diámetro de la región HII es aproximadamente 4 segundos de arco, pero la zona de actividad de formación estelar (que incluye a todos los fenómenos en conjunto) ocupa una región de mayor tamaño, del orden de 1 minuto de arco.

El nombre de la región proviene de sus coordenadas galácticas, *i.e.*, tiene longitud $\ell = 5.89$ y latitud $b = -0.39$. Como la longitud galáctica se mide en sentido levógiro a partir de la línea que une a nuestro Sol con el centro de la galaxia (visto desde arriba) y la latitud se mide desde el plano de la galaxia hacia el norte o hacia el sur, sabemos que G5.89–0.39 se encuentra prácticamente en el plano galáctico y además muy cerca del centro. G5.89–0.39 recibe también el nombre W28A, por su ubicación cerca del SNR W28.

Los valores para la distancia a G5.89–0.39 varían entre 1.3 y 3.6 kpc. Un buen resumen de las medidas de la distancia, hechas desde 1970 a la fecha, se presenta en Velázquez *et al.* (2002). Ellos concluyen adoptando una distancia de 1.9 ± 0.3 kpc, misma que adoptamos también en esta tesis.

G5.89–0.39 es una región HIIUC con morfología tipo cáscara (Wood y Churchwell, 1989). Con base en la emisión de radio, se estima que una estrella de tipo espectral O6 (o su equivalente) es necesaria para mantener la ionización del gas. La absorción de fotones ionizantes por el polvo hace que esta estimación represente un mínimo de lo que se puede tener realmente. No obstante, a la distancia de 1.9 kpc, la emisión del infrarrojo de IRAS indica una luminosidad de $3 \times 10^5 L_{\odot}$, lo cual también coincide con una estrella de tipo O6 (Churchwell *et al.*, 1990). Observaciones del radio continuo durante un intervalo de varios años indican la expansión de la región, y colocan su edad dinámica en 600 años (Acord *et al.*, 1998).

Por su parte, Feldt *et al.* (2003) reportaron observaciones del infrarrojo cercano e identificaron un candidato para la estrella excitadora de la región HII (véase figura 4.6 en el capítulo 4). Después de corregir por extinción, Feldt *et al.* (2003) estiman un tipo espectral O5 para la estrella excitadora.

Harvey y Forveille (1988) reportaron un flujo molecular asociado con la fuente, con una masa de $77 M_{\odot}$ y energía de 5×10^{47} ergios. Observaciones del flujo en SiO con el SMA –Submillimeter Array– (Sollins *et al.*, 2004) resuelven los lóbulos azul y rojo del flujo. El centro geométrico de los lóbulos coincide perfectamente con una fuente de continuo a 1.3 mm que a su vez coincide con la región HII. Aún no está claro si la fuente del flujo queda dentro del gas ionizado o sólo está proyectada. La edad dinámica del flujo es del orden de 1600 años; mayor que la edad de la región HII, pero dadas las incertidumbres, los valores no están en desacuerdo.

A partir de estudios de la región entre 200 y 360 GHz (Thompson y MacDonald, 1999; Hatchell *et al.*, 1998), se han encontrado una gran cantidad de líneas moleculares, indicando con esto una química activa en la zona.

En cuanto al fenómeno máser en la región, se encontraron reportadas en la literatura las ubicaciones de diferentes especies. Para esta tesis son relevantes

los máseres de H₂O, OH y CH₃OH, y sus posiciones son presentadas en la tabla 3.1.

Tabla 3.1: Posiciones de máseres asociados a G5.89–0.39.

Máser	No.	$\alpha(2000)$ (^h ^m ^s)	$\Delta\alpha$ (^s)	$\delta(2000)$ ([°] ['] ["])	$\Delta\delta$ (["])	Ref.
H ₂ O 22GHz	1	18 00 30.330	0.0066	–24 03 52.80	0.1	a
	2	18 00 30.442	0.0066	–24 04 00.59	0.1	a
	3	18 00 30.328	0.0066	–24 04 07.07	0.1	a
	4	18 00 30.300	0.0066	–24 04 04.34	0.1	a
	5	18 00 30.102	0.0066	–24 04 05.20	0.1	a
	6	18 00 30.370	0.0066	–24 04 04.50	0.1	a
	7	18 00 30.584	0.0066	–24 04 00.16	0.1	a
	8	18 00 30.620	0.0066	–24 04 00.54	0.1	a
	9	18 00 30.461	0.0066	–24 04 03.73	0.1	a
OH 1612MHz	1	18 00 30.390	0.0266	–24 04 01.30	0.4	b
OH 1665MHz	1	18 00 30.390	0.0266	–24 04 04.20	0.4	b
	2	18 00 30.336	0.0333	–24 04 04.10	0.5	c
OH 1720MHz	1	18 00 30.580	0.0266	–24 04 00.90	0.4	d
OH 6035MHz	1	18 00 30.360	0.0266	–24 04 03.10	0.4	e
CH ₃ OH 44GHz	1	18 00 29.520	0.04	–24 03 52.60	0.6	f
	2	18 00 30.360	0.04	–24 03 51.60	0.6	f
	3	18 00 31.250	0.04	–24 03 51.90	0.6	f
	4	18 00 31.530	0.04	–24 03 50.40	0.6	f
	5	18 00 31.620	0.04	–24 03 59.50	0.6	f
	6	18 00 31.860	0.04	–24 03 48.20	0.6	f

Referencias: (a) Hofner y Churchwell (1996); (b) Caswell (1999);

(c) Forster y Caswell (1989); (d) Caswell (2004); (e) Caswell (2003); (f) Kurtz *et al.* (2004)

3.2 Observaciones

Las observaciones de las líneas (1,1) y (2,2) de amoniaco en la región G5.89–0.39, hechas en 2001, se encontraron en la base de datos del VLA. En la tabla 3.2 se muestran detalles de la observación.

Tabla 3.2: Parámetros instrumentales del VLA en la observación de G5.89–0.39.

Fecha de observación	27 de septiembre de 2001.
Observador	M. Reid
Programa de observación	AF386
Configuración	DnC
Haz sintetizado	$2.79'' \times 1.76'' + 73^\circ$
Frecuencia en reposo de NH ₃ (1,1)	23694.496 MHz
Frecuencia en reposo de NH ₃ (2,2)	23722.633 MHz
Ancho de banda	3.125 MHz
Número de canales	64
Ancho de canal	48.828 kHz
Calibrador de flujo	
3C286	2.4 Jy
Calibrador de fase	
1820–254	0.77 Jy
Calibrador de bandpass	
1924–292	16 Jy
Tiempo típico de integración	10 s
Tiempo total en la fuente	33 m

3.2.1 Reducción de los datos

La reducción de los datos se llevó a cabo con el paquete AIPS (véase Apéndice B). Debido a la gran intensidad de la fuente en el continuo, fue posible aplicar la técnica de autocalibración para mejorar la calidad y rango dinámico de las imágenes.

De las imágenes limpias de (1,1) y (2,2) se realizaron varias pruebas (con la tarea ISPEC) para ver en qué canales estaba contenida la emisión de la línea principal y de las líneas satélites de cada una de las transiciones. Al hacer un promedio con la tarea SQASH de los canales que contienen la emisión de la línea principal de cada transición, fue posible hacer un mapa de contornos (usando la tarea KNTR) de cada uno para ver en qué regiones la emisión era más fuerte.

3.2.2 Resultados de la reducción

Se muestra la emisión integrada de las transiciones (1,1) y (2,2) en las figuras 3.1 y 3.2, respectivamente. En cada mapa se indican las posiciones de máseres dadas en la tabla 3.1.

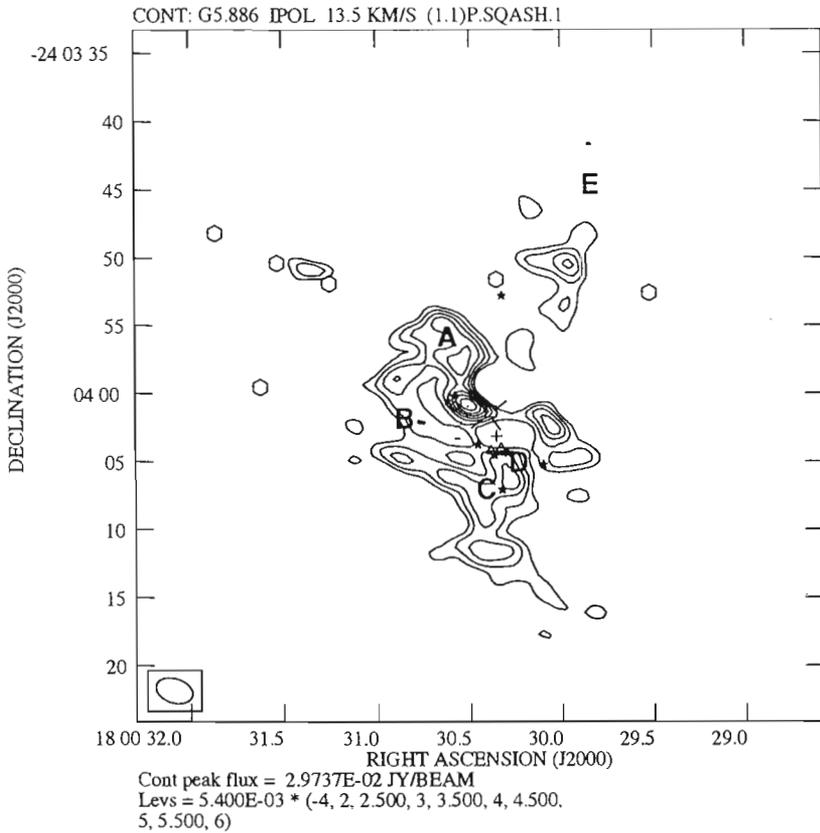


Figura 3.1: Mapa de contornos de la emisión de la línea principal de la transición (1,1). (Las estrellas representan máseres de agua, los hexágonos metanol, y la caja, triángulos, diamante, y cruz son máseres hidróxilo. El tamaño usado aquí para los máseres de agua es el triple de la incertidumbre posicional.)

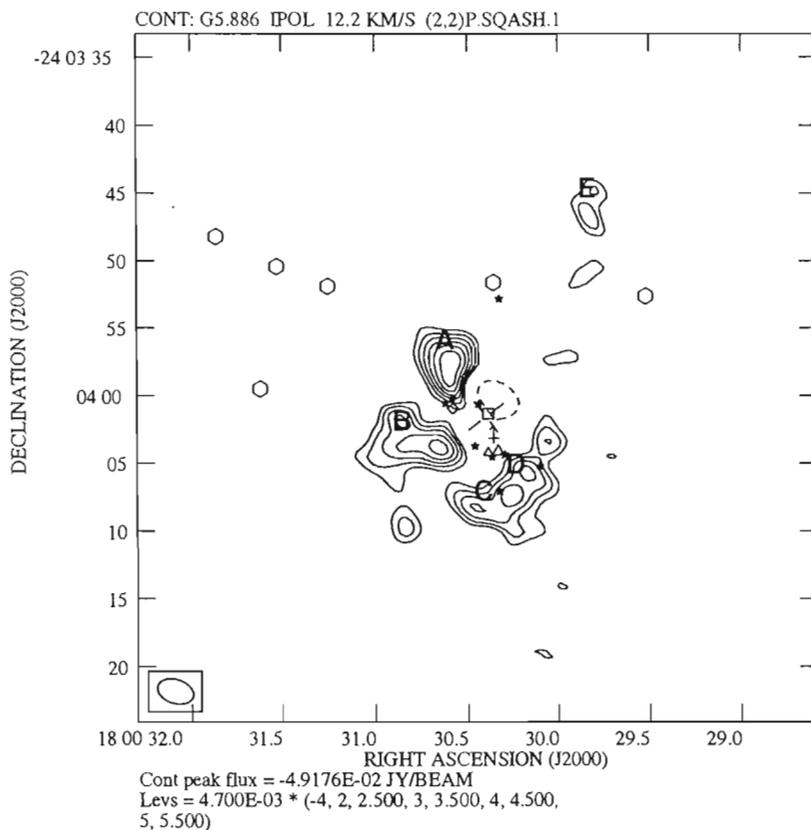


Figura 3.2: Mapa de contornos de la emisión de la línea principal de la transición (2,2). (Los símbolos aquí representan los mismos objetos que en la figura 3.1)

En las figuras 3.1 y 3.2 la elipse indica la posición de la fuente G5.89–0.39, mientras que las estrellas representan los máseres de agua, los hexágonos indican la posición de los máseres de metanol, y la caja, los triángulos, el diamante y la cruz corresponden a los máseres de hidróxilo con frecuencia en orden ascendente.

Al comparar las figuras 3.1 y 3.2, vemos que la emisión de la línea (1,1) es mayor que la de la línea (2,2), por lo que resulta conveniente buscar las regiones en las que se tenga fuerte emisión de la línea (2,2) y luego comparar con las mismas posiciones pero en el mapa de la línea (1,1). Si se escogieran los lugares donde se tiene mayor emisión de (1,1), es muy probable que no encontremos emisión de (2,2) y entonces no seremos capaces de hallar las condiciones físicas en dichos lugares.

