

00382
7
29

**EMISION Y ABSORCION DEL OH EN
REGIONES DE FORMACION ESTELAR**

**Abraham Ruiz García
Instituto de Astronomía
Universidad Nacional Autónoma de México**

**TESIS QUE PRESENTA
A LA FACULTAD DE CIENCIAS DE LA
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS
(FISICA)**

**TESIS CON
FALLA LE CR.GEN**

Diciembre de 1991

**Director de Tesis: Dr. Luis Felipe Rodríguez Jorge
Dr. Jorge Canté Iba
Instituto de Astronomía, UNAM**



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.

I N D I C E

CAPITULO 1. LA MOLECULA DE OH EN EL MEDIO INTERESTELAR

1.1 Introducción

1.2 Introducción Histórica

1.3 Problema Astronómico a Estudiar

a) Absorción de OH contra el fondo cósmico

b) La emisión anómala extendida de OH en regiones de formación estelar

CAPITULO 2. FISICA DE LA MOLECULA DE OH EN EL MEDIO INTERESTELAR

2.1 Niveles de Energía

2.2 Espectro Vibro-rotacional del OH

2.3 Reglas de Selección para el Espectro Vibro-rotacional

2.4 Desdoblamiento de los Niveles Rotacionales de la Molécula de OH

CAPITULO 3. OBSERVACIONES DE OH EN FLUJOS MOLECULARES

3.1 Introducción

3.2 Observaciones

a) Observaciones con Arecibo

b) Observaciones con el VLA (Very Large Array)

3.3 Resultados Observacionales para cada Región Individual

a) NGC 1333 (HH7-11)

b) L1551

i) Resultados de Arecibo

ii) Resultados del VLA

a) Resultados del Continuo en L1551

b) Resultados de Líneas en L1551

c) NGC 2071

i) Resultados de Arecibo

ii) Resultados del VLA

a) Resultados del continuo en N2071

- b) Resultados de Línea en N2071*
- d) S255-Ic2162**
 - i) Resultados de Arecibo
 - ii) Resultados del VLA
 - a) Resultados del Continuo en S255*
 - b) Resultados de Línea*
- e) L723**
- f) CRL 961**
- g) NGC 2264**
- h) Serpens**
- i) B335**

3.4 Discusión

3.5 Resumen de las Observaciones y Conclusiones

CAPITULO 4. EXCITACION DEL OH EN FLUJOS MOLECULARES

4.1 Mecanismo Físico Responsable del Enfriamiento del OH

4.2. Excitación del OH

- a) Probabilidad de Escape.**
- b) Ecuaciones de Equilibrio Estadístico.**

4.3 Modelo

4.4 Resultados Numéricos

4.5 Resultados Analíticos e Interpretación

4.6 OH Como un Posible Nuevo Trazador de Gas Chocado en los Flujos Moleculares

4.7 Conclusiones

CAPITULO 5. EMISION ANOMALA DE OH EN REGIONES DE FORMACION ESTELAR: ¿CONTRAPARTE GALACTICA DE LOS MEGAMASERES?

5.1 Introducción

5.2 Observaciones

5.3 Resultados

- a) NGC 2071**

b) Sharpless 252 (S252)

c) Serpens

5.4 Discusión

5.5 El Lejano IR Emitido por el Polvo como Responsable de la Emisión Anómala Extendida

5.6 Conclusiones

CAPITULO 6. CONCLUSIONES GENERALES

6.1 Absorción contra el fondo Cósmico

6.2 Emisión anómala extendida

APENDICE 1

Valores Para las Figuras 4.3 a la 4.11 y 5.6

APENDICE 2

Solución Analítica Para la T_x de las Líneas del Estado Base del OH

Referencias

LA MOLECULA DE OH EN EL MEDIO INTERESTELAR

1.1 Introducción

En esta tesis se estudiará la emisión y absorción de la molécula de OH en regiones de formación estelar reciente. Específicamente, nos ocuparemos de aquellas regiones donde se presenta el fenómeno de flujo molecular de alta velocidad. Este fenómeno está íntimamente relacionado con las primeras etapas de la formación estelar. Los tiempos de vida de estos flujos moleculares son del orden de $\sim 10^4$ años, aunque todavía no se ha establecido con certeza si es un fenómeno que se repite a lo largo de las primeras etapas de la vida de una estrella. Los primeros descubrimientos de este fenómeno fueron hechos al comienzo de la década de los 80's en las regiones de L1551 (Snell, Loren y Plambeck, 1980) y Cepheus A (Rodríguez, Ho y Moran, 1980). El gas molecular de alta velocidad se manifiesta por la presencia de alas extendidas en los perfiles de emisión de transiciones rotacionales de la molécula de CO.

En la actualidad la molécula de CO y su isótopo ^{13}CO siguen siendo la herramienta principal en el estudio de los flujos moleculares. El desarrollo de nuevas técnicas y sofisticados instrumentos astronómicos nos han permitido complementar los estudios de CO con los de otras moléculas tales como H_2 , H_2CO , NH_3 , CS, OH, HCN^+ , HCO^+ , H_2O y decenas más para tener una mejor idea de lo que sucede en las regiones de formación estelar. Precisamente uno de los objetivos de este trabajo es dar una visión de los flujos moleculares desde la perspectiva del OH.

Como veremos en los siguientes capítulos, con el estudio del OH se pueden dilucidar ciertas características del flujo molecular que son muy difíciles de establecer a través del CO u otras moléculas. Ejemplo de lo anterior es la recolimación a gran escala del flujo bipolar en HH7-11 por gradientes de densidad de la nube ambiente observados con la molécula de OH (Mirabel *et al.*, 1987). Este resultado complementó el patrón que siguieron Phillips y Mampaso (1991) para desarrollar un modelo que describiera la dinámica del flujo a gran escala de HH7-11 y su relación con la nube ambiente. De

la misma manera podemos argumentar en favor del estudio de los flujos hechos con otras moléculas. Por ejemplo, los modelos para discos de acreción alrededor de objetos jóvenes están apoyados entre otras cosas por las estructuras elongadas perpendiculares al flujo bipolar descubiertas en NH_3 (Torrelles *et al.*, 1983) y CS (Kaifu *et al.*, 1984). En esta tesis presentamos un estudio sistemático de la emisión y absorción del OH en los flujos moleculares asociados a regiones de formación estelar.

El material en este trabajo será presentado de la siguiente manera: En el Cap. 2 se describen algunos aspectos de la física de la molécula de OH en el medio interestelar, los cuales creemos necesarios para una mejor comprensión de lo que se verá en los capítulos siguientes (notación espectroscópica, reglas de selección, etc.). En el capítulo 3 presentamos los resultados de las observaciones de OH hechas con los radiotelescopios de Arecibo en Puerto Rico y El Arreglo Muy Grande de Radiotelescopios ("Very Large Array" = VLA) de Nuevo México, E.U.A., en dirección de 23 flujos moleculares. Como parte de la discusión veremos la manera de obtener los parámetros físicos del gas de alta velocidad a partir de la absorción del OH. Gran parte de estos resultados observacionales ya han sido publicados, no obstante, el análisis integral de todas las observaciones acumuladas por varios años nos ha permitido llegar a conclusiones nuevas y en algunos casos hasta cierto punto contradictorias con las previamente vertidas.

El capítulo 4 lo dedicamos enteramente al estudio de la excitación del OH en los flujos moleculares. Los resultados obtenidos a partir de la solución numérica de las ecuaciones de equilibrio estadístico en la aproximación de Gradientes Grandes de Velocidad nos permite entender por primera vez el problema de la absorción del OH de alta velocidad contra el fondo cósmico de 2.7 K. El capítulo 5 lo dedicamos al estudio de la emisión anómala extendida del OH en regiones de polvo caliente y su posible conexión con los máseres extragalácticos (Megamáseres). El probable mecanismo de inversión es entendido en el contexto de un modelo ya disponible en la literatura. En el capítulo 6 presentaremos las conclusiones generales de esta tesis. Finalmente se incluyen dos apéndices. En el Apéndice 1 se incluyen las tablas que contienen los valores con los cuales se hicieron las figuras 4.3 a la 4.12 y 5.8. En el Apéndice 2 presentamos los detalles algebraicos de la solución analítica de la temperatura de excitación de las líneas del estado base considerando los ocho niveles de menor energía del OH.

1.2 Introducción Histórica

El radical OH fué la primera molécula descubierta en el medio interestelar usando técnicas de radioastronomía. En Octubre de 1963 se detectó absorción del OH en dirección del remanente de supernova Casiopea-A (Weinreb *et al.*1963) usando un novedoso espectrómetro digital construido por Weinreb en el Instituto Tecnológico de Massachusetts. En 1964 un grupo australiano (Gardner *et al.*1964) midió absorción en las 4 líneas del estado base en dirección del centro galáctico encontrando que el cociente de intensidades indicaba que las transiciones estaban fuera de equilibrio termodinámico. Un año más tarde en un relevamiento de absorción contra regiones III se detectó por accidente la emisión del OH (Weaver *et al.*1965), la cual mostraba polarización lineal y circular (Weinreb *et al.*1965; Barrett y Rogers, 1966; Davies *et al.* 1966). Las peculiaridades de la emisión causaron gran confusión entre los astrónomos toda vez que el ancho del perfil indicaba que ésta provenía de un gas con temperatura del orden de 30 K mientras que el brillo de la línea correspondía a un cuerpo negro de por lo menos 10^3 K. Todas estas "extrañas" características fueron explicadas finalmente en el contexto del primer modelo de Emisión para Maser Cósmico propuesto por Litvak *et al.*(1966). Las primeras mediciones del tamaño angular de fuentes que presentaban emisión máser fueron hechas por Moran *et al.*(1968) las cuales indicaban que se trataba de regiones muy compactas (del orden de 1 AU = una unidad astronómica = 1.5×10^{13} cm) y consecuentemente de enorme brillo superficial (millones de grados). En ese mismo año Heiles (1968) observó emisión térmica de OH en dirección de nubes oscuras de gas y polvo interestelar. Paralelo a ésto Zuckerman *et al.*(1968) reportaban emisión máser en transiciones de estados excitados del radical

OH. Un año después se estableció un método para estimar la profundidad óptica a partir del cociente de intensidad de las líneas principales (el concepto de líneas principales y líneas satélites es explicado con detalle en el capítulo 2),

$$\frac{I(1667)}{I(1665)} \approx \frac{1 - e^{-\tau_{1667}}}{1 - e^{-\tau_{1665}}}, \quad (1.1)$$

donde τ_x es la profundidad óptica de las líneas principales respectivas. Podemos ver que cuando estas son ópticamente gruesas, $\tau \gg 1$, el cociente de intensidades es igual a uno. Mientras que para $\tau \ll 1$ se espera que sea igual al cociente de las profundidades ópticas que, es de 1.8 en condiciones de equilibrio termodinámico local.

Simultáneamente a las observaciones del OH en nubes moleculares (Heiles 1968, Turner y Heiles 1971, Turner 1973, Heiles y Gordon 1975 y Crutcher 1977) se iban desarrollando modelos teóricos para explicar la emisión máser de las líneas principales (Litvak *et al.* 1966; Rogers y Barrett, 1968; Litvak, 1969; Gwinn *et al.* 1973) y las líneas satélites (Elitzur 1976; Guilbert *et al.* 1978). A mediados de la década de los 80's Baan y Haschick (1984) detectaron máseres extragalácticos cuya particularidad es que son millones de veces más intensos que los máseres galácticos. Otra característica importante que distingue a estos Megamáseres (como normalmente se les conoce en la literatura) es que su emisión proviene de volúmenes grandes de espacio, lo cual los constituye como una nueva clase de máser de OH.

Las primeras observaciones sistemáticas de OH en flujos moleculares de alta velocidad las hicieron Mirabel *et al.* (1985). Es en este trabajo donde se reporta el problema de la absorción del OH contra el fondo cósmico (2.7 K). Los modelos desarrollados hasta ese momento no consideraban la posibilidad de que el OH se encontrara tan frío. Algunos admitían temperaturas de excitación por debajo de 2.7 K para las líneas satélites, las cuales se explicaban en términos de opacidades de ciertas transiciones infrarrojas. Ninguno de estos modelos predijo temperaturas de excitación, para las líneas principales, más bajas que la radiación de fondo. Entre las principales razones para esta deficiencia se encuentra el que hasta ese momento se tenía muy poca o ninguna información acerca del comportamiento del OH en colisiones con otras especies químicas. Salvo algunas excepciones, la mayoría de los modelos suponían una sección recta de colisión igual para las transiciones entre cualquiera de los estados rotacionales del OH debido a colisiones con H₂ (esta molécula es muy importante en los procesos colisionales en las nubes moleculares por ser la más abundante). En 1984 Andresen *et al.* (1984a y 1984b) realizaron dos importantes experimentos en los que reportaron ciertas asimetrías en las secciones rectas de colisión en el doblete A (en el capítulo 2 y 4 se explicará esto con mucho detalle) entre el OH y el H₂. Además se pudo establecer la paridad correcta de los estados del doblete A. Para varios modelos que admitían asimetrías en las secciones rectas de colisión para explicar la emisión máser en las líneas principales se encontró que habían asignado de manera equivocada la paridad en el doblete.

Después de un período de mucha confusión se llegó al consenso de que con la nueva asignación de la paridad y las asimetrías en las secciones rectas de colisión,

es posible tener efectos de inversión y anti-inversión en las escaleras ${}^2\Pi_{1/2}$ y ${}^2\Pi_{3/2}$ respectivamente (Andresen 1986). Guiados por la nueva información experimental, Dewangan, Flower y Alexander (1987) calculan finalmente los coeficientes de desexcitación colisional entre el OH y el H_2 . Estos reflejan, de manera dramática, asimetrías que bajo ciertas condiciones físicas pueden ser las responsables de la absorción del OH contra el fondo cósmico. Como veremos tales condiciones físicas están casi siempre presentes en los flujos moleculares de alta velocidad.

1.3 Problemas Astronómicos a Estudiar

En esta tesis vamos a estudiar dos problemas diferentes relacionados con el OH, el primero es el de la *Absorción Contra el Fondo Cósmico* y el segundo es la *Emisión Anómala Extendida Galáctica*. La principal diferencia entre estos dos problemas está en las condiciones físicas a las que está sometido el OH. En el caso de la absorción la excitación está dominada por colisiones, mientras que en la emisión anómala la radiación es la que domina los procesos de excitación. La principal aportación de esta tesis al estudio del OH astronómico es presentar posibles soluciones e interpretaciones de estos dos problemas.

a) Absorción de OH Contra el Fondo Cósmico

La evidencia observacional acumulada en los últimos 7 años acerca de la absorción del OH contra el fondo cósmico en flujos moleculares, está contenida principalmente en los trabajos de Mirabel *et al.* (1985), Clark y Turner (1987) y los nuestros (Mirabel *et al.*, 1987; Rodríguez *et al.*, 1989 y Ruiz *et al.* 1991). Estos trabajos muestran que la absorción de las líneas principales del OH es un fenómeno común en los flujos moleculares. Pese a ésto, poco se ha hecho para encontrar una explicación razonable al fenómeno de la absorción del gas de alta velocidad contra el fondo cósmico. Es decir, cuales son las razones físicas que provocan que la temperatura de excitación del OH se desacople del campo de radiación de 2.7 K. Gran parte de esta tesis la vamos a dedicar a la solución o por lo menos a una mejor comprensión del problema de la absorción de la molécula de OH en los flujos moleculares. La evidencia observacional estará encaminada a demostrar que se trata de un problema de excitación debido a las condiciones físicas particulares que prevalecen en el flujo. Aprovechando la nueva

información acerca de la excitación colisional entre el OH y el H₂, daremos resultados numéricos y analíticos que demuestran que bajo las condiciones físicas de los flujos, el OH de alta velocidad debe ser visto necesariamente en absorción contra el fondo cósmico.

b) Emisión Anómala Extendida de OH en Regiones de Formación Estelar

Como parte del relevamiento de OH en regiones de formación estelar galácticas (Mirabel *et al.* 1987) encontramos que en algunas regiones el cociente de intensidades de las líneas principales del OH (1007 / 1005 \sim 4) era significativamente mayor a 1.8 (Mirabel, Rodríguez y Ruiz 1989), el cual es esperado bajo condiciones de equilibrio termodinámico y emisión ópticamente delgada. Estos cocientes de intensidades, interesantemente coinciden con los encontrados en los máseres extragalácticos, que para la mayoría es de alrededor de 4 (Mirabel y Sanders, 1987). Por otro lado difieren de los valores de los máseres galácticos clásicos que tienen cocientes de intensidad, 1667/1665 entre 0.5 y 1.0 (Coswell, Haynes y Goss, 1980). En la última parte de esta tesis nos proponemos demostrar que la emisión anómala extendida del OH, proveniente de regiones de formación estelar con polvo caliente ($T_d \sim 60$ K), es esencialmente el mismo fenómeno que se observa en los máseres extragalácticos (conocidos como Megamáseres). Nuestros resultados observacionales muestran que las características de la emisión de las líneas principales en las regiones galácticas son similares a las de las galaxias identificadas como Megamáseres. La única diferencia es la intensidad de emisión, debido a que en los Megamáseres el OH amplifica el intenso continuo no térmico del núcleo galáctico, mientras que en las regiones galácticas la fuente de continuo es el fondo cósmico de 2.7 K. Lo que intentamos demostrar es que la emisión anómala extendida de las líneas principales del OH en regiones de polvo caliente es la contraparte galáctica del fenómeno de los Megamáseres, aunque de intensidad muchos órdenes de magnitud más débil.

CAPITULO 2

FISICA DE LA MOLECULA DEL OH EN EL MEDIO INTERESTELAR

El propósito de este capítulo es hacer un breve repaso de algunos de los conceptos básicos relacionados con la física del OH que a menudo serán usados en los siguientes capítulos. Básicamente nos concentraremos en el espectro rotacional, las reglas de selección y la notación espectroscópica relacionadas con el OH. En la primera sección vamos a estimar, a orden de magnitud, la energía involucrada en los diferentes estados energéticos que se pueden encontrar en una molécula.

2.1 Niveles de Energía

El comportamiento físico de un sistema de muchas partículas, como una molécula, se puede entender con razonable precisión a partir de métodos matemáticos aproximados, si conocemos cuales son las condiciones físicas que prevalecen o afectan al sistema. Tomemos por ejemplo el caso de una molécula diatómica. El espectro rotacional es descrito de manera muy sencilla si suponemos que ésta se comporta como un rotor rígido. Esto es cierto mientras consideremos estados rotacionales de baja energías. Sabemos que un modelo como éste es demasiado sencillo para poder describir el espectro de energía de una molécula en condiciones de laboratorio. Sin embargo, en las nubes moleculares del medio interestelar la temperatura ($T_k \sim 10K$) y densidad ($n \sim 1000cm^{-3}$) imperante son tan bajas que no hacen necesario recurrir a modelos mucho más complejos para tener una buena descripción del espectro observable de las moléculas cósmicas. (Cuando hagamos referencia al medio interestelar, nos referiremos solamente a las nubes moleculares. Si queremos hablar de otras regiones como objetos HH, remanentes de supernovas, etc., donde las condiciones de temperatura y densidad son diferentes a las mencionadas arriba, lo señalaremos en el texto.) Las condiciones físicas presentes en las nubes moleculares sólo permiten transiciones entre los niveles traslacionales (ΔE_T) y los rotacionales (ΔE_R), de todas las que pueden tener lugar en una molécula.

La variación de la energía total de una molecula la podemos escribir como,

$$\Delta E = \Delta E_T + \Delta E_R + \Delta E_V + \Delta E_e + \Delta E_N. \quad (2.1)$$

Donde ΔE_V , ΔE_e y ΔE_N son la variación en la energía vibracional, electrónica y nuclear respectivamente. Como ya mencionamos, para las moléculas cósmicas la mayoría de los términos de la ecuación (2.1) no resultan necesarios. Lo primero que podemos eliminar es la energía traslacional. Para densidades del orden de 10^8 cm^{-3} , el camino libre medio de las moléculas en las nubes interestelares es,

$$l = (n\pi\sigma_0)^{-1} \sim 10^{13} \text{ cm}. \quad (2.2)$$

Donde, $\sigma_0 \sim 10^{-16} \text{ cm}^2$, es la sección recta de colisión. Esto es equivalente a tener partículas libres en una caja de dimensiones de 10^{13} cm cuyas frecuencias de emisión, debido a las variaciones de ΔE_T son del orden de,

$$\nu = \frac{\Delta E_T}{h} = \frac{h}{8ml^2} n^2 \sim 10^{-8} \text{ Hz}. \quad (2.3)$$

Estas representan frecuencias extremadamente bajas las cuales rebotarán contra cualquier pequeña cantidad de plasma que haya a lo largo de la línea de la visual. Por esta razón podemos eliminar ΔE_T de la ecuación (2.1). El término nuclear ΔE_N es otro prescindible dado que la separación en energía de los niveles es del orden de millones de electrón-voltios (eV), lo que implica frecuencias en la región de rayos gamas (γ) y temperaturas de millones de grados. Esta situación es totalmente ajena a las nubes moleculares.

Si pensamos en la velocidad de los electrones, relativa a la velocidad de los núcleos, podemos hacer una estimación de las variaciones que tienen lugar en la energía electrónica de la molécula. Suponiendo que la energía cinética total del sistema núcleo-electrones la tienen en su totalidad prácticamente los últimos, podemos decir,

$$\Delta E_e = \frac{(\Delta p)^2}{2m} \sim \frac{h^2}{2ma_0^2} \sim 5 \text{ eV}. \quad (2.4)$$

Donde a_0 , es el tamaño típico de la molécula. El valor de la energía en la ecuación (2.4) corresponde a frecuencias ópticas y temperaturas de 10^4 K . Esto nos lleva a descartar también el término electrónico de ΔE_e .

Para estimar la energía de vibración de la molécula vamos a suponer un potencial entre los dos átomos de tipo armónico, $M\omega^2 x^2/2$, donde M es igual a la masa reducida de los dos átomos, ω es la frecuencia de vibración y x es el desplazamiento de los núcleos relativo a la posición de equilibrio. Suponiendo que x es del orden de a_0 podemos igualar la energía electrónica a,

$$\frac{M\omega^2 a_0^2}{2} \cong \frac{\hbar^2}{2ma_0^2}. \quad (2.5)$$

La energía de un oscilador armónico cuántico está dada por $\hbar\omega$. Teniendo en cuenta esto y haciendo un poco de álgebra llegamos a una expresión para la energía vibracional,

$$\Delta E_V = \hbar\omega \sim \frac{\hbar^2}{2ma_0^2} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \Delta E_e. \quad (2.6)$$

Donde m es la masa del electrón. La ecuación (2.6) implica frecuencias de 10^{12} Hz y temperaturas de 100 K . Estas últimas se observan comúnmente en regiones de formación estelar.

Para terminar con la ecuación (2.1) solo nos falta hablar del término E_R . La energía rotacional de una molécula diatómica está dada por, $\hbar^2 l(l+1)/2Ma_0^2$. Donde M es la masa reducida de los dos núcleos. Combinando con la ecuación (2.6) llegamos a una expresión para la energía rotacional en términos de E_e ,

$$\Delta E_R \sim \left(\frac{m}{M}\right) \Delta E_e. \quad (2.7)$$

En general la magnitud relativa entre las energías electrónica (E_e), vibracional (E_V) y rotacional (E_R) de una molécula diatómica es $1:(m/M)^{1/2}:(m/M)$, respectivamente.

2.2 Espectro Vibro-rotacional del OH

Según la sección anterior el estudio del OH en el medio interestelar debe de estar enfocado principalmente a sus transiciones rotacionales. Las condiciones físicas que prevalecen típicamente solo pueden excitar estados rotacionales. No obstante queda abierta la posibilidad que en regiones de gas de alta temperatura (por ejemplo, objetos HH o envoltentes de estrellas OH/IR) se den las condiciones para tener fracciones significativas de OH en estados vibracionales excitados. La vibración y rotación simultánea

de la molécula produce un efecto de acoplamiento de ambos movimientos el cual se traduce en una alteración en la energía de las transiciones rotacionales. Es decir; si la molécula vibra, la distancia internuclear cambia, por consiguiente el momento de inercia y la energía rotacional también cambian. Para ilustrar mejor lo anterior vamos a presentar un método que nos permitirá entender el movimiento vibro-rotacional del OH. La ecuación de Schrodinger para una molécula diatómica es,

$$\left[\sum_{j=1}^2 \frac{1}{m_j} \nabla_j^2 + \frac{1}{m} \sum_{i=1}^N \nabla_i^2 + \frac{8\pi^2}{h^2} V(r, R) \right] \varphi(r, R) = \frac{8\pi}{h^2} E \varphi(r, R). \quad (2.8)$$

Donde, $\varphi(r, R)$ es la función de onda total que depende de todas las coordenadas nucleares $R(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2)$ y de las electrónicas r . Los operadores Laplacianos ∇_j^2 y ∇_i^2 , operan sobre las coordenadas R y r respectivamente. $V(R, r)$ es la energía potencial que incluye las interacciones electrostáticas electrón-electrón, núcleo-electrón y núcleo-núcleo,

$$V(R, r) = \sum_{i>j}^N \frac{e^2}{|r_i - r_j|} - \sum_{i,j}^{i=N, j=2} \frac{Z_j e^2}{|r_i - R_j|} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{|R_2 - R_1|}. \quad (2.9)$$

La ecuación (2.9) la vamos a resolver a partir de la Aproximación de Born-Oppenheimer (1927). Esta consiste en resolver la ecuación de onda electrónica para una configuración fija de los núcleos (todas las coordenadas R , contantes). La idea que hay detrás de esto es que los electrones se mueven mucho más rápidamente que los núcleos lo que hace suponer que la energía electrónica alcanza siempre una situación de equilibrio a lo largo de todos los puntos del recorrido de los núcleos. Como consecuencia debemos esperar que la energía electrónica esté parametrizada en términos de las coordenadas nucleares, R (para una discusión más completa de la Aproximación de Born-Oppenheimer vea de la Peña, 1979). La ecuación de Schroedinger para la situación estacionaria es:

$$\left[\frac{h^2}{8\pi^2 m} \sum_{i=1}^N \nabla_i^2 + V(r, R) \right] \varphi(r, R) = E(R) \varphi(r, R). \quad (2.10)$$

La solución de la ec. (2.10) la proponemos como el producto de una función electrónica $\phi(r, R)$ y una nuclear $\Psi(R)$,

$$\varphi(r, R) = \phi(r, R)\Psi(R). \quad (2.11)$$

Esta ecuación la usaremos para desarrollar la solución de la ecuación (2.8). Si sustituimos (2.11) en (2.8) y simplificamos con (2.10) nos queda,

$$\sum_{j=1}^2 \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m_j} \nabla_j^2 \phi(r, R)\Psi(R) + E(R)\phi(r, R)\Psi(R) = E\phi(r, R)\Psi(R). \quad (2.12)$$

Desarrollando el primer término de la izquierda de (2.12) vemos que,

$$\sum_{j=1}^2 \nabla_j^2 \phi(r, R)\Psi(R) = \sum_{j=1}^2 [\Psi \nabla_j^2 \phi + 2(\nabla_j \phi) \cdot (\nabla_j \Psi) + \phi \nabla_j^2 \Psi]. \quad (2.13)$$

Si considerando la forma del potencial interatómico de una molécula diatómica (vea la Figura 2.1) nos damos cuenta que para desplazamientos cerca de la posición de equilibrio, la energía y la función de onda electrónica $\phi(r, R)$ varían lentamente con las coordenadas R . Esto justifica que podamos eliminar los primeros dos términos dentro del corchete en la ecuación (2.13) convirtiéndose en,

$$\sum_{j=1}^2 \nabla_j^2 \phi(r, R)\Psi(R) \cong \sum_{j=1}^2 \phi(r, R)\nabla_j^2 \Psi(R). \quad (2.14)$$

Sustituyendo (2.14) en (2.12) tenemos,

$$\sum_{j=1}^2 \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m_j} \phi(r, R)\nabla_j^2 \Psi(R) + E(R)\phi(r, R)\Psi(R) = E\phi(r, R)\Psi(R). \quad (2.15)$$

Si cancelamos $\phi(r, R)$ en ambos lados de (2.15) tenemos finalmente la ecuación de Schrodinger para el movimiento nuclear,

$$\sum_{j=1}^2 \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m_j} \nabla_j^2 \Psi(R) + E(R)\Psi(R) = E\Psi(R). \quad (2.16)$$

Es interesante ver que la energía electrónica $E(R)$ del estado en consideración entra como el potencial que determina el movimiento de los dos núcleos.

Una forma conveniente de resolver la ecuación (2.16) es escribir el Hamiltoniano total en términos de las coordenadas del centro de masa del sistema, (x, y, z) y el movimiento relativo de un núcleo con respecto al otro en coordenadas esféricas (r, θ, φ) . La relación entre el conjunto de coordenadas representadas por $(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2)$ con las nuevas coordenadas es,

$$(x, y, z) = \frac{m_1(x_1, y_1, z_1) + m_2(x_2, y_2, z_2)}{m_1 + m_2}, \quad (2.17)$$

donde,

$$x_2 - x_1 = r \sin \theta \cos \varphi, \quad (2.18a)$$

$$y_2 - y_1 = r \sin \theta \sin \varphi, \quad (2.18b)$$

$$z_2 - z_1 = r \cos \theta. \quad (2.18c)$$

En el sistema de coordenadas esféricas hemos tomado el origen en (x_1, y_1, z_1) . Se puede demostrar que si combinamos las ecuaciones (2.17) y (2.18) y las sustituimos en la ecuación (2.16), podemos escribir esta última en la forma,

$$\frac{1}{m_1 + m_2} \nabla^2 \Psi + \frac{1}{M} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \Psi + \frac{8\pi^2}{h^2} (E - E(r, \theta, \varphi)) \Psi = 0. \quad (2.19)$$

La dependencia de la energía electrónica $E(R)$, en este caso el potencial, queda en función de las coordenadas esféricas solamente. La ecuación (2.19) se puede separar en dos partes. Una que depende de (x, y, z) y la otra de (r, θ, φ) . Esto quiere decir que podemos expresar Ψ como el producto de dos funciones,

$$\Psi(r, \theta, \varphi, x, y, z) = \chi(r, \theta, \varphi) F(x, y, z). \quad (2.20)$$

Sustituyendo esta última ecuación en (2.19) nos quedan dos ecuaciones de la forma,

$$\nabla^2 F + \frac{8\pi^2}{h^2} (m_1 + m_2) E_{tras} F = 0, \quad (2.21)$$

y

$$\left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \chi + \frac{8\pi^2}{h^2} M (E + E(r, \theta, \varphi)) \chi = 0. \quad (2.22)$$

Donde la energía total está dada por, $E_T = E + E_{tras}$. Estas dos ecuaciones nos describen el movimiento de traslación, rotación y vibración de la molécula. La ecuación (2.21) es idéntica a la de una partícula libre de masa igual a $m_1 + m_2$. Al comienzo de este capítulo vimos que la contribución a la energía debida a la traslación es totalmente imperceptible, por lo que de aquí en adelante nos vamos a olvidar de la ecuación (2.21). La ecuación (2.22) describe una partícula de masa $M = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ bajo la influencia de un potencial $E(r, \theta, \varphi)$. De acuerdo con lo discutido al comienzo de la sección el potencial entre los núcleos solo depende de la separación de los mismos (vea la Figura 3.1). Esto nos permite tomar $E(r, \theta, \varphi) = V(r)$, que es una función que depende de la coordenada radial solamente. De esta forma podemos resolver la ecuación (2.22) por separación de variables, escribiendo χ como el producto de tres funciones,

$$\chi(r, \theta, \varphi) = \Xi(r) \Theta(\theta) \Phi(\varphi). \quad (2.23)$$

Sustituyendo χ en (2.22) llegamos a,

$$\frac{1}{\Xi r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Xi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\Theta r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\Phi r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{8\pi^2 M}{h^2} (E - V(r)) = 0. \quad (2.24)$$

Si multiplicamos (2.24) por, $r^2 \sin^2 \theta$, el tercer término de esta ecuación es el único dependiente de φ , lo que nos permite igualarlo a una constante que llamaremos arbitrariamente $-m^2$,

$$\frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{d^2 \Phi(\varphi)}{d\varphi^2} = -m^2. \quad (2.25)$$

Con la ayuda de esta última ecuación podemos reescribir (2.24) en la forma,

$$\frac{1}{\Xi r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Xi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\Theta r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) - \frac{m^2}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{8\pi^2 M}{h^2} (E - V(r)) = 0. \quad (2.26)$$

Figura 2.1. Potencial interatómico del OH. La parábola representa la aproximación de un potencial de tipo armónico. Las líneas horizontales indican los estados de energía vibracional. La separación de equilibrio ($R=0$) es igual a 1.2 Å. La energía de disociación es 4.38 eV. Podemos ver que el potencial de un oscilador armónico se puede usar siempre y cuando consideremos solamente los primeros tres estados vibracionales.

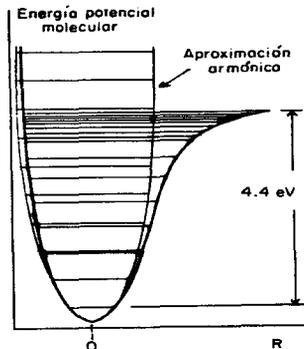
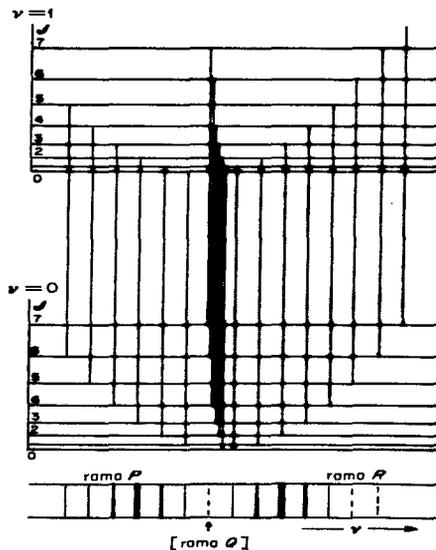


Figura 2.2. Los dos grupos de líneas horizontales representan los estados rotacionales en cada uno de los primeros dos estados vibracionales del OH (o bien cualquier molécula diatómica). Las líneas verticales indican las transiciones permitidas. Las ramas son consecuencia de las tres familias de líneas P, Q y R para cambios en el momento angular $\Delta F = \pm 1, 0$ respectivamente. En el caso de transiciones cuadrupolares es posible tener $\Delta F = \pm 2$. A estas dos familias se les denota por las letras O y S respectivamente (Field, 1966).



Si multiplicamos (2.26) por r^2 , solamente el segundo y tercer término dependen de θ por lo que los igualamos a otra constante arbitraria, $-\alpha$. Los restantes términos, dependen solamente de r , y los igualamos a α . Ahora podemos escribir las dos ecuaciones de las variables independientes θ y r en la forma,

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \Theta = -\alpha \Theta, \quad (2.27)$$

y

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Xi}{\partial r} \right) + \frac{8\pi^2 M r^2}{h^2} (E - V(r)) = \alpha \Xi. \quad (2.28)$$

La solución de las ecuaciones (2.25), (2.27) y (2.28), se obtienen de la siguiente forma: primero vemos para qué valores del parámetro m , tiene Θ soluciones aceptables. Luego buscamos para qué valores de α , tiene Θ soluciones aceptables e introducimos esos valores de α en (2.28). Finalmente vemos para qué valores de E , tiene Ξ soluciones aceptables.