Tabla 3.3: Coordenadas de los pixeles pico.

Posición	Coordenadas (J2000)					
	α (^h ^m ^s)			δ ([°] ' ")		
A	18	00	30.601	-24	03	57.30
B	18	00	30.834	-24	04	03.30
C	18	00	30.396	-24	04	08.50
D	18	00	30.221	-24	04	06.50
E	18	00	29.812	-24	03	46.10

Se encontraron cinco posiciones —o pixeles pico— (ver tabla 3.3) alrededor de la fuente en donde se tiene fuerte emisión de la línea (2,2). Estos pixeles pico están señalados en los mapas de contornos 3.1 y 3.2 con las letras A, B, C, D y E. Se hicieron espectros alrededor de dichas posiciones tanto para la línea (2,2) como para la (1,1), los cuales se muestran en la figura 3.3.

Por desgracia, sólo dos de las cinco posiciones, a saber C y D, tienen máseres a sus alrededores: la C se encuentra cercana a un máser de agua mientras que la D está cerca de máseres de agua y también hidróxilo. En otras regiones resultó que la señal a ruido era muy baja por lo que resultó poco práctico obtener espectros en esas posiciones.

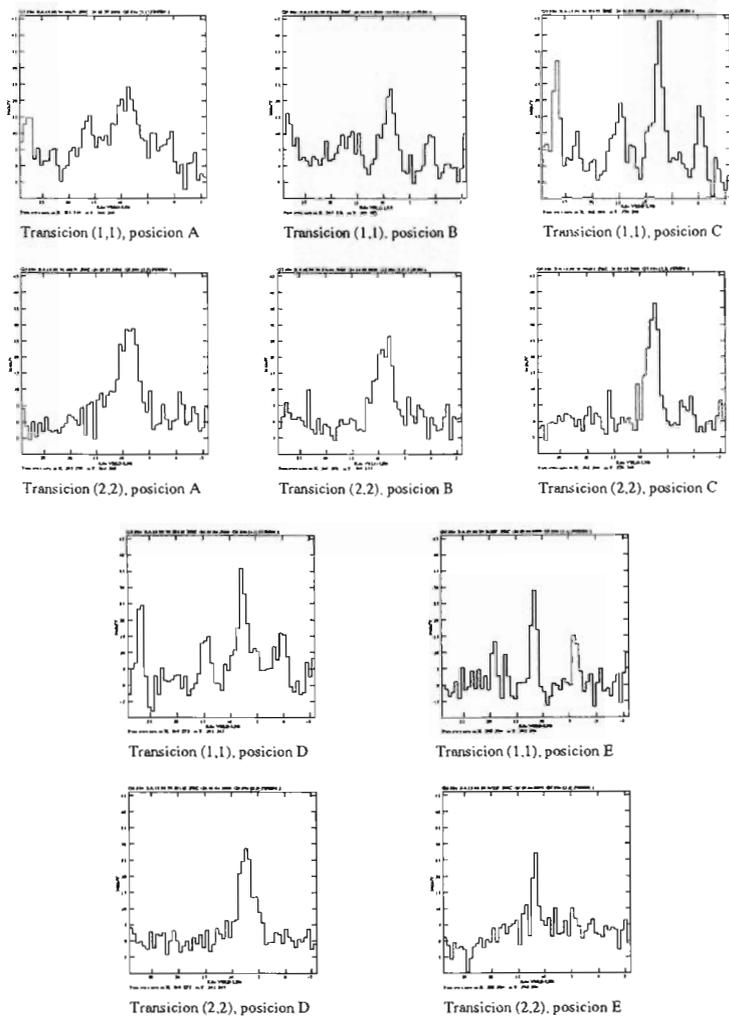


Figura 3.3: Espectros de las líneas (1,1) y (2,2) alrededor de los píxeles A, B, C, D, y E.

Los espectros de la transición de inversión (1,1) ponen en evidencia el comportamiento anómalo de la línea satélite exterior. Dicho comportamien-

to se conoce desde 1977 y ha resultado ser bastante común en la emisión de NH_3 de nubes calientes. Desviaciones respecto al equilibrio termodinámico local debido a la absorción selectiva producen las anomalías observadas. En algunas fuentes, las líneas satélites interiores muestran intensidades anómalas muy débiles, pero en general la anomalía suele manifestarse fuertemente en las líneas satélites exteriores. La explicación detallada de este comportamiento se encuentra en Stutzki y Winnewisser (1985).

3.3 Ajustes

Se ajustaron gaussianas a las componentes de los espectros obtenidos con AIPS. Los resultados se muestran en la tabla 3.4, y los ajustes en las figuras 3.4 a 3.13. Con los valores que resultaron de los ajustes y el uso de las ecuaciones desarrolladas en el capítulo 2, fue posible hallar los parámetros físicos del gas molecular alrededor de la región G5.89–0.89, mismos que muestro en la tabla 3.5.

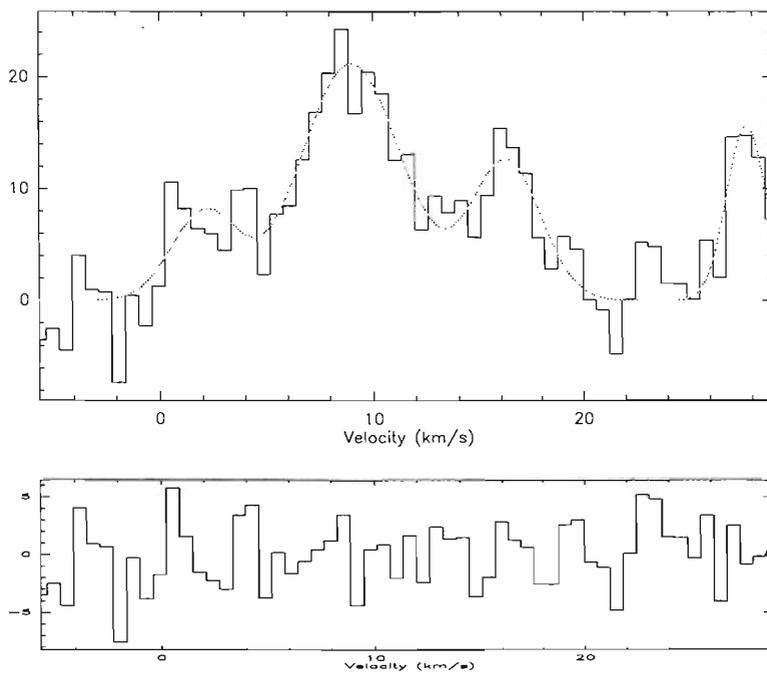


Figura 3.4: Ajuste del espectro de la transición (1,1) alrededor del pixel A.

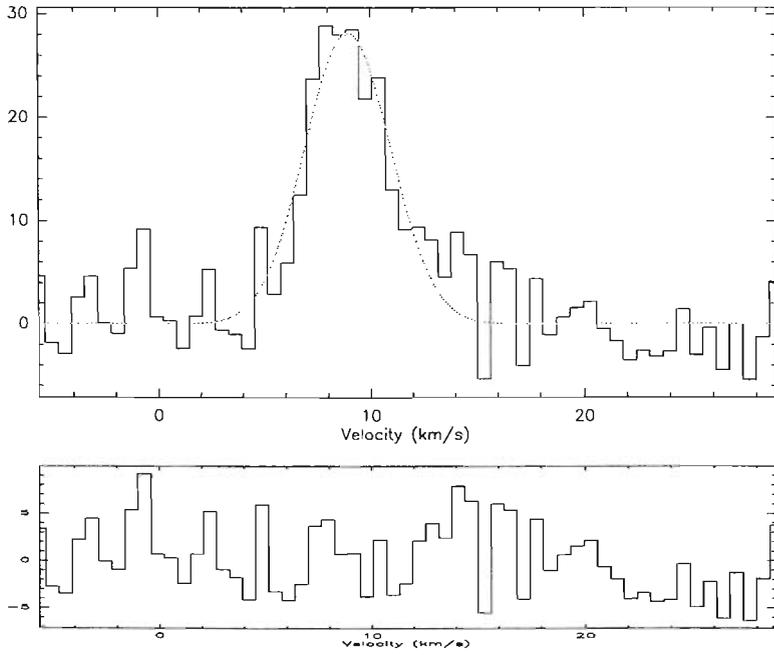


Figura 3.5: Ajuste del espectro de la transición (2,2) alrededor del pixel A.

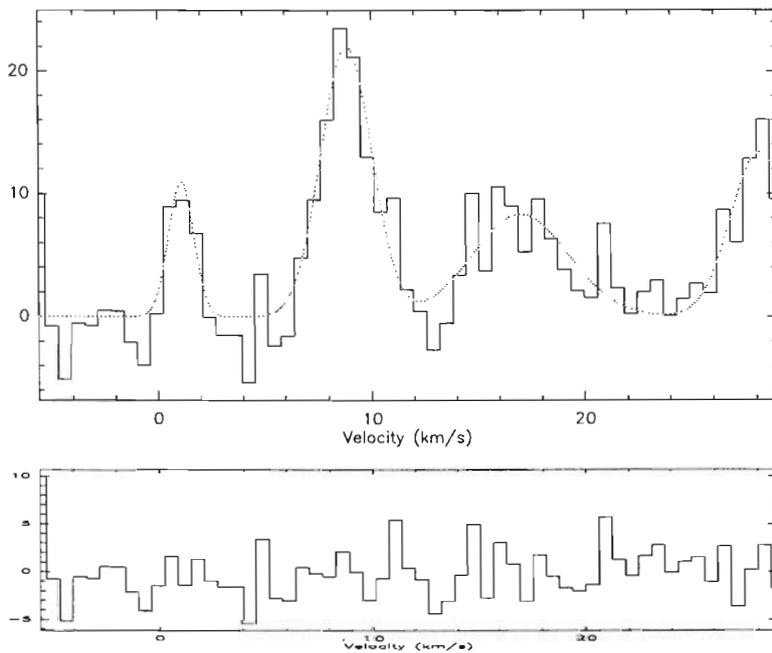


Figura 3.6: Ajuste del espectro de la transición (1,1) alrededor del pixel B.

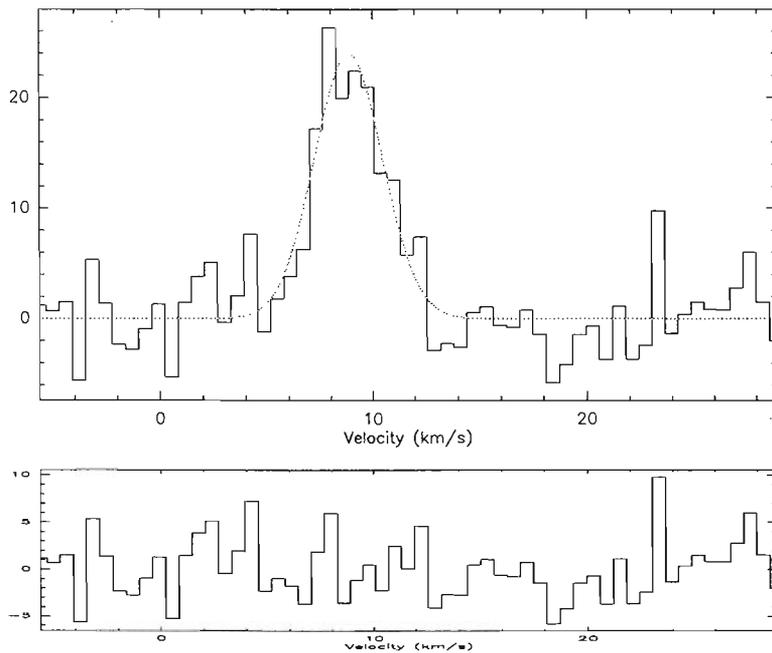


Figura 3.7: Ajuste del espectro de la transición (2,2) alrededor del pixel B.

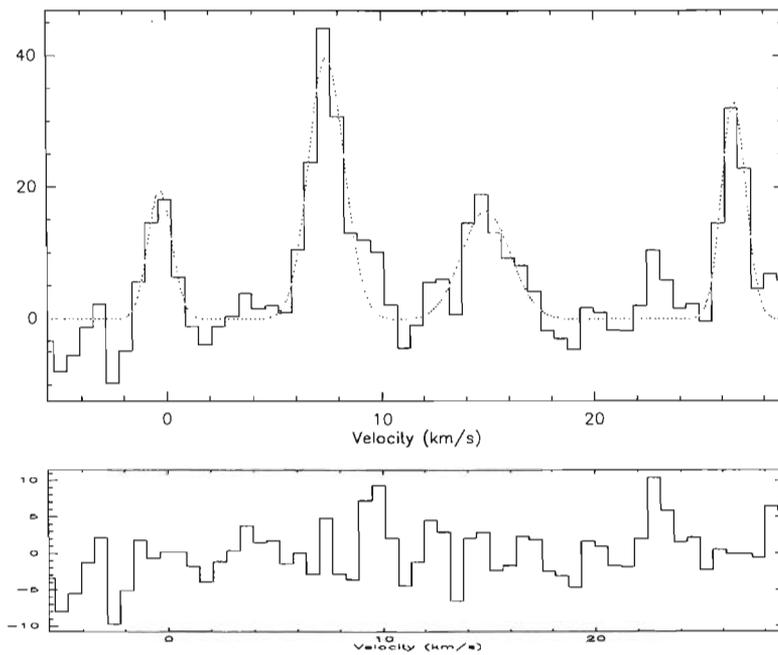


Figura 3.8: Ajuste del espectro de la transición (1,1) alrededor del pixel C.

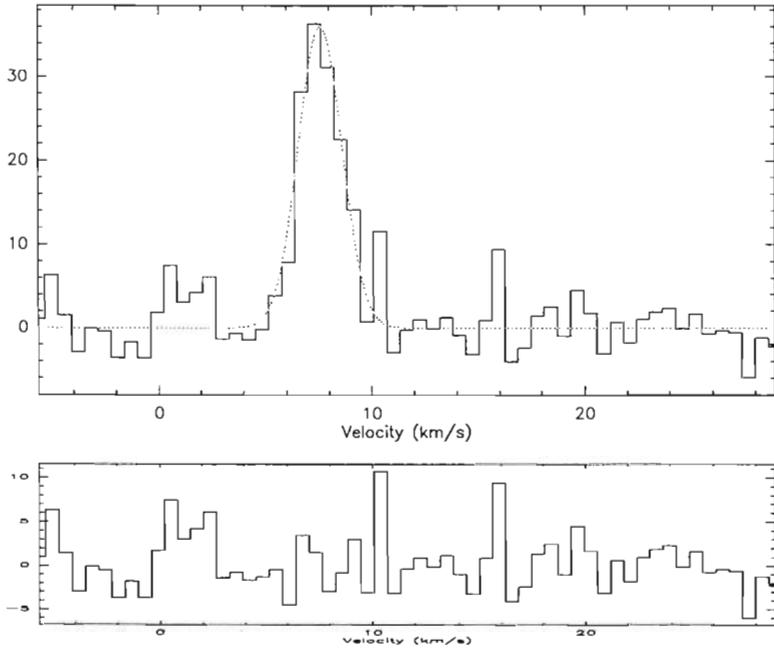


Figura 3.9: Ajuste del espectro de la transición (2,2) alrededor del pixel C.

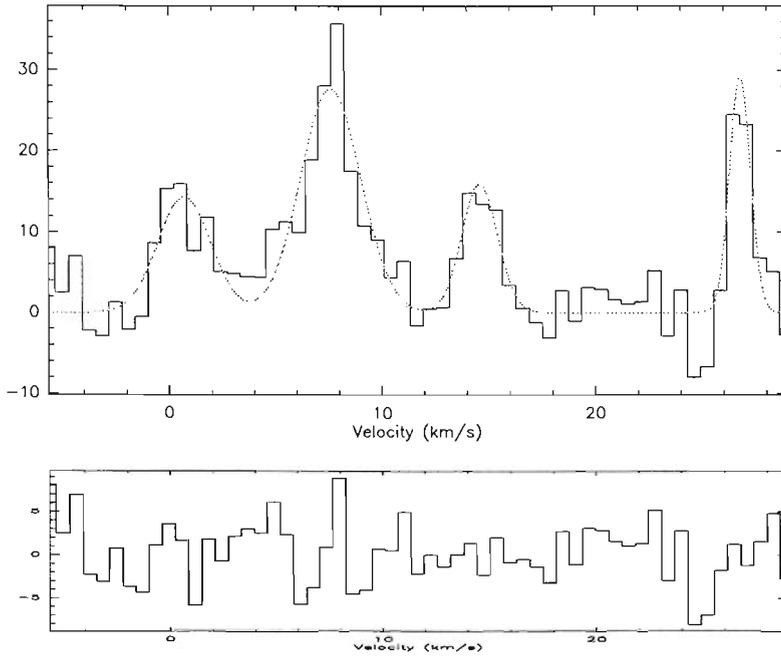


Figura 3.10: Ajuste del espectro de la transición (1,1) alrededor del pixel D.

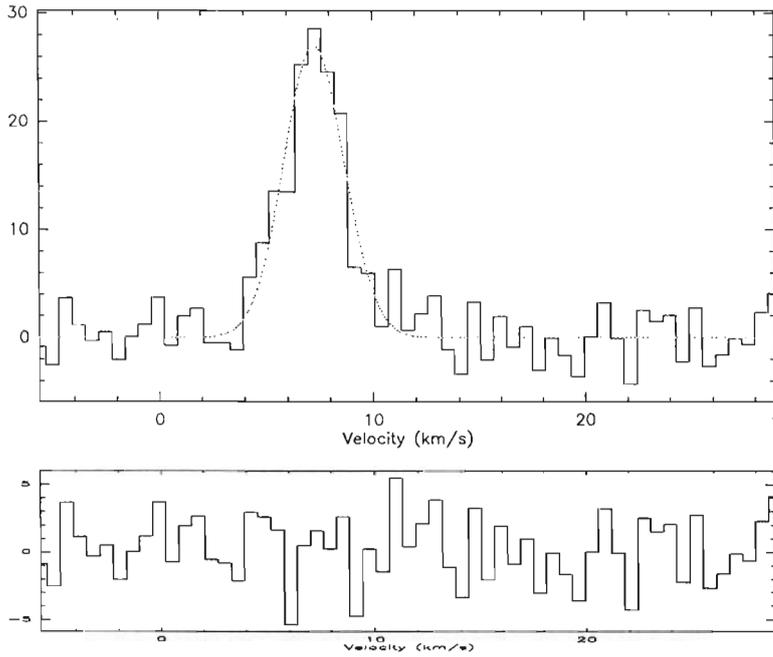


Figura 3.11: Ajuste del espectro de la transición (2,2) alrededor del pixel D.

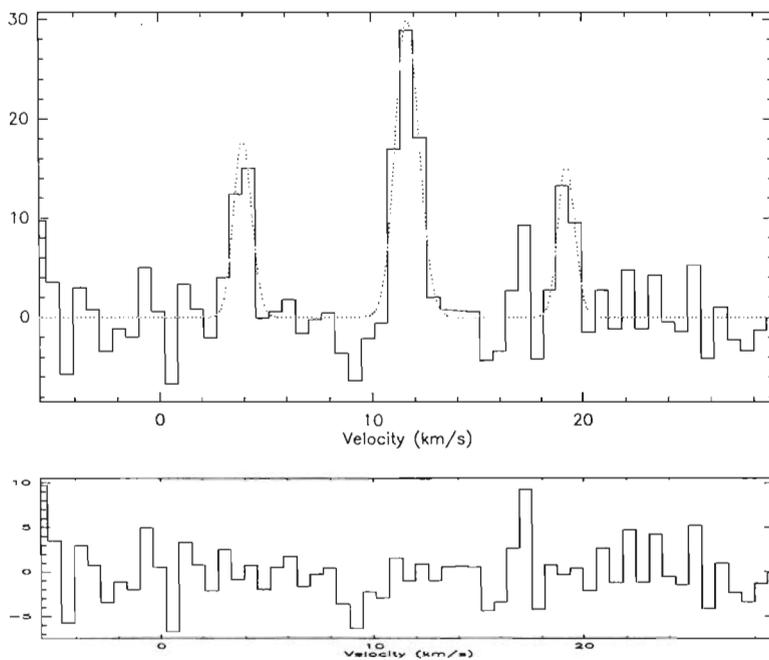


Figura 3.12: Ajuste del espectro de la transición (1,1) alrededor del pixel E.

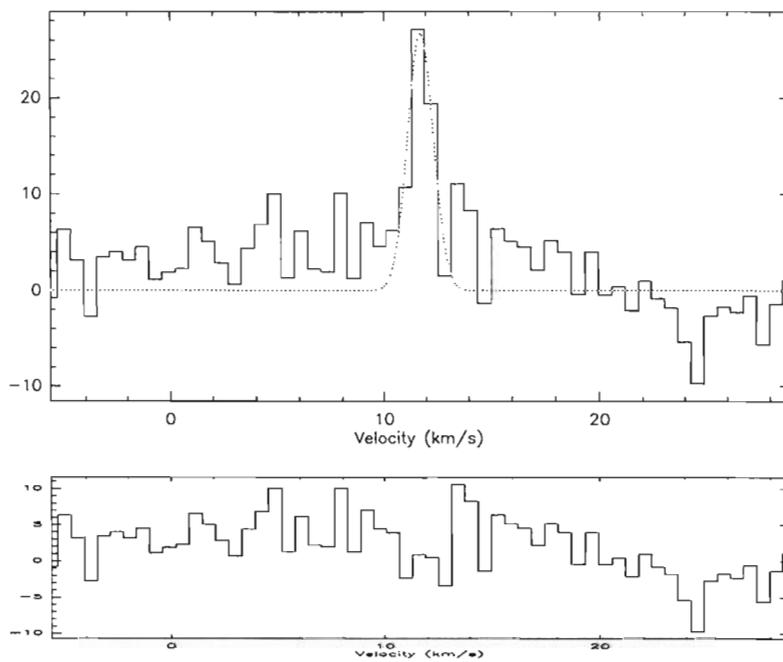


Figura 3.13: Ajuste del espectro de la transición (2,2) alrededor del pixel E.

Tabla 3.4: Parámetros de las líneas derivados de los ajustes a los espectros de amoniaco.

Transición	Posn.	Línea	Intensidad (mJy)	VLSR (km s ⁻¹)	FWHP (km s ⁻¹)
(1,1)	A	s.i.i	7.94 ± 4.60	2.12 ± 0.65	3.67 ± 1.02
		p	21.20 ± 6.22	9.00 ± 0.24	5.48 ± 0.86
		s.i.d.	12.53 ± 6.43	16.26 ± 0.43	3.95 ± 1.14
(2,2)	B	p	28.18 ± 4.71	8.95 ± 0.16	4.76 ± 0.45
(1,1)		s.i.i	10.95 ± 5.36	1.08 ± 0.19	1.40 ± 0.33
		p	22.01 ± 4.72	8.85 ± 0.14	2.78 ± 0.32
		s.i.d.	8.32 ± 4.24	16.99 ± 0.54	5.30 ± 1.57
(2,2)	C	p	23.98 ± 3.98	8.86 ± 0.15	3.85 ± 0.33
(1,1)		s.i.i	19.45 ± 9.04	-0.29 ± 0.14	1.31 ± 0.32
		p	39.86 ± 10.04	7.47 ± 0.09	1.96 ± 0.29
		s.i.d.	16.36 ± 7.07	14.95 ± 0.25	2.67 ± 0.63
(2,2)	D	p	36.04 ± 5.47	7.59 ± 0.08	2.42 ± 0.20
(1,1)		s.i.i	14.36 ± 6.61	0.72 ± 0.33	2.91 ± 0.77
		p	27.66 ± 6.22	7.61 ± 0.13	3.32 ± 0.44
		s.i.d.	15.92 ± 5.94	14.61 ± 0.18	1.97 ± 0.38
(2,2)	E	p	27.00 ± 3.13	7.28 ± 0.08	3.34 ± 0.21
(1,1)		s.i.i	17.96 ± 11.23	3.97 ± 0.10	0.10 ± 0.38
		p	29.99 ± 6.64	11.68 ± 0.07	1.31 ± 0.15
		s.i.d.	15.39 ± 9.23	19.25 ± 0.14	0.95 ± 0.32
(2,2)		p	26.70 ± 13.29	11.74 ± 0.11	1.43 ± 0.43

Tabla 3.5: Parámetros físicos del gas molecular.

Posición	$\tau(1,1;p)$	T_{ex} (K)	T_{rot} (K)	$\mathcal{N}(\text{NH}_3)$ (cm^{-2})
A	1.88	27.7	42.5	2.09×10^{16}
B	1.45	31.4	35.3	8.52×10^{15}
C	1.57	53.1	30.4	1.05×10^{16}
D	2.47	33.0	32.2	1.76×10^{16}
E	2.58	35.2	30.1	7.61×10^{15}

3.4 Parámetros físicos del gas

De la tabla 3.5 puede verse que en todas las posiciones se encuentra gas de opacidad intermedia ($\tau \sim 1$), tibio ($T \sim 30 - 40$ K), y de alta densidad columnar ($\mathcal{N}(\text{NH}_3) \sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$). Típicamente la densidad columnar de hidrógeno es ocho órdenes de magnitud mayor que la de amoníaco, lo cual indica valores del orden de 10^{24} cm^{-2} para el hidrógeno, siendo esto común en regiones de formación de estrellas masivas.

No existe un patrón claro en los valores de τ , T_{ex} , T_{rot} , o $\mathcal{N}(\text{NH}_3)$ según la presencia o la ausencia de máseres. El aspecto más relevante de la tabla 3.5 es que el valor más alto de T_{ex} , de 53.1 K, se encuentra en la posición C, que es la posición más cercana a un máser de agua.

3.5 Comparación de resultados

Las condiciones físicas que dan origen a cada una de las especies máser cuyas posiciones encontramos reportadas en la literatura se listan en la tabla 3.6. La segunda columna contiene valores típicos para la temperatura del medio gaseoso donde se encuentra el máser. En la tercer columna encontramos la densidad típica del gas responsable del mecanismo colisional que enciende al máser.