El hecho que hallamos podido separar el problema en sus variables independientes r , θ y φ nos permite considerar de forma independiente los movimientos vibracionales y rotacionales de la molécula. Para desplazamientos cerca del punto de equilibrio podemos aproximar $V(r)$ por un potencial de Hooke,

$$V(r) = \frac{1}{2} k (r - r_0)^2. \quad (2.29)$$

Donde k , es la constante de fuerza de la molécula (determinada experimentalmente) y r_0 es la separación de equilibrio entre los dos núcleos. Para un potencial como éste los autovalores de la energía están dados por,

$$E_v = \hbar \omega_0 \left(v + \frac{1}{2} \right). \quad (2.30)$$

La energía debida a las rotaciones la obtenemos considerando la molécula como un rotor no rígido. Si igualamos la fuerza centrífuga con la fuerza de Hooke tenemos,

$$M r \omega^2 = k (r - r_0). \quad (2.31)$$

O bien,

$$r = kr_0 / (k - M\omega^2). \quad (2.32)$$

El Hamiltoniano clásico para un rotor no rígido es,

$$H = \frac{1}{2}Mr^2\omega^2 + k(r - r_0)^2; \quad (2.33)$$

donde $Mr^2\omega^2/2$, es la energía cinética rotacional. Sustituyendo $r - r_0$ de la ecuación (2.31) en (2.23), y recordando que el momento angular clásico es, $J = Mr^2\omega$, podemos escribir el Hamiltoniano de la molécula en la forma,

$$H = \frac{J^2}{2Mr^2} + \frac{J^4}{2kMr^6}. \quad (2.34)$$

Considerando que los armónicos esféricos $|J, m\rangle$ son autofunciones de J^2 y J^4 , los autovalores de la energía rotacional se pueden obtener a partir de,

$$\langle J, m | H | J, m \rangle = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2M} \left\langle J, m \left| \frac{1}{r^2} \right| J, m \right\rangle + \frac{\hbar^4 [J(J+1)]^2}{2kM^2} \left\langle J, m \left| \frac{1}{r^6} \right| J, m \right\rangle. \quad (2.35)$$

Para desplazamientos pequeños alrededor de r_0 , (dado que $M\omega^2/k = 1 - r_0/r \ll 1$) podemos expandir (2.32) y obtener $1/r^2 = (1/r_0^2)(1 - 2M\omega^2/k)$. Sustituyendo en (2.35) llegamos a,

$$\langle J, m | H | J, m \rangle = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2Mr_0^2} - \frac{\hbar^4 [J(J+1)]^2}{2kM^2 r_0^6}. \quad (2.36)$$

Esta ecuación la podemos reescribir como,

$$E(Hz) = BJ(J+1) - D[J(J+1)]^2. \quad (2.37)$$

Donde $B = \hbar^2/2Mr_0^2$ y $D = \hbar^4/2kM^2r_0^6$ son conocidas como las constantes de rotación y distorsión centrífuga respectivamente. Para el OH, $B = 5.66 \times 10^{11} Hz$ y $D = 5.76 \times 10^7 Hz$. Para obtener la frecuencia de transición entre dos estados rotacionales cualesquiera, sustituimos el valor J de cada uno en (2.37) y tomamos la diferencia. En general para moléculas de importancia astronómica como el CO, estas transiciones

caen en el rango de ondas milimétricas. Sin embargo para el OH estas son infrarrojas, debido al pequeño momento de inercia que tiene este radical.

Si queremos una descripción del espectro vibro-rotacional, solo bastaría combinar las ecuaciones (2.30) y (2.37). Sin embargo, debemos recordar que (2.30) es consecuencia de suponer un potencial interatómico de un oscilador armónico. Una mejor aproximación es considerar un potencial tipo de Morse (Morse, 1929; para una discusión amplia de este potencial en moléculas diatómicas, vea Pauling y Wilson, 1935) para el que los autovalores de la energía vibracional están dados por,

$$E(Hz) \cong \nu_0 \left(v + \frac{1}{2} \right) - \nu_0 \xi_0 \left(v + \frac{1}{2} \right)^2. \quad (2.38)$$

Donde ξ_0 es un parámetro que está relacionado con la energía de disociación de la molécula y la masa reducida. Para OH, $\nu_0 \xi_0 = 2.55 \times 10^{12} Hz$ y $\nu_0 = 1.12 \times 10^{14} Hz$. Una expresión más exacta que la (2.38) está dada por Chamberlain y Roesler (1954). Estos autores evalúan los coeficientes de los primeros cinco términos de la serie para la energía vibracional (Herzberg, 1950) del OH. Los valores que obtienen son menos del 1 por ciento diferentes a los obtenidos a través de la ecuación (2.38). Combinando las ecuaciones (2.37) y (2.38) llegamos finalmente a una expresión para el espectro vibro-rotacional del OH,

$$E(Hz) \cong \nu_0 \left(v + \frac{1}{2} \right) - \nu_0 x_0 \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2. \quad (2.39)$$

Las bandas espectroscópicas que se obtienen con esta ecuación caen en el óptico y el cercano infrarrojo (vea la Figura 2.3).

2.3 Reglas de Selección para el Espectro Vibro-rotacional

Las reglas de selección que gobiernan las transiciones de dipolo eléctrico $\mu = e\mathbf{r}$ del espectro vibro-rotacional de la molécula de OH son:

$$\mu \neq 0, \quad (2.40a)$$

$$\left(\frac{d\mu}{dr} \right)_{r_0} \neq 0, \quad (2.40b)$$

$$\Delta v = \pm 1, \quad (2.40c)$$

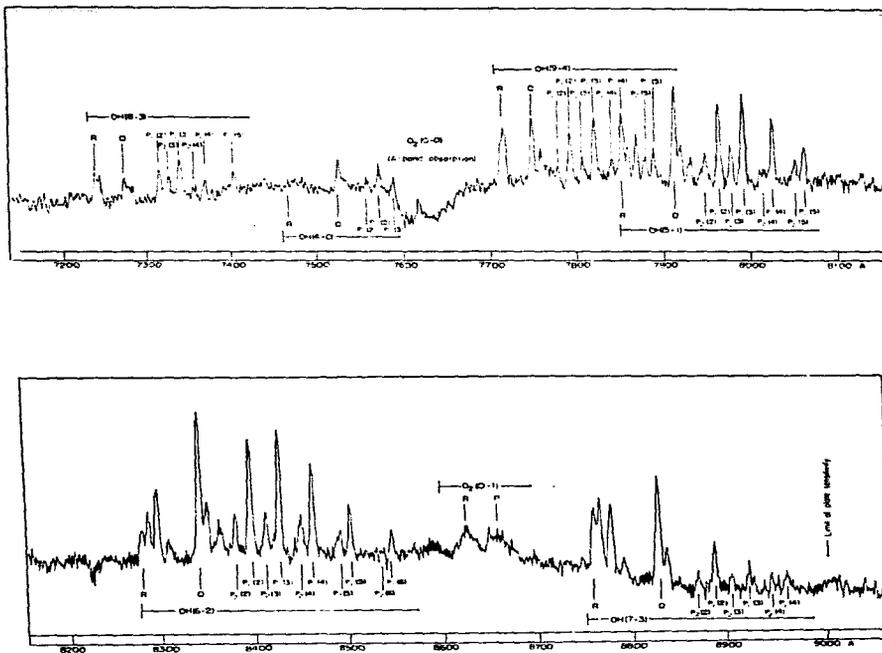


Figura 2.3. En el panel superior se muestra el espectro atmosférico donde aparecen líneas en emisión de la rama P de las bandas 8-3, 9-4, 5-1 y 4-0 del OH. El eje horizontal es la longitud de onda en Angstroms. En el panel inferior aparecen las líneas de la rama P de las bandas 6-2 y 7-3. (Ambos espectros fueron tomados de Chamberlain y Roesler, 1954)

$$\Delta J = \begin{cases} \pm 1; & \text{si } \Lambda = 0; \\ \pm 1, 0; & \text{si } \Lambda \neq 0. \end{cases} \quad (2.40d)$$

Donde r_0 es la separación de equilibrio. Si cualquiera de las ecuaciones (2.40) no se cumple, se dice que la transición es prohibida. La primera de estas ecuaciones es muy simple de entender. Si $\mu = 0$, el elemento de matriz $\langle n|\mu|m \rangle$ es cero, por lo que la probabilidad de transición por unidad de tiempo A_{nm} , es también cero, puesto que:

$$A_{nm} = \frac{4\omega^2}{3hc^3} |\langle n|\mu|m \rangle|^2. \quad (2.41)$$

La ecuación (2.40b) requiere que haya un cambio en el dipolo eléctrico, μ cuando hay un cambio en el número cuántico vibracional. La tercera y la cuarta de las ecuaciones (2.40), son las reglas de selección para el oscilador armónico y el rotor rígido respectivamente. Λ es la magnitud de la proyección del momento angular orbital electrónico \mathbf{L} , sobre el eje de simetría de la molécula. Cuando $\Lambda = 0$, la paridad está determinada completamente por J y obtenemos las mismas reglas de selección que en transiciones rotacionales puras. Si la magnitud de \mathbf{L} no es cero cada estado rotacional es doblemente degenerado debido a los dos posibles valores de la proyección ($= \pm\Lambda$). Cuando la molécula rota, la degeneración se remueve y cada estado rotacional se desdobra en dos con paridad opuesta, permitiendo transiciones entre los dos estados aunque $\Delta J = 0$. Los detalles finos relacionados con Λ se discutirán en la siguiente sección.

De acuerdo a las reglas de selección, el espectro de emisión queda determinado por una serie de líneas a ambos lados de cierta frecuencia central ω_0 . Para ver mejor esto vamos a exigir que $\Delta v = -1$, lo que nos lleva a una serie de líneas a ambos lados de ω_0 (vea la Figura 2.2). La frecuencia de cada transición está dada por,

$$\omega \approx \omega_0 + \begin{cases} 2BJ \\ -2B(J+1) \end{cases}. \quad (2.42)$$

Esta ecuación se obtiene de (2.39) eliminando los términos de segundo orden. Las series de líneas a la izquierda y a la derecha de ω_0 se conocen con el nombre de ramas P y R respectivamente. La frecuencia central ω_0 está determinada por la parte vibracional de la ecuación (2.39). Esto se debe a que las transiciones vibracionales son mucho más energéticas que las rotacionales. En la práctica es necesario considerar términos vibracionales de orden mayor que cuatro para poder resolver las transiciones rotacionales en la banda. Dado que puede haber transiciones para $\Delta J = 0$ existe otra serie de líneas

distintas a las P y R ($\Delta J \pm 1$), no descritas por la ec. (2.42), que se conoce con el nombre de rama Q correspondiente a $\Delta J = 0$.

2.4 Desdoblamiento de los Niveles Rotacionales de la Molécula de OH

El movimiento de los electrones en un átomo tiene lugar en un campo de fuerza de simetría esférica. Como consecuencia el ímpetu angular orbital \mathbf{L} es una constante de movimiento. Para moléculas diatómicas la simetría del campo es axial, por lo que solamente se conservará la proyección de \mathbf{L} sobre el eje internuclear. Esta cantidad se conoce como \mathbf{A} y representa la proyección del ímpetu angular electrónico sobre el eje de simetría de la molécula (vea la Figura 2.4). Los valores del módulo de \mathbf{A} ($A = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$) son doblemente degenerados. (Excepto para $A = 0$.) Los estados electrónicos en la molécula que corresponden a los distintos valores de A se designan como: $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$, para $A = 0, 1, 2, 3, \dots$ respectivamente.

La gran mayoría de las moléculas tienen ímpetu angular electrónico $\mathbf{L} = 0$, en su estado base. En ese caso se dice que el estado fundamental de la molécula es Σ . El OH constituye una doble excepción a la regla debido a que $\mathbf{L} \neq 0$ por lo cual el estado base es un estado Π . En moléculas como éstas, en general, el espín \mathbf{S} del electrón no apareado tiende a acoplarse con \mathbf{A} (*caso a de Hund*). Sin embargo para moléculas ligeras (que rotan muy rápido) como el OH o los hidrúridos en general, el acoplamiento entre el momento angular orbital de la molécula \mathbf{N} ($= \mathbf{A} + \mathbf{O}$, donde \mathbf{O} es el momento angular debido a la rotación de los dos núcleos) y el espín \mathbf{S} es mucho más importante que el acoplamiento de este último con \mathbf{A} (Townes y Shawlow, 1955). En esta situación se dice que la molécula pertenece al *caso b de Hund*. (En realidad el OH es una situación intermedia entre los *casos a y b de Hund*, pero la mayoría de los autores que hemos mencionado lo consideran como *caso b*). El momento angular total \mathbf{J} está dado por,

$$\mathbf{J} = \mathbf{N} + \mathbf{S}. \quad (2.43)$$

En la Figura 2.4 se muestra con vectores los distintos momentos que tienen lugar en el OH. Los acoplamientos están representados por los conos de precesión. Para el estado base del OH, ($N = A = 1$ y $S = \pm 1/2$) la ecuación. (2.43) da como resultado dos posibles valores para el momento angular, $J = 1/2$ y $J = 3/2$. Si consideramos estados rotacionales excitados ($O = 1, 2, 3, \dots$) tendremos dos secuencias de estados,

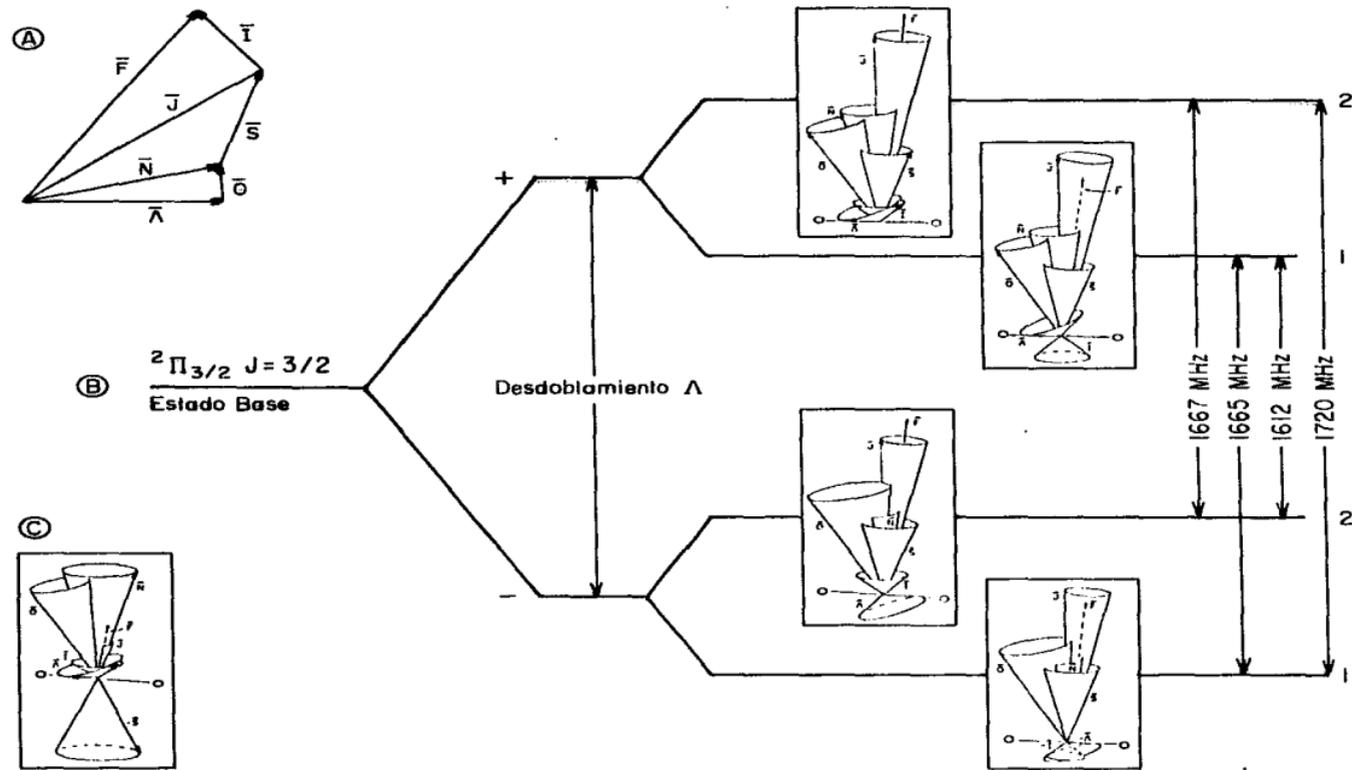


Figura 2.4. En (a) tenemos una representación vectorial de los distintos momentos que intervienen en el OH. En (b) representamos los acoplamientos que tienen lugar en cada uno de los 4 estados en que se desdobla el estado base por conos de precesión. Una observación cuidadosa de este mosaico, podemos darnos cuenta que cada estado es representado por una configuración distinta de acoplamientos. En (c) mostramos la configuración básica para la escalera $^2\Pi_{1/2}$. La principal diferencia entre ésta y la escalera $^2\Pi_{3/2}$ es que el vector \vec{S} precesa en dirección contraria. Para obtener los cuatripletos en esta escalera solo hay que invertir \vec{S} en el mosaico en (b).

$$J = N - S = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \dots, \quad (2.44a)$$

y

$$J = N + S = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \dots, \quad (2.44b)$$

con distinta energía para cada valor de J . A este par de la serie de valores se le conoce como las escaleras rotacionales ${}^2\Pi_{3/2}$ y ${}^2\Pi_{1/2}$. (El super-índice a la izquierda indica la multiplicidad electrónica y el sub-índice a la derecha indica el valor mínimo de J en la escalera.) Cada estado rotacional se denota identificando la escalera a que pertenece y separado por una coma, el valor de J del estado particular. Por ejemplo: ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = 5/2$, ${}^2\Pi_{1/2}$, $J = 3/2$, etc. El estado base para el OH es ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = 3/2$.

Como mencionamos antes, cada uno de estos estados es doblemente degenerado. No obstante cuando la molécula rota se produce un acoplamiento de \mathbf{A} con \mathbf{O} removiendo la degeneración llegando a tener dos estados de diferente energía. Para visualizar mejor esto consideremos lo siguiente: la molécula del OH tiene posibilidad de rotar con dos distintas orientaciones de la distribución electrónica del electrón Π no pareado del oxígeno, perpendicular o coplanaria al plano de rotación de la molécula. Físicamente lo que tenemos es que el momento magnético producido por la rotación de la distribución de carga en una u otra dirección es distinto. Esta diferencia trae como consecuencia una energía de interacción diferente entre los vectores \mathbf{O} y \mathbf{A} para cada orientación. Este efecto es el responsable del desdoblamiento Lambda. La diferencias en energías entre ambos estados para el OH están dadas por Van Vleck (1929),

$$E = \frac{g_A}{2} \left(J + \frac{1}{2} \right) \left[\left(2 + \frac{A}{B} \right) \left(1 + \frac{2 - A/B}{X} \right) + \frac{4(J + 3/2)(J - 1/2)}{X} \right], \quad (2.45)$$

donde,

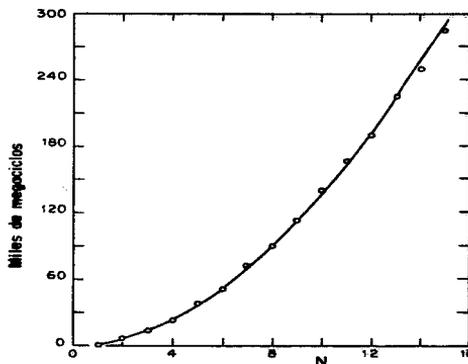
$$X = \pm \left[\frac{A}{B} \left(\frac{A}{B} - 4 \right) + 4 \left(J + \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.46)$$

El signo *positivo* se toma para la secuencia de estados de ${}^2\Pi_{3/2}$ y el signo *negativo* para ${}^2\Pi_{1/2}$. A y B son las constantes de acoplamiento de estructura fina (Energía = $\mathbf{AS} \cdot \mathbf{A}$) y rotacional, respectivamente. En la Figura 2.5 se muestra como aumenta la separación de energía entre los niveles del doblete lambda como función del estado rotacional. Otra

contribución a la energía de los niveles rotacionales del OH es la interacción hiperfina entre el electrón no apareado y el núcleo del átomo de hidrógeno. Esta interacción se traduce en una contribución más que hace que tengamos un momento angular gran total $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$, donde el vector \mathbf{I} es el espín del núcleo hidrógeno, cuyo modulo I toma los valores $\pm \frac{1}{2}$. De esta forma tenemos un desdoblamiento en cada uno de los estados del doblete lambda con valores de F dados por,

$$F = J \pm \frac{1}{2}. \quad (2.47)$$

Figura 2.5. Separación en energía (GHz) del doblete A como función del estado rotacional N. La curva continua representa el ajuste de la ecuación (2.54). Los puntos son las medidas experimentales. (Tomada íntegramente de Townes y Schawlow, 1950)



Esto hace que cada estado rotacional se desdoble en 4 estados de diferente energía. Por ejemplo, en el estado base tenemos dos para $F^{\pm} = 2$ y dos más para $F^{\pm} = 1$, como se indica en la Figura 2.4. (El super-índice en F indica la paridad del estado.) Las reglas de selección para transiciones de dipolo eléctrico permitidas entre los subniveles de cada estado rotacional son todas las combinaciones que lleven a un cambio de paridad y que cumplan con la condición que, $\Delta F = \pm 1, 0$; excepto cuando $F = 0$. De todas estas transiciones las más importantes y más estudiadas en Astronomía son las que tienen lugar en el estado base (1612, 1665, 1667 y 1720 MHz). La intensidad relativa de estas líneas en condiciones de ETL es, 1: 5: 9: 1, respectivamente. Las líneas 1665 y 1667 MHz son las más intensas y regularmente se les llama *Líneas Principales*. Las líneas 1612 y 1720 MHz son comúnmente llamadas *Líneas Satélites*. En general, para cualquier estado rotacional, las transiciones que no conllevan cambio en F son más intensas y se les llama líneas principales con relación a líneas del mismo estado en las que las transiciones impliquen $\Delta F \neq 0$.

CAPITULO 3

OBSERVACIONES DEL OH EN FLUJOS MOLECULARES

3.1 Introducción

La presencia de material molecular moviéndose a velocidades altamente supersónicas es un fenómeno común en las regiones de formación estelar reciente (Snell, Loren y Plambeck 1990; Rodríguez *et al.* 1982; Bally y Lada 1983, Lada, 1985 y muchos otros). En general el gas de alta velocidad se hace evidente en la forma de alas extendidas en los perfiles de emisión de las transiciones milimétricas de la molécula del monóxido de carbono (CO). La distribución espacial del gas de alta velocidad en torno al responsable energético no es isotrópica sino más bien forma dos flujos simétricamente opuestos con campos de velocidades corridos al rojo y al azul, respectivamente, con respecto al objeto central. Esta geometría del gas de alta velocidad es llamada de flujo bipolar, y está presente en la mayoría de los flujos, no obstante, hay muchas excepciones reportadas. Edward y Snell (1982) reportan en T Tau un flujo molecular, el cual tiene más del 90% del material de alta velocidad corrido al azul por lo que lo podemos calificar como un flujo monopolar. Recientemente Avery y Hayashi (1990) reportaron un flujo cuadrupolar en la nube oscura conocida como L723, aunque en este último caso Anglada *et al.* (1991) muestran evidencia que se trata posiblemente de dos flujos bipolares cercanos en el espacio.

A pesar de algunas detecciones importantes (Mirabel *et al.* 1985; Clark y Turner, 1987), el OH no había sido estudiado sistemáticamente en los flujos moleculares. Entre las razones para esto destacan la compleja estructura de niveles rotacionales y la posibilidad de excitación anómala de este radical, lo cual no permite una fácil interpretación de las observaciones. Por otro lado, la mayor parte de los estudios en las regiones de formación estelar estaban dirigidos a los entornos más cercanos al objeto joven estelar, responsable energético del flujo. Las condiciones de temperatura, densidad, y tamaño físico en los mencionados entornos hacen poco competitivo al OH con relación a otros agentes trazadores (NH_3 , CS, CO, etc.) para estudiar estas regiones. Sin embargo debido a la baja densidad crítica y a la posibilidad de refrigerar las

transiciones del estado fundamental rotacional por colisiones con H_2 (Mirabel *et al.*, 1985, Ruiz *et al.*, 1991 y capítulo 4 de esta tesis), el OH nos puede ayudar a entender cuál es la estructura a gran escala del flujo y su relación con la nube ambiente. Esto complementa observaciones con otras moléculas las cuales no son detectables a grandes distancias de la región central del flujo debido a efectos de excitación.

Los resultados de las observaciones del OH de alta velocidad en absorción asociado a regiones de formación estelar están concentrados principalmente en los siguientes tres trabajos: Mirabel *et al.* (1987), Rodríguez *et al.* (1989) y Ruiz *et al.* (1991), los cuales serán referidos de aquí en adelante como MRRC, RCMR y RRCM respectivamente. El primero de éstos (MRRC) consistió en un relevamiento con el radiotelescopio de 305 metros de diámetro de Arecibo de 23 flujos moleculares, previamente detectados en CO, de los cuales en 9 se detectó absorción de alta velocidad. Los dos subsiguientes trabajos fueron estudios de los que a nuestro juicio eran las fuentes más interesantes y con mejor señal a ruido para observarse con el VLA (Very Large Array). El estudio de estas fuentes constituye los dos restantes trabajos. Las fuentes observadas con ambos radiotelescopios son L1551, NGC2071 y S255.

3.2 Observaciones

En esta sección presentamos un resumen del modo en que se llevaron a cabo las observaciones en Arecibo y en el VLA. El propósito de esto es poder juzgar desde el punto de vista instrumental, la confiabilidad de los resultados que son presentados en este capítulo. La reducción de los datos de las observaciones de Arecibo se hizo con el paquete ANALYZ desarrollado en el observatorio para tal propósito. La reducción de las imágenes interferométricas obtenidas con el VLA fue realizada con el paquete AIPS (Astronomical Image Processing System) desarrollado por el Observatorio Nacional de Radio Astronomía de los E. U. A. (NRAO).

a) Observaciones con Arecibo

Las transiciones 1665 y 1667 MHz de la molécula de OH fueron observadas con la antena de 305 metros del Observatorio de Arecibo en los meses de Marzo y Abril de 1985. Las líneas satélites (1612 y 1720 MHz) se observaron en Septiembre y Octubre de ese mismo año. Para esto se usó un colector lineal de 12 metros sensible a polarización

circular izquierda y derecha, el cual está acoplado a un receptor de transistor de efecto de campo de Arseniuro de galio (18-22 GaAs FET) con una temperatura de sistema ~ 40 K. A la frecuencia observada, el ancho a potencia media del lóbulo principal de la antena es de 2'9 con una eficiencia del haz de $\eta_B \simeq 0.43$ (Kazés, Krosvisier y Aubry, 1977). La sensibilidad para una fuente puntual fué de 6.8 y 5.8 K Jy⁻¹ para las polarizaciones derecha e izquierda respectivamente. El espectrómetro autocorrelador de 1024 canales fue dividido en 4 bancos de 2.5 MHz cada uno, obteniendo una resolución por canal de 1.76 km s⁻¹ y cubriendo un rango de ~ 440 km s⁻¹ por cada banco.

Las 23 fuentes con flujos moleculares previamente observadas en CO fueron seleccionadas del catálogo de Bally y Lada (1983). Veinte de estas fuentes están localizadas en dirección del anticentro galáctico lo cual minimiza la confusión con gas en la línea de visión. En estas fuentes se observaron las dos polarizaciones de las líneas 1665 y 1667 MHz simultáneamente. El modo de hacer las observaciones fue en "beam switching" (alternado de haz) integrando 5 minutos sobre la fuente ("ON") y 5 minutos fuera de ella ("OFF"). El OFF se tomó a una distancia del ON de aproximadamente $\Delta\alpha = +6^m40^s$ en ascensión recta y a la misma declinación que el ON. De esta manera el ON y el OFF se realizan a través de la misma capa de atmósfera terrestre. Cada espectro es el resultado de (ON-OFF)/OFF. Se pudo comprobar que no hay gas de alta velocidad en la posición de los OFF's.

Las tres fuentes del interior de la Galaxia tienen latitudes galácticas mayores de 3° ($|b| \geq 3^\circ$) fuera del plano. El modo de observar estas fuentes fue el de "frequency switching" (alternado de frecuencia) moviéndonos de la frecuencia central 2.0 MHz. De esta manera evitamos alguna posible contaminación del OFF con gas del plano galáctico.

Con el propósito de investigar el campo de velocidades de la nube ambiente en HH7-11, la emisión de las líneas 1665 y 1667 MHz fué estudiada con un ancho de banda de 0.31 MHz lo cual permite una resolución por canal de 0.22 km s⁻¹. No se encontraron movimientos sistemáticos de la nube ambiente mayores que 0.5 km s⁻¹.

Las fuentes en las que se detectó absorción fuerte de alta velocidad en las dos líneas principales, fueron observadas también en las líneas satélites. El gas de alta velocidad en absorción sólo fue marginalmente detectado en algunas fuentes. Un gran problema que enfrentamos en las observaciones de las líneas satélites fue la fuerte interferencia debida a las transmisiones (1602-1615 MHz) del sistema de satélites

soviéticos GLONASS. La interferencia estuvo presente durante el 80% del tiempo de observación.

En la tabla 3.1 resumimos todos los resultados de las observaciones de Arecibo. En las columnas 2 a la 5 damos las coordenadas ecuatoriales y galácticas del centro del flujo (Bally y Lada, 1983). En la columna 6 se da la distancia en kpc a la región de formación estelar. El ancho en velocidad reportado en CO (Bally y Lada 1983) y el ancho de la absorción de OH medida en la línea 1667 MHz a -0.01 K de temperatura de antena son dadas en las columnas 7 y 8 respectivamente. La temperatura de antena integrada sobre todo el ancho en velocidad del gas al rojo y al azul son dadas en 9 y 10. En 11 tenemos la integral de la temperatura de antena de todo el OH de alta velocidad presente en el flujo (la columna 11 no es otra cosa que la suma de las columnas 9 y 10). La letra (M) indica que el valor es la suma de las integrales de la temperatura de antena sobre toda la región mapeada. La (S) es cuando se trata de la integral de un solo espectro (en general el de la posición central). El ruido rms promedio, de los espectros sin suavizar de las líneas 1665 y 1667 MHz esta dado en la columna 12. En 13 tenemos el cociente de la temperatura de antena integrada sobre el gas de alta velocidad de la 1667 sobre la 1665 MHz. En el caso de fuentes mapeadas este cociente se hace sobre la suma de las integrales de ambas líneas sobre todo el flujo. Dicho de otra manera, es el valor dado en la columna 11 dividido sobre el obtenido para la línea 1665 MHz. Las dimensiones angulares para las fuentes mapeadas están dadas en 14. La (B) y la (M) indican si el flujo es bipolar o monopolar, respectivamente. En la columna 15 se da un límite superior al porcentaje de polarización circular de la absorción de alta velocidad. El flujo en mJy por haz de antena del continuo esta dado en la columna 16. A 18 cm sólo la fuente S255 muestra un flujo considerable (1385 mJy).

Los resultados para las líneas satélites son mostrados en las columnas 17 a 20. Sólo en dos de las 5 regiones observadas en estas líneas se pudo detectar marginalmente absorción de alta velocidad. Las posiciones donde se apuntó el telescopio fueron aquellas que presentaban la más intensa absorción en las líneas principales.

b) Observaciones con el VLA (Very Large Array)

En la tabla 3.2 presentamos los parámetros observacionales para las fuentes L1551, NGC2071 y S255 estudiadas con el Radio Interferómetro VLA. En los tres

casos las 27 antenas estaban colocadas en la configuración D, la cual a la frecuencia de 1667 MHz nos da una resolución de $\sim 50''$ (para mapas con pesado natural). Todas las observaciones fueron hechas en el modo de línea espectral con ancho de banda de 3.125 MHz y 64 canales de 48.8 kHz en cada polarización, lo que nos da una resolución en velocidad de 8.8 km s^{-1} después de pesado de Hanning (en el caso de L1551 sólo se usaron 15 canales y se observó una polarización). El 75% central de todo el ancho de banda fué guardado en el canal del continuo. En todos los casos el espectrómetro fué centrado a 0.0 km s^{-1} . Debido a la gran extensión espacial de L1551 ($30'$) se decidió observar en dos campos diferentes, uno con centro de fase en el lóbulo noreste ($\alpha = 04^{\text{h}}28^{\text{m}}15^{\text{s}}.0$; $\delta = 17^{\circ}6'00''$) y el otro con centro de fase en el lóbulo suroeste ($\alpha = 04^{\text{h}}29^{\text{m}}00^{\text{s}}.0$; $\delta = 18^{\circ}05'00''$). El centro de fase en NGC2071 y S255 se tomó en el centro del flujo (Vea la Tabla 3.2).

Tabla 3.2
Parámetros Observacionales para las Fuentes L1551,
NGC 2071 y S255 observados con el VLA.

Parámetros	L1551 14 de Nov. 1985	L1551 12 Enero 1988	NGC 2071 23 de Agosto 1988	S255 25 de Agosto 1988
Centro de Fase				
$\alpha(1950)$	$04^{\text{h}} 28^{\text{m}} 15^{\text{s}}.0$	$04^{\text{h}} 29^{\text{m}} 00^{\text{s}}.0$	$05^{\text{h}} 44^{\text{m}} 30^{\text{s}}.0$	$06^{\text{h}} 09^{\text{m}} 59^{\text{s}}.0$
$\delta(1950)$	$+17^{\circ} 56' 00''$	$18^{\circ} 05' 00''$	$+00^{\circ} 20' 40''$	$18^{\circ} 00' 15''$
Calibrador de Fase	0428 + 205	0428 + 205	0529 + 075	0622 + 147
Flujo Derivado	$2.35 \pm 0.01 \text{ Jy}$	$2.35 \pm 0.01 \text{ Jy}$	$2.47 \pm 0.02 \text{ Jy}$	$2.18 \pm 0.01 \text{ Jy}$
Calibrador de Amplitud	3C286	3C286	3C48	3C48
Flujo Adoptado	$13.55 \pm 0.1 \text{ Jy}$	$13.55 \pm 0.1 \text{ Jy}$	$14.1 \pm 0.28 \text{ Jy}$	$14.0 \pm 0.20 \text{ Jy}$
Has sintetizado	$50'' \times 50''$	$50'' \times 50''$	$56'' \times 52''$	$54'' \times 50''$

3.3 Resultados Observacionales para cada Región Individual

En esta sección presentamos los resultados para cada una de aquellas regiones en las que se detectó OH en absorción de alta velocidad. Para las fuentes que fueron observadas con ambos radiotelescopios (Arecibo y VLA) los resultados serán discutidos simultáneamente. Se mapearon aquellas que presentaban una buena relación señal a

ruido y que tenían extensiones significativamente mayores que 2.9 minutos de arco.

a) NGC 1333 (HH7-11)

Al sur de la nebulosa de reflexión NGC 1333 se encuentra el grupo de objetos Herbig-Haro denominados HH7-11. Asociado a estos objetos Edwards y Snell (1983) encontraron en CO un flujo molecular de alta velocidad. El primer viento neutro reportado de un objeto estelar joven fué detectado en esta fuente (Lizano *et al.* 1988) Recientemente Garden, Russell y Burton (1990) reportan emisión de la línea de H₂ $v = 1 \rightarrow 0 S(1)$ la cual forma un "jet" bien colimado a través de la línea de objetos HH7-11.

En la Figura 3.1 mostramos un mapa de la temperatura de antena integrada de la línea 1667 MHz en absorción de alta velocidad en HH7-11. Los lóbulos al rojo y azul del OH de alta velocidad quedan parcialmente sobrepuestos, similarmente a lo que ocurre en el CO, teniendo los máximos de absorción para los dos campos de velocidad desplazados uno del otro. A pesar de que nuestro mapa fue hecho con un haz de antena más grande que el mapa de CO (Edwards y Snell; 1983) no hay duda de la similitud del flujo trazado en ambas moléculas. En los dos casos (OH y CO) el máximo de la intensidad integrada sobre el campo de velocidades negativas está centrado aproximadamente sobre los objetos HH7-11.

Una comparación detallada muestra que el flujo molecular trazado por el OH se extiende a mayor distancia de la fuente central que el trazado por el de CO. Según Cohen y Schwartz (1980) la estrella SSV 13, $\alpha(1950) = 3^h 25^m 58^s.1$, $\delta(1950) = 31^\circ 05' 45''$, es la responsable de la excitación del flujo. El flujo de OH al azul se extiende varios minutos al suroeste hacia una región de baja densidad columnar de la nube ambiente. En el panel de la derecha de la figura 3.1 mostramos un mapa de la temperatura de antena pico de la emisión de la línea 1667 MHz proveniente de la nube ambiente. Esta emisión fué corregida extrapolando la absorción en los canales adyacentes. Sabemos que si la transición es ópticamente delgada, la emisión es proporcional a la densidad columnar. El cociente entre las líneas 1667/1665 ~ 1.6 , sugiere que la transición es delgada.

Una comparación entre ambos paneles de la Figura 3.1 nos sugiere que la extensión del lóbulo azul en la dirección sureste de HH7-11 coincide con un gradiente decreciente de densidad columnar de la nube ambiente. En contraste, en la parte noreste del flujo la absorción cae rápidamente desde el punto de mayor absorción

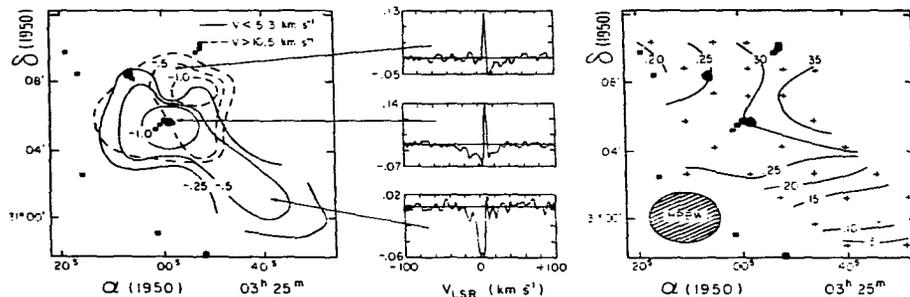


Figura 3.1. En el panel a la izquierda se muestra un mapa de absorción de alta velocidad de la línea 1667 MHz integrada sobre el ancho en velocidad en HH7-11. Las unidades son K km s^{-1} . Las líneas entrecortadas representan gas al rojo mientras que las continuas representan gas al azul. Los cuadrillos negros representan la posición de objetos HH (Edward y Snell, 1988). El triángulo indica la posición de la fuente excitadora $\alpha(1950) = 03^{\text{h}}26^{\text{m}}58^{\text{s}}$, $\delta(1950) = 31^{\circ}05'46''$ (Cohen y Schwartz 1980). Al centro se muestran 3 espectros tomados en distintos puntos del flujo. En el panel de la derecha presentamos un mapa del pico de temperatura de la línea 1665 MHz de la nube ambiente. Al comparar ambos paneles vemos que el flujo azul se extiende en dirección de gradientes decrecientes de densidad columnar de la nube ambiente. (Tomada de Mirabel *et al.* 1987.)

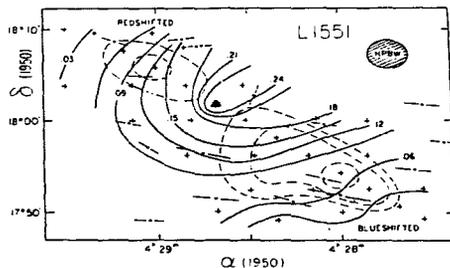


Figura 3.2. En líneas entrecortadas se muestra el flujo de alta velocidad de OH en absorción en la región de L1551 hecho por Mirabel *et al.* (1985). Sobrepuesto a éste mostramos con líneas continuas un mapa de temperatura pico de la 1667 MHz. Vemos que tanto el flujo al rojo como al azul se extiende en dirección de gradientes decrecientes de densidad columnar de la nube ambiente. La dirección a gran escala del campo magnético es indicada por las líneas rectas (Vrba, Strom y Strom, 1976). Las cruces indican la posición donde se colocó el centro del haz de antena. El triángulo señala la posición de L1551 IRS5, fuente excitadora de este flujo. (Tomada de Mirabel *et al.* 1987.)

al rojo hasta desaparecer en una distancia menor a un haz de antena. Precisamente en esa zona se observa un incremento rápido en la densidad columnar de la nube.

Para investigar la posibilidad de que el movimiento supersónico observado en OH no es debido a movimientos sistemáticos de la nube ambiente se observaron 8 posiciones a lo largo del eje mayor del flujo con una resolución espectral de 0.22 km s^{-1} . No se encontraron corrimientos en el pico de la emisión mayores a 0.5 km s^{-1} . Esto implica que la nube ambiente asociada con NGC 1333 no es perturbada significativamente por el flujo asociado a HH7-11. De igual forma Torrelles *et al.* (1983) concluyen en su estudio de amoníaco en otras regiones con flujos moleculares que la nube ambiente densa no es acelerada de manera notable por el flujo.

Un espectro de las líneas 1612 y 1720 MHz tomado en la posición central del flujo no muestra absorción de alta velocidad más allá de 3σ .

b) L1551

i) Resultados de Arecibo

En la nube oscura de L1551 se encuentra el arquetipo y el más estudiado de todos los flujos moleculares. A pesar de un sinnúmero de investigaciones, aún no queda claro cual es el mecanismo responsable de la colimación del flujo bipolar. Los mapas de radiocontinuo de Bieging y Cohen (1985) y Rodríguez *et al.* (1986) sugieren que la colimación es producida en un entorno de $0''.1 (\approx 20 \text{ AU}; \text{tomando } 160 \text{ pc de distancia})$ de la fuente central. Strom *et al.* (1985) hacen un estudio en IR y concluyen que alrededor de L1551 IRS5 existe una estructura en forma de disco de unas 400 UA de diámetro, más o menos perpendicular al eje mayor del flujo bipolar. Kaifu *et al.* (1984) reportan un toroide de CS alrededor de IRS5 de unos $2' (0.1 \text{ pc})$ de diámetro el cual puede ser el responsable de la colimación del flujo a esa escala.

Nuestro estudio del OH de alta velocidad en L1551 fue motivado principalmente por los resultados de Mirabel *et al.* (1985). Estos autores mapean completamente la fuente y encuentran que el flujo en OH se extiende a mayor distancia que el trazado por otras moléculas. Usando los mismos espectros tomados por Mirabel y colaboradores en Arecibo hicimos un estudio de la emisión de la nube ambiente con el propósito de investigar la posible existencia de alguna relación entre la geometría del flujo con la

densidad columnar de la nube ambiente.

En la Figura 3.2 presentamos el mapa de OH de alta velocidad hecho en Arecibo (Mirabel *et al.* 1985) y sobrepuesto a éste, los contornos de temperatura pico de antena corregida por la absorción para la línea 1667 MHz. Estos contornos de temperatura son muy similares a la distribución de la absorción de H₂CO a 6 cm (Sadqvist y Bernes 1980), la cual fue medida con un haz de antena igual al de Arecibo. Vemos que para escalas mayores a 0.1 pc el flujo de alta velocidad (tanto en OH como en CO) es colimado en dirección de gradientes decrecientes de densidad columnar de la nube ambiente. Es interesante ver también en esta figura que el eje mayor del flujo molecular coincide dentro de un ángulo de aproximadamente 30° con la dirección del vector de polarización lineal de la luz de estrellas de fondo (Vrba, Strom y Strom, 1976). O sea, la alineación del flujo molecular coincide dentro del ángulo señalado con la dirección del campo magnético.

En las líneas satélites tomamos un espectro en la dirección del máximo de absorción de 1667 MHz en el lóbulo azul ($\alpha(1950) = 04^h 28^m 01.^s 2$, $\delta(1950) = 17^\circ 54' 10''$). Se detectó OH de alta velocidad en ambas líneas (1612 y 1720 MHz) pero no mucho más intenso que a 3σ del espectro (vea Tabla 3.1). Tomando el cociente de la absorción en las líneas satélites y las líneas principales en la mencionada posición encontramos, después de considerar las incertidumbres en las medidas, que éstas tienen una relación consistente con intensidades relativas de 1:5:9:1 para las transiciones 1612, 1665, 1667 y 1720 MHz. Estos resultados sugieren que las 4 transiciones son ópticamente delgadas y comparten la misma temperatura de excitación.

ii) Resultados del VLA

a) Resultados del Continuo en L1551

En la Figura 3.3 presentamos los mapas hechos con el canal del continuo de los dos campos observados en L1551. Un total de 17 fuentes de continuo fueron detectadas en ambos campos. En la Tabla 3.3 damos los parámetros de estas fuentes con el flujo ya corregido por la respuesta del haz primario de la antena del VLA. La fuente número 8 está asociada con IRS5, responsable de la excitación del flujo bipolar en L1551. El flujo obtenido en esta fuente a 18 cm es 4 ± 1 mJy, el cual es consistente con el reportado a

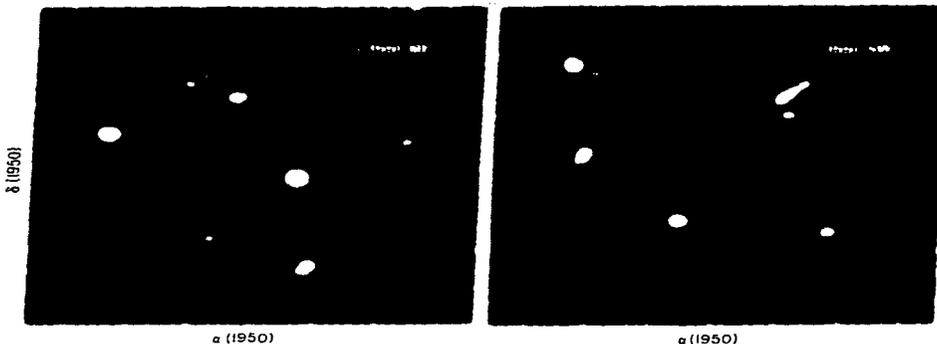


Figura 3.3. En los paneles izquierdo y derecho presentamos los mapas del continuo en 18 cm de los campos noroeste y sureste respectivamente en la región de L1551. Las zonas brillantes numeradas representan las fuentes de continuo detectadas. La número 8 corresponde a IRS-5, responsable de la excitación del flujo bipolar. (Tomada de Rodríguez *et al.* 1989.)

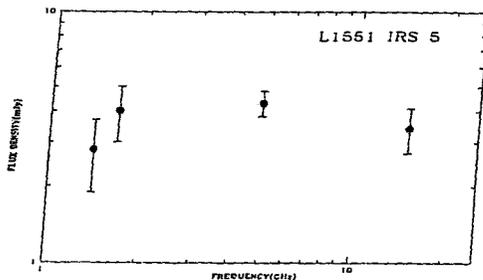


Figura 3.4. Espectro de L1551 IRS-5 entre 1.4 y 14.9 GHz. Este espectro plano es consistente con la emisión libre-libre de un plasma ópticamente delgado. (Tomada de Rodríguez *et al.* 1989.)

Tabla 3.3
Fuentes de Continuo a 18 cm en la Región de L1551

Fuente	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$	Flujo a 18 cm (mJy)
1	04 ^h 27 ^m 34. ^s	17° 49' 51"	5
2	04 27 47.9	17 50 39	14
3	04 27 58.0	18 00 06	8
4	04 27 59.2	18 01 33	12
5	04 28 04.3	17 59 54	4
6	04 28 23.6	17 51 36	23
7	04 28 23.9	18 07 02	7
8	04 28 40.2	18 01 42	4
9	04 28 46.7	17 56 54	15
10	04 28 50.0	18 04 11	41
11	04 29 05.1	18 10 39	14
12	04 29 06.7	18 00 57	3
13	04 29 10.1	17 59 15	5
14	04 29 15.1	18 00 24	4
15	04 29 16.4	18 11 45	6
16	04 29 32.4	17 55 00	6
17	04 29 35.4	18 07 39	41

6 y 20 cm por Snell *et al.* (1985) y Snell y Bally (1986). En la figura 3.4 se muestra el espectro de L1551 IRS-5 entre 1.4 - 14.9 GHz, cuya forma plana es característica de la emisión de un plasma ópticamente delgado. El flujo en 14.9 GHz se estimó de los resultados de Rodríguez *et al.* (1986).

Se puede argumentar que las 16 fuentes restantes que aparecen en la figura 3.3 son fuentes de fondo. Según Condon (1984) y argumentaciones de Rodríguez *et al.* (1989c), a 1.7 GHz el número esperado de fuentes de radio de fondo por minuto de arco cuadrado con flujo igual o mayor a S_0 (mJy) es,

$$\langle N \rangle = 0.028 S_0^{-0.7} (\text{arcmin})^{-2}. \quad (3.1)$$

El área total en ambos campos en L1551 es $\sim 1.1 \times 10^8 \text{ arcmin}^2$. Si tomamos $S_0 = 3 \pm 1 \text{ mJy}$, en todo el campo debemos de esperar 14 ± 5 fuentes de radio con flujo mayor a 3 mJy . Esto quiere decir que el número de fuentes de campo que aparecen son del orden de lo esperado.

En la posición de la absorción del OH de alta velocidad no se detectaron fuentes de continuo. Esto nos permite concluir, que la absorción se produce contra el fondo cósmico ($T_{bg} \approx 2.7 \text{ K}$) mas una pequeña contribución ($\sim 1 \text{ K}$) de la galaxia. Lo que quiere decir que la temperatura de excitación de la 1667 MHz es en extremo baja, $T_x \leq 3.8 \text{ K}$.

b) Resultados de línea en L1551

En la Figura 3.5 mostramos un mapa de la absorción de alta velocidad de la línea 1667 MHz . Este mapa de línea se obtiene de restar del mapa de línea más continuo, el mapa de continuo. Este último está formado por el promedio de 8 canales libres de emisión o absorción de línea. En el lóbulo azul se detectó absorción a 6 km s^{-1} y el lóbulo al rojo a 14.8 km s^{-1} . En ambos casos la absorción es bastante débil pero el hecho que aparezca sobre los máximos de absorción del mapa de Arecibo nos da confianza de que es real. La bipolaridad espacial en el campo de velocidades confirma los resultados de Arecibo.

Uno de los resultados más interesantes es la distribución del OH con respecto al CO. En la Figura 3.6 sobreponemos el mapa de CO de alta velocidad obtenido por Snell y Schloerb (1985) con nuestro mapa de OH de alta velocidad. De esta figura se ve claramente que el OH de alta velocidad aparece a mucha más distancia de la fuente central que el CO. Mirabel y colaboradores habían llegado a la misma conclusión con los resultados de Arecibo. Por otro lado el OH es detectado en las partes más distantes del flujo molecular y su distribución no es simétrica con respecto a los lóbulos de CO. La absorción en el lóbulo azul está corrida un tanto hacia el este con relación al CO mientras que la absorción en el lóbulo rojo está corrida al oeste del lóbulo de CO. Es interesante notar que la absorción de OH en L1551 (Figura 3.6) coincide espacialmente con grupos de objetos HH recientemente descubiertos por Rodríguez *et al.* (1989b) y

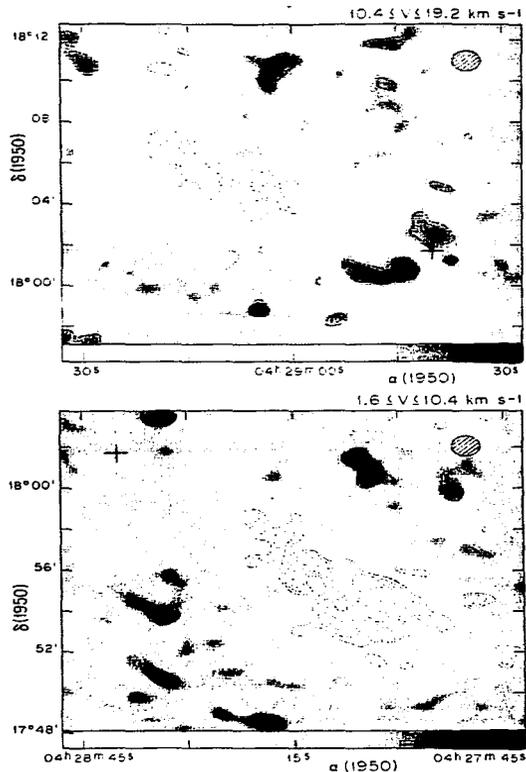


Figura 3.5. Mapas de contorno de la absorción del OH de alta velocidad en los campos noroeste (panel de arriba) y sureste (panel de abajo) en la región de L1551. Los contornos son -4.5, -4.0, -3.5, -3.0, -2.5, -2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0 y 4.5 mJy por haz. La cruz indica la posición de IRS-5. El tamaño del haz se indica en la esquina superior derecha. (Tomada de Rodríguez *et al.* 1989.)

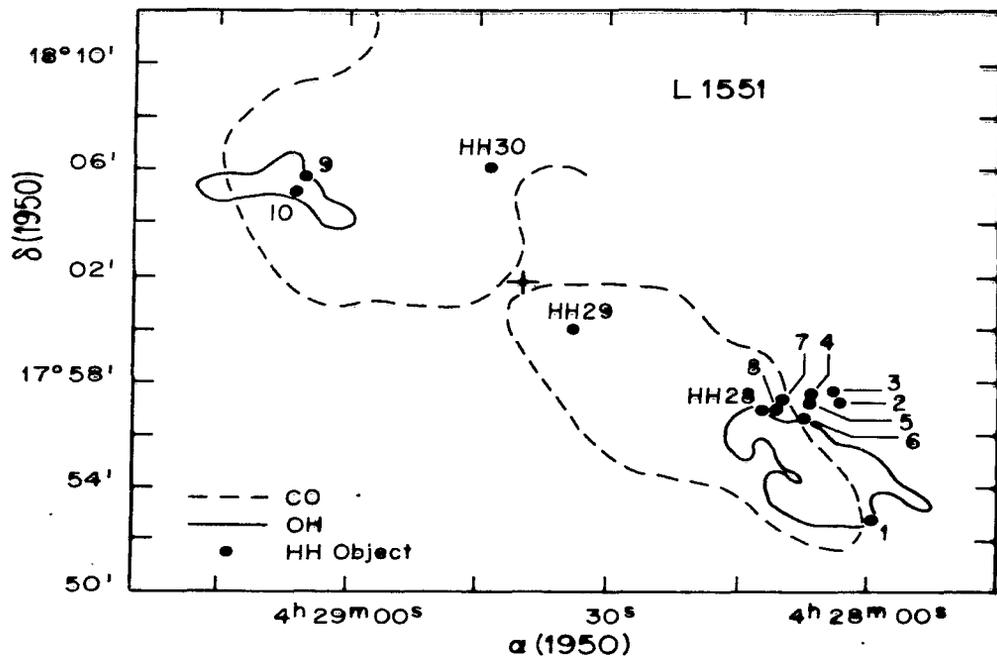


Figura 3.6. OH de alta velocidad sobrepuesto al mapa de CO de alta velocidad (Snell y Schloerb, 1985) en la región de L1551. Los puntos negros numerados representan la posición de objetos HH recientemente descubiertos (vea el texto). Interesantemente los objetos HH se ven preferentemente en las regiones donde se observa absorción de OH de alta velocidad. (Tomada de Ruiz *et al.* 1991.)

Graham y Heyer (1990), lo que sugiere una correlación espacial entre la absorción de OH y las zonas chocadas en L1551 (este punto se discutirá más adelante).

Estos resultados se pueden interpretar en el contexto de los resultados de CO, los cuales muestran evidencia de una cavidad vacía (Snell y Schloerb, 1985; Uchida *et al.*, 1987; Moriarty y Schieven, 1987). Además varios modelos (Cantó y Rodríguez, 1980; Barral y Cantó, 1982) proponen cavidades ovoidales por las cuales fluye el gas de alta velocidad. Estos modelos están de acuerdo con los mencionados resultados de CO. Según Rodríguez *et al.* (1986) a escalas de 1" alrededor de la fuente central el flujo es colimado en dirección este-oeste. No obstante, a mayor distancia el flujo es recolimado y su dirección es la que se observa en CO. Si seguimos este razonamiento podemos decir que la asimetría en la absorción de OH se puede deber a efectos de la recolimación a gran escala del flujo molecular. Debemos de esperar que se produzca una interacción más fuerte en la pared este del lóbulo al azul, mientras que la misma situación se debe dar en la pared oeste del lóbulo al rojo. Evidencia de tal interacción fuerte en las paredes de los lóbulos es la posición espacial de los objetos HH recientemente descubiertos con relación a los lóbulos del CO. En el próximo capítulo veremos que la absorción asimétrica del OH en L1551 es posiblemente debida a una fuerte interacción del gas de alta velocidad y la nube ambiente.

c) NGC 2071

i) Resultados de Arcibo

NGC 2071 es una nebulosa brillante en la posición noreste del complejo molecular de Orión y está asociada con el cúmulo de estrellas OB I Orionis. En esta región fué descubierto en CO un flujo molecular de alta velocidad por Lichten (1982) y Bally (1986), además de otras moléculas. Bally (1982) y Torrelles *et al.* (1983) encontraron en CS y NH₃ unas estructuras elongadas perpendiculares al flujo molecular, las que consideran responsables de la colimación del flujo a mediana escala. Lane y Bally (1986) y más recientemente Garden, Russell y Burton (1990) reportaron emisión de H₂ de la línea $v = 1 \rightarrow 0 S(1)$ la cual forma un "jet" bien colimado cuyo campo de velocidad coincide aproximadamente con el reportado en CO pero que no sigue exactamente el flujo, si no más bien está localizado en los bordes al suroeste del flujo molecular (Fig. 3.10a).

En la Figura 3.7 mostramos un mapa de la temperatura de antena integrada para la absorción en la línea 1667 MHz del OH de alta velocidad. Es bastante obvio que un haz de 2'9 como el de Arecibo no es apropiado para mapear el flujo molecular, no obstante se pudo comprobar la geometría bipolar trazada por el CO (Snell *et al.* 1984). El cociente de la absorción de alta velocidad de las líneas 1667 y 1665 MHz es consistente con transiciones ópticamente delgadas y con la misma temperatura de excitación (vea la Tabla 3.1).

En esa misma región Pankonin, Winnberg y Booth (1977) reportaron un máser (OH 205.1-14.1) en la línea 1667 MHz altamente polarizado el cual tiene variaciones en el flujo del orden de Janskys en períodos de meses. En la época de nuestras observaciones era indetectable.

Otro resultado interesante es que mientras la emisión de la línea 1667 MHz se observa en todas las posiciones observadas en NGC2071, la 1665 MHz sólo se observa en absorción o bien con una intensidad en la emisión menor al 30% con relación a la 1667 MHz. No se observa polarización de más de un 25% en la línea 1667 MHz.

Las líneas 1612 y 1720 MHz fueron observadas en las posiciones de mayor absorción del flujo de la línea 1667 MHz (vea Fig. 3.7). La absorción de alta velocidad detectada en la 1720 MHz es de sólo el 13% del nivel de absorción de la 1667 MHz en el mismo punto.

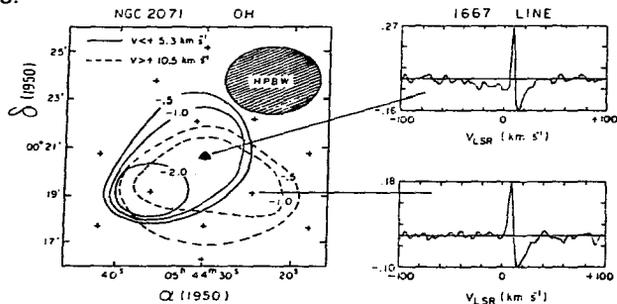


Figura 3.7. Absorción en la línea 1667 MHz integrada sobre todo el ancho en velocidad en NGC 2071. Las unidades son $K \text{ km s}^{-1}$. El triángulo indica la posición de la fuente infrarroja, $\alpha(1950) = 05^{\text{h}}44^{\text{m}}30^{\text{s}}$, $\delta(1950) = 00^{\circ}20'42''$. A la derecha se muestran dos espectros de la línea 1667 MHz tomados donde indica la flecha. (Tomada de Mirabel *et al.* 1987.)

Tabla 3.4
Fuentes de Continuo a 18 cm en la Región de NGC 2071

Fuente	$\alpha(1950)^a$	$\delta(1950)^a$	Densidad de Flujo (mJy) ^b
1	05 43 19.3	00 24 20	6.2
2	05 43 27.3	00 13 20	72.5
3	05 43 56.7	00 30 00	4.9
4	05 44 03.3	00 00 -20	16.5
5	05 44 10.0	00 00 30	24.8
6	05 44 11.3	00 04 40	91.5
7	05 44 15.3	00 26 00	2.1
8	05 44 30.7	00 20 40	16.1
9	05 44 34.0	00 27 50	38.8
10	05 44 34.0	00 17 00	3.2
11	05 44 35.3	00 13 20	1.7
12	05 44 52.0	00 13 20	3.2
13	05 44 57.3	00 41 30	16.2
14	05 44 57.3	00 25 40	11.3
15	05 45 04.7	00 25 20	11.7
16	05 45 09.3	00 23 40	3.3
17	05 45 20.0	00 24 50	26.3
18	05 45 46.7	00 31 00	27.3
19	05 45 52.7	00 26 30	24.9

^aEl error en la posición es de $\sim 5''$

^bDensidad de flujo integrado corregido por la respuesta del haz primario.

Debido a problemas de interferencia no se obtuvieron resultados en la 1612 MHz. La razón de intensidades de la absorción de la 1720 MHz y las líneas principales son consistentes con transiciones ópticamente delgadas e igual temperatura de excitación.

ii) Resultados del VLA

a) Resultados del Continuo en NGC2071

En la Figura 3.8 presentamos el mapa con pesado natural y limpio del continuo de NGC 2071 el cual se obtiene promediando los canales del 8 al 23 (de 211 a 75 km s^{-1}) y del 40 al 55 (de -74 a -211 km s^{-1}). No esperamos que haya línea en estos canales. Se detectaron 19 fuentes de continuo sobre el nivel de 5σ el cual fue de 1 mJy para el centro del campo. La posición y el flujo pico de estas fuentes son dados en la Tabla 3.4. Para saber que número de fuentes de continuo del campo debemos esperar seguimos el mismo procedimiento que en L1551. Para un área efectiva de 800 arcmin^2 y $S_0 = 1$ mJy, la ecuación (3.1) nos da un número de fuentes de campo $\langle N \rangle = 23 \pm 5$. Con esa estimación podemos concluir que la mayoría de las 19 fuentes son de fondo. Sin embargo notamos que la fuente 8 está en el centro del flujo bipolar. La misma está posiblemente asociada con el cúmulo estelar que existe en esa posición. Esta fuente de radio continuo fué estudiada en detalle por Snell y Bally (1986), quienes encuentran que la misma está constituida por varias subcomponentes y que su espectro varía suavemente con la frecuencia teniendo $\alpha \approx 0.2$ ($S \propto \nu^\alpha$). El flujo total a 18 cm es 16.1 mJy, el cual coincide bien con la interpolación a partir de los flujos medidos por Snell y Bally (1986) a 20 y 6 cm.

A excepción de las fuentes centrales, no se detectaron fuentes de radio continuo en los lóbulos de OH de alta velocidad en NGC 2071. Esto nos lleva a concluir, al igual que en L1551, que la absorción del OH se está produciendo contra el fondo cósmico ($T_{bg} \approx 2.7$ K) más una pequeña contribución del plano galáctico.

b) Resultados de Línea en NGC2071

En NGC 2071 se encontró absorción de alta velocidad entre -17.6 y 26.4 km s^{-1} (vea figura 3.9). Además, el canal a 8.8 km s^{-1} muestra emisión y absorción compleja probablemente originada en la nube ambiente la cual tiene $V_{LSR} \approx 9$ km s^{-1} (Mirabel, Rodríguez y Ruiz, 1989). La absorción de OH corrida al azul es evidente en los mapas de canales a -17.6, -8.8 y 0.0 km s^{-1} (Fig. 3.9), mientras que la absorción al rojo aparece en los canales a 17.6 y 24.4 km s^{-1} . La morfología del flujo de alta velocidad en OH es similar a la vista en CO (Snell *et al.* 1984) y a la vista en H_2 (Lane y Bally

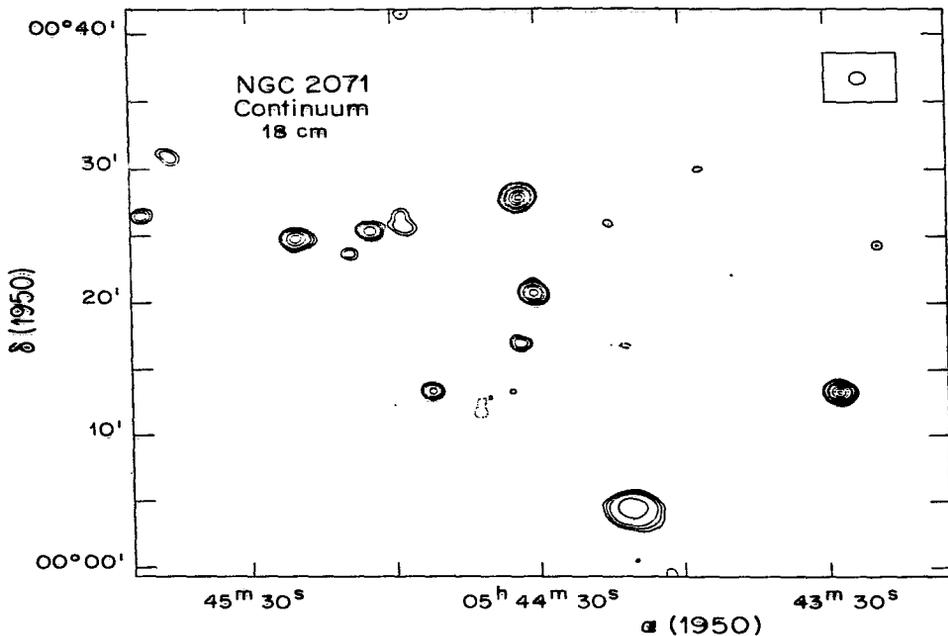


Figura 8.8. Mapa del continuo a 18 cm de la región NGC 2071. El flujo pico = 23.5 mJy/haz. Los contornos en esta figura son: $2.35 \text{ mJy/haz} \times (-1.0, -0.7, -0.5, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 7.0 \text{ y } 9.0)$. El tamaño del haz a potencia media es de $54'' \times 50''$ y se muestra en el recuadro. (Tomada de Ruiz *et al.* 1991.)

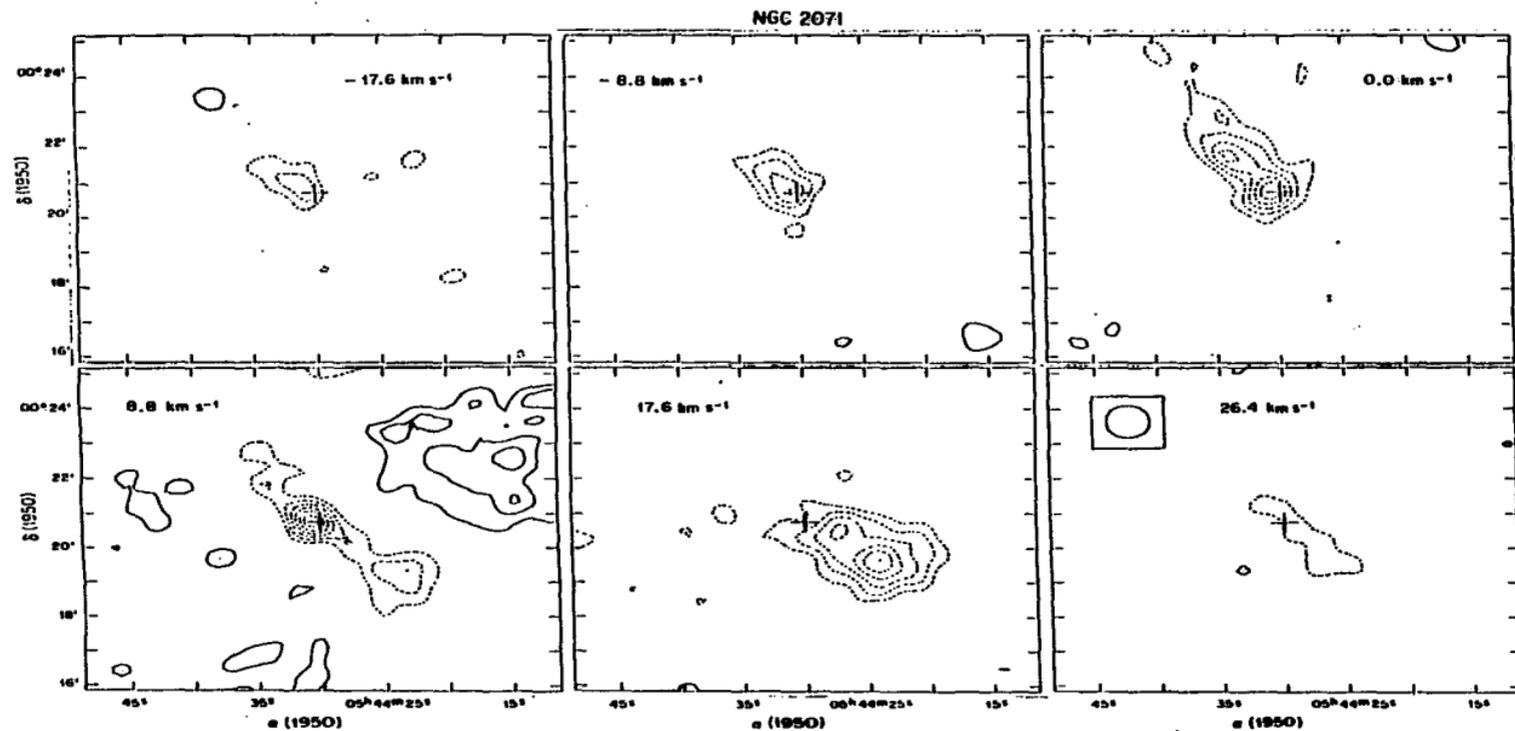


Figura 3.9. Se presentan 6 canales en los que aparece absorción de OH de alta velocidad desde -17.6 km s^{-1} hasta $+26.4 \text{ km s}^{-1}$ en NGC 2071. La bipolaridad del campo de velocidad queda claramente establecida, con el gas de alta velocidad corrido al azul hacia el noreste y el rojo corrido sureste. En el canal central (8.8 km s^{-1}) se aprecia complejos contornos de emisión y absorción originados posiblemente en la nube ambiente. La cruz marca la posición de la fuente infrarroja que se cree que excita al flujo. (Tomada de Ruis et al. 1991.)