Tabla 3.6: Condiciones físicas para la emisión máser de las especies encontradas alrededor de G5.89.

Especie Máser	T_g (K)	n (cm^{-3})	Ref.
H ₂ O 22 GHz	~ 400	$\lesssim 10^{10}$	a
OH 1612 MHz	> 100	$> 10^6$	b
OH 1665 MHz	< 125	$10^4 - 10^{8.3}$	b
OH 1720 MHz	25–200	$10^3 - 10^5$	b, c
OH 6035 MHz	< 70	$10^{8.5}$	b
CH ₃ OH 44 GHz	$\gtrsim 50$	$10^4 - 10^7$	d

Referencias: (a) Elitzur *et al.* (1989); (b) Cragg *et al.* (2002);
(c) Elitzur (1976); (d) Mehringer y Menten (1997); Zeng y Lou (1990)

Los valores dados en la tabla 3.6 son típicos, sin embargo estos pueden variar según el valor de la abundancia de la especie molecular con respecto a la componente más abundante en el medio, esto se debe a que dicho parámetro afecta los rangos de temperatura y densidad donde se encuentra el máser.

Debe quedar claro que los valores de la tabla 3.6 provienen de modelos que dependen de otros factores, además de las abundancias, tales como coeficientes colisionales y tasas de excitación/desexcitación radiativa. Claramente hay un rango de valores de temperatura, densidad, abundancia, etc. que puede provocar emisión máser.

Puede verse de la tabla 3.6 que los máseres que requieren de la más alta temperatura para excitarse son los de agua, con una temperatura mínima de 400 K. Esto es consistente con los resultados de la tabla 3.5, que muestran la más alta temperatura en la posición C, que está más cerca del máser de agua.

Capítulo 4

Estudio de regiones de formación estelar en el infrarrojo.

En las regiones de formación estelar el gas no se encuentra solo, sino que se halla mezclado con otra componente llamada polvo (constituido básicamente por granos de silicio o grafito, con tamaños típicos de $1 \mu\text{m}$). El polvo juega un importante papel desde la química y la termodinámica del gas, hasta la dinámica de la formación estelar.

Para completar la visión que ya tenemos de las regiones de formación de estrellas masivas gracias a los estudios en radio, presento aquí una breve introducción al infrarrojo y su contribución al estudio en estas regiones, en particular de G5.89–0.39.

4.1 El infrarrojo.

La ley de desplazamiento de Wien nos dice que la longitud de onda en la que se produce el pico de emisión de un cuerpo negro es inversamente proporcional a la temperatura de éste. Si consideramos el rango de longitudes de onda comprendidas en el IR, veremos que objetos con temperatura $T \approx 400 \text{ K}$ radían la mayor parte de su energía en el IR. Por lo tanto, podemos estudiar los objetos más fríos del universo a través del infrarrojo, esto incluye por supuesto, las nubes moleculares.

Regiones densas de gas y polvo opacan la luz visible de objetos en su interior tales como las protoestrellas. La radiación infrarroja proveniente de dichos objetos puede atravesar estas regiones sin ser dispersada, haciendo posible el estudio de objetos embebidos en zonas densas.

En las regiones de formación de estrellas masivas donde ya se han detectado regiones HII, las nubes moleculares ya han sido calentadas, pero aún puede hacerse un estudio del hidrógeno ionizado y del polvo que se encuentra mezclado con el gas.

Los estudios en el IR han permitido la detección de estrellas muy jóvenes (posiblemente protoestrellas) que aún se encuentran embebidas en nubes de gas y polvo, y por lo tanto resultan ser un buen complemento para estudios en otras regiones espectrales tales como el radio, el visible, el ultravioleta y rayos X.

Además de la emisión en el continuo debida al polvo, en el infrarrojo se tiene una gran cantidad de transiciones vibracionales, rovibracionales, etc, que resultan ser muy útiles por ejemplo en el estudio de atmósferas estelares. También se tienen líneas de recombinación, como la serie Paschen en el átomo de hidrógeno, que sirve para el estudio de regiones HII.

4.1.1 Ventana del infrarrojo.

La detección de la radiación infrarroja se ve limitada por la atmósfera terrestre. El vapor de agua y el dióxido de carbono contenidos en la atmósfera absorben gran parte de las ondas electromagnéticas del IR provenientes del exterior, por lo que sólo un rango muy reducido de longitudes de onda puede ser detectado por telescopios infrarrojos terrestres; este efecto disminuye a la vez que el espesor de la atmósfera. Aunado a lo anterior, está el hecho de que la radiación IR que proviene del exterior es opacada por la radiación IR de nuestra propia atmósfera que en muchas ocasiones resulta ser más fuerte.

Debido a la opacidad de la atmósfera, la región de 20 a 1000 μm resulta inobservable desde observatorios en la Tierra, mientras que de 1 a 20 μm la atmósfera se comporta como un medio inhomogéneo y variable por lo que la observación de radiación IR es posible desde la superficie terrestre pero

sólo en ciertas ventanas, tal y como se muestra en la figura 4.1 (que ha sido adaptada de la figura que aparece en <http://www.fao.org>).

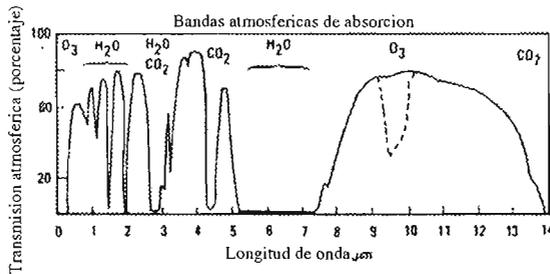


Figura 4.1: **Ventana del infrarrojo.** Los rangos de longitud de onda que tienen una transmisión de 80% o mayor pueden observarse desde la superficie de la Tierra. Otros rangos, por ejemplo de 5 a 7 micras, son prácticamente opacos, debido a la absorción de estas longitudes de onda por moléculas que se encuentran en la atmósfera.

Detección de fotones IR.

Para detectar la radiación IR, los astrónomos se han valido del desarrollo de detectores infrarrojos, filtros y tecnología criogénica.

En el infrarrojo se utilizan dos tipos de detectores, a saber los fotodetectores y los detectores de energía. Los fotodetectores están hechos a base de fotoconductores en los que la energía de un fotón incidente es usada para excitar un electrón a la banda de conducción generando así una corriente. En los detectores de energía (llamados también detectores térmicos) la energía del fotón incidente es convertida en energía de agitación térmica ya sea de una red cristalina o de un gas de electrones.

Entre los fotodetectores destaca el llamado de pozo cuántico, que consiste de capas alternadas de arseniuro de galio y arseniuro de galio y aluminio. El

detector térmico más usado debido a su sensibilidad es el bolómetro de germanio. El germanio es calentado y cambia su conductividad cuando incide sobre él la radiación IR; el cambio medido en la conductividad se relaciona con la intensidad de la radiación. Con el desarrollo de tecnología criogénica, se observó que el bolómetro era más sensible y eficiente si se le usaba a temperaturas extremadamente bajas. Se requieren temperaturas bajas pues el mismo instrumento empieza a emitir radiación en el infrarrojo una vez que tiene una temperatura de unos cientos de kelvins.

Pero cambiar la temperatura de un material es más lento que generar una corriente eléctrica, y por ello resulta más práctico el uso de fotodetectores que de detectores de energía. Además, la creación de imágenes de IR resulta más factible con el uso de fotodetectores que con los detectores de energía pues estos últimos darían imágenes de unos pocos píxeles, lo cual resulta ineficiente (considerando que buenas imágenes se consiguen con arreglos de 512×512 píxeles, o de 1024×1024 , etc.).

División del IR.

Por convención, se ha dividido al infrarrojo en tres regiones principales: cercano, mediano y lejano infrarrojo. La división se ha hecho en base al tipo de tecnología que emplean los detectores. El cercano infrarrojo recibe ese nombre por contener longitudes de onda cercanas a aquellas del visible en el espectro electromagnético. Comprende un rango de longitudes de onda de 0.75 a 5 micrones aproximadamente. Por debajo de un micrómetro las observaciones se realizan de manera similar a como se realizan en el óptico y entonces es posible el uso de fotografías y cámaras CCD. Las bandas más utilizadas del cercano infrarrojo se llaman *J*, *H*, *K* y *L* con longitudes de onda de 1.22, 1.65, 2.18 μm y 3.5 μm , respectivamente. Estas bandas también incluyen varias líneas espectrales importantes de hidrógeno de las series Paschen y Brackett. Como la radiación del cercano infrarrojo corresponde a procesos relativamente energéticos (es decir, material no tan frío), observaciones en estas bandas resultan ser mejores para trazar estrellas que material circunestelar.

El mediano infrarrojo va de 5 a 25 micrones, aproximadamente. La detección del mediano IR es posible desde la superficie de la Tierra cuando se observa en una ventana con alta transmisión (ver figura 4.1). Las bandas

principales son llamadas M , N , y Q , con longitudes de onda de 4.7, 10.5, y 20.1 μm , respectivamente. Dado que la emisión de cuerpo negro con picos alrededor de 10 a 20 μm corresponde a temperaturas del orden de 100 K, estas bandas sirven para observar material circunestelar caliente, más que a la propia estrella.

El lejano infrarrojo se compone de longitudes de onda que van de 25 a 350 micrones. Para detectar ondas en este rango se requiere hacerlo a grandes altitudes, para esto, los astrónomos se han valido de globos, aviones y satélites (ver siguiente apartado). La radiación de cuerpo negro con picos en este rango corresponde a temperaturas del orden de 10 K, así que esta emisión es un buen trazador de material relativamente frío. Como el lejano infrarrojo tiene longitudes de onda del orden de cien veces mayores a las del cercano infrarrojo, para alcanzar la misma resolución angular requiere de telescopios cien veces más grandes. Esto no es factible, así que típicamente las observaciones en el lejano infrarrojo tienen una resolución angular muy pobre.

Principales observatorios.

La mayor parte de la radiación IR es bloqueada por la atmósfera, y debido a que a medida que se gana altura el espesor de la atmósfera disminuye, se han utilizado instrumentos a bordo de cohetes, globos aerostáticos, aviones y satélites para “ver” regiones del IR que no pueden ser estudiadas desde la superficie de la Tierra.

El paso de mayor trascendencia fue el lanzamiento en 1983 del satélite IRAS (Infrared Astronomical Satellite), que en un espacio de aproximadamente 10 meses, logró detectar cerca de 350,000 fuentes infrarrojas. Luego, en 1995 el satélite IRTS (Infrared Telescope in Space) fue lanzado. El siguiente gran paso se da con ISO (Infrared Space Observatory) que opera de 1995 a principios de 1998 y mejora la resolución espacial de IRAS. Luego, el MSX (Midcourse Space Experiment) lanzado en 1996 y con cobertura en el mediano infrarrojo, logra una resolución angular mucho mayor que la de IRAS. Y así podemos seguir mencionando otros satélites como IRIS (Infrared Imaging Surveyor) y Spitzer Space Telescope, que han producido una explosión en la cantidad de datos disponibles en el IR para analizar.

4.2 Polvo.

Las estrellas nacen estando profundamente embebidas dentro de nubes, las cuales están constituidas principalmente de gas, mismo que se halla mezclado con pequeñas componentes de material en estado sólido llamado polvo. El polvo resulta ser un muy buen absorbedor de luz óptica y ultravioleta. Se estima que alrededor del 30% o más de la luz emitida por las estrellas en el universo es rerradiada por el polvo en longitudes de onda del IR (Draine, 2003).

El polvo dispersa y absorbe la luz, y por lo tanto, decimos que la extingue. Este efecto es más notorio en el visible que en el infrarrojo. Típicamente la extinción en el infrarrojo cercano es la décima parte de la extinción en el óptico. Esto suele ser sumamente importante en las regiones de formación estelar donde la extinción en el visible (A_V) puede alcanzar hasta cientos o incluso miles de magnitudes. Resulta que estas regiones son totalmente opacas en el visible, pero a veces observables en el infrarrojo.

El polvo está compuesto de silicatos y grafito, y dentro de las nubes moleculares frías se le encuentra con una cubierta de hielo sucio que consiste de moléculas como H_2O , NH_3 y CH_3OH . En las regiones de formación estelar, este manto de hielo sucio se sublimará a causa del calentamiento del medio estelar y a las ondas de choque que provocan los flujos moleculares. Este cambio de fase resulta en un enriquecimiento de las abundancias químicas en la nube, que a su vez resulta en una química más rica. Es por esto que a veces la molécula de amoniaco resulta ser tan abundante en los núcleos moleculares calientes.

4.3 Estudios en IR de la región G5.89 –0.39.

En la figura 4.2 se muestra un espectro de la región G5.89–0.39 en el infrarrojo mediano a lejano, obtenido con el espectrómetro SWS (Short Wavelength Spectrometer) del satélite ISO. El espectro fue obtenido de la base de datos de “The Aladin Sky Atlas” del “Centre de Données Astronomiques de Strasbourg”.