1986). Una comparación más detallada nos indica que el OH de alta velocidad correlaciona mejor con el H₂ que con el CO. Previamente (Lane y Bally, 1986; Burton, Geballe y Brand, 1989; y Garden, Russell y Burton, 1990) habían advertido que la morfología del CO y el H₂ exhibían notables diferencias. En la figura 3.10 superponemos los flujos de CO (Snell *et al.* 1984) y H₂ (Garden, Russell y Burton, 1990; Figura 8) mientras que en la Figura 3.10 superponemos el mismo flujo de H₂ con el de OH. Al comparar el H₂ y el CO vemos que en el lóbulo suroeste (rojo) los máximos de emisión no coinciden. La emisión de H₂ aparece mucho más lejos de la fuente central que los máximos de CO. Cuando comparamos la emisión del H₂ con la absorción de OH parece haber una mejor correlación en especial en lo que concierne a los máximos de este último. En este lóbulo ambos máximos coinciden observándose a gran distancia de la fuente central. Otra cosa que nos llama la atención es que el flujo en las tres moléculas (H₂, CO y OH) es curvo a lo largo del eje principal lo que sugiere que el flujo parece estar siendo recolimado a gran escala. En el lóbulo rojo, justo donde se ve más acentuada la curvatura en CO es donde aparecen los máximos de H₂ y OH a su vez corridos hacia la pared sureste de los lóbulos del CO. Todo este panorama nos está sugiriendo dos resultados. El primero, es la correlación espacial entre los máximos de H₂ y OH que nos permite vincular la absorción de OH con regiones calientes o chocadas del flujo molecular. Esta situación es análoga a L1551 donde en las zonas de fuerte interacción debida a la posible recolimación se observan varios objetos HH coincidiendo con los máximos de absorción del OH. El segundo resultado es que si es cierto que el flujo está siendo recolimado en la dirección noreste en ambos lóbulos, la interacción del viento con la nube ambiente debe ser más acentuada en las paredes al sureste de ambos lóbulos, misma que se puede traducir en una mayor emisión de H₂, lo cual es justo lo que observamos. El hecho de que el eje principal del "jet" de H₂ vaya a través de los bordes surestes de ambos lóbulos del CO confirma que en esa zona se produce una fuerte interacción entre el gas de alta velocidad y la nube ambiente. Creemos que es necesario un estudio detallado de la nube ambiente para ver que relación guarda con la forma del flujo.

Si es correcta la interpretación para NGC2071, podemos esperar emisión de H₂ en las regiones de máximos de absorción de OH y en los objetos HH en L1551.

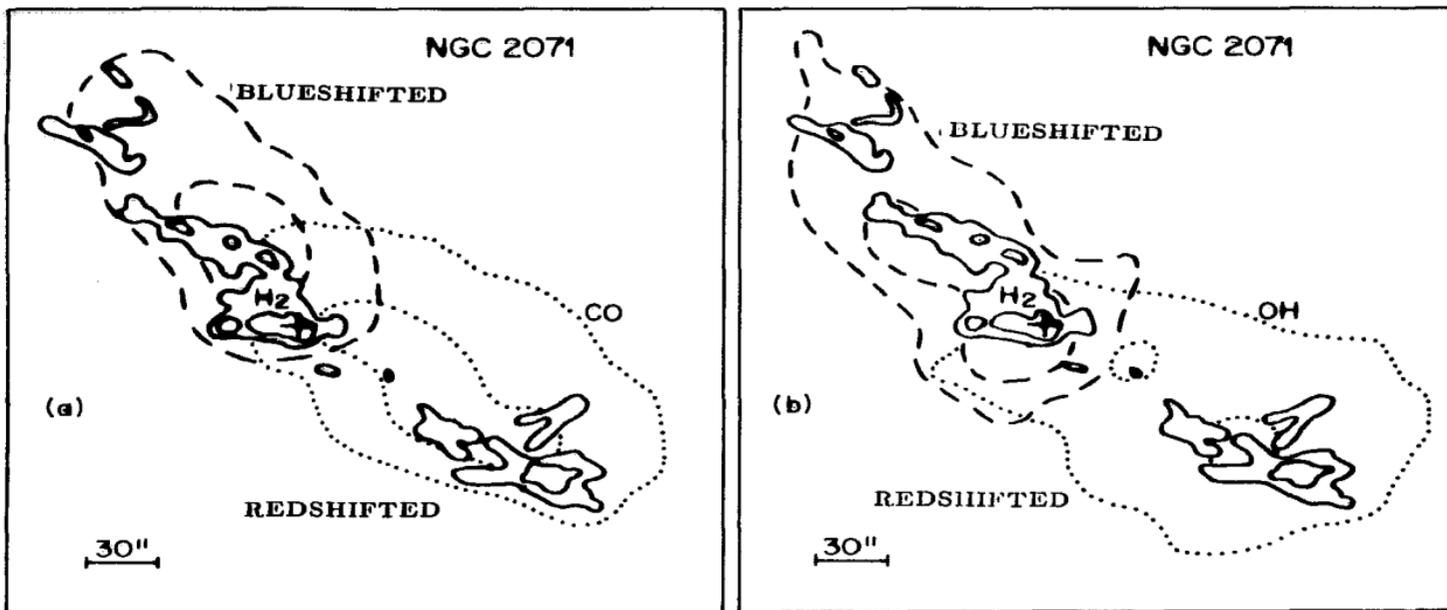


Figura 3.10. En (a) tenemos la superposición del flujo de alta velocidad en CO (Snell *et al.* 1984) y el "jet" en $H_2 v = 1 \rightarrow 0 S(1)$ en NGC 2071 (Garden, Russell y Burton, 1990). En (b) mostramos el flujo de alta velocidad trazado por la absorción de la línea 1667 MHz sobrepuesto al mismo "jet" de H_2 . Se puede ver que existe una buena correlación espacial entre los máximos de OH y la emisión de H_2 . Además estos máximos están un tanto corridos al suroeste con relación a los lóbulos de CO. La cruz indica la posición de la fuente infrarroja que se cree que excita al flujo. (Tomada de Ruis *et al.* 1991.)

d) S255-Ic2162**i) Resultados de Arecibo**

Cerca del anticentro galáctico existe un complejo de nubes interestelares dominado por tres grandes regiones HII: S255, S257 y S254. Entre S255 y S257 existe una pequeña región HII de forma cometaria. En esta región Evans, Blair y Beckwith (1977) encuentran que existe al menos una fuente en el cercano infrarrojo, S255 IRS1, que coincide con el pico de la emisión molecular. Bally y Lada (1983) detectaron un flujo molecular en CO cuya fuente de excitación parece ser S255 IRS1.

En la Figura 3.11 mostramos un mapa del continuo en 18 cm de S255 y S257 hecho con Arecibo. Este mapa coincide bien con el publicado por Turner y Terzian (1985) hecho con el VLA. En la misma figura se muestran los espectros de las líneas 1665 y 1667 MHz tomados en el centro del mapa de continuo ($\alpha(1950) = 06^h09^m59^s.0$; $\delta(1950) = 18^\circ00'15''$). El ancho total de la absorción se extiende sobre 150 km s^{-1} . Si observamos cuidadosamente los espectros de ambas líneas nos damos cuenta que hay diferencias en la forma y ancho de la absorción. Esta situación se debe principalmente a que el continuo intenso de esta fuente (vea Tabla 3.1) hace que tengamos malas líneas de base lo que dificulta un buen ajuste del cero en el espectro.

El cociente de intensidades de absorción entre las líneas principales (~ 1) es característico de transiciones ópticamente gruesas (vea Tabla 3.1). No obstante, por lo que mencionamos anteriormente, este resultado debe de tomarse con cautela.

ii) Resultados del VLA**a) Resultados del continuo en S255**

En la Figura 3.12 presentamos un mapa del continuo en 18 cm de la región de S255 hecho de igual manera que el de NGC2071, en el cual se aprecian claramente las regiones HII. Nuestro mapa es consistente con los publicados por Israel (1976) en 6 y 20 cm, Turner y Terzian (1985) en 18 cm y Snell y Bally (1986) en 20 cm. En la Tabla 3.5 damos las posiciones, el flujo integrado y la identificación de las fuentes detectadas. El flujo molecular coincide con la fuente de nombre G192.58-0.04.

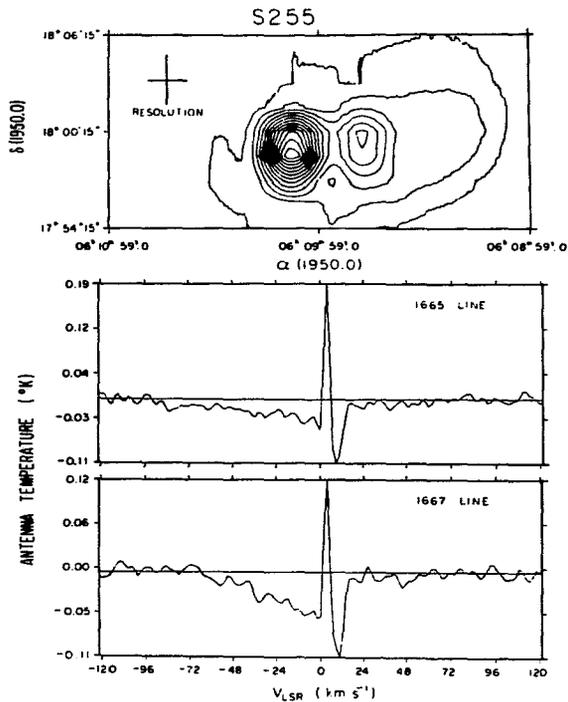


Figura 3.11. En el panel superior presentamos un mapa del continuo en 18 cm en la región de S255 y S257 hecho con el radiotelescopio de Arecibo. El flujo total es de 1850 mJy. Los contornos inferiores y los intervalos entre éstos son de 0.1 Jy por haz, con 1 Jy equivalente a 6.3 K. En la parte inferior mostramos los espectros de las líneas principales tomados en la posición central del mapa del continuo. (Tomada de Mirabel *et al.* 1987.)

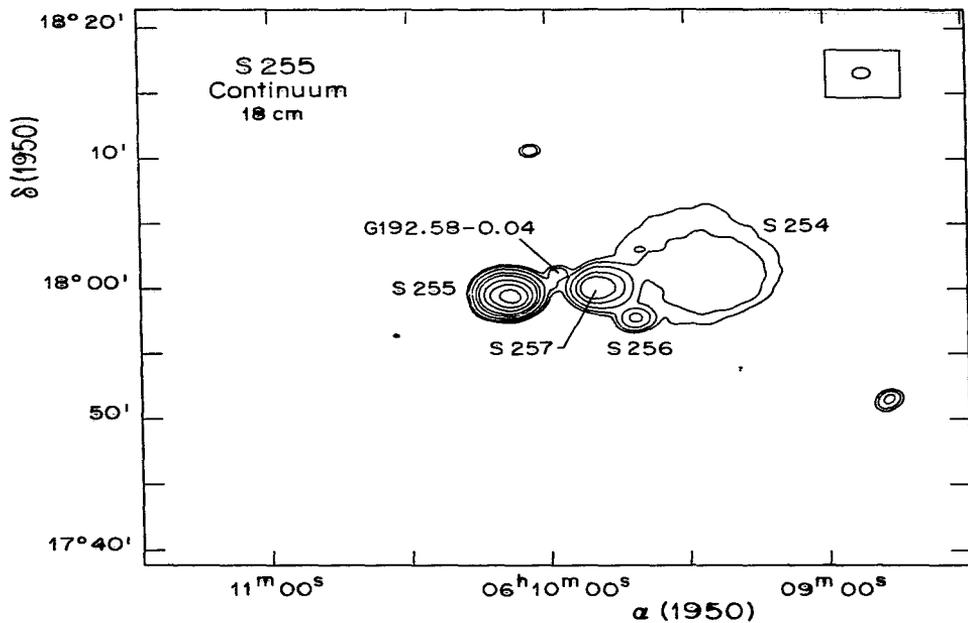


Figura 3.12. Mapa de continuo en 18 cm en dirección de la región S255. En la figura se marcan otras regiones H II de la misma zona. El flujo pico es de 290 mJy por haz. Los contornos trazados son $29.0 \text{ mJy/haz} \times (-0.5, -0.3, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 7.0 \text{ y } 9.0)$. El tamaño del haz, $50'' \times 54''$, se presenta en el recuadro a la derecha. (Tomada de Ruiz *et al.* 1991.)

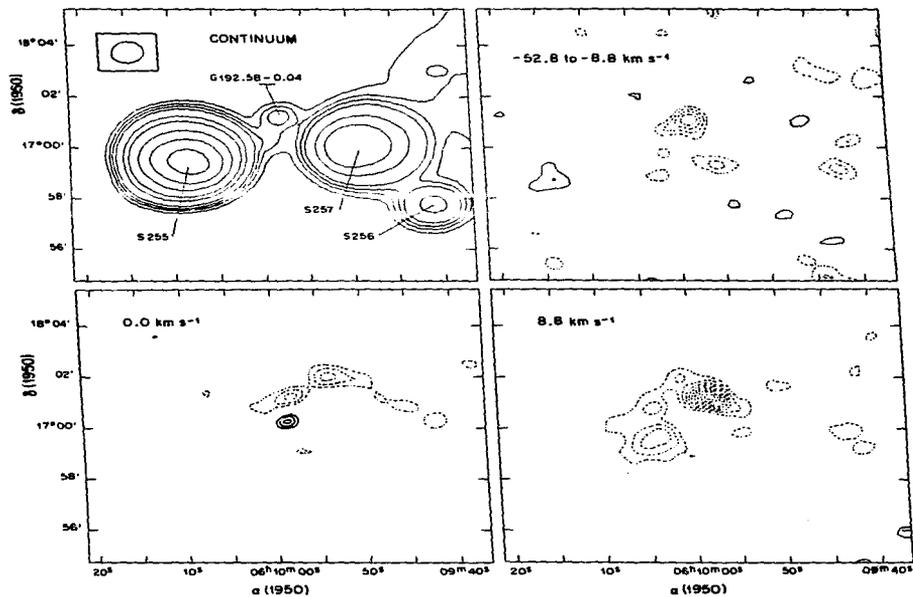


Figura 8.13. En el panel de arriba a la izquierda se muestra la parte central del campo del mapa de continuo en 18 cm de la figura 8.12. Arriba a la derecha mostramos el promedio de todos los canales que cubren el rango de velocidades entre -8.8 a 52.8 km s⁻¹. Justo al centro del mapa aparece una pequeña absorción la cual coincide con la posición de G192.58-0.04. Las otras estructuras en este mapa se pueden considerar como ruido. En los paneles de abajo se observan algunas estructuras de emisión y absorción presumiblemente debidas a la nube ambiente la cual tiene emisión significativa entre 5 y 10 km s⁻¹. (Tomada de Ruiz *et al.* 1991.)

Tabla 3.5
Fuentes de Radio Continuo en 18 cm en la Región de S255

Fuente	$\alpha(1950)^a$	$\delta(1950)^a$	Densidad de Flujo (mJy) ^b	Identificación
1	06 08 46.9	17 51 34	250	—
2	06 09 22.6	17 59 55	1200	S254
3	06 09 40.8	17 57 45	230	S256
4	06 09 50.6	18 00 05	830	S257
5	06 09 58.3	18 01 15	23	G192.58-0.04
6	06 10 03.2	18 10 35	27	—
7	06 10 08.1	17 59 25	1900	S255

^aError en la posición $\sim 5''$

^bDensidad de flujo integrado corregido por el haz primario

b) Resultados de línea en S255

En S255 se detectó absorción con estructura bastante compleja en los canales que corresponden a 0.0 y 8.8 km s⁻¹ (vea Figura 3.13) debida probablemente a la nube ambiente la cual tiene emisión significativa de 5 a 10 km s⁻¹ (Heyer *et al.* 1989). El OH de alta velocidad no fué detectado en los mapas de canales individuales. Promediando sobre diferentes intervalos de velocidad para así tener una mejor relación señal-ruido se detectó una débil pero clara absorción de alta velocidad al azul. En la figura 3.13 mostramos el resultado del promedio de los canales individuales en -8.8, -17.6, -26.4, -35.2, -44.0 y -52.8 km s⁻¹. Esta absorción de alta velocidad no está resuelta espacialmente y aparece proyectada sobre la fuente de continuo G192.58-0.04. A diferencia de L1551 y NGC 2071, en este caso la absorción se debe a que el OH está proyectado contra una fuente de radio continuo relativamente fuerte lo que implica que la temperatura de excitación de la línea 1667 MHz no es necesariamente tan baja como en las otras fuentes estudiadas. Snell y Bally (1986) determinan un límite superior al tamaño de G192.5-0.04, $\theta_s \leq 3''$. Usando este tamaño y el flujo a 18 cm de 23 mJy (Tabla 3.5) podemos estimar un límite inferior a la temperatura de brillo,

$$T_b \geq \frac{2S_\nu c^2}{k\nu^2 \pi \theta_s^2}, \quad (3.2)$$

donde S_ν es el flujo y θ_s es el tamaño angular de la fuente en radianes. Los demás símbolos tienen la connotación usual. De la ecuación (3.2) tenemos que $T_b \geq 1600$ K.

Heyer *et al.* (1989) reportaron un flujo de alta velocidad en CO al rojo centrado en G192.58-0.04 y con una débil componente al azul, corrida $1'$ al sur de esta misma fuente. Actualmente no está claro porqué en la posición de G192.58-0.04 el flujo en CO es mucho más intenso al rojo mientras que el flujo en OH es más intenso al azul. En principio podemos esperar una mayor intensidad del flujo en OH al azul dado que el gas que viene hacia el observador está proyectado contra la fuente de continuo y puede aparecer en absorción, lo cual no es el caso para el que se aleja.

e) L723

L723 es una nube oscura la cual hasta hace poco no había sido objeto de mucho estudio. Goldsmith *et al.* (1984) reportaron un flujo bipolar en CO bien colimado y aparentemente centrado alrededor de una fuente infrarroja. Recientemente Avery, Hayashi y White (1990) publicaron un mapa de la emisión de alta velocidad de $^{12}\text{CO } J = 1 \rightarrow 1$ con resolución de $20''$ en el que aparece el flujo en L723 con una geometría cuadrupolar. No obstante las muchas interpretaciones que se pueden hacer al respecto Avery y colaboradores muestran evidencia que los supuestos cuatro flujos (dos al rojo y dos al azul) parecen ser las orillas o paredes de dos cavidades semicirculares vacías creadas por la acción del viento de la fuente infrarroja que se encuentra justo en medio de ambas.

En la figura 3.14 presentamos un mapa de la absorción de la línea 1667 MHz en L723 hecho con el radiotelescopio de Arecibo. Este mapa muestra dos lóbulos de absorción de OH de alta velocidad al azul y al rojo con buena coincidencia geométrica con el flujo en CO (Goldsmith *et al.* 1984). La simetría del OH de alta velocidad sugiere que la responsable de excitación es la fuente infrarroja IRAS 19157 + 1907.

En la figura 3.15 reproducimos el mapa de CO de alta velocidad reportado por Avery, Hayashi y White (1990, figura 4) donde aparecen las dos presuntas cavidades hechas por el flujo. A este mapa le sobreponemos una línea que representa la dirección del eje mayor de los máximos de absorción del OH en L723. Como vemos, dicho eje coincide aproximadamente con las paredes norte de la cavidad noroeste y sur de la cavidad sureste. En este caso, al igual que L1551 y NGC2071, tenemos de nueva

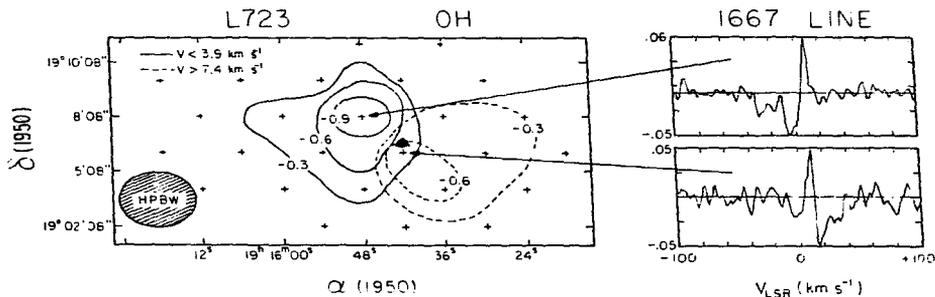


Figura 3.14. Absorción de OH integrada sobre todo el ancho en velocidad en L723. El triángulo al centro indica la posición de la fuente infrarroja $\alpha(1950) = 19^{\text{h}}15^{\text{m}}42^{\text{s}}$, $\delta(105) = 14^{\circ}08'49''$. (Goldsmith *et al.* 1984). Los contornos están en unidades de K km s^{-1} . A la derecha se muestran dos espectros de la línea 1667 MHz tomados donde indica la flecha. (Tomada de Mirabel *et al.* 1987.)

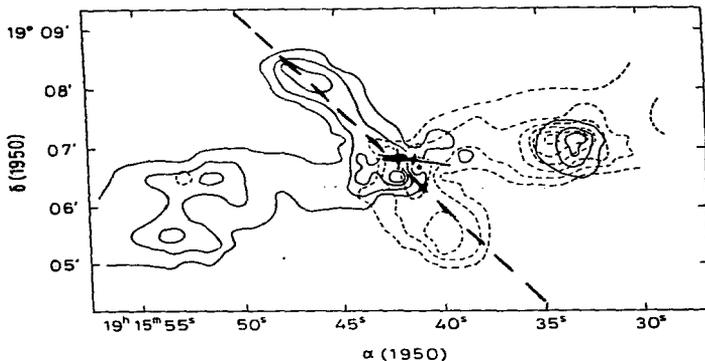


Figura 3.15. Mapa de CO de la región de L723 (Avery, Hayashi y White, 1990). Los 2 puntos negros representan la posición de las 2 fuentes de radio reportadas por Anglada *et al.* (1991). Las cruces indican el error de la fuente infrarroja. La línea diagonal entrecortada indica la dirección del eje principal de los máximos de absorción del OH de alta velocidad.

cuenta el máximo de absorción asociado a una zona de interacción.

Recientemente Anglada *et al.* (1991) reportaron una doble radiofuente en la posición central de L723 (vea Figura 3.15). Estos autores argumentan que ambas radiofuentes son las responsables de la excitación del par de flujos bipolares en L723. Finalmente concluyen que la estructura de alta velocidad es producto de dos flujos bipolares independientes.

Desafortunadamente, la intensidad de emisión de la línea 1667 MHz no presentaba una relación señal-ruido suficientemente buena para poder hacer un estudio de densidad columnar de la nube ambiente y su relación con el flujo molecular. Sin embargo creemos que con un estudio interferométrico de la absorción de OH con el VLA podríamos tener información de alta resolución, cuando menos de las regiones de máxima absorción, para ayudar a dilucidar lo que sucede con esta fuente.

f) CRL 961

CRL 961 es una fuente infrarroja en una nube molecular asociada a la nebulosa de la Rosetta (Cohen 1973). Blitz y Thaddeus (1980) reportaron en dirección de esta fuente un espectro de CO con alas de emisión extremadamente anchas que se extendían de velocidades de -6 km s^{-1} hasta 35 km s^{-1} . Los mismos autores muestran que la extensión espacial del gas de alta velocidad no sobrepasa los $2'$.

Nosotros hicimos observaciones en tres posiciones espaciadas $3'$ alrededor de la posición central (vea Tabla 3.1) y confirmamos que el gas de alta velocidad está confinado a una región menor que el haz de Arecibo. En la Figura 3.16 mostramos el espectro de la línea 1667 MHz en la posición de CRL 961. En ambas líneas principales se detectó absorción de alta velocidad corrida al rojo solamente.

El ancho en velocidad de la absorción coincide con el ancho en CO. Cabe señalar que la emisión de alta velocidad al azul del CO es varias veces más débil que la emisión al rojo. Esto justifica que no hayamos podido detectar OH de alta velocidad al azul. Como vemos, la señal a ruido de la línea 1667 MHz (Fig. 3.16) no nos permite ver nada que sea varias veces más débil que la absorción que se observa al rojo.

Por último queremos señalar que la intensidad de emisión de la línea 1667 MHz es dos veces mayor que en la línea 1665 MHz. Esta situación prevalece en casi todas las posiciones que fueron observadas en CRL 961.

g) NGC 2264

NGC 2264 está asociado a un cúmulo joven de estrellas. Cerca del centro del cúmulo hay dos grupos de objetos HH (Cohen y Schwartz 1979). Bally y Lada (1983) reportaron un flujo de alta velocidad de CO con muy bajo nivel de intensidad y de ancho total $\Delta V \approx 42 \text{ km s}^{-1}$.

En la Figura 3.16 mostramos el espectro de la línea 1667 MHz tomado en NGC 2264. Se detectó absorción de alta velocidad al rojo con un ancho del orden de 20 km s^{-1} . En la 1665 MHz se encontró absorción también al rojo pero de mayor intensidad. El flujo monopolar al rojo en OH confirma los dos resultados de Lada (1985) en los que presenta un mapa en CO de alta velocidad solamente al rojo. La emisión de la línea 1665 MHz es del orden de 3 veces más intensa que la de 1667 MHz lo que es indicativo de emisión estimulada (maser).

h) Serpens

En la región de Sharpless 68 (Serpens), Bally y Lada (1983) reportaron un flujo molecular de alta velocidad en CO con un ancho total del orden de 28 km s^{-1} . Nuestras observaciones en esta fuente estuvieron basadas en un mapa del CO de alta velocidad no publicado que John Bally gentilmente nos envió a Arecibo. Utilizando este mapa observamos 6 posiciones en las cuales se detectó absorción de OH de alta velocidad al rojo y al azul de muy baja intensidad. Debido a lo débil de la señal no se pudo mapear completamente la zona de Serpens por lo que solamente mostramos el espectro central de la línea 1667 MHz (vea Fig. 3.16). El ancho total de la absorción es de unos 28 km s^{-1} . La razón de la absorción de las líneas principales es consistente con transiciones ópticamente delgadas ($1667 \text{ MHz}/1665 \text{ MHz} \approx 1.8$).

Al igual que en NGC 2071, el cociente de emisión de las líneas principales guarda una relación anómala ($1667 \text{ MHz}/1665 \text{ MHz} \geq 2$). La polarización circular en la emisión de la línea 1667 MHz en la posición $\alpha(1950) = 18^{\text{h}}27^{\text{m}}25^{\text{s}}.0$; $\delta(1950) = 0^{\circ}12'40''$ es de un 73% a la izquierda.

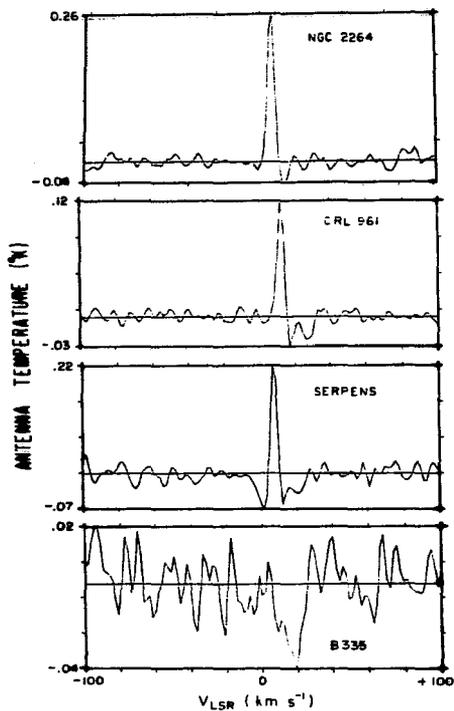


Figura 3.16. Perfiles de la línea 1667 MHz en dirección de las regiones NGC 2264 en la posición, $\alpha(1950) = 06^{\text{h}}38^{\text{m}}25^{\text{s}}$, $\delta(1950) = 09^{\circ}32'12''$; CRL961 en $\alpha(1950) = 06^{\text{h}}31^{\text{m}}59^{\text{s}}$, $\delta(1950) = 04^{\circ}15'09''$ y B335 en $\alpha(1950) = 19^{\text{h}}34^{\text{m}}22^{\text{s}}$, $\delta(1950) = 07^{\circ}27'20''$. (Tomada de Mirabel et al. 1981.)

1) B335

B335 es un glóbulo aislado con núcleo opaco de $3' \times 5'$ de extensión. Un flujo molecular en CO de dimensiones $15' \times 15'$ fue reportado por Frerking y Langer (1982). Goldsmith *et al.* (1984) hicieron un nuevo mapa de CO en el que los lóbulos de alta velocidad al rojo y al azul aparecen simétricamente opuestos a la fuente infrarroja, IRAS 1934 + 0727.

Las observaciones de OH fueron hechas a través del eje del flujo de CO, observando en posiciones desplazadas por un haz de antena cada una. Se detectó absorción de alta velocidad en ambas líneas principales de muy baja intensidad. En la Figura 3.16 presentamos el espectro de la línea 1667 MHz en dirección del lóbulo rojo de B335. No se encontró emisión en ninguno de los puntos observados. Lo débil de la señal imposibilita hacer un mapa de todo el flujo de OH. El ancho total de la absorción es 30 km s^{-1} , el cual coincide bien con el reportado en CO (ver Tabla 3.1).

3.4 Discusión

Son varios los aspectos que se pueden mencionar con relación a la evidencia observacional presentada de la absorción de OH en flujos moleculares. No obstante, en esta sección nos circunscribiremos a la discusión de dos preguntas: 1) ¿es posible que la absorción de OH se de contra un fondo con temperatura de radiación entre 3.6 y 5 K? y 2) ¿existe algún vínculo entre la absorción de OH y las regiones chocadas del flujo molecular?

La primera de estas preguntas la podemos contestar estudiando en detalle la emisión de continuo. Para L1551 y NGC 2071 los mapas del VLA dejan ver claramente que no existen fuentes de continuo en la posición de la absorción de alta velocidad. Para las demás fuentes que fueron observadas solamente con Arecibo, podemos estimar la temperatura del fondo a partir del relevamiento en 1420 MHz de Reich y Reich (1986) y Reich (1982). Según estos autores la temperatura de brillo del fondo en dirección de la mayoría de las fuentes observadas está entre 3.6 y 5.0 K. Estas temperaturas de brillo esperamos que sean una combinación del fondo cósmico ($T_{bg} \approx 2.7 \text{ K}$) y una pequeña contribución de la emisión sincrotrónica del disco galáctico ($T_{gal} \approx 1 \text{ K}$). El hecho de que el OH se vea en absorción quiere decir que la temperatura de excitación T_x es,

$$T_x < T_{bg} + T_{gal} \approx 3.7 \text{ K}. \quad (3.2)$$

Mirabel *et al.* (1985) van un poco más lejos y concluyen, a partir de argumentos de excitación y una serie de suposiciones acerca del OH en el caso de L1551, que la temperatura de excitación en las líneas principales ($T_x \sim 0.6 \text{ K}$) es mucho menor que la del fondo cósmico. Este resultado es bastante interesante porque implica algún mecanismo de excitación anómala en las líneas del estado base del OH. A continuación vamos a aplicar el mismo razonamiento de Mirabel y colaboradores para el caso de HH7-11, NGC2071 y L723.

De la Tabla 3.1 vemos que, excepto para S255, el cociente de la absorción de las líneas principales sugiere que las transiciones son ópticamente delgadas y que tienen la misma T_x . Esto nos permite escribir la temperatura de antena, T_L (en la aproximación de Reyleigh-Jeans) en la forma,

$$T_L \approx \eta_B (T_{x,i} - T(0)) \tau_i, \quad (3.3)$$

donde η_B es la eficiencia del haz de antena (para Arecibo es del orden de 0.43), $T(0) = T_{bg} + T_{gal}$ = temperatura de la radiación del fondo y τ_i la profundidad óptica al centro de la línea de la transición de interés. La densidad columnar de moléculas que absorben radiación contra el fondo en cm^{-2} es (Goss 1968; Crutcher 1977),

$$N_{OH} = Q_i T_{x,i} \tau_i \Delta V_i, \quad (3.4)$$

donde el subíndice $i = 1, 2, 3, 4$ denota las líneas 1612, 1665, 1667 y 1720 MHz respectivamente, ΔV_i es el ancho en km s^{-1} de cada una de las 4 líneas del estado base, y Q_i es una constante igual a $(22.2, 4.3, 2.4, 20.8) \times 10^{14}$ para $i = 1, 2, 3$ y 4. Si sustituimos la ecuación (3.3) en la (3.4) para la línea 1667 MHz tenemos,

$$N_{OH} = 2.4 \times 10^{14} (T_{L,3}/\eta_B) [T_{x,3}/(T_{x,3} - T(0))] \Delta V_3. \quad (3.5)$$

Para una abundancia $X = [OH/H_2] \approx 10^{-6}$ (Turner y Heiles, 1974), una temperatura de antena típica del orden de -0.1 K y un ancho de velocidad de 20 km s^{-1} , la densidad columnar del H_2 es,

Capítulo 3: Observaciones de OH en Flujos Moleculares

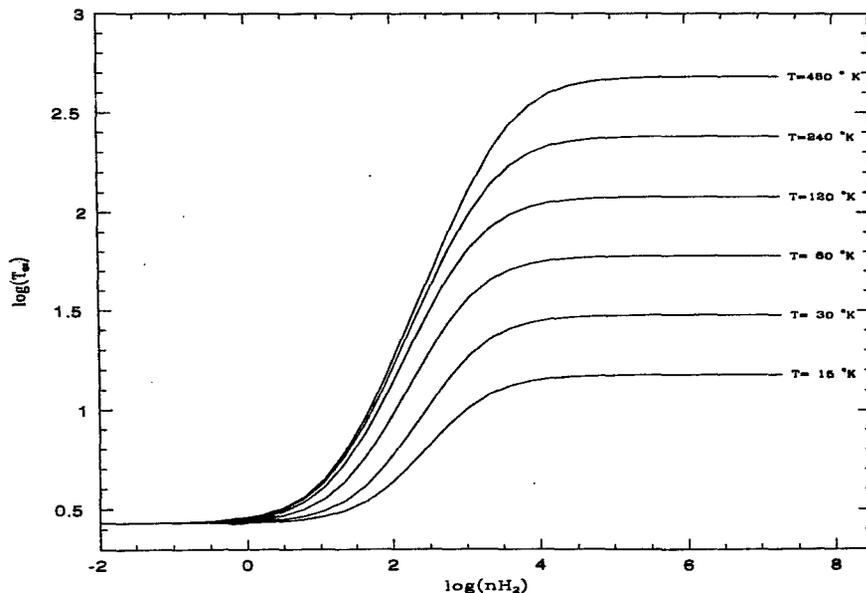


Figura 3.17. Temperatura de excitación como función de la densidad de hidrógeno para un sistema de dos niveles. Las 6 curvas representan la temperatura de excitación de la línea 1667 MHz como función de la densidad numérica de H_2 (ecuación 3.8) para 6 distintas temperaturas cinéticas. Podemos ver que la densidad crítica, $n_c < 100 \text{ cm}^{-3}$ y que no depende de manera importante de la temperatura cinética.

$$N_{H_2} \approx 1.1 \times 10^{21} [T_{x,s} / (T(0) - T_{x,s})]. \quad (3.6)$$

Esta última ecuación nos da cuántas moléculas de hidrógeno por cm^{-2} hay en el flujo molecular de alta velocidad trazado por la línea 1667 MHz. Si suponemos que el diámetro proyectado en el cielo por el flujo de OH es del orden de la profundidad física, podemos a grosso modo estimar la densidad numérica de hidrógeno $n_{H_2} = N_{H_2}/l$.

$$n_{H_2} (\text{cm}^{-3}) \sim \frac{N_{OH}}{(l/pc)} \approx 370 [T_{x,s} / (T(0) - T_{x,s})]. \quad (3.7)$$

Donde l es el eje menor del flujo en pc.

Por otro lado sabemos que la temperatura de excitación en el régimen de Rayleigh-Jeans, para un sistema de dos niveles está dado por (Rogers y Barrett, 1968),

$$T_x = T_k \frac{T_R + T_0}{T_k + T_0}, \quad (3.8)$$

donde $T_0 = h\nu C/kA$, $C = \langle v\sigma \rangle n_{H_2}$ es el coeficiente de desexcitación colisional y A es la probabilidad de transición espontánea. T_k y T_R son la temperatura cinética del gas y de radiación ($T_R \equiv T(0)$ para un campo de radiación isotrópica) del sistema. En la Figura 3.17 graficamos (3.8) con $T_k = 15, 30, 50, 120, 240$ y 480 K para la línea 1667 MHz. Los valores utilizados para C son los recientemente calculados por Dewagan, Flower y Alexander (1987). Para el valor de A se usó el reportado por Destombes *et al.* (1977). La temperatura de excitación permanece confinada entre la temperatura de radiación y la temperatura cinética ($T(0) \leq T_x \leq T_k$).

De la Figura 3.17 se desprende que la densidad crítica n_c para la línea 1667 MHz del OH es del orden de 100 cm^{-3} . (En la Figura 4.6a se tienen los resultados numéricos considerando 12 niveles para el OH. El valor de la densidad crítica es también $n_c \sim 100 \text{ cm}^{-3}$). Si bien el valor de la densidad crítica puede ser un tanto subjetivo, sustituimos éste en (3.7) para obtener un valor máximo de la temperatura de excitación en términos de $T(0)$, l y n_c ,

$$T_{x,s} \leq \frac{n_c l T(0)}{370 + n_c l}. \quad (3.9)$$

Una estimación gruesa para las profundidades físicas de los flujos a partir de las distancias (Tabla 3.1) y los mapas de OH de HH7-11, NGC2071 y L723 es:

$l \sim 0.5, 0.3$ y 0.4 pc respectivamente. Si tomamos $n_e \sim 100 \text{ cm}^{-3}$, según (3.9) la temperatura de excitación de la 1667 MHz en los mencionados flujos es $T_{x,s} \leq 0.5, 0.3$ y 0.4 K, asumiendo una $T(0) \sim 3.8$. Este estimado nos dice que las transiciones del OH de alta velocidad no solo están subtérmicas ($T_x \leq 10$ K, la cual es una temperatura típica de una nube molecular), sino incluso, más frías que el fondo cósmico.

Tenemos que estar concientes de que los anteriores resultados parten de suposiciones fuertes, las cuales no reflejan necesariamente la realidad del OH en el flujo molecular. Por ejemplo, asumimos densidad de H_2 homogénea lo cual sabemos que no es cierto. El gas está más apilado en las paredes y más rarificado en el centro del flujo. Esto significa que el OH que vemos en absorción está en presencia de una densidad de H_2 mucho mayor que 100 cm^{-3} . A pesar de esto, vemos que la temperatura de excitación es más baja que el fondo cósmico, mientras que las figuras 3.17 y 4.6a nos dicen que a densidades altas ($> 10^3 \text{ cm}^{-3}$) ésta debe ser del orden de la temperatura cinética ($T_x \sim T_K$). Esta argumentación tiene la intención de poner en duda si el camino de suponer bajas densidades para estimar T_x es el verdaderamente correcto.

Veamos a que resultados llegamos si asumimos una posición más conservadora diciendo que no es posible que la temperatura de excitación del OH de alta velocidad esté por debajo de la temperatura del fondo cósmico. (Esta posición fué explorada por RCMR). En este caso lo que haremos es reproducir las mismas ideas con pequeñas modificaciones. Se descarta de antemano todo tipo de mecanismo exótico que pueda refrigerar el OH del flujo. Se admite que el comportamiento de T_x está dado por la ecuación (3.8) pero con una pequeña modificación debido a que la componente de la emisión de fondo debida al plano galáctico puede estar diluido por un cierto factor W . La temperatura de excitación está entonces dada por,

$$T_x = T_K \frac{\beta(T_{bg} + WT_{gal}) + T_0}{\beta T_K + T_0}. \quad (3.10)$$

Esta ecuación es una generalización de (3.8) donde se incluye la posibilidad que el sistema sea ópticamente grueso ($\beta \ll 1$, con β probabilidad de escape). El efecto de $\beta < 1$ en la figura 3.17 es correr los puntos de inflexión de las curvas a la izquierda. $\langle T_{gal} \rangle \simeq WT_{gal}$ es el promedio sobre el ángulo sólido del fondo galáctico que nos da la posibilidad de que a bajas densidades la temperatura de excitación sea un poco menor que el fondo que vemos con el radiotelescopio. Mientras que $T(0)$ en dirección del flujo molecular es $T_{bg} + T_{gal}$ el OH ve en promedio sobre todo el cielo un valor menor. En

otra palabras, si la transición queda termalizada con la radiación tendremos:

$$T_x \approx T_{bg} + \langle T_{gal} \rangle \leq T(0). \quad (3.11)$$

Según Reich (1982) y Reich y Reich (1986) para HH7-11, NGC 2071 y L723 $\langle T_{gal} \rangle \sim 0.6$ K. A similares resultados llegan RCMR para L1551. Con estos valores la temperatura de excitación para estas fuentes es del orden de 3.4 K, misma que es consistente con la premisa original $T_x < T_{bg} \approx 2.8$ K, admitiendo que T_L sea menor que cero.

Si bien parece que le hemos dado un poco la vuelta al problema consiguiendo absorción de OH contra un fondo del orden de 4 K pero con $T_x > T_{bg} \approx 2.8$ K, surge otro problema. Al sustituir valores típicos de temperatura de antena para los flujos HH7-11, NGC2071 y L723 (-0.6, -1.5, -0.5 K respectivamente), $\Delta V = 20 \text{ km s}^{-1}$ y $T_x \sim 3.4$ K en la ecuación (3.5) obtenemos unas densidades columnares de OH iguales a 5.6×10^{15} , 1.4×10^{16} y $4.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ para los mencionados flujos respectivamente. RCMR encuentran una densidad columnar de $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ para L1551, usando valores típicos de T_L , ΔV y similares valores de T_x y $T(0)$. Las densidades columnares del CO de alta velocidad en dirección de HH7-11 (Snell y Edwards, 1981), NGC 2071 (Bally, 1981) y L723 (Goldsmith *et al.* (1984) son de 3×10^{16} , 2×10^{16} y $6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ respectivamente. Partiendo del supuesto que el CO y el OH de alta velocidad son ópticamente delgados tenemos que la abundancia de estas especies en el flujo es de $[\text{OH}/\text{CO}] \sim 0.2, 0.9$ y 0.8 para HH7-11, NGC 2071 y L723 respectivamente. RCMR y Clark y Turner (1987) estimaron que $[\text{OH}/\text{CO}] \sim 1$ para L1551. Según Turner y Heiles (1974) y Dickman (1978), para nubes moleculares $[\text{OH}/\text{CO}] \approx 10^{-2}$ lo que implica una sobreabundancia de OH de casi dos órdenes de magnitud en los 4 flujos de alta velocidad mencionados.

En este momento a nosotros no se nos ocurre la manera de explicar tal sobreabundancia. Además no hay razones físicas o químicas de peso que puedan justificar dos órdenes de magnitud más de OH de lo esperado. Según resultados numéricos de Mitchell y Deveau (1982) el aumento de la densidad columnar de OH detrás de una onda de choque es sólo de un factor 2 con relación al material pre-choque. Esto descarta la posibilidad que la sobreabundancia de OH sea producto de las ondas de choque que se propagan en las zonas de interacción entre la nube y el viento estelar. El problema de la sobreabundancia desaparece si asumimos temperaturas de excitación muy bajas,

$$T_x \leq T_{bg} \approx 2.8 \text{ K.}$$

Todo este panorama nos conduce a pensar que verdaderamente el OH de alta velocidad en los flujos moleculares es anómalamente excitado y su temperatura de excitación es mucho menor que la del fondo cósmico ($T_x \ll T_{bg}$). El otro posible esquema ($T_x \simeq T_{bg}$) nos lleva al problema de sobreabundancia el cual creemos que es aún más difícil de explicar.

La otra pregunta que nos hicimos al comienzo de esta sección está relacionada con el posible vínculo entre la absorción de OH y las regiones chocadas del flujo. En la sección 3.3 vimos que en la mayoría de las regiones mapeadas en OH los máximos de absorción correlacionan bien con zonas que presentan evidencia de fuerte interacción entre el flujo y la nube ambiente. Estas zonas chocadas en general muestran la emisión de la molécula de H_2 y la presencia de objetos HH. En los casos de L1551 y NGC 2071 (Figuras 3.6 y 3.10) tales correlaciones son evidentes.

El fenómeno de la absorción del OH asociado a gas molecular chocado fué encontrado por primera vez por De Noyer (1979). Esta autora reporta una sobreabundancia [OH/CO] de dos órdenes de magnitud del OH (con relación a las nubes moleculares) asociado al material chocado por el remanente de supernova IC443. Tal sobreabundancia coincide con las encontradas por nosotros en los flujos moleculares. Esta coincidencia, lejos de ser una casualidad, indica un posible vínculo entre regiones chocadas, excitación anómala y absorción de OH. Esto se puede entender mejor en el contexto de dos experimentos realizados por Andersen *et al.* (1984a y 1984b) en los que se reporta unas ciertas asimetrías en las secciones eficaces de colisión entre el OH y H_2 . Las colisiones entre estas dos especies excitan el OH a estados rotacionales cuya relajación por emisión infrarroja propicia anti-inversión en las transiciones del estado base. Los resultados de estos experimentos proveen un mecanismo físico sencillo (este mecanismo físico será explicado con más detalle en el próximo capítulo) para explicar la relación entre la absorción de OH y zonas chocadas que observacionalmente encontramos en los flujos moleculares.

Para finalizar esta sección, sólo nos queda decir que las dos preguntas que nos hicimos al comienzo, tienen ambas contestación afirmativa. Concluimos que la evidencia observacional indica que la absorción de OH en los flujos moleculares es consecuencia de la interacción del material de alta velocidad y la nube ambiente. Un resultado directo de tal interacción es la excitación anómala del OH llevando a la

temperatura de excitación de las líneas 1617, 1665, 1667 y 1720 MHz a valores más bajos que el fondo cósmico, $T_x < T_{bg} \approx 2.8$ K.

3.5 Resumen de las Observaciones y Conclusiones

En esta sección queremos resumir brevemente los principales resultados observacionales del OH en regiones de formación estelar, además de algunas conclusiones a las que hemos llegado como producto de la discusión.

1. El OH de alta velocidad fué detectado en 9 de las 23 regiones previamente conocidas en CO como flujos moleculares. Esto quiere decir que la absorción de OH de alta velocidad puede ser encontrado comúnmente en los flujos moleculares.
2. Con excepción de S255, el cociente de la absorción de las líneas principales tiene valores entre 1.4 y 1.9 lo que es indicativo que el OH de alta velocidad es ópticamente delgado y tiene temperatura de excitación común.
3. La absorción de alta velocidad de las líneas principales no muestra efectos de polarización circular. En aquellas fuentes con buena relación señal a ruido la polarización es menor al 10%.
4. La detección de absorción en las líneas satélites fué muy marginal y solamente dos flujos, L1551 y NGC 2071. La intensidad de la absorción fué menor al 20% en comparación con la 1667 MHz lo que sugiere que la temperatura de excitación es parecida a la de las líneas principales y el gas de alta velocidad es ópticamente delgado.
5. Para más del 60% de las fuentes detectadas la velocidad del OH es mayor que la reportada por el CO.
6. Las regiones que pudieron ser mapeadas completamente presentan una geometría similar a la presentada por el CO, no obstante el flujo en OH es más extendido. El máximo de absorción se encuentra desplazado del de CO. Para las fuentes con mapas de alta resolución angular tomados con el VLA, la absorción aparece solamente en los máximos de los mapas de Arecibo. Por lo menos ese es el caso en L1551. Esto se debe a razones de sensibilidad.
7. Los máximos de absorción aparecen bien correlacionados espacialmente con regiones de emisión de la molécula de H_2 y/o con objetos HH sugiriendo algún

vínculo entre la absorción y las regiones chocadas del flujo.

8. Excepto para S255 los mapas de continuo a 18 cm muestran que en la mayoría de los casos el fondo está compuesto por el componente cósmico de 2.8 K más una pequeña contribución (1.0 K) de la emisión no térmica del plano galáctico lo que implica necesariamente que $T_x \leq 3.8$ K. En el caso de S255 la absorción se produce en frente de la región H II compacta G192.58-0.04 la cual tiene una temperatura de brillo de al menos 1600 K. En este caso, el OH no está necesariamente fuera de ETL.
9. El estudio de la emisión de la línea 1667 MHz muestra que el flujo de alta velocidad de OH es colimado en dirección de los gradientes decrecientes de densidad columnar de la nube ambiente. Esto sugiere que, a gran escala, el flujo molecular es colimado por los gradientes de densidad de la nube ambiente. Aunque no se cuenta con estudios detallados de la nube ambiente, el flujo en NGC 2071 parece estar siendo afectado por la misma. La situación se observa en H₂, CO y OH.
10. En L723 creemos que es necesario un estudio detallado con el VLA de la absorción de OH de alta velocidad. Esto nos puede ayudar a resolver la polémica de si se trata de dos arcos opuestos o bien dos flujos bipolares independientes. Si es el primer caso, la absorción (que por razones de sensibilidad es casi seguro que solo se verá en la región de los máximos del mapa de Arecibo) deberá presentar una configuración curva trazando la forma interior de la parte del semi-arco donde se produce. Si por el contrario son dos flujos independientes la forma espacial de la absorción de OH no tiene porque seguir ninguna geometría particular. La presencia de dos fuentes de continuo en el centro de L723 inclina la balanza hacia el lado de la segunda alternativa, sin embargo es necesario más estudios. Considerando la intensidad de la absorción y el tiempo que se empleó con Arecibo se necesitarían no menos de 15 horas de observación con el VLA para poder detectar la absorción de OH.

Para finalizar este capítulo queremos concluir que la evidencia sugiere que no existe tal problema de sobreabundancia de OH como señalaron algunos autores. Más bien, éste es un problema de excitación en el cual $T_x \leq T_{bg}$. La sobre abundancia desaparece si $T_x \simeq 1.0$ K. Esta temperatura es posible alcanzarla bajo las condiciones físicas que prevalecen en los flujos moleculares, como veremos ampliamente en el

próximo capítulo.

CAPITULO 4

EXCITACION DEL OH EN FLUJOS MOLECULARES

La evidencia observacional muestra una clara asociación entre las regiones chocadas del flujo y la excitación anómala (indicada por la absorción del OH de alta velocidad contra el fondo cósmico). Esto no solamente constituye un resultado nuevo en el estudio de los flujos, sino que sugiere que la absorción podría ser un problema de excitación de la molécula en las regiones fuertemente perturbadas. Es decir, el problema podría reducirse a entender el comportamiento de la temperatura de excitación del OH bajo las condiciones que imperan en las regiones de fuerte interacción entre el flujo y la nube ambiente. Específicamente al estudio de la excitación del OH por colisiones con hidrógeno molecular, por ser ésta la especie más abundante. Otros posibles mecanismos de excitación que pueden llegar a ser importantes como el campo de radiación ultravioleta (presente en regiones de formación de estrellas masivas y en regiones chocadas) o procesos químicos (formación y destrucción de moléculas en estados favorecidos) no serán considerados en este capítulo.

Primero veremos cuál es el mecanismo físico responsable de la refrigeración o anti-inversión de las transiciones en el estado base, observadas en los flujos moleculares. (Es común referirse a la anti-inversión como refrigeración de la transición puesto que las moléculas tienden a poblar preferentemente el estado de menor energía haciendo que la temperatura de excitación disminuya desacoplando a ésta de la temperatura cinética.) El problema de la excitación será tratado numéricamente resolviendo las ecuaciones de equilibrio estadístico en la aproximación de Gradientes Grandes de Velocidad. Los coeficientes colisionales entre el OH y el H₂ serán los recientemente calculados por Dewagan, Flower y Alexander (1987, de aquí en adelante DFA), los cuales parecen ser la clave para entender la excitación anómala del OH.

4.1 Mecanismo Físico Responsable del Enfriamiento del OH

La inmensa mayoría de los modelos encontrados en la literatura para explicar

la excitación del OH astronómico, cuentan con muy poca información acerca de las colisiones. Algunos autores (Gwinn *et al.* 1973; Kaplan y Shapiro, 1979; Flower, Gilloteau, 1982 y Dewangan y Flower, 1983) hicieron esfuerzos en sus teorías por tener una buena representación de los coeficientes colisionales encontrando algunas asimetrías importantes en las secciones rectas de colisión. Estas asimetrías podían explicar los máseres tipo I de OH de algunas fuentes astronómicas. Como mencionamos en el primer capítulo, los experimentos de Andersen *et al.* (1984a y 1984b) vinieron a demostrar que en estas teorías se tenía asignada la paridad en el doblete A de manera equivocada. En todo caso en vez de predecir inversión predecían anti-inversión en las líneas del estado base. El problema residía en que los autores asignaron como estado de mayor energía a la rotación del OH con el orbital Π del oxígeno contenido en el plano de rotación de la molécula. Los experimentos mostraron que era lo contrario. Se encontró también que para colisiones entre el OH y el H_2 los estados rotacionales excitados tienden a poblarse más el estado de menor energía (más simétricos) del doblete A de cada nivel rotacional en la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$. En la escalera ${}^2\Pi_{1/2}$ ocurre exactamente lo contrario, dado que el estado más simétrico del doblete es el de mayor energía.

La idea de una sección recta colisional selectiva entre los dos estados del doblete A es bastante sencilla de entender. Consideremos la situación de una molécula de OH en cualquier estado rotacional (incluido el estado base). Para un radical como éste, la nube electrónica del electrón Π no apareado del átomo de oxígeno puede estar perpendicular o coplanaria al plano de reflexión, el cual coincide con el de rotación de la molécula (vea la Figura 4.1). Estas dos distintas orientaciones de la nube electrónica con respecto a este plano dan lugar al famoso desdoblamiento A de los estados rotacionales. Supongamos que disparáramos proyectiles (como por ejemplo moléculas de H_2) contra un ensamble de moléculas de OH, en su mayoría en el estado base. Estas moléculas van a tener la nube electrónica orientada de una u otra manera, como indica Figura 4.1. Esquemáticamente lo que sucede es lo siguiente: los proyectiles van a excitar colisionalmente a las moléculas de OH a estados de mayor energía. Clásicamente hablando, el OH presenta una sección recta mayor en los casos en que las colisiones llevan a las moléculas a rotar a estados donde la nube electrónica está contenida en el plano de reflexión. Estos estados corresponden a los de menor energía o más simétricos del doble A en la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$. Según Andersen *et al.* (1984c), de esta manera llevamos moléculas en una proporción de 2 a 1, a los estados simétricos, más que a los antisimétricos de cada escalera (excepto para los estados ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{5}{2}$ y ${}^2\Pi_{1/2}$, $J = \frac{1}{2}$

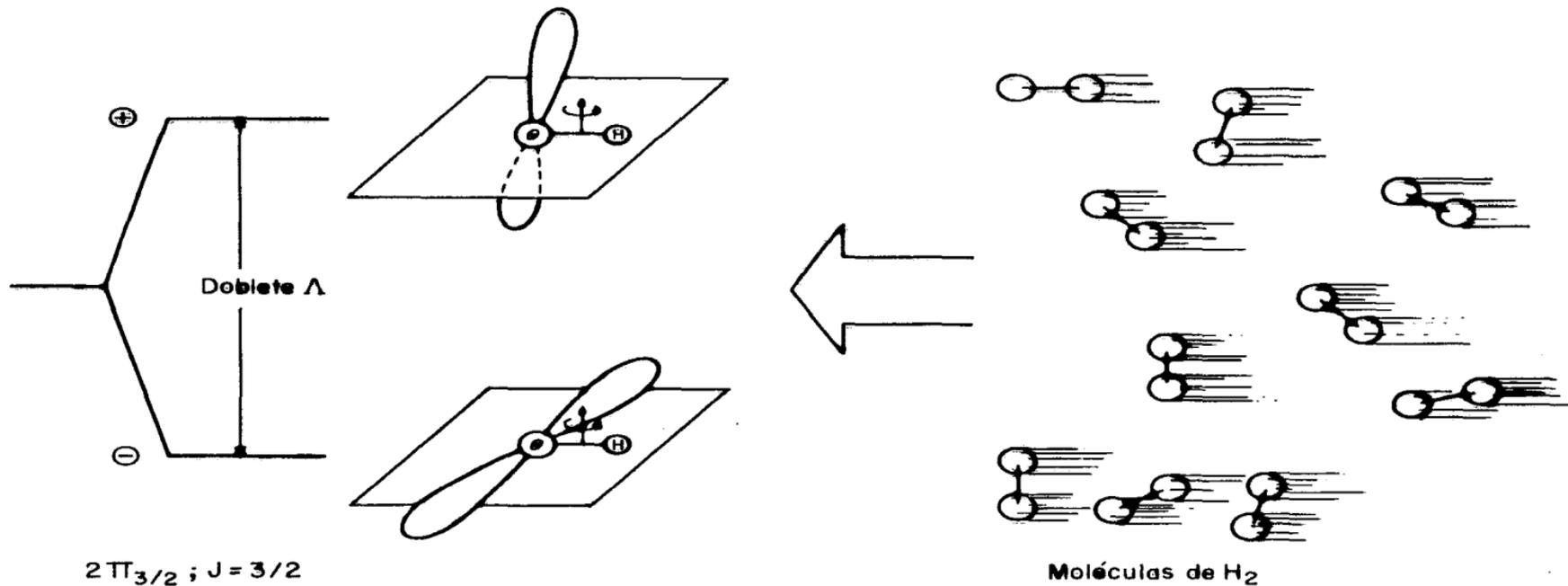


Figura 4.1 Las dos diferentes posiciones de la nube electrónica con respecto al plano de rotación de la molécula representan cada uno de los dos estados del doblete Λ . Moviéndose de derecha a izquierda tenemos las moléculas de H_2 disparadas como proyectiles que van a colisionar con el OH. Clásicamente, el estado que tiene a la nube en el plano presenta una mayor sección recta a los proyectiles.

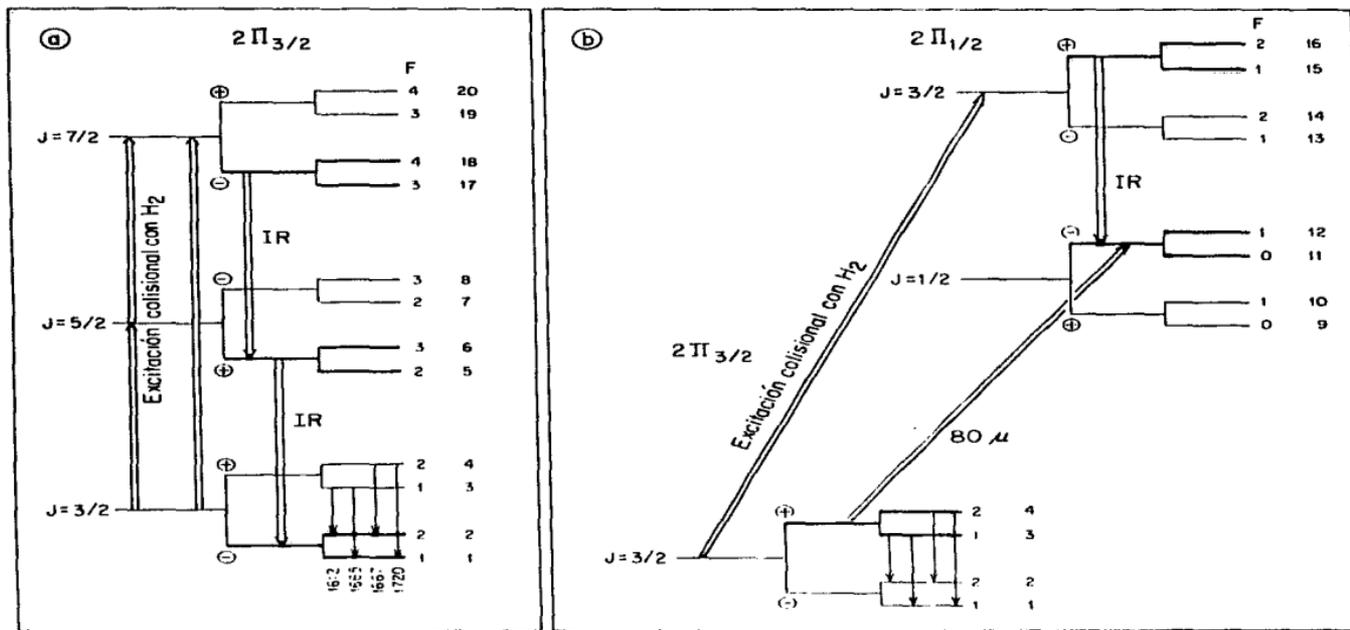


Figura 4.2. En la parte (a) tenemos los primeros 3 estados rotacionales con sus respectivos desdoblamientos. Las colisiones con H₂ excitan al OH a los estados de menor energía del doblete A de la escalera $2\Pi_{3/2}$. Estos son indicados con trazos más negros. Al relajarse por omisión IR regresa al estado base de acuerdo a las reglas de selección. Esto hace que la sobrepoblación de los estados de menor energía del doblete A de los estados rotacionales excitados se transfiera al estado base y como consecuencia se refrigeran las transiciones 1612, 1665, 1667, 1720 MHz. Las \pm indican la paridad de los estados del doblete A. En (b) tenemos exactamente lo mismo para los primeros dos estados de la escalera $2\Pi_{1/2}$, excitados por colisiones desde el estado base. Las colisiones con H₂ producen inversión en las transiciones de los subestados de esta escalera.

en los que la diferencia es solo del 10%).

Nosotros creemos que ésto constituye el mecanismo físico responsable para la refrigeración de las líneas en el estado base. La razón es la siguiente: las moléculas de OH excitadas colisionalmente estarán ocupando los estados más simétricos del doblete A de cada nivel rotacional de ambas escaleras. Estos estados más simétricos son los de menor energía en la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$. Si las densidades columnares en la región de interés no son demasiado grandes, el OH puede desexcitarse radiativamente emitiendo fotones infrarrojos y llegar hasta el estado base (vea Figura 4.2). No obstante, el relajamiento radiativo se hace de acuerdo a las reglas de selección ($\Delta J = \pm 1, 0$; $\Delta F = \pm 1, 0$; $\Delta F = \pm 1$, si $F = 0$; además es necesario un cambio en la paridad en cada transición. (vea secc. 2.4). Como consecuencia la sobrepoblación de moléculas en los estados del doblete A de menor energía de los niveles rotacionales excitadas en la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$, se transfiere al estado base sobrepoblando el estado del doblete que tiene paridad negativa, ${}^2\Pi_{3/2}^-, J = \frac{3}{2}$. Esto debe de producir refrigeración en las cuatro transiciones del estado base de la molécula de OH. En la otra escalera (${}^2\Pi_{1/2}$) las moléculas van a ocupar preferentemente el estado de mayor energía del doblete. El estado base de esta escalera no está conectado con ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{3}{2}$ a través de ninguna transición rotacional. Es necesario una transición que invierta la dirección de los lóbulos del electrón no pareado para finalmente transferir la población del nivel ${}^2\Pi_{1/2}$, $J = \frac{1}{2}$ (la cual se encuentra invertida debido al efecto selectivo de excitación con H_2) al nivel base, conservando la inversión que tiene en ${}^2\Pi_{1/2}$ (vea la Fig. 4.2). Andersen *et al.* (1984c) y Andersen (1986) argumentan acerca de la posibilidad de producir un efecto de inversión en el estado base debido a la transferencia de población, ya invertida, del estado ${}^2\Pi_{1/2}$, $J = \frac{1}{2}$ al ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{3}{2}$. Este efecto compite con la refrigeración en el estado base debido a la relajación infrarroja del OH a través de escalera ${}^2\Pi_{3/2}$.

Es necesario aclarar que las moléculas que son excitadas a estados rotacionales, generalmente se relajan al estado base sin cambiar de escalera (excepto en el estado ${}^2\Pi_{1/2}$, $J = \frac{1}{2}$). La razón para ésto es que los cambios de escalera requieren de una inversión de los lóbulos del electrón Π no pareado del oxígeno. En general la probabilidad de que se produzca tal inversión es mucho más baja que la probabilidad de transición entre niveles de la misma escalera.

Cualquiera podría pensar que este supuesto mecanismo físico para enfriar las transiciones del estado base no debe servir para tal fin, pues la posible refrigeración

que ganamos con una escalera (${}^2\Pi_{3/2}$) la perdemos por el efecto de la otra escalera (${}^2\Pi_{1/2}$). Según Destombes *et al.* (1977) las probabilidades de transición para ir de ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{1}{2} \rightarrow {}^2\Pi_{3/2}, J = \frac{3}{2}$ son en general un orden de magnitud menor que, por ejemplo, las probabilidades para la transición ${}^2\Pi_{3/2}, J = \frac{5}{2} \rightarrow {}^2\Pi_{3/2}, J = \frac{3}{2}$. Todo esto indica que el efecto de la escalera ${}^2\Pi_{1/2}$ sobre el estado base se ve reducida por el hecho de que las transiciones son significativamente menos probables debido a la necesidad de cambiar de escalera. De esta forma la información de la distribución de población de esta escalera (${}^2\Pi_{1/2}$) se transfiere de manera menos eficiente hacia el estado base que la población en la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$, lo cual coloca en segundo plano el efecto de este proceso. Nosotros esperamos que el efecto de inversión en el estado base debido a la escalera ${}^2\Pi_{1/2}$ sea un orden de magnitud menor que la anti-inversión debida a la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$. Los resultados numéricos de la sección 4.4 confirman esta expectativa.

Aceptando el esquema anterior la pregunta que nos viene a la mente es: ¿Cómo llevar esta situación encontrada en el laboratorio a los flujos moleculares? En general la temperatura de las nubes moleculares es del orden $T_K \sim 15$ K. A esta temperatura el OH se encuentra en su mayoría en el estado base rotacional. No obstante, en las paredes internas de la cavidad creada por la interacción del viento estelar con la nube ambiente (para una revisión al respecto vea Lada 1985), se deposita una gran cantidad de energía mecánica haciendo que el gas se caliente a más de 1000 K (Cantó, 1980; y Giovanardi y Lizano, 1991). Es precisamente en estas zonas calientes del flujo donde se pueden dar las condiciones para la refrigeración de ciertas transiciones del OH. La deposición de energía a través de ondas de choque no sólo calienta el gas sino que también lo comprime, haciendo muy importante el efecto de las colisiones en la excitación. Dado que la molécula de H_2 es la más abundante de todas las demás especies químicas, se favorece la refrigeración de las transiciones del estado base del OH debido al efecto de las colisiones.

4.2. Excitación del OH

La refrigeración de las transiciones en el estado base del OH será tratada como cualquier problema de excitación en general. (Para una revisión del tema vea a Elitzur, 1982.) El asunto es bastante complejo porque la transferencia de radiación afecta la distribución de población de los distintos niveles y éstas a su vez afectan la intensidad de radiación de la línea que conecta cada par de niveles. El acoplamiento se da a

través de la absorción y emisión estimulada de fotones por lo que requiere una solución simultánea de las ecuaciones que gobiernan las poblaciones para todos los niveles de interés y la transferencia de radiación de todas las líneas que conectan cada par de niveles. Esto último es muy difícil hasta para modelos muy simples. En la práctica el problema requiere de métodos de aproximación. El más popular de estos métodos es el formalismo de la probabilidad de escape, conocido también como la aproximación de Sobolev.

a) Probabilidad de Escape.

Para ver con más claridad el concepto de la probabilidad de escape vamos a considerar un sistema de dos niveles i y j ($E_i > E_j$, $g_i = g_j$). La ecuación que gobierna el cambio en la población del nivel i (considerando solamente procesos radiativos) es,

$$\frac{dn_i}{dt} = -A_{ij}n_i - B_{ij}J_{ij}(n_i - n_j), \quad (4.1)$$

donde A_{ij} y B_{ij} son los conocidos coeficientes de Einstein, n_i y n_j son las poblaciones en los niveles i y j respectivamente. La J_{ij} es la intensidad de radiación integrada sobre todos los ángulos sólidos producida dentro de la fuente en la línea espectral $i-j$. Si la emisión no es maser, el campo de radiación es usualmente isotrópico, por lo que podemos tener $J_{ij} = I_{ij}$. Ahora vamos a hacer la aproximación de reemplazar la radiación I_{ij} , la cual es determinada en todo momento por la integral sobre toda la fuente, por la radiación producida localmente. La función fuente está dada por,

$$S_{ij} = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} \left[\frac{n_i}{n_j} - 1 \right]^{-1}. \quad (4.2)$$

Donde n_i y n_j son los valores locales de la densidad numérica en los niveles i - j . Aquí lo que suponemos es que la población es afectada solamente por la radiación producida en la vecindad inmediata. Obviamente, solo la fracción de radiación absorbida por las moléculas es la que afecta la distribución de población. Si denominamos β_{ij} como la fracción de radiación producida que escapa de la fuente, podemos escribir el campo de radiación como,

$$I_{ij} \simeq (1 - \beta_{ij})S_{ij}. \quad (4.3)$$

Si sustituimos (4.2) y (4.3) en (4.1) llegamos finalmente a la expresión,

$$\frac{dn_i}{dt} = -\beta_{ij} A_{ij} n_i. \quad (4.4)$$

El resultado derivado en (4.4) tiene como efecto desacoplar la radiación de las ecuaciones de población. Es decir, eliminamos la intensidad de radiación a cambio de introducir la probabilidad de escape de los fotones. La interpretación que se le puede dar a esta última ecuación es bastante simple. Un decaimiento espontáneo del nivel i no necesariamente alcanza a producir un cambio en la población n_i , pues es posible que el fotón sea absorbido ahí mismo excitando una molécula al mismo nivel. Sólo la fracción de fotones que escapan de la fuente pueden hacer variar la población ($dn_i/dt \neq 0$). El efecto del campo externo sobre las poblaciones está determinado por la probabilidad de que los fotones que vienen desde afuera puedan alcanzar el centro de la nube. No obstante, la probabilidad para que un fotón de afuera llegue al centro de la nube es la misma que tiene un fotón emitido en el centro de ésta para escapar de la nube. En esencia la idea que hay detrás de todo esto es cambiar el efecto de la transferencia de radiación por la probabilidad de escape β . Esta tiene que ser determinada para cada problema o situación en particular. Pensemos por ejemplo el caso de un haz de radiación de intensidad I_0 que incide sobre una región plana de gas con profundidad óptica τ . La intensidad de la radiación emergente será $I_0 e^{-\tau}$ por lo que la probabilidad de que la radiación escape de una región con profundidad óptica τ , es $e^{-\tau}$. Para la radiación emitida por la misma región, en realidad no conocemos el punto exacto donde se produce, por lo que podemos hacer un promedio sobre la profundidad óptica de manera que la probabilidad de escape para los fotones producidos en la fuente está dada por,

$$\beta = \langle e^{-\tau} \rangle = \frac{\int_0^{\tau} e^{-r'} dr'}{\int_0^{\tau} dr'} = \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}. \quad (4.5)$$

Derivaciones mucho más formales como las de Castor (1970) conducen a expresiones similares a la de la ecuación (4.5).