Como el polvo alrededor de una estrella no se encuentra a una única tem-

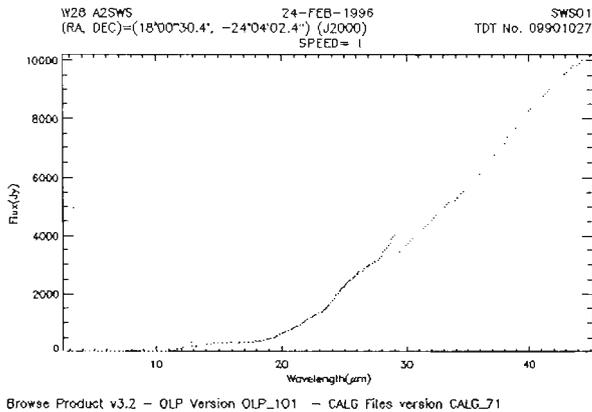


Figura 4.2: Emisión continua del polvo en la región G5.89–0.39, obtenido con el satélite ISO. Debido a que los distintos detectores usados para cubrir distintas regiones no fueron calibrados adecuadamente, vemos un quiebre en la gráfica.

peratura, sino en un intervalo de temperaturas muy próximas unas de otras, observaremos en general un espectro que resulta de la suma de varios espectros de cuerpo negro (representando cada uno un espectro de polvo a distinta temperatura). Lo que vemos en la figura 4.2 es el espectro observado de la emisión térmica del polvo, pero sólo el pedazo que corresponde a la parte creciente de una planckiana.

Con información para un rango más amplio de longitudes de onda, podríamos ver a qué longitud de onda se tiene el máximo de emisión y por lo tanto, podríamos obtener una temperatura promedio del polvo alrededor de la región G5.89–0.39. Tal información se encuentra en la figura 4.3 que muestra un modelo para el espectro de la envoltura de polvo alrededor de G5.89–0.39 desarrollado por Churchwell *et al.* (1990). La figura 4.3 (a), muestra el espectro calculado para el polvo, superpuesto sobre símbolos que representan las densidades de flujo observadas. En la figura 4.3 (b) se muestra un promedio de la temperatura del polvo como función de la distancia a la estrella central que supone el modelo para G5.89–0.39, de acuerdo al tamaño y composición de los granos. En la figura 4.3 (c) se muestra la profun-

didad óptica típica como función de la frecuencia. Estos son los resultados del tercero de 9 modelos, entre los que se variaron parámetros tales como distribución de densidad y propiedades de los granos de polvo. El modelo ajusta satisfactoriamente con la distribución de la densidad de flujo observada en el IR, en el rango de 1 mm a 1 μm . Temperaturas del polvo corren de 25 K hasta 1300 K. Por arriba de 1300 K el polvo se destruye por sublimación.

Un problema de este modelo es que está basado en datos obtenidos a relativamente baja resolución angular. En particular, el pico del espectro viene de 60 a 100 micrones, donde los datos son de IRAS, con una resolución angular de 1–2'. Los datos de ISO, en contraste, tienen una resolución angular casi 100 veces mejor. La baja resolución angular de IRAS resulta en la integración de la emisión de regiones distintas. Es decir, el polvo a distintas temperaturas contribuye a la emisión captada por el satélite, y no se pueden distinguir las zonas con polvo más caliente o más frío. El problema de la resolución angular es notorio en las imágenes de G5.89–0.3.9 tomadas por IRAS y por MSX, que se encuentran en las figuras 4.4 y 4.5. A la baja resolución de IRAS no se puede diferenciar estructura interna de la fuente; mientras que a la resolución de MSX, que es por mucho más alta a la de IRAS (parecida a la de ISO) se pueden ver detalles y estructuras impresionantes. Todo el detalle de estas estructuras está por lo tanto ausente en los datos de IRAS, que fueron usados en el modelo de Churchwell *et al.* (1990). Su modelo sirve para propiedades globales del polvo, pero es inadecuado para describir las estructuras finas que se ven en las imágenes de alta resolución.

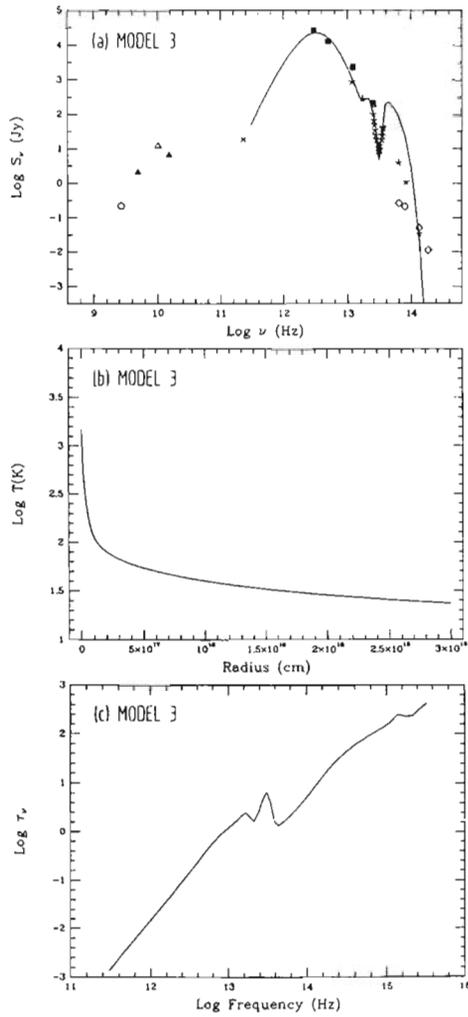


Figura 4.3: Modelo para el espectro de la envolvente de polvo alrededor de G5.89-0.39. (Churchwell *et al.*, 1990)

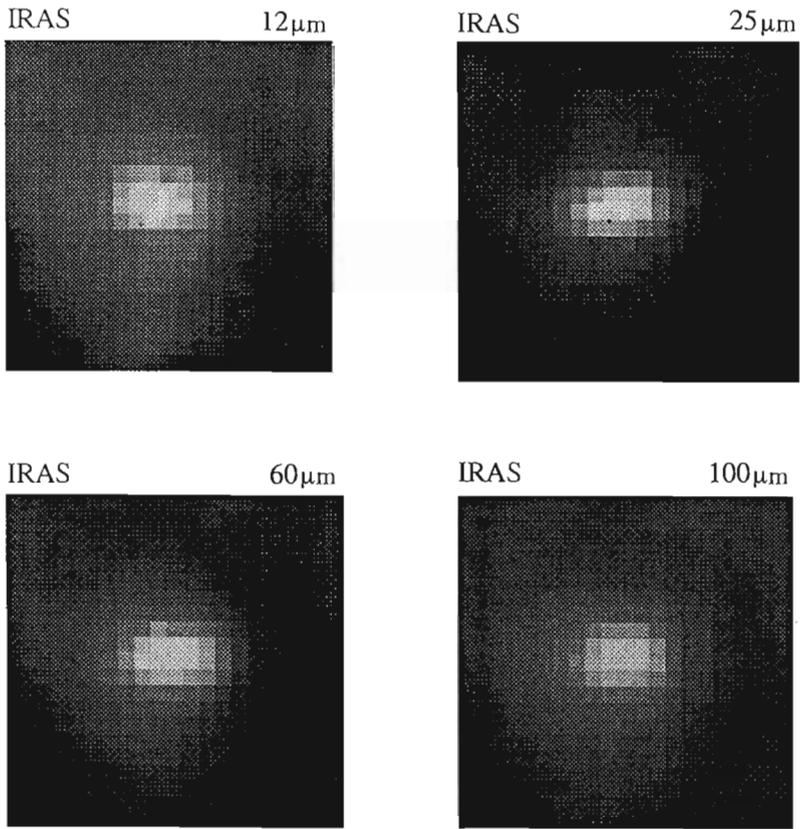


Figura 4.4: Imágenes en mediano y lejano infrarrojo del campo de G5.89–0.39. Datos del satélite IRAS. Cada imagen cubre 0.5×0.5 grados.

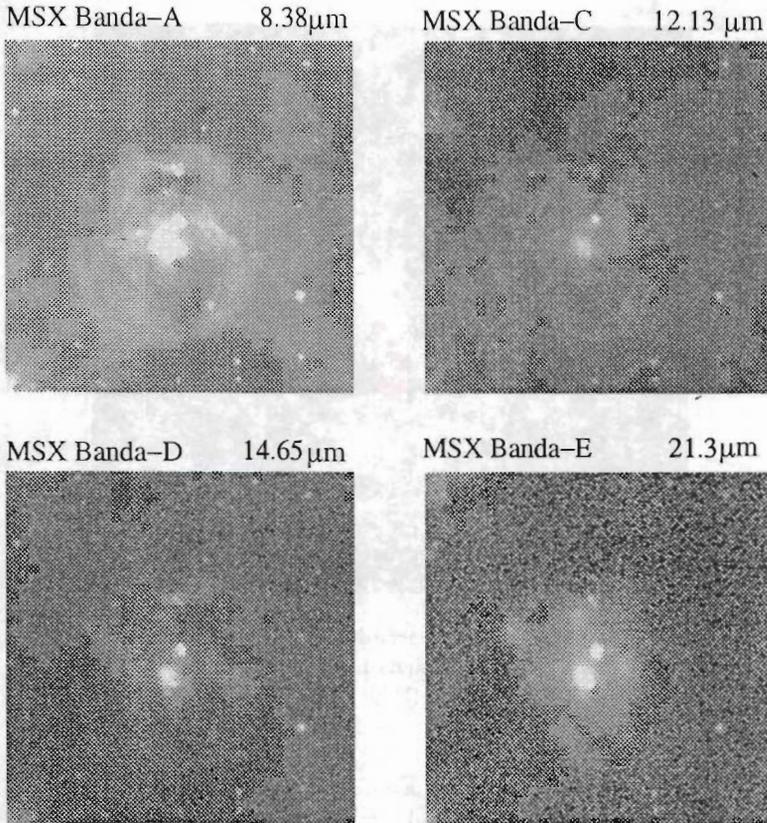


Figura 4.5: Imágenes en el mediano infrarrojo del campo de G5.89-0.39. Datos del satélite MSX. Cada imagen cubre 0.5×0.5 grados.

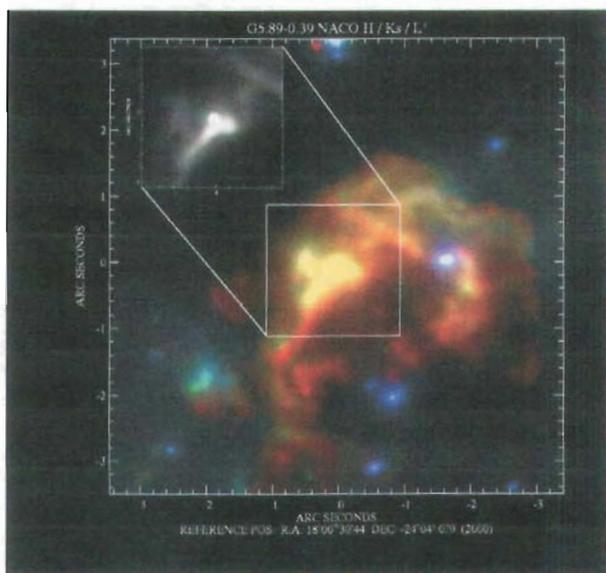


Figura 4.6: Imagen en el cercano infrarrojo del campo de G5.89–0.39. La emisión en la banda L se muestra en rojo, la emisión en K verde y la emisión en H en azul (Feldt *et al.*, 2003).

La figura 4.6 es una imagen de la emisión combinada en las bandas H, L y K de la región G5.89–0.39 tomada de Feldt *et al.* (2003). Tan alta resolución (con píxeles de 27 milisegundos de arco) es alcanzable solamente con sistemas de óptica adaptativa. En la imagen puede verse la estrella central que provoca la ionización de la región HIIUC en G5.89–0.39. La supuesta estrella excitadora, de tipo espectral O5 o más temprano, se encuentra en la posición ($0'$, $0'$). En la imagen no se muestra una cavidad central vacía, que rodea a la estrella excitadora. Dicha cavidad es fundamental en los modelos de Churchwell *et al.* (1990) y de (Feldt *et al.*, 1999), para evitar la presencia de polvo caliente que aumenta la emisión en el cercano infrarrojo.

Capítulo 5

Conclusiones

Al concluir el trabajo de esta tesis, es indispensable considerar si he logrado las metas propuestas al principio del estudio. De ser así, qué significan los resultados; de no ser así, por qué no, y plantear cómo se puede remediar el estudio. Por supuesto vale la pena considerar posibilidades para trabajo futuro.

5.1 Panorama del logro de las metas

De manera limitada sí se lograron las metas del proyecto. Esto, en el sentido de que hice los espectros de la emisión de amoniaco a partir de los cuales estimé los parámetros físicos del gas, mismos que comparé con los valores esperados para producir emisión máser de varias especies.

Viéndolo de manera global, no se lograron las metas. Esto, en el sentido de que el método que utilicé no resultó particularmente eficaz para trazar las propiedades físicas en las zonas de emisión máser. Resulta entonces necesario dar las razones de este hecho.