El formalismo de la probabilidad de escape tiene especial aplicación en regiones con gradientes grandes de velocidad (aquellas donde el campo de velocidad macroscópica excede por mucho al térmico). Este formalismo se conoce también como la

Aproximación de Gradientes Grandes de Velocidad. El mismo se puede extender para estudiar los máseres. Lo único diferente es que en el caso de los máseres β puede tomar valores mayores que 1 ($0 \leq \beta < \infty$).

b) Ecuaciones de Equilibrio Estadístico.

Las ecuaciones que necesitamos resolver para entender la excitación del OH son las que gobiernan la distribución de población en cada nivel que vamos a considerar. Como mencionamos anteriormente el rol de la transferencia de radiación lo trasladamos a la probabilidad de escape β_{ij} . En nuestro caso adoptaremos las ecuaciones de equilibrio estadístico dadas por Elitzur (1976 y usadas también por Goldreich y Kwan 1974; Elitzur, Goldreich y Scoville, 1976; Bertojo, Cheung y Townes, 1976; Bujarrabal, Destombes y Guilbert, 1980; y Bujarrabal, *et al.* 1980) que son:

$$\begin{aligned} \frac{dn_k}{dt} = & \sum_{j>k} \left\{ \frac{g_j}{g_k} A_{jk} \beta_{jk} \left[n_j - (n_k - n_j) \left(I_{jk}(T_{bg}) + W_d \left(\frac{\lambda_{ij}(\mu)}{80\mu} \right)^{-p} I_{jk}(T_d) \right) \right] + \right. \\ & \left. + C_{jk} g_j (n_j - n_k \exp(-h\nu_{jk}/kT_k)) \right\} \\ & - \sum_{j<k} \left\{ A_{kj} \beta_{kj} \left[n_k - (n_j - n_k) \left(I_{kj}(T_{bg}) + W_d \left(\frac{\lambda_{ij}(\mu)}{80\mu} \right)^{-p} I_{kj}(T_d) \right) \right] + \right. \\ & \left. + C_{kj} g_j (n_k - n_j \exp(-h\nu_{kj}/kT_k)) \right\}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

donde $k = 1, 2, 3, \dots, L$. Esta ecuación no es más que una generalización de (4.4) para cualquier número L de niveles, incluyendo campos de radiación externos $I_{jk}(\theta)$ y colisiones. Las n_k son la densidad numérica de moléculas de OH en el nivel k dividida entre los pesos estadísticos g_k . Las A_{kj} son las probabilidades de transición entre los niveles $k-j$. En este trabajo usamos los valores para las A 's y las frecuencias calculadas por Destombes *et al.* (1977). Finalmente tenemos que,

$$I_{kj}(\theta) = [\exp(h\nu_{ij}/k\theta) - 1]^{-1}, \quad (4.7)$$

donde $\theta = T_{bg}, T_d$, son las temperaturas de la radiación del fondo cósmico y del polvo, respectivamente. A la expresión (4.7) se le conoce como la ecuación de distribución del número de ocupación de los fotones (Elitzur, 1976). Los coeficientes de desexcitación

colisional entre OH y H_2 los representamos con C_{kj} . Es interesante ver que β_{kj} aparece multiplicando los agentes externos de radiación. Esto nos dice que el efecto sobre las poblaciones que producen los agentes externos está dado por la probabilidad de que un fotón externo alcance un punto particular dentro de la nube. La intensidad de la radiación del polvo dividida entre $2h\nu^3/c^2$ está dada por $W_d(\lambda/80\mu)^{-p}I_{kj}(T_d)$, donde W_d es conocido como el factor de dilución (es importante no confundir a W_d con un factor geométrico como en los casos donde el sistema está siendo irradiado por una estrella a una cierta distancia). El factor de dilución del polvo está más bien relacionado con la opacidad del polvo. Veamos esto con más detalle. Según Goldreich y Kwan (1974) para una nube con distribución homogénea de los granos de polvo la profundidad óptica debida a éstos es,

$$\tau_d(\lambda) = Q(\lambda)N_d\sigma_d, \quad (4.8)$$

donde $Q(\lambda)$ es la eficiencia de absorción a longitudes de onda λ , σ_d es la sección recta geométrica y N_d es la densidad columnar (cm^{-2}) de granos de polvo. La intensidad de radiación debida al polvo de la nube está dada por,

$$I_d(\lambda) = B_\lambda(T_d)(1 - e^{-\tau_d(\lambda)}). \quad (4.9)$$

Donde $B_\lambda(T_d)$ es la función de Planck a la temperatura del polvo T_d . En el caso ópticamente delgado ($\tau_d < 1$) la intensidad de la radiación será,

$$I_d(\lambda) = \tau_d(\lambda)B_\lambda(T_d). \quad (4.10)$$

Sustituyendo (4.8) en (4.10) llegamos a la expresión,

$$I_d(\lambda) = Q(\lambda)N_d\sigma_d B_\lambda(T_d) \quad (4.11)$$

Según Aannestad (1975) el coeficiente de eficiencia de absorción $Q(\lambda)$ obedece una cierta ley de potencia en el rango de 30 a 160μ de la forma,

$$Q(\lambda) = Q(80\mu) \left(\frac{\lambda}{80\mu} \right)^{-p} \quad (4.12)$$

donde p es la pendiente de la dependencia de la eficiencia de absorción, con valores que van desde 1.5 a 3.5 y $Q(80\mu)$ es la eficiencia de absorción a 80 micras. Sustituyendo (4.12) en (4.11) tenemos,

$$I_d(\lambda) = Q(80\mu) \left(\frac{\lambda}{80\mu} \right)^{-p} N_d \sigma_d B_\lambda(T_d) \quad (4.13)$$

Según Spitzer (1978), $N_d \sigma_d \simeq A_v$, es la extinción visual de la nube. Por último Guilbert, Elitzur y Nguyen-Q-Rien (1978) llaman al producto $A_v Q(80\mu)$, el factor de dilución del polvo a $80\mu\text{m}$, W_d . Finalmente podemos escribir (4.13) de la forma,

$$I_d(\lambda) = W_d \left(\frac{\lambda_{ij}}{80\mu} \right)^{-p} B_\lambda(T_d) \quad (4.14)$$

Esta última expresión es fácilmente puesta en la manera en que aparece la contribución del polvo en (4.6) simplemente dividiendo $2h\nu^3/c^2$ y cambiando $B_\lambda(T_d)$ por $B_\nu(T_d)$.

Para el estado estacionario ($dn_k/dt = 0$) y un sistema de L niveles, (4.6) nos proporciona un conjunto de $L - 1$ ecuaciones algebraicas que combinadas con la condición de normalización,

$$\sum_{k=1}^L g_k n_k = 1, \quad (4.15)$$

en principio se puede resolver completamente. En realidad la cosa no es tan sencilla ya que la relación que guarda β con las n es exponencial (vea ecuación 4.5). Sólo en los casos en que todas las transiciones son ópticamente delgadas ($\beta \sim 1$) es posible resolver de manera sencilla el sistema de ecuaciones. En nuestro caso particular creemos no conveniente irnos por la aproximación ópticamente delgada puesto que muchas de las transiciones pueden ser ópticamente gruesas (en particular las infrarrojas), o en ocasiones invertidas ($\beta > 1$).

4.3 Modelo

Es bien conocido que en las zonas de interacción del gas de alta velocidad y la nube ambiente los campos de velocidad presentes exceden por mucho el ancho término

de la nube. Esta situación hace que los fotones que son emitidos por un elemento de volumen sólo pueden ser reabsorbidos en una distancia a la cual el campo de velocidades no es mayor que el térmico. Sobolev (1960), Castor (1970) y Lucy (1971) (vea sección 4.2a) encuentran que para tal caso la intensidad media de radiación en cada punto depende solo de los valores locales de la función fuente, del campo de radiación externo y la probabilidad de escape. Dado que las mencionadas condiciones de gradientes de velocidad se cumplen de manera sobrada, el problema de la excitación anómala del OH en los flujos moleculares en principio debe quedar bien determinado por las ecuaciones (4.6). Es decir, resolviendo las ecuaciones de equilibrio estadístico incluyendo en éstas el efecto de la transferencia de radiación a través de la probabilidad de escape β_{ij} debemos obtener la temperatura de excitación del OH en el flujo. En esa forma obtenemos las poblaciones y vía la ecuación de Boltzmann llegamos a la temperatura de excitación de las distintas líneas del OH. Las ecuaciones (4.6) serán resuelta numéricamente en el caso dependiente del tiempo ($dn_k/dt \neq 0$). Normalmente este sistema de ecuaciones es resuelto para el estado estacionario ($dn_k/dt = 0$). No obstante, nosotros creemos que hay ciertas ventajas en obtener la solución dependiente del tiempo. Una de ellas es que podemos saber la evolución en el tiempo si variamos algún parámetro físico (temperatura, densidad, etc.). Es decir, podemos tener la posibilidad de conocer como pasa el sistema de una situación de equilibrio a otra. Además queda abierta la posibilidad (sin necesidad de hacer grandes cambios en el programa) de estudiar el sistema cuando alguno de los parámetros es función del tiempo (i.e. $T_k = T_k(t)$). A fin de cuentas las soluciones de (4.6) deben de ser iguales cuando se alcanza el estado estacionario, o sea cuando,

$$\left(\frac{dn_k}{dt}\right)_{t=\infty} = 0. \quad (4.16)$$

Hemos mencionado que la forma de la probabilidad de escape es determinada a partir de las características físicas y geométricas de cada problema particular. Castor (1970) encuentra que para simetría esférica, densidad constante, y un campo de velocidades radiales $v = v(r)$, la profundidad óptica de una parcela de gas a una distancia r del centro de la nube está dada por,

$$\tau_{kj}(r, \mu) = \frac{hc}{4\pi} B_{kj} g_j (n_k - n_j) \left(\frac{r}{v(r)}\right) / (1 + \mu^2(\epsilon - 1)). \quad (4.17)$$

donde,

$$\epsilon = \frac{d \ln v(r)}{d \ln r}, \quad (4.18)$$

y μ es el coseno del ángulo entre r y el haz de radiación. Todos los demás símbolos tienen el significado usual. Según Castor el factor $1/(1 - \mu^2(\epsilon - 1))$ es en general del orden de la unidad. En particular para campos de velocidad del tipo $v(r) = Kr$, como es por ejemplo el caso de colapso gravitacional de una esfera homogénea,

$$v(r) = \left(\frac{2GM}{R^3} \right)^{1/2} r = \frac{V}{R} r, \quad (4.19)$$

donde M y R son la masa y el radio de la nube, respectivamente, y V es la velocidad en R . Sustituyendo (4.19) en (4.18), vemos que $\epsilon = 1$ y como consecuencia $\tau_{kj}(r, \mu)$ toma la forma de,

$$\tau_{kj}(0) = \frac{hc}{4\pi} B_{kj} g_j (n_k - n_j) \left(\frac{R}{V} \right). \quad (4.20)$$

Para campos de velocidad donde el gradiente logarítmico ϵ es igual a 1, la profundidad óptica de cada parcela en la nube pierde identidad geométrica (no depende de su posición). Dicho de otra manera, la profundidad óptica de cada parcela es igual sin importar su posición en la nube por lo que la podemos representar con dos propiedades globales de ésta, R y V .

La probabilidad de escape promediada sobre todos los ángulos viene dada por,

$$\beta_{kj}(r) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \beta_{kj}(r, \mu) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \left\{ \frac{1 - e^{-\tau_{kj}(r, \mu)}}{\tau_{kj}(r, \mu)} \right\}. \quad (4.21)$$

Para colapso o campos de velocidad del tipo mencionados antes, la sustitución de (4.20) en (4.21) es una expresión sin dependencia angular en el integrando por lo que llegamos a una simple expresión para la probabilidad de escape,

$$\beta_{kj} = \frac{1 - \exp \left[-\frac{hc}{4\pi} B_{kj} g_j (n_k - n_j) \frac{R}{V} \right]}{\frac{hc}{4\pi} B_{kj} g_j (n_k - n_j) \frac{R}{V}}. \quad (4.22)$$

Esta última ecuación fue usada por Guilbert, Elitzur y Nguyen-Q-Rieu (1978 desde ahora GEN) para estudiar la excitación de OH en nubes moleculares. Los resultados de estos autores son en extremo interesantes a pesar de que excepto para la línea 1612 MHz, ninguna de las otras tres líneas aparecen más frías que el fondo cósmico como se observa en los flujos moleculares. Nosotros usamos la ecuación (4.22) para reproducir los resultados de GEN y verificar nuestro método numérico. En la Figura 4.3a y 4.3b comparamos los resultados de GEN y los obtenidos por nosotros para las mismas condiciones físicas, excepto colisiones con electrones, que ellos incluyeron y nosotros no. De la figura 4 de GEN se desprende que la exclusión de los electrones no debe causar gran diferencia para tales condiciones físicas. Como vemos los resultados son similares, lo que nos da confianza en nuestro método numérico.

Como ya se había mencionado, de los espectros de OH (vea Cap. 3) se concluye que la aproximación de grandes gradientes de velocidad puede ser aplicada con toda confianza en los flujos moleculares. Los anchos de absorción del OH a potencia media son del orden de 30 km s^{-1} . Esta absorción es producida posiblemente por gas de la nube ambiente barrido y comprimido por acción del viento estelar. No se conoce con exactitud el campo de velocidades que gobierna el gas que produce la absorción contra el fondo cósmico, sin embargo, primera aproximación, vamos a suponer que éste obedece a una relación lineal con la distancia,

$$v_{OH} = \frac{V_{OH}}{R_{OH}} r. \quad (4.23)$$

Donde V_{OH} es el ancho a potencia media de la absorción del OH y R_{OH} es el tamaño físico de la región. Al sustituir (4.23) en (4.17) y esta a su vez en (4.21) llegamos a una expresión para β_{kj} del OH de alta velocidad,

$$\beta_{kj} = \frac{1 - \exp\left[\frac{hc}{4\pi} B_{kj} g_j (y_k - y_j) n_{OH} (R_{OH}/V_{OH})\right]}{\frac{hc}{4\pi} B_{kj} g_i (y_k - y_j) n_{OH} (R_{OH}/V_{OH})}. \quad (4.24)$$

Las y son las fracciones de población por subnivel en el nivel k y n_{OH} es la densidad numérica de OH por centímetro cúbico.

El número de niveles que vamos a considerar en nuestros cálculos dependerá de la temperatura cinética del gas. Esto obedece a razones prácticas y de cómputo. No tiene mucho sentido considerar 20 niveles del OH cuando $T_k = 15 \text{ K}$ debido a que en

el nivel excitado ${}^2\Pi_{3/2}, J = \frac{7}{2}$, la fracción de población es del orden 10^{-20} cm^{-3} . El máximo número de niveles que consideramos en nuestros cálculos fue 24 (hasta el nivel rotación ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{5}{2}$), para el caso en que la temperatura cinética fue $T_k = 480 \text{ K}$. Estos resultados no muestran diferencia a los obtenidos con 20 niveles para la misma temperatura.

Los dos principales parámetros que vamos a variar son la densidad de hidrógeno ($10 \leq n_{H_2} \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) y la temperatura cinética del gas ($10 \leq T_k \leq 500 \text{ K}$). El gradiente de velocidad del OH de alta velocidad (V_{OH}/R_{OH}) se tomará igual a $30 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ y la densidad columnar, $N_{OH} \sim 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, el cual es un valor típico para el OH de alta velocidad. Esto nos permite, en nuestro programa, fijar la cantidad $n_{OH} R_{OH}/V_{OH} \sim 6 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3} \text{ pc km s}^{-1}$, lo cual implica que cuando variamos la densidad de hidrógeno, estamos variando también el tamaño de la región. El hecho de que fijemos la cantidad $n_{OH} R_{OH}/V_{OH}$ para hacer nuestros cálculos no significa que hemos eliminado la dependencia con la densidad de hidrógeno. Esta dependencia con la densidad entra a través de los coeficientes colisionales. Otros parámetros que fijamos en nuestro programa son la pendiente de la eficiencia de absorción de los granos de polvo como función de la frecuencia (se tomó $p = 2$), la temperatura del polvo $T_d \simeq 30 \text{ K}$, el factor de dilución $W_d \sim 10^{-2}$ y finalmente la radiación del fondo cósmico, (T_{bg}) igual a 3 K . Todos estos valores, en cierta medida arbitrarios, son los típicamente usados en la literatura y son apropiados para los flujos de alta velocidad.

4.4 Resultados Numéricos

Normalmente la forma de resolver la distribución de población y la transferencia de radiación en este tipo de problemas es como hemos descrito anteriormente. Nosotros vamos a seguir exactamente el mismo procedimiento excepto que la integración de las ecuaciones se va hacer en el modo dependiente del tiempo. Para $t = 0$ ponemos a el OH a una temperatura T_x arbitraria y dejamos que evolucione hasta llegue a una situación de equilibrio (para $t = \infty$), de acuerdo a las condiciones físicas a que está sometido en el flujo. Otro detalle importante es el uso de nuevos coeficientes de desexcitación y excitación colisional. La mayoría de los anteriores modelos suponían que el OH tenía una sección recta de colisión ($\sigma_{kj} \sim 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$) igual las para transiciones entre cualesquiera de los estados del doblete A de los distintos niveles rotacionales. Es decir, σ_{kj} tomaba el mismo valor sin importar que la excitación llevara a la molécula a uno

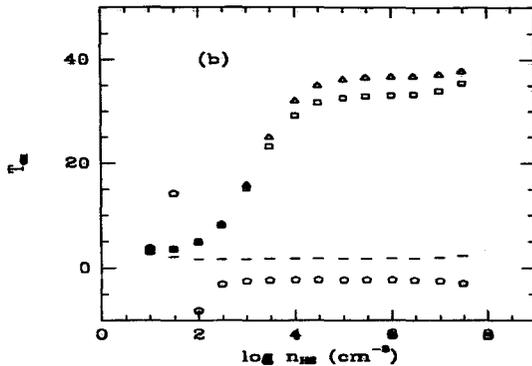
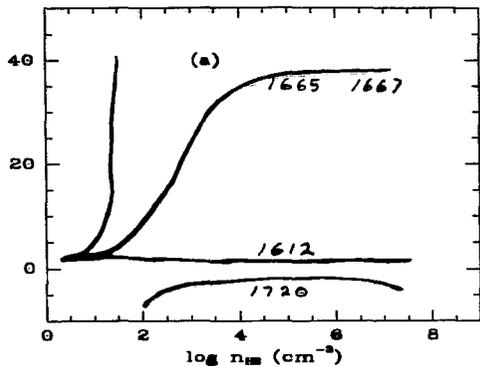
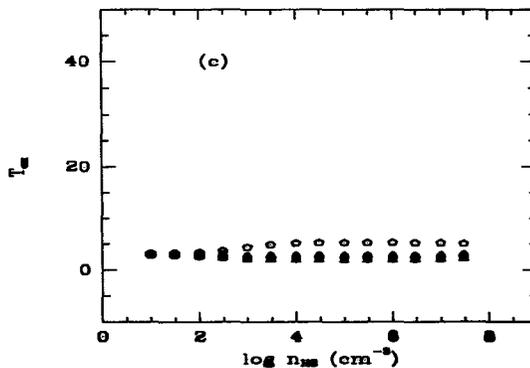


Figura 4.3. Temperatura de excitación como función de la densidad de H. En (a) presentamos los resultados de GEN. En (b) presentamos nuestros resultados numéricos para las mismas condiciones y parámetros físicos que usaron GEN, excepto colisiones con electrones. En (c) hacemos los mismos cálculos que hicimos en (b) para usando los coeficientes colisionales de DFA. Los símbolos en (a) y (b) representan las líneas,

- 1612 MHz
- △ 1665 MHz
- 1667 MHz
- 1720 MHz



u otro estado del doblete y por lo tanto,

$$C = n_{H_2} \langle \sigma v \rangle = n_{H_2} \sigma \langle v \rangle \simeq 7.0 \times 10^{-12} T^{1/2} n_{H_2}. \quad (4.25)$$

La principal razón por la cual se usaba esta simple expresión era por la poca información existente respecto a la excitación colisional del OH. Nosotros contamos con el beneficio de los coeficientes recientemente calculados por DFA basados en los resultados de Andersen *et al.* (1984a y b). Para los mismos parámetros (excepto colisiones con electrones) y condiciones físicas usadas por GEN en su modelo, nuestros resultados son dramáticamente diferentes al usar los nuevos coeficientes colisionales. En la Figura 4.3c se compara como varía la temperatura de excitación como función de la densidad de n_{H_2} de nuestro modelo con el de GEN (Figuras 4.3a y b). Vemos que, excepto por la línea 1612 MHz, los valores de la temperatura de excitación de las líneas 1655, 1662 y 1720 MHz no coinciden. Según la Figura 4.3c las, líneas principales se mantienen un poco más frías que el fondo cósmico ($T_x < T_{bg} = 3$ K). La termalización de las 4 líneas no se alcanza hasta, $n_{H_2} > 10^{11}$ cm⁻³. Como es de esperarse, a baja densidad la temperatura de las líneas tiende a la temperatura del campo de radiación. El efecto de la radiación del polvo es poco importante debido a que está muy diluido ($W_d \simeq 10^{-4}$). Según GEN no se espera un efecto importante sobre la temperatura de excitación para valores de $W_d \leq 10^{-1}$.

En las Figuras 4.4 a la 4.9 graficamos las temperaturas de excitación de las 4 transiciones del estado base y los 2 primeros estados rotacionales excitados como función de la densidad numérica del hidrógeno molecular, para 6 diferentes temperaturas cinéticas del gas (15, 30, 60, 120, 240 y 480 K).

La Figura 4.4a nos dice que el comportamiento de las líneas del estado base como función de la densidad a estas temperaturas bajas ($T_k = 15$ K), es similar al descrito por un sistema de dos niveles (fig. 3.17 y ecuación (3.8)). Las pequeñas diferencias en las 4 transiciones se deben a la frecuencia y probabilidad de transición dado que los coeficientes de DFA tienen igual valor para las transiciones dentro de cada estado rotacional. Para todos los efectos, a nivel colisional sólo existen los dos estados del doblete A. A una temperatura cinética de 15 K el OH se encuentra mayormente en el estado base lo que limita al extremo anomalías en la distribución de población debido a transiciones provenientes de niveles excitados. Podemos decir que cada una de las transiciones del estado base se debe comportar de manera similar a que si estuvieran descritas por un

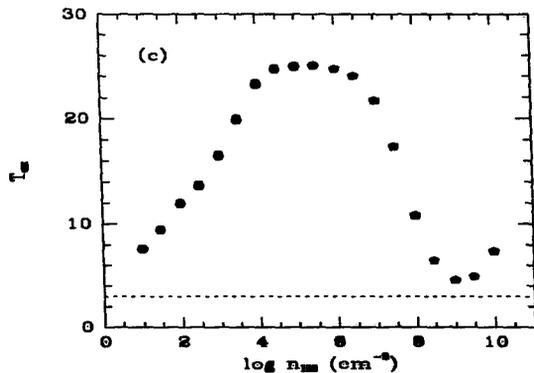
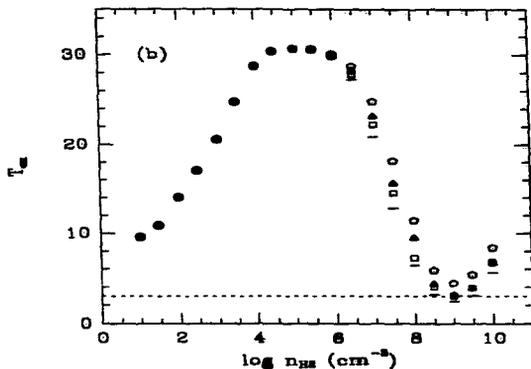
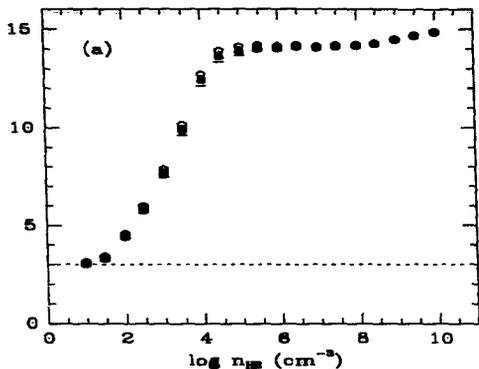


Figura 4.4. Temperatura de excitación como función de la densidad de H_2 para $T_k=15$ K. En (a) presentamos los resultados de las 4 líneas del estado base.

En (b) y (c) damos la T_e para las transiciones en los 2 primeros estados rotacionales excitados. La línea entrecortada indica la temperatura del fondo $T_k=3$ K. Los símbolos en los estados excitados corresponden a líneas análogas a las del estado base.

Símbolos	Paneles	(a)	(b)	(c)
—		1012, 0010, 4000	MHz	
△		1005, 0030	MHz	
□		1007, 0036, 4760	MHz	
○		1720, 0040, 4766	MHz	

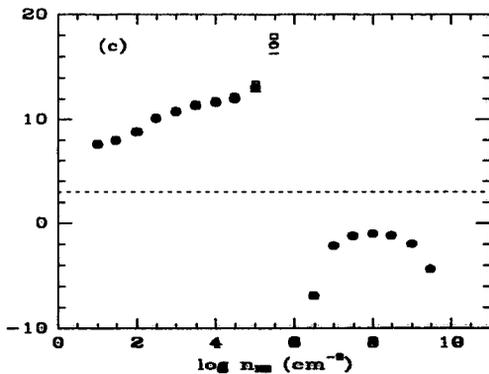
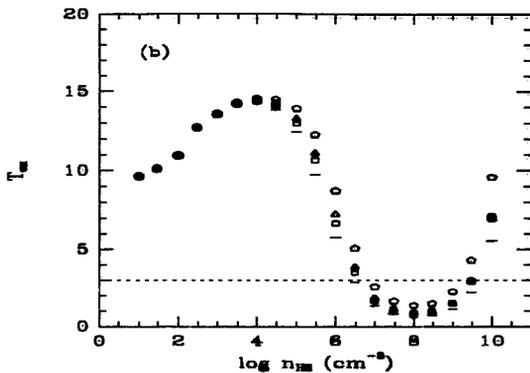
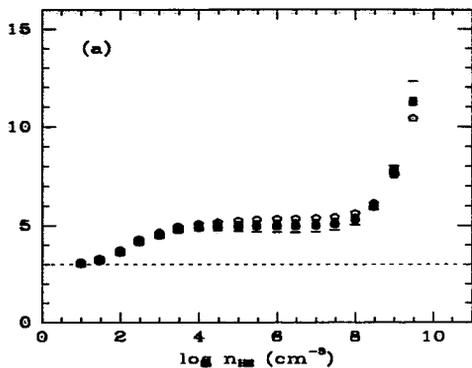


Figura 4.8. Temperatura de excitación como función de la densidad de H_2 para $T_b=30$ K. En (a) presentamos los resultados de las 4 líneas del estado base. Los distintos símbolos representan las mismas líneas que en la figura anterior. En (b) y (c) damos los resultados de las transiciones en los 2 primeros estados rotacionales excitados. La línea entrecortada indica la temperatura del fondo cósmico, $T_b=3$ K.

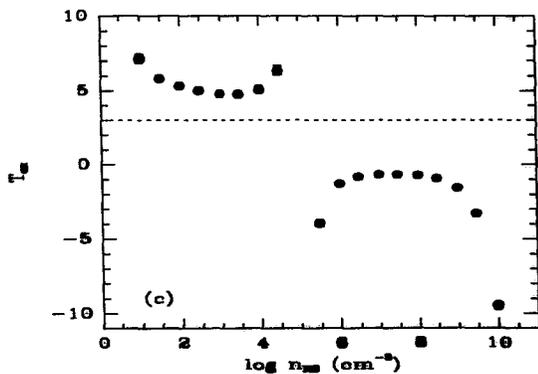
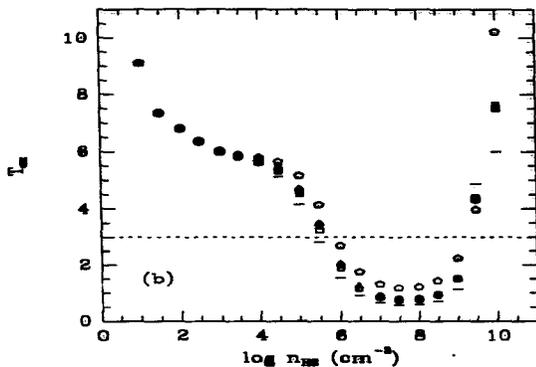
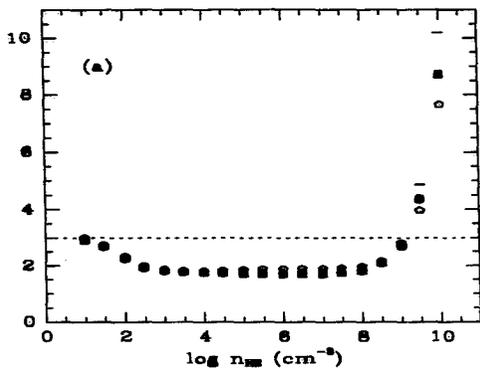


Figura 4.6. Temperatura de excitación como función de la densidad de H_2 para $T_e=80$ K. En (a) presentamos los resultados de las 4 líneas del estado base. Los símbolos representan las mismas líneas que en las figuras anteriores. En (b) y (c) damos los resultados para las transiciones en los 2 primeros estados rotacionales excitados. La línea entrecortada indica la temperatura del fondo cósmico, $T_b=3$ K.

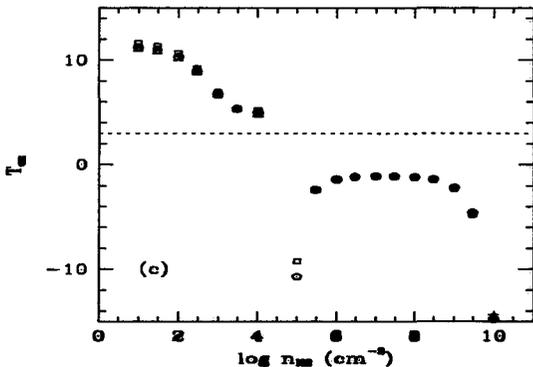
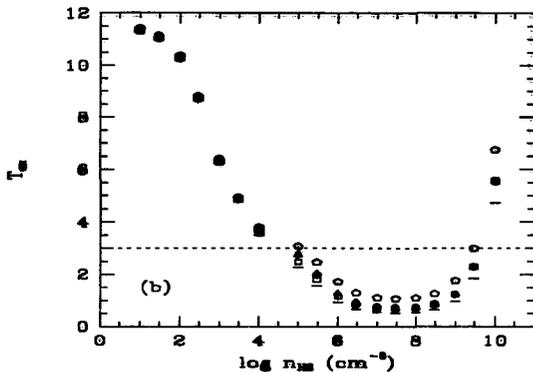
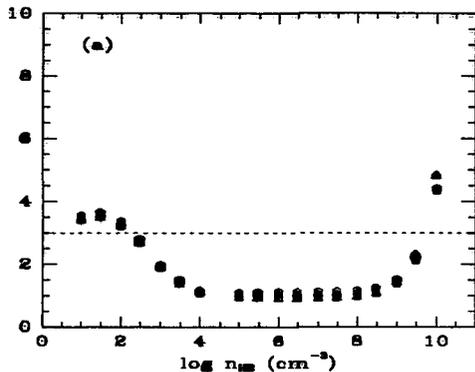


Figura 4.7. Temperatura de excitación como función de la densidad de N_2 para $T_g=120K$. En (a) presentamos los resultados de las 4 líneas del estado base. los símbolos representan las mismas líneas que en las figuras anteriores. En (b) y (c) damos los resultados para las transiciones en los 2 primeros estados rotacionales excitados. La línea entrecortada indica la temperatura del fondo cósmico, $T_b=3K$. Los parámetros físicos son indicados en el texto.

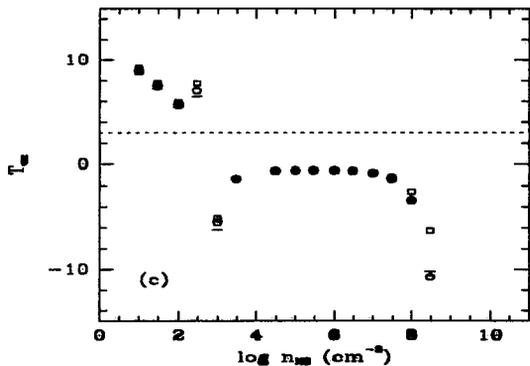
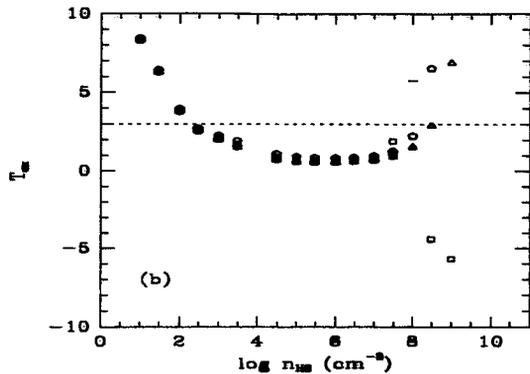
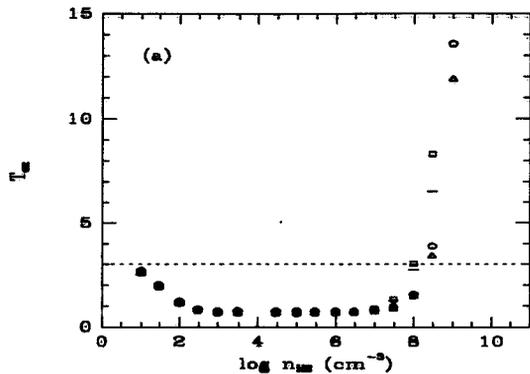


Figura 4.8. Temperatura de excitación como función de la densidad de H_2 para $T_g=240K$. En (a) presentamos los resultados de las 4 líneas del estado base. Los símbolos representan las mismas líneas que en las figuras anteriores. En (b) y (c) damos los resultados para las transiciones en los 2 primeros estados rotacionales excitados. La línea entrecortada indica la temperatura del fondo cósmico, $T_g=3K$. Los parámetros físicos son indicados en el texto.

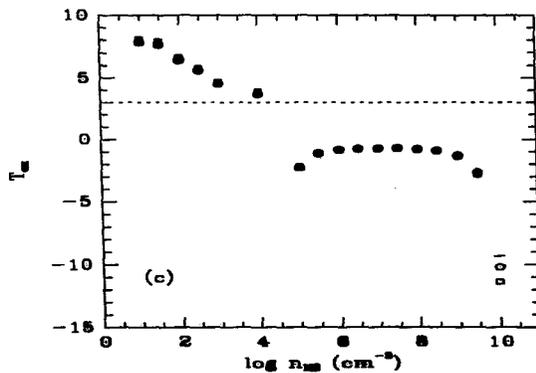
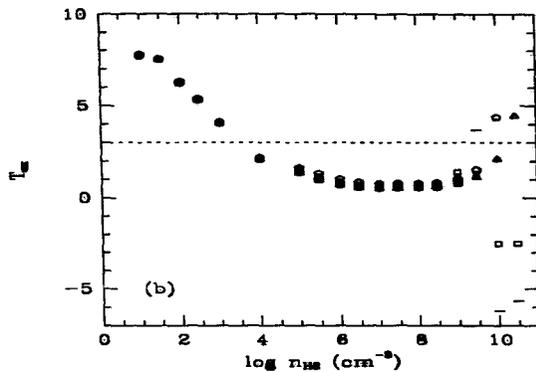
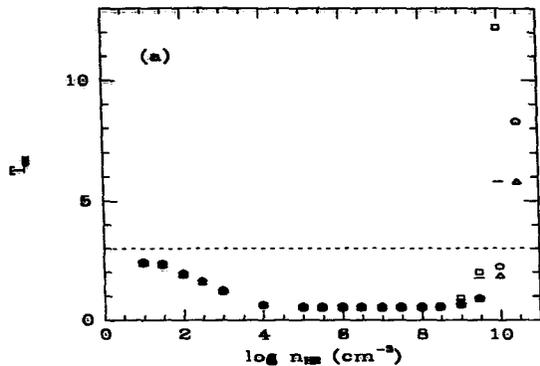


Figura 4.9. Temperatura de excitación como función de la densidad de H_2 para $T_k=480K$. En (a) presentamos los resultados de las 4 líneas del estado base. Los símbolos representan las mismas líneas que en las figuras anteriores. En (b) y (c) damos los resultados para las transiciones en los 2 primeros estados rotacionales excitados. La línea entrecortada indica la temperatura del fondo cósmico, $T_{mb}=3K$. Los parámetros físicos son indicados en el texto.

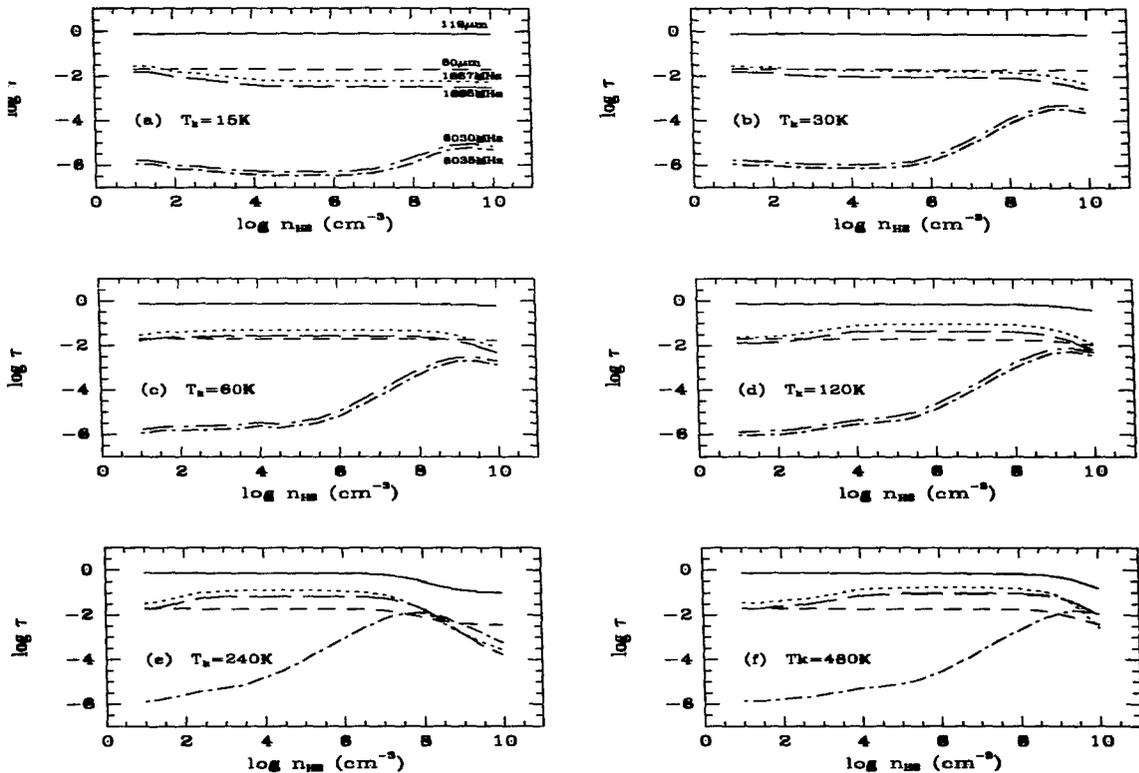


Figura 4.10. Profundidad óptica como función de la densidad de H_2 . Las distintas líneas representan las transiciones que se indican en el panel (a). Los demás parámetros físicos están dados en el texto. Para valores ver Apéndice 1.

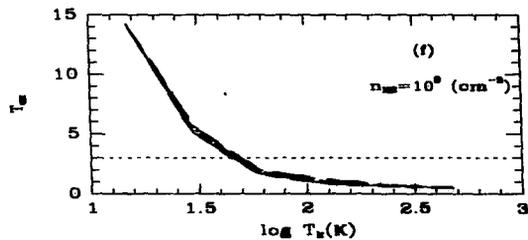
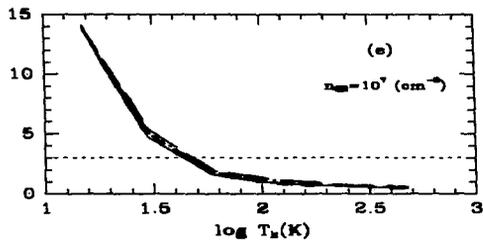
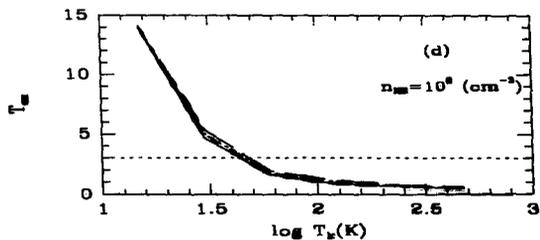
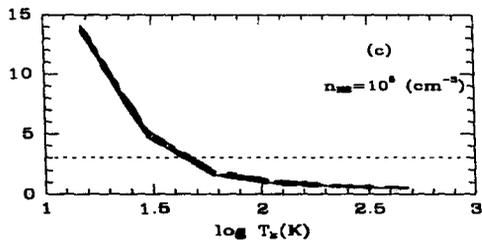
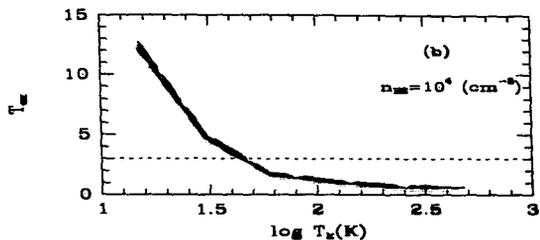
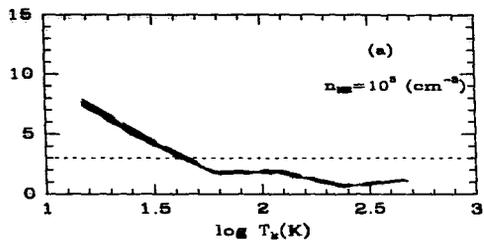


Figura 4.11. T_g como función de $\log(T_e)$ del gas para distintas densidades de H_2 . Los 4 tipos de líneas indican un comportamiento similar de las 4 transiciones del estado base para una n_{H_2} fija. T_g no depende de $n_{H_2} > 1000$. La línea entrecortada es $T_g = 3K$.

sistema de dos niveles. A densidades mayores de 10^4 cm^{-3} , $T_x \sim 14 \text{ K}$, se mantiene casi constante (independiente de n_{H_2}) y no termaliza hasta densidades $\geq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. A temperaturas cinéticas de 30 K (fig. 4.5a) la situación es más interesante, pues T_x para las transiciones del estado base presenta una meseta ($10^3 < n_{H_2} \leq 10^8 \text{ cm}^{-3}$) similar al de 15 K pero subtérmica, con relación a la temperatura del gas ($T_x \approx 5 \text{ K} \ll 30 \text{ K}$). Esta meseta subtérmica es el reflejo de las transiciones que vienen de estados rotacionales excitados, los cuales fueron anormalmente poblados en su doblete A, debido a las colisiones con H_2 , y transfieren este efecto al estado base debido a la relajación infrarroja. A pesar que a 30 K el OH se encuentra mayormente en el estado base, ya se empieza a dejar notar la importancia de la excitación anómala haciendo que el OH se mantenga subtérmico hasta densidades de $\leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$. También en este caso la termalización de las 4 líneas se alcanza a densidades muy altas y generalmente de poco interés ($n_{H_2} > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Para densidades mayores de 10^6 cm^{-3} se consigue refrigeración en las transiciones del estado ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{5}{2}$ e inversión en ${}^2\Pi_{1/2}$, $J = \frac{1}{2}$ (Fig. 4.5b y c). Para temperaturas cinéticas mayores o iguales a 60 K y densidades mayores de 100 cm^{-3} las 4 transiciones del estado base tienen temperaturas de excitación menores que el fondo cósmico, $T_x < T_{bg} = 3 \text{ K}$ (vea figuras 4.6-9 y 4.11). Esta situación se dramatiza a altas temperaturas, $T_x > 200 \text{ K}$ (ver figuras 4.8 y 4.9) donde $T_x \sim 0.6 \text{ K}$ en un rango de densidades de $10^3 < n_{H_2} \leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Algo que llama la atención en las Figuras 4.4 a la 4.9 es el comportamiento de la temperatura de excitación de las líneas del estado base. Para cualquier temperatura cinética aparece una meseta a distintas T_x en un rango de densidades de $10^3 < n_{H_2} \leq 10^9$. Es precisamente en ese rango de densidades (para $T_k \geq 60$) donde se observa la refrigeración en las 4 transiciones del estado base. Sabemos que a tales densidades la temperatura de excitación está dominada por las colisiones, lo que implica que la meseta y la consecuente excitación anómala del OH debe estar vinculada con las colisiones. Esto también lo podemos inferir de los resultados de la Figura 4.3. Por el sólo hecho de poner los nuevos coeficientes calculados por DEA se produce refrigeración en las líneas principales del estado base.

En las Figuras 4.10a-f graficamos la profundidad óptica como función de n_{H_2} para las dos líneas principales ($\Delta F = 0$) del estado base y el primer estado excitado, así como dos transiciones infrarrojas a 119 y 80 μ que conectan los estados ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{5}{2}$ y ${}^2\Pi_{1/2}$, $J = \frac{3}{2}$ con el estado base para las 6 distintas temperaturas cinéticas que consideramos. En las Figuras 4.11 mostramos como varía T_x como función de T_k

para una densidad n_{H_2} fija ($10^2 \leq n_{H_2} \leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$). En el Apéndice 1 damos todos los valores que graficamos en las figuras antes mencionadas.

4.5 Resultados Analíticos e Interpretación

Nuestros resultados numéricos nos sugieren que el camino a seguir para entender el enfriamiento del OH está ligado a las colisiones. Para hacer un análisis de los efectos colisionales sobre el OH vamos a eliminar todos los agentes radiativos externos de la ec. (4.6).

$$\begin{aligned} \frac{dn_k}{dt} = & \sum_{j>k} \left\{ A_{jk} \frac{g_j}{g_k} \beta_{jk} n_j + C_{jk} g_j \left[n_j - n_k \exp \left(-\frac{h\nu_{jk}}{kT_k} \right) \right] \right\} \\ & - \sum_{j<k} \left\{ A_{kj} \beta_{kj} n_j + C_{kj} g_j \left[n_k - n_j \exp \left(-\frac{h\nu_{kj}}{kT_k} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.26)$$

Vamos a resolver esta ecuación en un caso sencillo para ver si nos puede ayudar a entender nuestros resultados numéricos. La mayor parte de nuestros cálculos fueron hechos considerando los 20 niveles de menor energía del espectro rotacional del OH (para temperaturas del gas menores de 60 K se usaron solo 12). En la sección 4.1 mencionamos que solo los niveles de la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$ tienen el efecto de enfriar las transiciones del estado base. Es decir, sólo 12 niveles de los 20 considerados son los responsables del enfriamiento. Si nos fijamos en la figura 4.2, de los primeros 16 niveles solo los 8 de más baja energía son los responsables del efecto. Considerando la gran energía para poblar el estado ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{7}{2}$, el efecto de éste sobre el estado base no debe ser importante a temperaturas cinéticas menores que 200 K. Considerando esto podemos hacer un intento de resolver analíticamente la ecuación (4.26), para el caso ópticamente delgado e independiente del tiempo ($dn_k/dt = 0$), tomando solo los primeros 8 niveles de energía. Los resultados deben ser una buena aproximación para temperaturas, $T_k < 200 \text{ K}$ y densidades $n_{H_2} > 10^8 \text{ cm}^{-3}$. De cualquier manera para temperaturas mayores a 200 K la principal contribución al enfriamiento en el estado base deben ser de estos ocho niveles, dado que son los más poblados.

La ecuación (4.26) nos provee 7 ecuaciones independientes para las n . La octava ecuación independiente la obtenemos a partir de la condición de normalización (ec. (4.15)). Aplicando el método clásico de solución por matrices a este sistema de ecuacio-

nes algebraicas, llegamos a una expresión analítica para el cociente de población entre los niveles 4 y 2 (n_4/n_2) del OH. (Todos los detalles algebraicos y simplificaciones que hemos hecho para obtener la solución analítica de la ecuación (4.26) para los primeros 8 niveles, están dados en el Apéndice 2.) Este cociente es función de los coeficientes colisionales y las probabilidades de transición espontánea de las líneas infrarrojas que conectan el estado base y el primer estado rotacional excitado, el cual se puede escribir en la forma,

$$\frac{n_4}{n_2} = \frac{g'_2 C_{28} A'_{8g} + g'_2 C_{24} A'_{8g}}{C'_4 A'_{8g} - g'_4 C_{48} A'_{8g}}. \quad (4.27)$$

Todos los símbolos acompañados con primas ($'$) representan la suma sobre varios coeficientes de su mismo tipo (vea el Apéndice 2). Este cociente de poblaciones determina la temperatura de excitación de la línea 1667 MHz. Para obtener los valores $T_x(1667)$ solo se debe sustituir el cociente de poblaciones (ec. (4.27)) en la ecuación de Boltzmann,

$$T_x(1667) = -\frac{h\nu_{42}}{k} \left[\ln \left(\frac{n_4}{n_2} \right) \right]^{-1}. \quad (4.28)$$

En las columnas 2 y 3 de la tabla 4.1 comparamos los resultados numéricos para $T_x(1667)$ en la región de la meseta, para 6 distintas temperaturas cinéticas del gas, con los obtenidos a través de la expresión analítica (4.27) vía la ec. (4.28). Los resultados concuerdan razonablemente bien con los numéricos. Para temperaturas entre 240 y 480 K se empieza a notar la necesidad de incluir el estado ${}^2\Pi_{3/2}, J = \frac{7}{2}$. Este tiene como efecto bajar un poco más la temperatura de excitación de las líneas del estado base.

La ecuación (4.27) nos dice que la temperatura de excitación en el estado base está determinada por el cociente entre los coeficientes del estado base a los cuales se les suma una pequeña perturbación, dada por los coeficientes que van a uno u otro estado del doblete A en ${}^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$. Para ver mejor esto vamos a simplificar (para detalles vea el Apéndice 2) aún más la ecuación (4.27). Finalmente podemos escribir el cociente de población (n_4/n_2) en la forma:

$$\frac{n_4}{n_2} \approx \frac{C_{28} + C_{24}}{C_{46} + C_{42}}. \quad (4.29)$$

En la columna 4 de la Tabla 4.1 damos los valores para $T_x(1667)$ que se obtienen con esta última expresión vía la ecuación (4.26).

Los resultados analíticos confirman la importancia de las asimetrías en los coeficientes colisionales en la determinación de la temperatura de excitación. Las discrepancias que presentan los valores de la columna 4 con los resultados numéricos son consecuencia de la simplificación extrema.

Tabla 4.1
Temperatura de Excitación para la 1667 MHz

T_k	Resultados Numéricos	$T_x(1667)$ via ec. (4.27)	$T_x(1667)$ via ec. (4.29)	$R(T_k)$
15	13.89	13.85	14.2	8.058925
30	4.96	4.85	6.7	4.015871
60	1.71	1.59	2.3	1.965972
120	0.83	0.95	1.4	0.923908
240	0.66	0.77	1.1	0.400800
480	0.51	0.75	1.1	0.145411

Veamos ahora que interpretación física se le puede dar a la ecuación (4.29). Según ésta, la temperatura de excitación está determinada por el cociente de los coeficientes de excitación y desexcitación colisional del estado base, a los que se le suma una perturbación. La magnitud de la perturbación aumenta con la temperatura cinética del gas. A bajas temperaturas ($T_k \leq 15K$) ésta es prácticamente cero, lo cual nos permite recuperar la ecuación de Boltzmann de la ecuación (4.29) y tenemos que $T_x \sim T_k$. Esto es consistente con nuestros resultados numéricos. Para temperaturas cinéticas mayores de 15 K la perturbación se empieza a hacer importante provocando que T_x se desacople de T_k . (Debemos recordar que las mencionadas perturbaciones son los coeficientes de excitación colisional que llevan moléculas desde el estado base a los estados simétrico y antisimétrico del doblete A del estado $^2\Pi_{3,2}$, $J = 5/2$.) Los cálculos de DFA indican que C_{28} es casi un orden de magnitud menor que C_{46} ($\sim C_{26} \sim C_{48}$) para

cualquier temperatura cinética. Considerando que $C_{42} \sim C_{24}$, la sobrepoblación de n_2 , con respecto a n_4 , es debida a que C_{46} es mucho mayor que C_{28} . Esto nos dice que las anomalías en los cocientes de población en el estado base son resultado directo de las asimetrías de los coeficientes colisionales. Físicamente lo que ocurre es lo siguiente: las colisiones con H_2 sobrepueblan el estado más simétrico del nivel ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = 5/2$, con respecto al antisimétrico del OH y luego esta sobrepoblación se transfiere al estado base conservando la simetría de reflexión. Esto hace que se sobrepueble el estado de menor energía del doblete A del estado base provocando la refrigeración de las transiciones 1612, 1665 1667 1720 MHz. Esta interpretación es consistente con el esquema propuesto al comienzo de este capítulo (Sec. 4.1) para explicar la refrigeración de las líneas del estado base de la molécula de OH.

Una manera sencilla de entender como funciona este mecanismo de refrigeración es tratar de visualizarlo como un sistema de tres niveles. En el Apéndice 2 vemos que el sistema de 8 niveles, con el cual empezamos el tratamiento analítico, se puede reducir a 4 si solo consideramos los estados del doblete A. Es decir, descartamos el desdoblamiento hiperfino. Ahora vamos a decir que el doblete en el estado base representa los estados 1 y 2 del sistema de tres niveles. El tercer nivel va a representar los dos estados del doblete A de ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = 5/2$, o bien todos los demás niveles de la escalera ${}^2\Pi_{3/2}$ que intervienen en la refrigeración. Consideramos excitación colisional y solamente podemos decir que la manera en que depoblamos los dos niveles 1 y 2 es proporcional a la magnitud de la suma de los coeficientes que conectan cada uno de estos niveles con el tercer nivel. Según los resultados de DFA, los valores numéricos de los coeficientes son mas o menos iguales entre dos estados rotacionales cualquiera excepto aquellos que llevan desde un estado simétrico a uno antisimétrico. Como ya vimos en el parrafo anterior, estos coeficientes son un orden de magnitud más pequeños (DFA). Esto hace que el nivel más simétrico del estado base (nivel 1) esté casi limitado a despoblarse hacia estados simétricos de la escalera, mientras que el nivel 2 se despobla hacia cualquiera de los dos estados de los dobletes de la escalera. De acuerdo a este esquema podemos decir que el nivel 2 se despobla doblemente más rapido que el nivel 1. En el sistema de tres niveles esto sugiere que la temperatura de excitación entre los niveles 2 y 3 es mayor que la temperatura entre los niveles 3 y 1 ($T_{32} > T_{31}$). La razón para tal diferencia en las temperaturas de excitación es que la transición entre los niveles 3 y 2 está mejor acoplada con las colisiones que la transición entre 3 y 1. Es como si la transición entre los niveles 3 y 2 viera un universo más caliente que el que ve la transición entre 3 y 1.

Esta situación provoca una sobrepoblación del nivel 1 con respecto al nivel 2, lo cual hace que la temperatura de la transición entre estos dos estados, T_{21} sea menor que T_{32} y T_{31} .

Continuando con el mismo sistema de tres niveles, para el caso del OH la frecuencia de la transición entre los niveles 2 y 1 es tres ordenes de magnitud menor que cualquiera de las otras dos transiciones. Esto implica que pequeñas variaciones en T_{32} o T_{31} pueden provocar grandes variaciones en T_{21} . Se puede demostrar que si T_{31} es solo un poco más pequeña que T_{32} , se tiene que T_{21} es mucho menor que T_{32} y T_{31} . Para ver esto mejor vamos a escribir la relación que guardan las temperaturas de excitación y las frecuencias en un sistema de tres niveles.

$$\frac{\nu_{31}}{T_{31}} - \frac{\nu_{32}}{T_{32}} = \frac{\nu_{21}}{T_{21}}. \quad (4.30)$$

Como ejercicio vamos a suponer que este sistema de tres niveles está inmerso en un gas de hidrógeno molecular con temperatura cinética de 60 K. Además tomaremos ν_{31} igual a $1000\nu_{21}$ y ν_{32} igual a $999\nu_{21}$, las cuales son del orden de las magnitudes relativas entre las frecuencias de las líneas del estado base y las infrarrojas que llevan al primer estado rotacional excitado del OH. Suponiendo que la transición 3-2 está acoplada con las colisiones, la temperatura de excitación de esta línea la tomaremos, $T_{32} \sim T_k = 60\text{K}$. De acuerdo a lo que discutimos en el parrafo anterior T_{31} está menos acoplada con las colisiones por lo que arbitrariamente diremos que es un diez por ciento menor que T_{32} . Sustituyendo estos valores de las frecuencias y las temperaturas de excitación en la ecuación (4.30) encontramos que el valor de T_{21} es del orden de 0.5 K. Esto demuestra que una pequeña variación en las transiciones IR provocan grandes variaciones en las transiciones de radio. En última instancia la refrigeración en las líneas del estado base se debe a que el estado más antisimétrico del doblete A se acopla mejor con las colisiones que el estado simétrico. Esto trae como consecuencia que el estado más antisimétrico vea un universo más caliente (colisionalmente hablando) que el estado simétrico. Cada estado va a tratar de ponerse en equilibrio con la temperatura del universo que lo rodea. Esto provoca la sobrepoblación del nivel de menor energía produciendo la refrigeración en las líneas del estado base.

Podemos tratar de entender los efectos de la opacidad de las transiciones infrarrojas sobre la temperatura de excitación en el contexto de nuestros resultados numéricos. De acuerdo al mecanismo físico de enfriamiento que proponemos, es ne-

cesario que $\beta_{ij}A_{ij} \gg C_{ij}$ para que la excitación se de por colisiones y la desexcitación sea radiativa. Los efectos de termalización se alcanzan cuando $C_{ij} \approx \beta_{ij}A_{ij}$. Según nuestros resultados numéricos el enfriamiento empieza a desaparecer cuando la densidad es $n_{H_2} \geq 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Esto quiere decir que las C_{ij} son del orden de $\sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (recordando que $C_{ij} \sim 10^{-11} n_{H_2} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3$). Con esto podemos estimar la probabilidad de escape a la cual empieza a dejar de tener efecto el enfriamiento, $\beta \leq 10^{-3}$. Esto implica que se necesita una profundidad óptica de las líneas infrarrojas de, $\tau_{IR} \geq 1000$ para acabar con el enfriamiento. De acuerdo a los resultado observacionales, la densidad columnar del OH de alta velocidad es del orden de $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ lo cual corresponde a transiciones infrarrojas ópticamente delgadas. Esto es justo lo que esperamos según nuestro modelo. Es decir, de acuerdo al mecanismo de enfriamiento propuesto y los resultados numéricos, la absorción del OH se puede observar solo si la opacidad de las líneas infrarrojas es menor o igual a 1000. En fuentes en las que detectamos absorción de alta velocidad, $\tau_{IR} \ll 1000$, lo cual es consistente con lo que debemos esperar de acuerdo a nuestro modelo.

Combinando las ecuaciones (4.27) y (4.28) podemos encontrar una expresión para la temperatura de excitación (T_x) parametrizada en términos de T_k .

$$T_x(1667) = -\frac{h\nu_{42}}{k} \left[R(T_k) - \frac{h}{kT_k} (\nu_{42} + \nu_{82}) \right]^{-1}. \quad (4.31)$$

donde $R(T_k)$ es una función que depende de la temperatura cinética del gas. En ésta constante entran todos los exponentes que acompañan los coeficientes de excitación colisional y las probabilidades de emisión espontáneas que aparecen en la ecuación (4.27). En la columna 5 de la Tabla 4.1 damos los valores de $R(T_k)$ para 6 diferentes temperaturas cinéticas. Para $T_k \geq 20 \text{ K}$ podemos expresar $R(T_k)$ en la forma,

$$R(T_k \geq 20 \text{ K}) = \frac{123.9}{T_k} - 0.115. \quad (4.32)$$

Sustituyendo esta última ecuación en (4.31) tenemos finalmente una expresión para la temperatura de excitación de la línea 1667 MHz que depende solamente de T_k .

$$T_x(1667) = -\frac{h\nu_{42}}{k} \left[\frac{1}{T_k} \left(123.9 - \frac{h}{k} (\nu_{42} + \nu_{82}) \right) - 0.115 \right]^{-1}. \quad (4.33)$$

A pesar de que las ecuaciones que hemos obtenido para T_x están escritas para la línea 1667 MHz, hubiera sido exactamente lo mismo escribirlas para cualquiera de las otras tres líneas del estado base. Al reducir el problema de 8 a 4 niveles perdemos información individual de cada una de las 4 líneas. Mas bien lo que tenemos es una descripción promedio de todas. Esto no debe preocuparnos mucho. De los resultados numéricos vemos que en la zona de enfriamiento la temperatura de excitación es muy parecida para las 4 líneas. Si queremos usar (4.31) o (4.33) para calcular T_x de cualquiera de las otras 3 líneas, bastará con sustituir la frecuencia de ésta. Es importante aclarar que la expresión (4.33) es bien susceptible a ν_j por lo que se recomienda usar la mayor precisión posible.

4.6 El OH Como un Posible Nuevo Trazador del Gas Chocado en los Flujos Moleculares

En el cap. 3 vimos que existe una correlación espacial entre los máximos de absorción de OH y las zonas chocadas del flujo molecular. Estas últimas están indicadas por la presencia de objetos HH y emisión vibro-rotacional de la molécula de H_2 . Esta relación la podemos entender ahora en el contexto de nuestros resultados numéricos y analíticos. Es en esas zonas chocadas donde mejor se dan las condiciones físicas necesarias (como alta densidad $n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$ y temperatura $T_k \geq 200 \text{ K}$, respectivamente) para enfriar las líneas del estado base del OH. Kwan (1977) y London, McCray y Chu (1977) dicen que la excitación vibro-rotacional del H_2 en la línea $v = 1 \rightarrow S(1)$ se puede dar cuando gas altamente supersónico ($v > 10 \text{ km s}^{-1}$) impacta gas molecular denso ($n_{H_2} > 10^5 \text{ cm}^{-3}$) de la nube ambiente. En general la temperatura cinética del gas donde se forma la línea $v = 1 \rightarrow 0 S(1)$ de H_2 es de $(1 - 3) \times 10^3 \text{ K}$. En aquellos flujos moleculares importantes en los que no se ha detectado emisión de H_2 es posible vincular observacionalmente los máximos de absorción con regiones densas y chocadas. Este es el caso de L1551 (vea Fig. 3.6) en donde los máximos de absorción coinciden con grupos de objetos HH. Cantó (1984) muestra que en ciertos casos existe una correlación espacial entre la emisión de la molécula de amoníaco y los objetos HH. Hoy día sabemos que el amoníaco es un trazador de gas con altas densidades, $n_{H_2} \geq 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (Torrelles, 1981 y 1983). Todo esto nos lleva a pensar que la absorción de OH en L1551 es producida por gas de alta densidad de la nube ambiente barrido y calentado por ondas de choque.

Si aceptamos el anterior planteamiento como cierto tenemos ahora la posibilidad de usar la absorción de OH como posible trazadora de regiones chocadas en el flujo molecular. Según Mitchell y Deveau (1982) el aumento en la densidad columnar del OH detrás de una onda de choque no va más allá de un factor de 2. Esto nos permite fijar la densidad columnar, a primera aproximación, a partir de las observaciones del CO para los diferentes flujos. Usando los mismos valores de temperatura de antena, ancho en velocidad, etc. que usamos en la sección 3.4, podemos estimar la temperatura de excitación (usando la ecuación (3.5)) del OH para los flujos L1551, HH7-11, NGC2071 y L723. Una vez calculada T_x , obtenemos la temperatura cinética del gas donde se produce la absorción utilizando las Figuras 4.11. En la Tabla 4.2 damos los parámetros y resultados obtenidos.

Tabla 4.2

	$N_{OH}(\text{cm}^{-2})$	$T_L(1667) \text{ (K)}$	$\Delta V \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	$T_x(1667) \text{ (K)}$	$T_k \text{ (K)}$
L1551	2×10^{14}	-0.10	20	≤ 0.5	≥ 500
NGC2071	2×10^{14}	-0.15	20	≤ 0.4	≥ 1000
HH7-11	3×10^{14}	-0.07	20	≤ 1.0	> 200
L723	6×10^{13}	-0.05	20	≤ 0.4	≥ 1000

Es claro que los valores de T_k obtenidos a partir de este método tienen una incertidumbre grande. Si se pudiera establecer con precisión la densidad columnar del OH por algún método, se podría determinar con precisión la temperatura cinética del gas. Lo contrario es mucho más fácil. Conociendo T_k , podemos saber inmediatamente T_x a través de las figuras 4.11. Sustituyendo en la ecuación (3.5) obtenemos N_{OH} . Estos resultados no dependen prácticamente de la densidad siempre y cuando $n_{H_2} > 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Tomemos por ejemplo el caso de NGC 2071. Según Lane y Bally (1986) la temperatura del gas donde se produce la línea $H_2 v = 1 \rightarrow 0 S(1)$ es de ~ 2600 K. Esto nos da una T_x entre 0.3 y 0.4 K y una densidad columnar N_{OH} entre 1.4 y $2.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Estos valores son consistentes con los de la sección 3.4 y la tabla 4.2 para este flujo. Hay que aclarar que la región de gas chocado tiene muy poca

densidad columnar y no puede explicar la densidad columnar para el OH. La absorción se está produciendo en una región más grande y relativamente más fría con temperatura cinética $T_k \geq 60$ K. No esperamos encontrar temperaturas de excitación menores a 0.3 K dado que entonces el gas alcanzaría temperaturas cinéticas a las que el OH se empieza a disociar.

4.7 Conclusiones

La absorción del OH contra el fondo cósmico se debe a que el OH está anómalamente enfriado ($T_x < T_{bg} \cong 2.7$). Este enfriamiento es consecuencia de la excitación colisional entre el OH y el hidrógeno molecular. Las asimetrías en las secciones rectas de colisión entre el H_2 y el OH provocan que este último se excite poblando selectivamente más los estados de menor energía del doblete A en la escalera $^2\Pi_{3/2}$. Al relajarse por emisión IR se conserva la simetría de reflexión y se produce una sobrepoblación en el estado de menor energía del doblete A del estado base, provocando la refrigeración (o anti-inversión) de las líneas 1612, 1665, 1667 y 1720 MHz.

La temperatura de excitación T_x de las líneas del estado base es una función inversa de la temperatura cinética en condiciones donde $n_{H_2} \geq 10^8$ cm^{-3} y $T_k \geq 30$ K. Si alguna de estas condiciones no se cumple, T_x se comporta similar a la de un sistema de dos niveles. Bajo estas condiciones es posible expresar la temperatura de excitación como función únicamente de la temperatura cinética ($T_x = T_x(T_k)$).

Para que tenga lugar la refrigeración de las líneas en el estado base, es necesario que el OH se excite por colisiones y se desexcite radiativamente, o bien que cumpla con la condición, $C_{ij} \ll \beta_{ij} A_{ij}$.

La refrigeración del OH en los flujos moleculares se da preferentemente en zonas de fuerte interacción entre el gas de alta velocidad y la nube ambiente. El acarreo de material y depósito de energía cinética por ondas de choque produce alta densidad y alta temperatura lo que propicia la excitación anómala del OH debido a colisiones con el H_2 .

Los máximos de absorción en dirección de regiones chocadas del flujo trazadas por la emisión de H_2 y objetos HH, indican la presencia de gas con temperatura cinética mayor a 200 K, $n_{H_2} \geq 10^3$ cm^{-3} , y temperaturas de excitación, $T_x \cong 0.5$ K, propiciando la absorción contra el fondo cósmico de 2.7 K.

La absorción del OH en ausencia de alguna fuente de continuo de fondo es aparentemente indicativa de gas chocado. Esto convierte al OH en absorción un nuevo trazador de zonas chocadas en los flujos moleculares de alta velocidad.

CAPITULO 5

EMISION ANOMALA DE OH EN REGIONES DE FORMACION ESTELAR: ¿CONTRAPARTE GALACTICA DE LOS MEGAMASERES?

5.1 Introducción

A mediados de la década de los 80's fueron reportadas varias galaxias que presentaban muy fuerte emisión en las líneas principales del OH (1665 y 1667 MHz). La luminosidad en las líneas era más de un millón de veces mayor que la reportada en los máseres galácticos. La literatura se refiere a este fenómeno extragaláctico como Megamáseres (Baan, 1985). Hasta el momento no se conoce en detalle cuál es el mecanismo físico responsable de este fenómeno tan espectacular. No obstante se ha encontrado, como patrón general, que tales galaxias presentan fuerte emisión en el infrarrojo ($L_{IR} > 10^{11} L_{\odot}$) además de una razón de intensidades en las líneas principales ($I(1667)/I(1665)$) mayor o igual a 2, típicamente alrededor de 4 (Mirabel y Sanders, 1987).