Seleccioné las transiciones (1,1) y (2,2) de amoniaco como trazadores por dos razones principales. La primera es que estas transiciones son trazadores de gas relativamente denso. La densidad crítica de estas transiciones de inversión del amoniaco es del orden de 10^4 cm^{-3} . Además, el amoniaco ha sido el caballo de batalla de los estudios de núcleos moleculares calientes, cuyas densidades son del orden de 10^7 cm^{-3} . Como se espera gas molecular denso

en las zonas con emisión máser, se requiere de un trazador de relativamente alta densidad, como lo es el amoniaco.

La selección de las transiciones (1,1) y (2,2) resultaba más práctica y conveniente que la selección, por ejemplo, de las transiciones (3,3) y (4,4). Esto porque se espera que las líneas (1,1) y (2,2) presenten emisión más extendida (debido a que requieren de energías de excitación más pequeñas) abarcando así una región más grande alrededor de la región HII, y por lo tanto, incluyendo mayor número de máseres. Resultaba también conveniente pues es más fácil encontrar datos de las líneas (1,1) y (2,2) dentro de la base de datos del VLA.

Es de sorprenderse que aún las líneas de (1,1) y (2,2) de relativamente baja excitación, no presentaron emisión en algunas áreas que sí presentan emisión máser. Sobre todo los máseres de metanol a 44 GHz que quedaron relativamente lejos de la emisión de amoniaco. Para excitar este máser se requiere de temperaturas del orden de 50 K y densidades mayores a 10^4 cm^{-3} , valores no muy diferentes a los que se encontraron en las posiciones A-E, así que es sorprendente que no hallara emisión de amoniaco también en las posiciones de los máseres de metanol. Sin embargo, observaciones hechas con menor resolución angular de las líneas (2,2) y (3,3) del amoniaco con el VLA (Gomez *et al.*, 1991) sugieren la presencia de emisión en la zona de los máseres de metanol. Por lo tanto, se requiere realizar observaciones adicionales de alta sensibilidad que permitan aclarar esta situación.

Esperaba que los datos analizados en esta tesis confirmaran por un lado las condiciones físicas predichas por los modelos de emisión máser en cada especie, y por otro lado, permitieran identificar diferencias en las condiciones físicas que corresponden a máseres de distintas especies (por medio de temperatura, densidad, nivel de turbulencia, etc.). El hecho de no encontrar patrones en los parámetros obtenidos (tablas 3.4 y 3.5) puede indicar que no existen diferencias significativas entre las zonas. Alternativamente, podría ser nada más un efecto estadístico, dado que solamente he analizado los datos de una región.

5.2 Trabajo Futuro

Se sugieren algunas extensiones al trabajo aquí presentado, incluyendo estudios de más fuentes, el uso de otros trazadores moleculares, y otros trazadores físicos.

En este punto lo que resulta más obvio es buscar otras regiones de formación de estrellas masivas que presenten mejores condiciones para esta clase de estudio. Por ejemplo, regiones donde la separación entre máseres de agua e hidróxilo sea más notoria, o regiones donde los máseres de metanol se encuentren más cercanos a los otros máseres. Considerar máseres a 6.7 y 12.2 GHz en metanol es aconsejable, dado que se piensa que los máseres de metanol tipo II están asociados a regiones HII. Por desgracia, relativamente pocos máseres de estas transiciones tienen buenas posiciones para fuentes visibles desde el hemisferio norte, debido a la falta de receptores a estas frecuencias en el VLA. Otra opción es la búsqueda de fuentes con emisión en amoníaco más fuerte y extendida.

Considerar otros trazadores moleculares también resulta factible. Por ejemplo, las transiciones (3,3) y (4,4) de amoníaco, por ser de más alta excitación, podrían ser mejores trazadores de las zonas de más alta densidad y temperatura. No descartamos aquí el uso de otras moléculas tales como CH_3CN , CS , o incluso CO , aunque en el último caso esto implica observaciones con arreglos milimétricos, ya que la más baja transición de CO se encuentra a una longitud de onda de 3 mm que no es accesible con el VLA.

Por último, pueden considerarse trazadores distintos a líneas moleculares. Ejemplos de esto serían líneas espectrales en el mediano y cercano infrarrojo. Las imágenes de MSX en la figura 4.4, por ejemplo, muestran emisión en una zona mucho más extendida que la de amoníaco. Concretamente, la banda-A del MSX, a 8.38 micrones, es dominada por emisión de los PAH's (hidrocarburo aromático policíclico), cuyas transiciones en el infrarrojo podrían ser utilizadas para obtener parámetros físicos del gas.

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

Apéndice A

Determinación de la densidad volumétrica de H₂

Para un estado metaestable cualquiera se tiene que las transiciones de inversión ocurren con mayor frecuencia que las transiciones a y desde otros estados rotacionales distintos, por ello podemos utilizar el modelo de dos niveles para calcular con una muy buena aproximación la densidad volumétrica de hidrógeno molecular considerando las transiciones entre sus dos niveles de inversión.

Sean n_+ la densidad volumétrica de moléculas de NH₃ en el nivel de paridad +, y n_- la densidad volumétrica de moléculas de NH₃ en el nivel de paridad -.

Las desexcitaciones (transiciones + → -) pueden darse por emisión espontánea, emisión estimulada y por colisiones con hidrógeno molecular. La emisión espontánea depende de la densidad de partículas que están en el nivel de mayor energía, n_+ , y de la probabilidad de que se de la transición hacia un estado de menor energía por unidad de tiempo, A_{\pm} . Dado que la emisión estimulada se da debido a la existencia de un fotón incidente, ésta dependerá tanto de n_+ y la probabilidad de la transición por unidad de tiempo, B_{\pm} , así como de la intensidad de la radiación disponible que provea de fotones al medio, la cual en la aproximación de Rayleigh-Jeans viene dada por

$$I_{\nu} = \frac{2k\nu^2}{c^2} \mathcal{J}_{\nu}(T_f) \quad (\text{A.A.1})$$

Por último, en colisiones con otras partículas, las poblaciones de los niveles de inversión en un estado metaestable de amoníaco pueden ganar o perder energía, y así excitarse o desexcitarse. Como las partículas colisionantes son normalmente las más abundantes en el medio, podemos considerar que estas partículas son moléculas de hidrógeno. La transición de inversión debida a colisiones depende entonces del coeficiente de desexcitación colisional γ_{\pm} , relacionado con la probabilidad por unidad de tiempo de que ocurra la transición, y de la densidad de partículas que colisionan, esto es $n(H_2)$ y n_+ .

Por otro lado, las excitaciones (transiciones $- \rightarrow +$) pueden darse por absorción o por colisiones con hidrógeno molecular. La absorción depende de la densidad de partículas que están en el nivel de menor energía, n_- , de la intensidad del campo de radiación I_ν que es fuente de fotones susceptibles de ser absorbidos, y de la probabilidad de transición por unidad de tiempo B_{\mp} . La transición de inversión debida a colisiones que le ceden energía al amoníaco, depende de la densidad de partículas que colisionan, $n(H_2)$ y n_- , así como del coeficiente de excitación colisional γ_{\mp} relacionado con la probabilidad por unidad de tiempo de que ocurra la transición.

Si consideramos que ambos niveles tienen el mismo peso estadístico, tendremos las siguientes relaciones

$$\frac{n_-}{n_+} = e^{\frac{h\nu}{kT_{ex}}} \quad (\text{A.A.2})$$

$$\gamma_{\mp} = \gamma_{\pm} e^{\frac{-h\nu}{kT_c}} \quad (\text{A.A.3})$$

$$\begin{aligned} \text{y} \quad A_{\pm} &= \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{\pm} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{\mp} \\ \Rightarrow \quad B_{\pm} &= B_{\mp} = A_{\pm} \frac{c^2}{2h\nu^3} \end{aligned} \quad (\text{A.A.4})$$

además, tenemos que la intensidad en unidades de temperatura viene dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(T) &= \frac{h\nu/k}{e^{h\nu/kT} - 1} \\ \Rightarrow \quad e^{h\nu/kT} &= \frac{\mathcal{J}(T)}{h\nu/k + \mathcal{J}(T)} \end{aligned} \quad (\text{A.A.5})$$

En el tratamiento siguiente simplificaré mi notación, y tomaré $\mathcal{J}(T_*) = \mathcal{J}_*$ y $n = n(H_2)$.

En equilibrio se tiene que el número de excitaciones es igual al número de desexcitaciones, por lo tanto

$$n_- (B_{\mp} I_{\nu} + n\gamma_{\mp}) = n_+ (A_{\pm} + B_{\pm} I_{\nu} + n\gamma_{\pm})$$

haciendo unos despejes y utilizando las ecuaciones A.A.1, A.A.3 y A.A.4 tenemos

$$\begin{aligned} \frac{n_-}{n_+} \left[A_{\pm} \left(\frac{c^2}{2h\nu^3} \frac{2k\nu^2}{c^2} \right) \mathcal{J}_f + n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c} \right) \right] &= \\ &= A_{\pm} \left[1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} \frac{2k\nu^2}{c^2} \mathcal{J}_f \right] + n\gamma_{\pm} \end{aligned}$$

sustituyendo las ecuaciones A.A.2 y A.A.5, y simplificando algunos términos obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{h\nu/k + \mathcal{J}_{ex}}{\mathcal{J}_{ex}} \left[A_{\pm} \left(\frac{k}{h\nu} \right) \mathcal{J}_f + n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c} \right) \right] &= \\ A_{\pm} \left[1 + \frac{k}{h\nu} \mathcal{J}_f \right] + n\gamma_{\pm} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{h\nu/k}{\mathcal{J}_{ex}} + 1 = \frac{A_{\pm} \left(1 + \frac{k}{h\nu} \mathcal{J}_f \right) + n\gamma_{\pm}}{A_{\pm} \left(\frac{k}{h\nu} \right) \mathcal{J}_f + n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c} \right)}$$

entonces

$$\begin{aligned}
 \frac{h\nu/k}{\mathcal{J}_{ex}} &= \frac{A_{\pm} \left(1 + \frac{k}{h\nu} \mathcal{J}_f\right) + n\gamma_{\pm}}{A_{\pm} \left(\frac{k}{h\nu}\right) \mathcal{J}_f + n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}\right)} - 1 \\
 &= \frac{A_{\pm} \left(1 + \frac{k}{h\nu} \mathcal{J}_f\right) + n\gamma_{\pm} - A_{\pm} \left(\frac{k}{h\nu}\right) \mathcal{J}_f - n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}\right)}{A_{\pm} \left(\frac{k}{h\nu}\right) \mathcal{J}_f + n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}\right)} \\
 &= \frac{A_{\pm} + n\gamma_{\pm} \left(1 - \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}\right)}{A_{\pm} \left(\frac{k}{h\nu}\right) \mathcal{J}_f + n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}\right)} \\
 &= \frac{A_{\pm} + n\gamma_{\pm} \left(\frac{h\nu/k + \mathcal{J}_c - \mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}\right)}{A_{\pm} \left(\frac{k}{h\nu}\right) \mathcal{J}_f + n\gamma_{\pm} \left(\frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}\right)} \\
 &= \frac{\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} + \frac{h\nu/k}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}}{\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left(\frac{1}{h\nu/k}\right) \mathcal{J}_f + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k + \mathcal{J}_c}} \\
 &\Rightarrow \frac{1}{\mathcal{J}_{ex}} = \frac{\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} + \frac{1}{1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}}}{\left(\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}}\right) \mathcal{J}_f + \frac{\mathcal{J}_c}{1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}}} \\
 &\Rightarrow \mathcal{J}_{ex} = \frac{\left(\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}}\right) \mathcal{J}_f + \frac{\mathcal{J}_c}{1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}}}{\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} + \frac{1}{1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}}}
 \end{aligned}$$

multiplicando por $\left(\frac{1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}}{1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}}\right)$ tenemos

$$\begin{aligned}
 \mathcal{J}_{ex} &= \frac{\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left(1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}\right) \mathcal{J}_f + \mathcal{J}_c}{\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left(1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}\right) + 1} \\
 &\Rightarrow \mathcal{J}_{ex} \left[1 + \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left(1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}\right)\right] = \mathcal{J}_c + \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left[1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}\right] \mathcal{J}_f
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \quad 1 + \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left[1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k} \right] &= \frac{\mathcal{J}_c}{\mathcal{J}_{ex}} + \left(\frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \right) \left[1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k} \right] \mathcal{J}_f \\
\Rightarrow \quad \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left[1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k} - \frac{\mathcal{J}_f}{\mathcal{J}_{ex}} - \frac{\mathcal{J}_c\mathcal{J}_f}{\mathcal{J}_{ex}(h\nu/k)} \right] &= \frac{\mathcal{J}_c}{\mathcal{J}_{ex}} - 1 \\
&= \frac{\mathcal{J}_c - \mathcal{J}_{ex}}{\mathcal{J}_{ex}} \\
\Rightarrow \quad \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left[\frac{\mathcal{J}_{ex} \frac{h\nu}{k} + \mathcal{J}_c\mathcal{J}_{ex} - \mathcal{J}_f \frac{h\nu}{k} - \mathcal{J}_c\mathcal{J}_f}{\mathcal{J}_{ex} \frac{h\nu}{k}} \right] &= \frac{\mathcal{J}_c - \mathcal{J}_{ex}}{\mathcal{J}_{ex}} \\
\Rightarrow \quad \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} \left[\mathcal{J}_{ex} \left(\frac{h\nu}{k} + \mathcal{J}_c \right) - \mathcal{J}_f \left(\frac{h\nu}{k} + \mathcal{J}_c \right) \right] &= \frac{h\nu}{k} (\mathcal{J}_c - \mathcal{J}_{ex}) \\
\Rightarrow \quad \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} (\mathcal{J}_{ex} - \mathcal{J}_f) \left(\frac{h\nu}{k} + \mathcal{J}_c \right) &= \frac{h\nu}{k} (\mathcal{J}_c - \mathcal{J}_{ex}) \\
\Rightarrow \quad \frac{A_{\pm}}{n\gamma_{\pm}} &= \left(\frac{h\nu}{k} \right) \left(\frac{\mathcal{J}_c - \mathcal{J}_{ex}}{\mathcal{J}_{ex} - \mathcal{J}_f} \right) \left(\frac{1}{\frac{h\nu}{k} + \mathcal{J}_c} \right) \\
&= \left(\frac{\mathcal{J}_c - \mathcal{J}_{ex}}{\mathcal{J}_{ex} - \mathcal{J}_f} \right) \left(\frac{\frac{h\nu}{k}}{\frac{h\nu}{k} + \mathcal{J}_c} \right) \\
&= \left(\frac{\mathcal{J}_c - \mathcal{J}_{ex}}{\mathcal{J}_{ex} - \mathcal{J}_f} \right) \left(\frac{1}{1 + \frac{\mathcal{J}_c}{h\nu/k}} \right)
\end{aligned}$$

Por lo tanto la expresión para la densidad volumétrica de hidrógeno molecular, $n(H_2)$, queda como

$$n(H_2) = \frac{A_{\pm}}{\gamma_{\pm}} \frac{\mathcal{J}_{\nu}(T_{ex}) - \mathcal{J}_{\nu}(T_f)}{\mathcal{J}_{\nu}(T_c) - \mathcal{J}_{\nu}(T_{ex})} \left[1 + \frac{\mathcal{J}_{\nu}(T_c)}{h\nu/k} \right].$$

Apéndice B

Observaciones interferométricas y reducción de datos

Debido a que en esta tesis se utilizaron datos obtenidos de la base de datos del “Very Large Array” (VLA), y a que estos fueron analizados con el paquete “Astronomical Image Processing System” (AIPS), resulta conveniente dar un breve resumen de observaciones basadas en interferómetros y el procesamiento de los datos para la futura formación de imágenes y su análisis.

B.1 Observaciones interferométricas

La región del espectro electromagnético que comprende longitudes de onda mayores a 1 mm es llamada región de radio. Para su estudio, los astrónomos se han valido de radiotelescopios, cuya tarea es medir el campo eléctrico asociado con la radiación captada.

En observaciones con un solo plato (o una sola antena) se tiene baja resolución angular (del orden de la longitud de onda observada entre el diámetro del plato). Esto representa un problema si se quieren resolver estructuras pequeñas, pero gracias a los radiointerferómetros el problema ha quedado resuelto.

Un radiointerferómetro se forma por dos o más antenas que observan la misma fuente y que se encuentran separadas a una distancia que va de me-

tros a miles de kilómetros, haciendo que la resolución angular sea del orden de la longitud de onda observada entre la máxima separación entre antenas (a la separación entre antenas se le llama *línea de base*, \overline{B}). Las señales captadas por las antenas son combinadas en tiempo real, o bien grabadas en cintas magnéticas para su posterior procesamiento, y reciben el nombre de *visibilidades*. Para una discusión detallada sobre las visibilidades, véase por ejemplo Rodríguez (1984).

Para cada par de radiotelescopios la respuesta es la multiplicación de los voltajes medidos, esto da lugar a un patrón de interferencia cuya estructura y cambios en el tiempo mientras la Tierra rota, reflejan la estructura de las radio fuentes observadas. Dichos patrones son tratados con la transformada de Fourier con el objetivo de crear mapas.

El patrón de interferencia (o patrón de sensibilidad), ya sea de una antena o de un interferómetro, está relacionado con lo que llamamos *resolución angular*, que es la capacidad de distinguir radiación proveniente de un ángulo sólido (o cono) en el cielo. Resulta que si la radiación captada por las antenas proviene de un punto que se halle sobre el eje de simetría de estas, se tiene que todos los rayos interfieren constructivamente. En cambio si los rayos de la fuente están desplazados cierto ángulo respecto del eje de simetría, tendremos zonas donde la interferencia es destructiva (y se les llama lóbulos secundarios) y una especie de cono central donde la interferencia es constructiva (llamado haz principal o haz sintetizado según si se observa con una sola antena o con un interferómetro, respectivamente). Tanto el haz principal como el haz sintetizado dan cuenta del tamaño de la estructura que puede resolverse con ellos, esto es, la resolución angular. La resolución angular de una antena de diámetro D , es la longitud de onda observada entre D , mientras que para un interferómetro, la resolución angular es la longitud de onda observada entre la máxima separación entre antenas. Dicha estructura de lóbulos resulta en un patrón de interferencia donde tenemos distintos grados de sensibilidad. La respuesta o sensibilidad de las antenas decae a medida que nos alejamos de su eje de simetría.

B.1.1 Very Large Array (VLA)

El VLA es un arreglo de 28 antenas, pero como se les da mantenimiento de manera rotativa, siempre hay al menos una fuera de funcionamiento. La

combinación por pares de las 27 antenas produce $\frac{(27)(26)}{2} = 351$ visibilidades distintas en cada corrida. Como los intervalos de integración típicos son tan sólo de algunos segundos, se producen del orden de miles o incluso millones de visibilidades en unas cuantas horas.

Las antenas que componen el VLA tienen un diámetro de 25 m y se acomodan a lo largo de tres brazos (en forma de Y). Aproximadamente cada cuatro meses se mueven las antenas a lo largo de cada brazo de manera que cambia la separación entre ellas y por lo tanto la resolución del interferómetro. Se tienen 4 configuraciones básicas llamadas A, B, C, y D siendo D la más compacta y A la más extendida. Además se tienen algunas configuraciones híbridas llamadas BnA, CnB y DnC, en donde los brazos sureste y suroeste se han movido ya hacia la próxima configuración, mientras que el brazo norte continúa en una configuración más extendida. En la configuración A se tiene una máxima separación entre antenas de 36 km, 10 km en la B, 3.6 km en la C y 1 km en la D. Para resolver estructuras más pequeñas la configuración A es la ideal (pues aquí se tienen líneas de base más grandes y por lo tanto un ángulo de resolución más pequeño), mientras que para estructuras más extensas, basta con la configuración D.

Las antenas están permanentemente equipadas con siete receptores (que manejan distintas bandas de frecuencia), además se tiene un sistema llamado "4-band", o bien de 74 MHz, pero que no está instalado permanentemente. En la tabla B.1, se muestra el intervalo de frecuencias al que son sensibles estos receptores, la longitud de onda en la que están centrados y la máxima resolución que alcanzan, esto es, en la configuración A. Los valores fueron obtenidos de la página <http://www.vla.nrao.edu>.

El VLA es capaz de procesar 5 diferentes programas de observación separando las antenas en 5 subarreglos distintos; de esta manera es factible observar 5 fuentes distintas al mismo tiempo, sin embargo, esto va en detrimento de la resolución angular que se tiene para cada objeto, y generalmente los usuarios del VLA prefieren dedicar el interferómetro en su totalidad a la observación de una sólo fuente.

Tabla B.1: Receptores disponibles para el VLA.

Receptor (Banda)	$\Delta\nu$ (GHz)	λ central (cm)	Máx. resol. (arcsec)
4	0.073 – 0.0745	400	24.0
P	0.30 – 0.34	90	6.0
L	1.34 – 1.73	20	1.4
C	4.5 – 5.0	6	0.4
X	8.0 – 8.8	3.6	0.24
U	14.4 – 15.4	2	0.14
K	22 – 24	1.3	0.08
Q	40 – 50	0.7	0.05

B.2 Reducción de datos

Debido a que la señal proveniente de una fuente es sometida a una gran cantidad de procesos antes de ser medida, resulta que las visibilidades medidas no son exactamente las verdaderas. Las visibilidades que medimos tienen incluido el efecto de la atmósfera terrestre y el efecto de la electrónica de los instrumentos con las que las señales han sido colectadas y grabadas. Es por ello que los datos requieren ser editados y calibrados para su posterior análisis.

B.2.1 Astronomical Image Processing System (AIPS)

AIPS es un sistema de procesamiento de imágenes astronómicas del Observatorio Nacional de Radio Astronomía de Estados Unidos (NRAO por sus siglas en inglés) útil para editar y calibrar datos interferométricos (principalmente obtenidos con el VLA), así como para construir, desplegar y analizar imágenes a partir de la transformada de Fourier de las visibilidades. Funciona con un lenguaje de comandos para correr “tareas” e interactuar de manera textual y gráfica; además contiene “verbos” y “adverbios”. Los verbos son utilerías semejantes a las tareas de AIPS, mientras que los adverbios son los parámetros de entrada tanto para tareas como para verbos.

Toda radio observación se hace usando filtros electrónicos que pueden ser

sintonizados para amplificar un rango específico de frecuencias (o banda de frecuencia). Podemos dividir las bandas en intervalos más pequeños llamados canales, o bien, combinar todo el rango en un solo canal. Esto da origen a dos modos básicos de observación, llamados de *continuo* y de *línea espectral*. Al cargar en AIPS datos de observaciones hechas con el VLA, resultan dos archivos, uno de *canal cero* y otro de *línea*. Ambos archivos contienen datos de todas las fuentes observadas, sólo que el archivo de canal cero es un pseudo-continuo en el sentido de que es un promedio del 75% de los canales, mientras que el archivo de línea contiene todos los canales sin promediar.

En el proceso de calibración se tiene por objetivo recuperar la señal verdadera de la fuente que se ha observado a partir de las visibilidades medidas; esto tiene que hacerse tanto en amplitud como en fase. En teoría las antenas en el interferómetro son iguales, pero las particularidades del sistema electrónico de cada una aunado a condiciones atmosféricas (por ejemplo una nube que cubra el campo de "visión" de una antena) resulta en un cambio en el voltaje que se mide en cada antena introduciendo así un factor de ruido tanto en la amplitud como en la fase de la señal. Buscamos entonces factores de corrección para cada antena. Para hallar las correcciones nos valemos de dos fuentes, a las que llamamos *calibrador de flujo* y *calibrador de fase*.

Al observar la fuente de interés, ocurre que el flujo que medimos de la radiación que proviene de ella puede variar debido a cambios intrínsecos es la propia fuente y/o debido a cambios en nuestra atmósfera. Por otro lado, cada par de antenas puede estar midiendo diferente amplitud debido a efectos de su propia electrónica. Para solucionar estos problemas y averiguar cuál es el flujo verdadero de la fuente, requerimos de una fuente puntual cuya amplitud sea conocida para poder escalar las amplitudes que medimos con diferentes pares de antenas. Esto es precisamente nuestro calibrador de flujo.

El calibrador de fase es necesario cuando se observa con un interferómetro. En observaciones con un solo plato, la fuente de interés no se resuelve, de tal manera que se le puede asignar una sola fase. Pero cuando observamos con un interferómetro, la fuente puede resolverse y la vemos como un objeto extendido, de tal manera que a distintas partes del objeto les asignamos diferentes fases, que al igual que las amplitudes, necesitan de una referencia a partir de la cual puedan medirse. Dicha referencia es una fuente puntual que esté cerca de la fuente de interés; la necesitamos cerca para comparar las

fases bajo las mismas condiciones atmosféricas. Esto es nuestro calibrador de fase.

Reducción de datos con AIPS

Existen ciertos pasos para la reducción y calibración de los datos interferométricos. Aún cuando estos pueden variar dadas las condiciones en que se observó, los siguientes pasos son generales:

- (1) Para cargar los datos en AIPS usamos la tarea FILLM; esto crea los archivos de línea y de canal cero.
- (2) Con la tarea LISTR desplegamos datos importantes acerca de cada scan que compone el programa de observación, tales como número de visibilidades en cada fuente observada, tiempo de integración, frecuencia observada, etc.
- (3) Para ver la distribución de las antenas durante las observaciones usamos la tarea PRTAN.
- (4) Identificamos visibilidades dañadas usando la tarea UVPLT para su posterior edición con TVFLG, UVFLG, WIPER, etc.
- (5) Usando las frecuencias que aparecen en LISTR y coeficientes determinados observacionalmente, la tarea SETJY calcula el flujo del calibrador de flujo en cada frecuencia en que fue observado.
- (6) Con la tarea CALIB se buscan los factores de corrección por antena de cada uno de los calibradores, y se escribe una tabla que contiene las soluciones.
- (7) Usamos LISTR en otra modalidad para verificar que las soluciones encontradas sean razonables.
- (8) Con la tarea GETJY calculamos el flujo del calibrador de fase con base en el flujo que SETJY calculó para el calibrador de flujo.
- (9) Con CLCAL se aplican la calibración a las fuentes de interés y las soluciones para el calibrador de fase; además se obtienen valores interpolados entre tiempos de observación.

- (10) Usamos de nuevo LISTR pero ahora para ver los datos de los calibradores con la calibración ya aplicada. Esto hace que todas las fases se aproximen a ceros (siendo el cero el valor para una fuente puntual en el centro del campo) y las amplitudes se aproximen a un valor constante, para darnos así una idea de cómo estaba cada antena respecto al resto durante las observaciones.
- (11) Si es necesario regresamos a flaggear más datos.
- (12) Como el archivo de canal cero contiene datos de todas las fuentes observadas, usamos la tarea SPLIT para crear un archivo que contenga datos de una sólo fuente (la fuente de interés)

Si nos interesa estudiar el continuo, a partir de SPLIT ya podemos crear una imagen y analizarla. Si nos interesa hacer un estudio de espectros, deben hacerse pasos adicionales para la reducción de los datos a partir del penúltimo paso de la reducción para el continuo.

- (1) Usamos la tarea TACOP para copiar al archivo de línea las tablas de la calibración que hicimos en el archivo de canal cero.
- (2) Hacemos otra calibración pero ahora usando la tarea BPASS donde ya sólo estamos considerando los efectos de la electrónica de cada antena como función de la frecuencia.
- (3) Revisamos la calidad de la calibración de BPASS usando la tarea POSSM. Aquí esperamos que las fases estén alrededor de cero y las amplitudes sean constantes alrededor de 1. Aquí resulta normal que los canales de las orillas presenten puntos malos pues son menos sensitivos.
- (4) Usamos SPLIT para separar las fuentes. Aquí aplicamos las tablas de calibración CL (que resultan de CLCAL) y BP (que resulta de BPASS) y la tabla de edición FG (creada cuando se editaron los datos).
- (5) Se hace un mapa de canal cero con IMAGR para identificar las fuentes intensas de continuo.
- (6) Con UVLIN se resta la emisión del continuo de los datos de línea.
- (7) De nuevo se usa IMAGR para hacer un cubo limpio de los datos de línea ya sin el continuo.

La limpieza de los mapas es necesaria debido a que lo que observamos cuando apuntamos a una fuente es en realidad la convolución de ésta con el patrón de sensibilidad de la antena o arreglo interferométrico. Dicha convolución provoca la existencia de estructuras de baja intensidad en los mapas, haciendo que estos luzcan sucios. Limpiar es justamente el proceso de deconvolucionar. La tarea IMAGR sirve para construir una imagen (o mapa) al hacer la transformada de Fourier de los datos, y limpiarla.

Autocalibración con AIPS

Otro aspecto a considerar es que cuando en una observación cambian las características de la atmósfera que atraviesa la radiación o hay problemas con la electrónica de una o varias antenas, se produce un corrimiento de fase en el voltaje medido por las antenas. Esto provoca que la señal proveniente de la fuente quede embarrada en el mapa. A esto le llamamos corrupción de fase, y no se elimina con la simple limpieza de los mapas, ya que no es un problema de deconvolución sino de calibración. La técnica más usada para minimizar la corrupción de fase es la *autocalibración*, que se aplica siempre y cuando la fuente a autocalibrar tenga una alta señal a ruido. Para una explicación detallada de esta técnica ver Rodríguez (1984).

Si se requiere hacer autocalibración, entonces la reducción de los datos se realiza de manera un poco diferente a la que he descrito anteriormente. Si al llegar al punto 10 de la reducción en el continuo vemos que una buena parte de las fases lucen mal y esto no se corrige con una nueva edición de los datos, entonces es necesario autocalibrar la fuente, pues los calibradores no pueden usarse para calibrar las fases corruptas en escalas de tiempo más cortas que las observaciones del calibrador de fase. Para autocalibrar,

- (1) Primero creamos una imagen modelo de la fuente de interés usando IMAGR. Para ello,
 - (a) Calculamos el número de componentes de la fuente que están por arriba del ruido en la imagen sucia con la ayuda de la tarea CCMRG. Con esto se crea una tabla CC que contiene esta información.
 - (b) Luego, la imagen modelo es aquella que sólo considera las componentes limpias. Para esto hay varios criterios, uno de ellos es

tomar solamente aquellas componentes limpias que tengan flujos positivos, y un uvrango que sólo tome datos a partir del flujo de la última componente limpia a considerar. Esto lo vemos con la tarea PRTCC.

- (2) Con el número de componentes y el uvrango determinado en el paso anterior, se corre la tarea CALIB para calibrar la fuente con ella misma.
- (3) Revisamos la calidad de la calibración con SNPLT usando la tabla SN que se creó en el paso anterior.
- (4) Aplicamos la tabla SN a la fuente usando CLCAL.
- (5) De aquí podemos continuar a partir del paso 10 de la reducción del continuo. Pero si lo creemos necesario, autocalibramos de nuevo hasta obtener la calidad deseada.
- (6) Una vez que estamos satisfechos y queremos hacer reducción en línea, procedemos a copiar al archivo .LINE las tablas CL y SN generadas hasta ahora para después continuar a partir del punto 2 de la reducción en línea.

Bibliografía

- Acord, J. M., Churchwell, E. y Wood, D. O. S. 1998, The Expansion Rate and Distance to G5.89–0.39, *ApJL* **495**, L107+.
- Barrett, A. H., Meeks, M. L. y Weinreb, S. 1964, High Resolution Microwave Spectra of H and OH Absorption Lines of Cassiopeia A, *Nature* **202**, 475.
- Beiser, A. 1995, *Concepts of Modern Physics*, Mexico city: Mc. Graw Hill.
- Boulanger, F., Cox, P. y Jones, A. 2000, Dust in the Interstellar Medium, en F. Casoli, J. Lequeux y F. David (editores), *Infrared Space Astronomy, today and tomorrow*, France: Springer–Verlag.
- Caswell, J. L. 1999, OH masers at 1612 and 1720MHz in star-forming regions, *MNRAS* **308**, 683.
- Caswell, J. L. 2003, Spectra of OH masers at 6035 and 6030 MHz, *MNRAS* **341**, 551.
- Caswell, J. L. 2004, OH 1720-MHz masers in southern star-forming regions, *MNRAS* **349**, 99.
- Cesaroni, R., Felli, M., Jenness, T., Neri, R. *et al.* 1999, Unveiling the disk-jet system in the massive (proto)star IRAS 20126+4104, *A&A* **345**, 949.
- Churchwell, E., Wolfire, M. G. y Wood, D. O. S. 1990, The infrared emission from dust surrounding newly formed O stars, *ApJ* **354**, 247.
- Cragg, D. M., Sobolev, A. M. y Godfrey, P. D. 2002, Modelling methanol and hydroxyl masers in star-forming regions, *MNRAS* **331**, 521.
- Cruz–González, I. 1996, Observaciones infrarrojas de regiones de formación estelar, en *Formación estelar*, México, D.F.: Fondo de Cultura Económica.

- Draine, B. T. 2003, Interstellar Dust Grains, *Annual Review of Astron and Astrophys* **41**, 241.
- Dyson, J. y Williams, D. 1997, *The Physics of the Interstellar Medium*, Bristol: Institute of Physics Publishing.
- Elitzur, M. 1976, Inversion of the OH 1720-MHz Line, *ApJ* **203**, 124.
- Elitzur, M. 1992, *Astronomical Masers*, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers.
- Elitzur, M., Hollenbach, D. J. y McKee, C. F. 1989, H₂O masers in star-forming regions, *ApJ* **346**, 983.
- Estalella, R. y Anglada, G. 1996, *Introducción a la Física del Medio Interestelar*, Barcelona: Edicions de la Universitat de Barcelona.
- Evans, N. J. 1999, Physical Conditions in Regions of Star Formation, *ARA&A* **37**, 311.
- Feldt, M., Puga, E., Lenzen, R., Henning, T. *et al.* 2003, Discovery of a Candidate for the Central Star of the Ultracompact H II Region G5.89–0.39, *ApJL* **599**, L91.
- Feldt, M., Stecklum, B., Henning, T., Launhardt, R. *et al.* 1999, High-resolution imaging of ultracompact H II regions regions. II. G5.89-0.39 revisited, *A&A* **346**, 243.
- Feynman, R., Leighton, R. B. y Sands, M. L. 1989, *The Feynman Lectures on Physics*, California: Addison–Wesley Publishing Co.
- Fontani, F., Cesaroni, R., Caselli, P. y Olmi, L. 2002, The structure of molecular clumps around high-mass young stellar objects, *A&A* **389**, 603.
- Forster, J. R. y Caswell, J. L. 1989, The spatial relationship of OH and H₂O masers, *A&A* **213**, 339.
- Franco, J. 1996, Propiedades globales del medio interestelar y de la formación estelar, en *Formación Estelar*, México, D.F.: Fondo de Cultura Económica.

- Garay, G. 1996, Estudio de regiones de formación estelar en longitudes de onda de radio, en *Formación Estelar*, México, D.F.: Fondo de Cultura Económica.
- Garay, G. y Lizano, S. 1999, Massive Stars: Their Environment and Formation, *Astronomical Society of the Pacific* **111**, 1049.
- Glass, I. 1999, *Handbook of infrared astronomy*, U.S.A.: Cambridge University Press.
- Gomez, Y., Rodriguez, L. F., Garay, G. y Moran, J. M. 1991, The dense molecular envelope around the compact H II region G5.89 - 0.39 (W28 A2), *ApJ* **377**, 519.
- Harju, J., Walmsley, C. M. y Wouterloot, J. G. A. 1993, Ammonia clumps in the Orion and Cepheus clouds, *A&AS* **98**, 51.
- Harvey, P. M. y Forveille, T. 1988, A remarkable molecular outflow in W28, *A&A* **197**, L19.
- Hatchell, J., Thompson, M. A., Millar, T. J. y MacDonald, G. H. 1998, A survey of molecular line emission towards ultracompact HII regions, *A&AS* **133**, 29.
- Ho, P. T. P. y Townes, C. H. 1983, Interstellar ammonia, *ARA&A* **21**, 239.
- Hofner, P. y Churchwell, E. 1996, A survey of water maser emission toward ultracompact HII regions., *A&AS* **120**, 283.
- Kurtz, S. 2004, Hot, Warm, and Cold Cores: Goldilocks Meets Massive Star Formation, *Journal of Korean Astronomical Society* **37**, 265.
- Kurtz, S., Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P. *et al.* 2000, Hot Molecular Cores and the Earliest Phases of High-Mass Star Formation, *Protostars and Planets IV* p. 299.
- Kurtz, S., Hofner, P. y Álvarez, C. V. 2004, A Catalog of CH₃OH 7₀-6₁ A⁺ Maser Sources in Massive Star-forming Regions, *ApJS* **155**, 149.
- Lenorzer, A. 2004, *Near-infrared spectroscopic analysis of hot massive stars*, Tesis de doctorado, Universiteit van Amsterdam.

- Mehring, D. M. y Menten, K. M. 1997, 44 GHz Methanol Masers and Quasi-thermal Emission in Sagittarius B2, *ApJ* **474**, 346.
- Olmi, L. y Cesaroni, R. 1999, High-excitation CS and C³⁴S towards ultra-compact H II regions, *A&A* **352**, 266.
- Olmi, L., Cesaroni, R., Hofner, P., Kurtz, S. *et al.* 2003, High resolution observations of the hot core in G29.96-0.02, *A&A* **407**, 225.
- Osoyo, M. 2000, *Núcleos Moleculares Calientes y la Formación de las Estrellas Masivas*, Tesis de doctorado, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Rodríguez, L. 1984, Formación y procesamiento de imágenes en la interferometría radioastronómica, *Ciencia* **35**, 163.
- Sollins, P. K., Hunter, T. R., Battat, J., Beuther, H. *et al.* 2004, Mapping the Outflow from G5.89-0.39 in SiO J = 5 → 4, *ApJL* **616**, L35.
- Stutzki, J. y Winnewisser, G. 1985, On the interpretation of hyperfine-structure intensity anomalies in the NH₃ (J, K) = (1, 1) inversion transition, *A&A* **144**, 13.
- Thompson, M. A. y MacDonald, G. H. 1999, The chemistry of the massive outflow source G5.89-0.39. I. A 330-360 GHz molecular line survey, *A&AS* **135**, 531.
- Torrelles, J. M. 1996, Núcleos moleculares densos y flujos bipolares supersónicos, en *Formación Estelar*, México, D.F.: Fondo de Cultura Económica.
- Trinidad, M. 2003, *Estudio observacional de objetos estelares jóvenes de masa intermedia y alta: máseres de agua y radiocontinuo*, Tesis de doctorado, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Velázquez, P. F., Dubner, G. M., Goss, W. M. y Green, A. J. 2002, Investigation of the Large-scale Neutral Hydrogen near the Supernova Remnant W28, *AJ* **124**, 2145.
- Vershuur, G. y Kellermann, K. (editores) 1988, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, NY: Springer-Verlag.

Wood, D. O. S. y Churchwell, E. 1989, The morphologies and physical properties of ultracompact H II regions, *ApJS* **69**, 831.

Zeng, Q. y Lou, G. F. 1990, Interstellar A-type methanol masers, *A&A* **228**, 480.