Como parte de un programa de observaciones de OH en regiones de formación estelar galácticas (Mirabel et al. 1987), se encontró que en algunas de las fuentes la razón de intensidad de emisión de las líneas principales era alrededor de 4, valor muy por encima del de 1.8, que es el esperado en condiciones de Equilibrio Termodinámico Local (ETL). Clásicamente los valores de 1667/1665 en los máseres galácticos son entre 0.5 y 1.0 (Caswell, Haynes y Goss, 1980), también diferente del cociente encontrado. Otra cosa que nos llamó la atención fue que la emisión anómala provenía de regiones que se extendían varios parsecs de tamaño. Nosotros creemos que esta emisión anómala extendida puede darnos la clave para entender el fenómeno de los megamáseres. En este capítulo vamos a intentar demostrar que la emisión no térmica del OH en las líneas principales provenientes de regiones extendidas, podría ser la contraparte galáctica del fenómeno megamáser extragaláctico.

5.2 Observaciones

Las observaciones se realizaron con la antena de 305 metros del Radio Observatorio de Arecibo, Puerto Rico durante los meses de abril y diciembre de 1987. La resolución angular del lóbulo principal de la antena fue de $2''.9$. Se usó un receptor de Arseniuro de Galio (GaAsFET) para las longitudes de onda de entre 18 y 22 cm, el cual provee una temperatura de sistema de ~ 40 K. Los 2048 canales del espectrómetro autocorrelador se dividieron en 4 bancos de 512 canales y ancho de banda de 0.3125 MHz con lo cual se obtiene una resolución por canal de 0.11 km s^{-1} cubriendo un ancho total en velocidad de 56.3 km s^{-1} . Las observaciones fueron hechas en el modo alternado de frecuencia ("frequency switching") moviéndonos 0.15 MHz de la frecuencia central. De esta forma se puede observar las dos líneas principales en ambas polarizaciones (circular a la izquierda y a la derecha) simultáneamente. Los tiempos de integración en cada posición fueron típicamente de 20 minutos.

La selección de las fuentes observadas se basó en el previo relevamiento de OH de alta velocidad en flujos moleculares (MRRC). Se seleccionaron todas las fuentes que presentaron anomalías en la emisión de las líneas principales a baja velocidad, proveniente de la nube ambiente, y que además, dicha emisión se extendiera más de un haz de antena.

Para hacer un estudio de la relación entre la emisión anómala y la radiación en el lejano infrarrojo, se obtuvieron mapas en las 4 bandas (12, 25, 60 y $100 \mu\text{m}$) producidos en el "Infrared Processing and Analysis Center" de Caltech, de las regiones de formación estelar que fueron observadas desde Arecibo.

5.3 Resultados

En esta sección presentamos los resultados obtenidos en las regiones de formación estelar NGC 2071, Sharpless 252 y Serpens. NGC 2071 y S252 fueron mapeadas sobre una extensión de $12' \times 12'$ espaciando el haz de antena cada $3'$. En la Tabla 5.1 presentamos un resumen de los resultados de las observaciones de radio y lejano IR de las tres regiones. Como referencia damos en esta Tabla los mismos parámetros para los megamáseres tomados de Mirabel y Sanders (1987).

Tabla 5.1
Máseres de OH Provenientes de Grandes Volúmenes en el Espacio

Región	$\left(\frac{I_{1667}}{I_{1665}}\right)_p$	$\left(\frac{I_{1667}}{I_{1665}}\right)_a$	ΔV (km s ⁻¹)	$\frac{F_{1667}}{F_{60\mu m}}$	$\left(\frac{F_{1667}}{F_{60\mu m}}\right)_p$	$\left(\frac{F_{1667}}{F_{60\mu m}}\right)_a$	$\frac{F_{1667}}{F_{18\text{ cm}}}$	Tamaño Angular (minutos de arco) ²
NGC 2071	5.0	4.4	2.4	1.2×10^{-4}	1.2	0.6	0.44	120
S252	4.6	2.4	5.0	1.9×10^{-4}	0.8	0.5	0.26	700
Serpens	3.4	3.4	2.4	9.6×10^{-4}	0.5	0.3	0.35	150
Megamasers		2-14	...	10^{-4} a 10^{-2}	0.7-1.2	...	0.1-1.0	...

Las letras *p* y *a* se refieren a valores pico y promedio, respectivamente.

a) NGC 2071

En la Figura 5.1 mostramos un mapa a 60 μm de NGC 2071 y los espectros de las líneas principales del OH tomados en los puntos que señalan las flechas. Al centro de la región y con líneas entrecortadas se muestra la posición del flujo bipolar. Un poco más al sur se encuentra la región NGC 2068 la cual también muestra anomalías en las líneas principales como se puede ver en los espectros que le fueron tomados. Los cocientes 1667/1665 en los puntos observados (Fig. 5.1) están en el rango de 4-5. El ancho a potencia media de la emisión es de 2.4 km s⁻¹. Si suponemos una distancia de 500 pc la emisión anómala se extiende ~ 1.5 pc.

Los mapas de IRAS a 60 y 100 μm muestran un cociente de flujo promedio a través de toda la nube de 0.6. Este cociente de flujos a 60 y 100 μm en los máximos de los mapas es de 1.2, el cual implica una temperatura del polvo de ~ 60 K sobre la región (Miralles, 1991).

b) Sharpless 252 (S252)

S252 es parte de un complejo de regiones H II en la nebulosa difusa galáctica NGC 2175. Se observaron 18 posiciones alrededor del componente A del continuo de radio, la cual es una región H II que tiene un flujo a 1420 MHz de 230 mJy y un

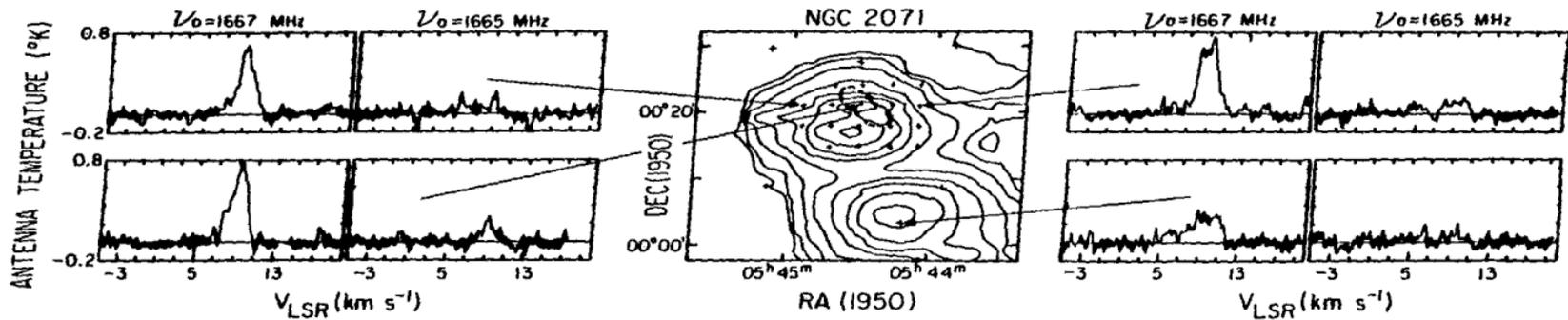


Figura 5.1. Mapa de IRAS a $60\ \mu$ y espectros de las líneas 1665 y 1667 MHz de la región de NGC 2071. Los contornos de menor y mayor intensidad del mapa infrarrojo son de 8×10^5 y 2×10^9 Jy sterad $^{-1}$ respectivamente. Los contornos entrecortados al centro indican la zona del flujo bipolar de alta velocidad. Las cruces muestran las posiciones que fueron observadas. Se puede ver claramente que la 1667 MHz es entre 4 y 5 veces más intensa que la 1665 MHz. Este mismo cociente se observa en los megamáseres. (Tomada de Mirabel, Rodríguez y Ruiz, 1991.)

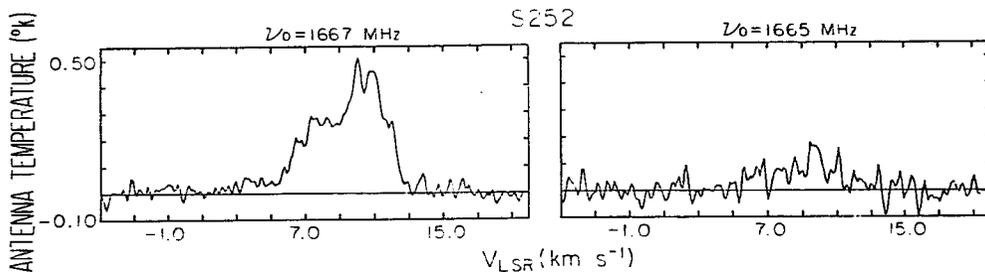


Figura 5.2. Espectro tomado en la posición $\alpha(1950) = 06^h05^m34^s.0$, $\delta(1950) = 20^\circ39'47''$ de S255. El cociente de intensidades entre las líneas 1665 y 1667 MHz es de 4.6. (Tomado de Mirabel, Rodríguez y Ruiz 1989.)

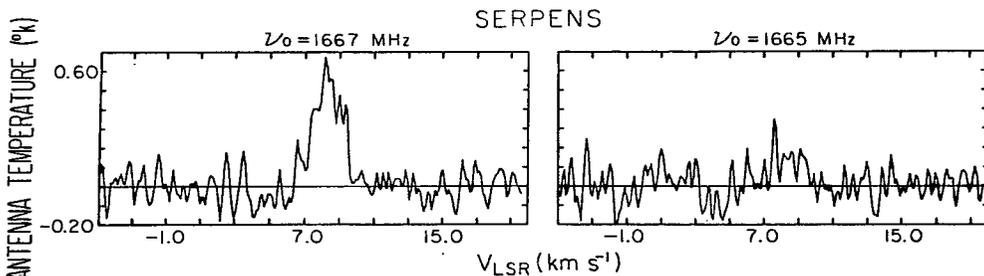


Figura 5.3. Espectro tomado en la posición $\alpha(1950) = 18^h27^m25^s.0$, $\delta(1950) = 01^\circ12'40''$ de Serpens. El cociente de intensidades entre líneas principales es de 3.4. (Tomado de Mirabel, Rodríguez y Ruiz 1989.)

diámetro angular de $20''$ (Felli, Habing e Israel, 1977). El cociente de intensidades de las líneas principales en todos los puntos observados es entre 2 y 3. Suponiendo una distancia de 2 kpc para S252 encontramos que la emisión anómala se extiende sobre una distancia de 5 pc. En la figura 5.2 mostramos el espectro de las líneas 1665 y 1667 MHz en dirección de la región H II compacta S255A. El cociente de intensidades en esta dirección es de 4.6 con un ancho en velocidad a potencia media de 5.0 km s^{-1} . El cociente de flujos entre 60 y 100μ es de ~ 0.6 , el cual corresponde a una temperatura del polvo en esta fuente de 60 K (Miralles, 1991).

c) Serpens

Debido a restricciones por tiempo de telescopio solo pudimos observar 3 posiciones en esta nube molecular. La razón de intensidades para las tres posiciones es de entre 2 y 5. En la figura 5.3 mostramos los perfiles de las líneas principales tomados en una de las tres posiciones. El ancho en velocidad a potencia media es de $\sim 2.4 \text{ km s}^{-1}$. En esta región la razón promedio del flujo a $60 \mu\text{m}$ sobre el flujo a $100 \mu\text{m}$ es de ~ 0.3 lo que implica una temperatura para el polvo de $\sim 30 \text{ K}$.

5.4 Discusión

Nosotros creemos que hemos detectado un nuevo tipo de emisión no térmica en las líneas principales del OH, el cual está presente en nubes moleculares con actividad de formación estelar. Este nuevo tipo de maser tiene intensidades en las líneas principales de decenas de mJy, cocientes de intensidad ≥ 2.0 y ancho a potencia media de $2.4 - 5.0 \text{ km s}^{-1}$, un poco mayor que la dispersión típica de las nubes moleculares. Contrario a los máseres compactos de OH, altamente variables y polarizados y que se encuentran generalmente cerca de las regiones H II, este maser no presenta polarización y aparece extendido sobre regiones $\geq 1 \text{ pc}$. Debido a lo débil de su emisión pasó desapercibido en previos relevamientos de baja sensibilidad. Nosotros pudimos detectar este tipo de emisión ya que tomamos varios espectros de 10 minutos sobre la fuente con el radiotelescopio de mayor área colectora y más sensitivo del mundo a 18 cm .

Aparte de las grandes diferencias en luminosidad de la emisión anómala galáctica del OH y los megamáseres, en otros aspectos son muy similares. Mirabel y Sanders (1987) muestran que la razón de intensidad de las líneas principales en los

megamáseres es de entre 2 y 10, y el cociente del flujo pico de la línea 1667 MHz y el flujo a $60 \mu\text{m}$ está en un intervalo de 10^{-4} a 10^{-2} . Además ellos encontraron que el cociente de la temperatura de brillo de la 1667 MHz sobre la temperatura de brillo del continuo a 18 cm es típicamente 0.1 - 1.0 (vea la Tabla 5.1). Los megamáseres son galaxias calientes con cocientes de flujo, $F_{60\mu\text{m}}/F_{100\mu\text{m}} \simeq 0.7 - 1.2$. En la Tabla 5.1 damos los valores de los cocientes de intensidad de algunos parámetros observacionales de las tres fuentes galácticas que presentan emisión anómala extendida. Como vemos, éstos son muy parecidos a los encontrados en los megamáseres.

Nosotros creemos que estas similitudes, lejos de ser una coincidencia, apuntan a que la emisión anómala extendida de OH y la emisión megamáser pueden ser el mismo fenómeno. En ambos casos la emisión proviene de grandes volúmenes del espacio. La relación de los valores de la Tabla 5.1 sugiere que la emisión infrarroja podría jugar un papel importante en el mecanismo de bombeo de este fenómeno. El polvo caliente parece ser el denominador común en las fuentes galácticas y las extragalácticas.

Un modelo de amplificación de baja ganancia del continuo de fondo por el OH con población invertida fué propuesto por Baan (1985) y Henkel, Güsten y Baan (1987) para explicar la emisión de los megamáseres. Nosotros usaremos el mismo modelo para explicar la emisión anómala extendida en regiones galácticas que presentamos en este capítulo. Consideremos la ecuación de transferencia en la aproximación de Rayleigh-Jeans,

$$T_L = |T_x - T_c| [1 - e^{-\tau}], \quad (5.1)$$

donde T_c es la temperatura de brillo de la radiación de fondo. Todos los demás símbolos tienen el significado usual descrito en el Cap. 3. Suponiendo que $T_c \gg |T_x|$, lo cual es cierto para los megamáseres pero no lo es necesariamente para las fuentes galácticas, la ecuación (5.1) se puede expresar como,

$$T_L \simeq T_c [e^{-\tau} - 1]. \quad (5.2)$$

Con esta última podemos derivar el cociente de la líneas 1667 MHz sobre el continuo a 18 cm.

$$\frac{T_{1667}}{T_c} \simeq (e^{-\tau_{1667}} - 1); \quad (5.3)$$

y el cociente entre las dos líneas principales,

$$\frac{T_{1667}}{T_{1665}} \simeq \frac{(e^{-\tau_{1667}} - 1)}{(e^{-\tau_{1665}} - 1)} \quad (5.4)$$

Para la emisión anómala galáctica, el continuo de fondo (T_c) vamos a tomarlo como $\simeq 4$ K, el cual es nuevamente la suma del fondo cósmico más una pequeña contribución ($\simeq 1.0$) de la Galaxia. La brillantez de la temperatura de antena de la línea 1667 MHz en las tres regiones galácticas es típicamente 0.8K (vea Figuras 5.1-3). Dado que las tres fuentes son resueltas angularmente con la antena de Arecibo, la cual tiene una eficiencia de haz $\eta_B \simeq 0.43$, obtenemos una temperatura de brillo de la línea $T_{1667} \simeq 2$ K. Sustituyendo este valor en la ecuación (5.3) tenemos $\tau_{1667} \simeq -0.4$. Si adoptamos un cociente de líneas $T_{1667}/T_{1665} \simeq 4.0$, valor típico en las regiones galácticas, (vea Tabla 5.1) llegamos a que $\tau_{1665} \simeq \tau_{1667}/3$.

Considerando que las tres regiones galácticas son resueltas con el haz de Arecibo podemos decir que el factor de llenado del continuo de radio es ~ 1.0 . Usando ecuaciones similares y asumiendo un factor de llenado entre 0.02 y 0.3, Henkel, Güsten y Baan (1987) derivaron una profundidad óptica de la 1667 MHz de -1.0 a -5.0 para los megamáseres.

En la Figura 5.4 graficamos el cociente de intensidades de las líneas principales contra el cociente del flujo de la línea 1667 MHz y el flujo del continuo a 18 cm para las tres fuentes galácticas y 5 megamáseres, los cuales tienen medidas del continuo disponibles (Schmelz, Baan y Haschick; 1987). Podemos ver que las fuentes galácticas caen en la misma región del diagrama que los megamáseres. Solo Arp 220 (= IC 4553) queda bastante fuera del resto de las demás fuentes. Esto no es de extrañar ya que esta galaxia presenta características bastante peculiares relativas a las demás galaxias de la muestra. Por ejemplo el perfil de la línea de 21 cm presenta una fuerte absorción de la cual se deriva la mayor densidad columnar de HI de las galaxias conocidas ($N_{HI} \sim 10^{22}$ cm $^{-2}$, Mirabel 1982), más de un orden de magnitud que cualquiera de las demás fuentes. Por otro lado su posición en la gráfica da más peso a cualquier posible correlación entre $I(1667)/I(1665)$ y $I(1667)/I_c$.

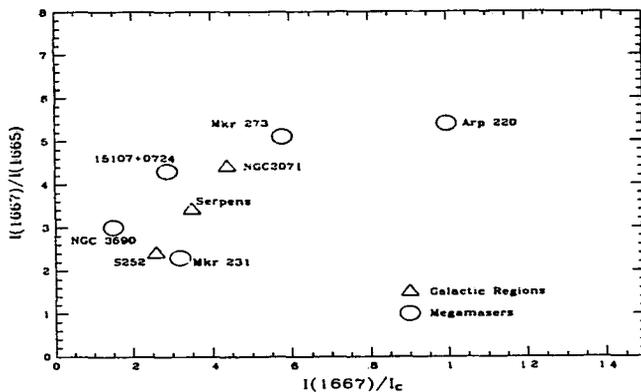


Figura 5.4. El cociente de intensidad $I(1667)/I(1665)$ como función de $I(1667)/I_c$ para las tres regiones galácticas (discutidas en este capítulo) y varios megamáseres (tomados de Schmelz *et al.* 1987). Note que las fuentes galácticas caen en la misma región del diagrama que los megamáseres. (Tomado de Mirabel, Rodríguez y Ruiz 1989.)

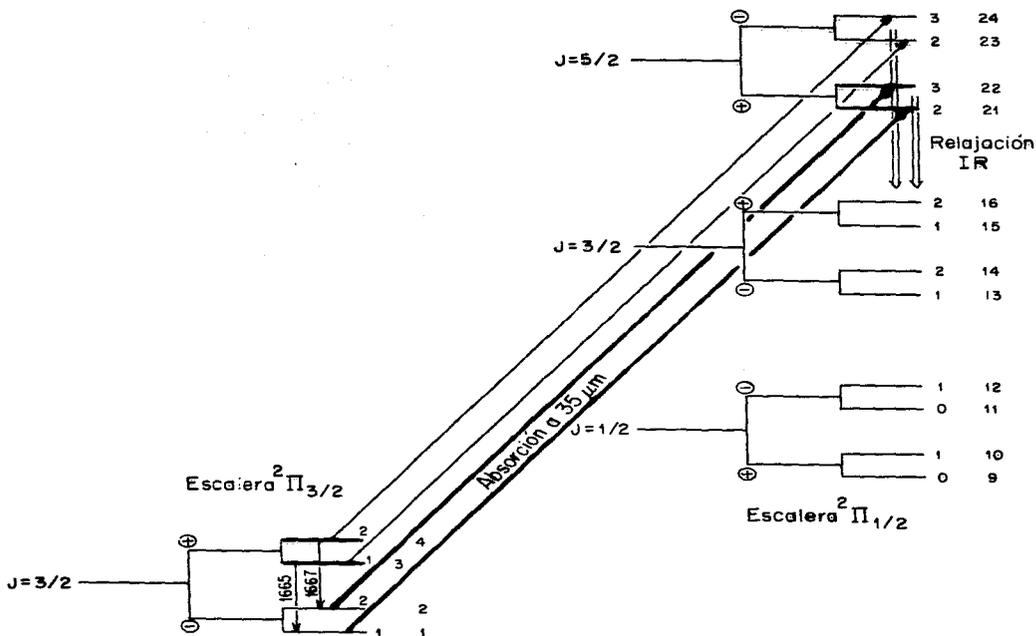


Figura 5.5. Presentamos un esquema de como se produce la inversión en las líneas principales del OH debido a la absorción de radiación infrarroja. Las flechas más negras indican las transiciones a $35\ \mu\text{m}$ que conectan el estado base con el estado $2\pi_{1/2}$, $J = \frac{3}{2}$. Las flechas más anchas indican que la absorción en esas transiciones es más importante que en su imagen. Los estados del doblete A que se sobrepueblan por éste proceso son marcados un poco más oscuros. La diferencia en la intensidad de absorción de las transiciones a $35\ \mu\text{m}$ hacen que se depueblen el estado de menor energía del doblete A del estado base. Una vez el OH se excita, la relajación decae a través de la escalera $2\pi_{1/2}$ dado que las probabilidades de transición espontánea son mucho más grandes que las que requieren cambio de escalera. Esto hace que la depoblación de los niveles más bajos de estado base no pueda compensarse por la transición inversa.

5.5 El Lejano IR Emitido Por el Polvo Como Responsable de la Emisión Anómala Extendida

A diferencia de los máseres galácticos clásicos de OH en donde por lo general es difícil identificar la fuente de bombeo, en la emisión anómala extendida galáctica al igual que en los megamáseres, el campo de radiación IR presente se puede señalar como principal responsable de la inversión. El efecto del lejano IR sobre el OH ha sido muy bien estudiado por distintos autores (Elitzur *et al.* 1976, Guilbert *et al.* 1978 y Bujarrabal *et al.* 1980) para explicar el bombeo en máseres galácticos. Baan (1985) y Henkel *et al.* (1986) también proponen al campo de radiación IR como responsable de la inversión en los megamáseres. Las características físicas de la molécula de OH hacen que el campo de radiación IR funcione como un agente natural de inversión. Según Bujarrabal *et al.* (1980, de aquí en adelante B+), existen ciertas asimetrías en el dipolo eléctrico, las cuales producen diferencias en los coeficientes de absorción para transiciones entre ambas escaleras rotacionales y su imagen. (La imagen de una transición la definimos como aquella en la que el cambio de paridad es exactamente al revés, manteniéndose igual todos los demás números cuánticos. Por ejemplo, la imagen de la transición ${}^2\Pi_{3/2}, J = \frac{5}{2}, F = +2 \rightarrow {}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{5}{2}, F = -2$ es, ${}^2\Pi_{3/2}, J = \frac{3}{2}, F = -2 \rightarrow {}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{3}{2}, F = +2$, como se indica en la Figura 5.5.) Tales asimetrías llegan a ser en algunos casos de casi 3%. Las diferencias más significativas se observan en las A's que conectan el estado base con ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{5}{2}$. Por ejemplo, $A_{22,2}/A_{24,4} \approx 1.027$ (para los valores calculados por Destombes *et al.* 1977). En la Tabla 4 de B+ se da una lista con todas las diferencias de las A's de distintas transiciones y su imagen.

Las razones físicas para las diferencias dipolares de las transiciones entre ambas escaleras son explicadas con todo detalle por B+. Esencialmente las diferencias se deben a que en los cálculos del elemento de matriz de dipolo (vea la ec. 2.51) no se tomaba en cuenta términos de mezcla entre estados Π y Σ . En la sección 2.4 mencionamos que los hidrúridos como el OH, a pesar de tener estado base Π , debido a su rápida rotación hace que los acoplamientos resultan ser más bien del tipo (b) de Hund. Estos últimos corresponden a moléculas cuyo estado base es Σ . En realidad el OH no obedece ni al caso (a) ni al (b) de Hund sino más bien a uno intermedio. A propósito, esa mezcla entre los estados $\Pi - \Sigma$ es la responsable del desdoblamiento A (vea Fig. 2.3 y Atkins, 1983.) con distinta energía para distinta paridad. Al considerar el acoplamiento $\Pi - \Sigma$ el elemento de matriz tiene contribución de términos mixtos de la forma $\langle \Pi J \eta | \mu | \Sigma J \eta \rangle$,

donde η es la paridad. Estas dependencias del elemento de matriz con η hace que $\mu_{J\eta, J'\eta'}$, tenga pequeñas diferencias con su imagen. Los anteriores autores que habían calculado los coeficientes de desexcitación (vea referencias dadas por B+) no habían considerado el acoplamiento $\Pi - \Sigma$ por lo que los valores de las A's no presentan asimetrías.

La inversión de las líneas principales del OH como consecuencia de las asimetrías en las A's para transiciones entre las escaleras ${}^2\Pi_{1/2} \rightarrow {}^2\Pi_{3/2}$ es muy sencilla de entender. Consideremos excitaciones desde el estado base al estado ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{5}{2}$ debido a absorción de fotones de 35μ emitidos por el polvo. Como ya mencionamos, $A_{22,2}$ es casi un 3% más grande que $A_{24,4}$. La población de los niveles 2 y 4 determina la temperatura de excitación de la 1667 MHz. Para el caso ópticamente delgado ($\tau \ll 1$) y considerando solamente excitación por radiación ($C_{i,j} = 0$), la razón de depoblación de los niveles 2 y 4 debido a absorción de fotones a 35μ , está dada por,

$$Q = \frac{A_{22,2} F_{22,2} \mathcal{B}_{22,2} n_2}{A_{24,4} F_{24,4} \mathcal{B}_{24,4} n_4}. \quad (5.5)$$

El campo de radiación F_{ij} está determinado solamente por $I_\nu(T_d)$, ec. (2.13). La inversión de la 1667 se da si $Q > 1$. Se puede pensar que el efecto de depoblar más rápido el nivel 2 se puede contrarrestar debido a que la emisión espontánea en la transición ($22 \rightarrow 2$) es mayor que la ($24 \rightarrow 4$). La explicación de este proceso es que las probabilidades de desexcitación entre el nivel ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{5}{2}$ y ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{3}{2}$ son un orden de magnitud mayor a las que conectan ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{5}{2}$ con el estado base. Es decir, la absorción a 35μ lleva las moléculas desde el estado base a ${}^2\Pi_{1/2}, J = \frac{5}{2}$ pero la relajación se da a través de la propia escalera ${}^2\Pi_{1/2}$ por lo que no se compensa la razón de depoblación que se describe en la ecuación (5.5). En la Figura 5.5 mostramos un esquema simplificado de como se da la inversión debido a la absorción a 35μ por el OH. La inversión de la 1665 MHz se explica haciendo las mismas consideraciones que hicimos para la 1667 MHz, pero cuando las transiciones $1 \rightarrow 21$ y $3 \rightarrow 23$.

Con la idea de confirmar todo lo anterior adecuamos los parámetros en el programa que usamos para el enfriamiento (Cap. 4) a las nuevas condiciones físicas que se observan en las regiones de emisión anómala extendida. La temperatura del polvo la dejamos como parámetro libre. La densidad del H_2 se tomó $N_{H_2} \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$, de modo que las colisiones sean poco importantes y que el campo de radiación sea el que determine la excitación. El gradiente de velocidad que usamos fue $3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, de

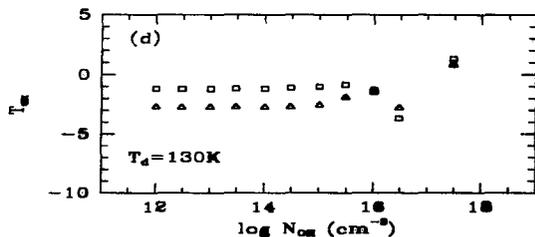
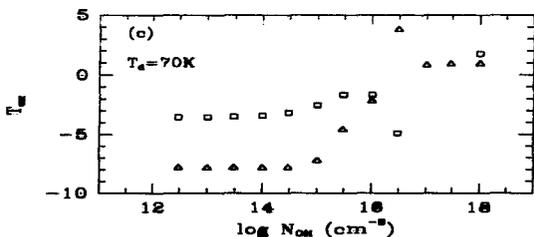
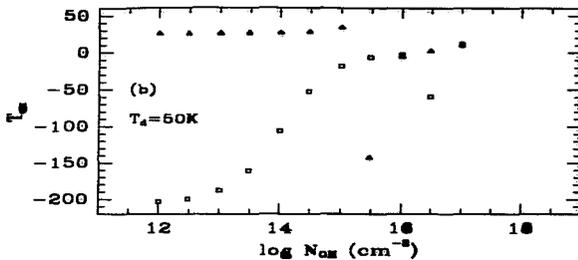
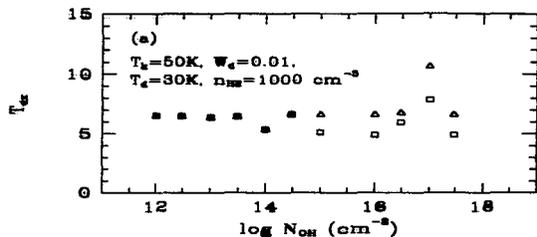
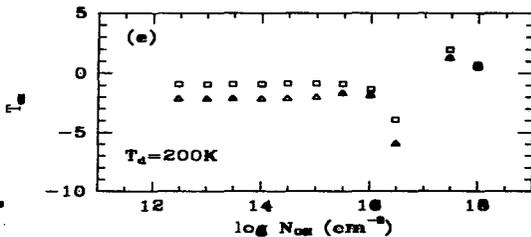


Figura 5.6. Temperatura de excitación como función de la densidad columnar, N_{OH} , de las líneas 1665 y 1667 MHz, para 5 diferentes temperaturas del polvo.

En este cálculo se consideraron los primeros 24 niveles del OH. Si T_e es mayor o igual a 50K las dos líneas principales se mantienen invertidas hasta $\log(N_{OH}) = 15.5$. Para densidades mayores a ésta, las transiciones de $35\mu\text{m}$ se hacen ópticamente gruesas y el efecto de inversión se suprime debido que las transiciones ya no son determinadas por las A's. Los parámetros físicos son los indicados en (a).



acuerdo al ancho de las líneas (Fig. 5.1-3), la temperatura cinética, $T_k = 60$ K, y el factor de dilución de la radiación del polvo, $W_d = 0.01$. Los cálculos se hicieron variando la densidad columnar y considerando los 24 niveles de más baja energía del espectro rotacional del OH. En la Figura 5.6 presentamos nuestros resultados numéricos. Los valores para τ_j de algunas líneas de interés son dados en el apéndice 2.

En este esquema se espera que las líneas principales de el estado $^2\Pi_{1/2}$, $J = \frac{5}{2}$ (8135 y 8189 MHz) se refrigeren por la acción de la absorción a 35μ . Los valores numéricos que obtenemos para la temperatura de excitación de estas dos líneas es de 0.4 K para T_d igual a 70 K. En la figura 5.6 vemos que la inversión de las líneas principales aumenta con la temperatura del polvo y desaparece para densidades columnares grandes, $N_{OH} \geq 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. (Esto había sido reportado primeramente por GEN). El hecho de que la inversión desaparezca se debe a que para grandes valores de N_{OH} , la profundidad óptica también aumenta ($\tau_{IR} \gg 1$), y las transiciones ya no son determinadas por los coeficientes de Einstein. Esto hace que el efecto de las asimetrías en los coeficientes de absorción sobre las poblaciones de los niveles del estado base desaparezca.

La absorción a $35 \mu\text{m}$ juega un papel importante en la inversión de las líneas principales, sin embargo hay otras transiciones que también intervienen. Todos los niveles de la escalera $^2\Pi_{1/2}$ que conectan el estado base presentan asimetrías (aunque no tan importantes) en las A's con relación a su imagen. Nuestros resultados numéricos muestran que si suprimimos las asimetrías en las transiciones a $35 \mu\text{m}$ la inversión se reduce en un 30% (dependiendo de T_d) pero no desaparece. Por ejemplo para $T_d = 70$ K, $N_{OH} = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ y todos los demás parámetros iguales, $T_{x,1665} = -7.8$ K, al suprimir las asimetrías $T_{x,1665} = -10.9$ K. B+ mencionan que al suprimir todas las asimetrías de las transiciones que conectan al estado base la inversión desaparece completamente.

El hecho que intervengan tantos niveles en la inversión nos imposibilita atacar el problema analíticamente. Implicaría invertir una matriz de 8×8 , en el caso que podamos reducir el sistema de 16 niveles a 8 siguiendo el mismo método de la secc. 4.4.

Este modelo que proponen B+ para invertir las líneas del estado base se puede entender también en el contexto de un sistema de tres niveles como el que discutimos en el capítulo 4. Solo que en este caso la radiación es el agente externo que determina la temperatura de excitación. La inversión tiene lugar porque el estado de menor energía del estado base ve un universo de radiación más caliente que el que ve el estado de mayor energía. Ambos estados se ponen en equilibrio con su universo, pero esto corresponde

a una sobrepoblación en el estado de más energía debido a que su universo es más frío, lo cual causa la inversión. Finalmente Bujarrabal y colaboradores concluyen su trabajo diciendo: "Este modelo sugiere que en algunas nubes de gas y polvo en nuestra galaxia las líneas principales del OH deben estar débilmente invertidas por la presencia de radiación proveniente de granos de polvo caliente". Nosotros hemos confirmado numéricamente (vea Fig. 5.6) que esta aseveración es cierta. El polvo caliente invierte las líneas principales del estado base del OH.

Si suponemos que la emisión anómala extendida y los megamáseres son máseres no saturados de baja ganancia (como sugiere la Figura 5.4), y considerando que la masa del gas involucrada en los megamáseres es del orden de $1 \times 10^6 M_{\odot}$ (Mirabel y Sanders 1987) confinada en una región de $\sim 10^3$ pc, podemos estimar cuantas regiones como NGC 2071 (según Torrelles *et al.* 1983, la masa de esta región es de $\sim 10^3 M_{\odot}$) se necesitan para producir un Megamáser. Dado que en NGC 2071 la emisión anómala se extiende sobre una distancia de ~ 1 pc, con 10^6 nubes como ésta es posible producir un Megamáser. Para explicar las diferencias en la temperatura de brillo, tomemos por ejemplo el caso del megamáser asociado a la radio-galaxia IC4553, en 18 cm esta fuente tiene una $T_c \simeq 10^6$ K (Henkel, Gusten y Baan, 1987), y una ganancia $|\tau| \sim 0.7$ (Baan y Haschick, 1984), lo que nos da una temperatura de brillo de la línea 1667 MHz de $T_{1667} = 10^6 e^{-0.7} = 2 \times 10^6$ K. En el caso de NGC 2071 tenemos que la temperatura de brillo de la 1667 MHz es del orden de 2 K dado que el fondo es de unos 4 K.

5.7 Conclusiones

Todas las coincidencias y similitudes que hemos tratado de presentar en las anteriores secciones nos llevan a concluir que la emisión anómala extendida del OH en regiones de polvo calientes es la contraparte galáctica del fenómeno Megamáser. En ambos casos se trata de un maser no saturado de baja ganancia cuya diferencia en temperatura de brillo es consecuencia de que en los megamáseres la amplificación se da contra un fondo no-térmico muy brillante (que se produce en el núcleo de la galaxia) mientras que en las regiones galácticas solo se amplifica el fondo cósmico de 2.7 K más una pequeña contribución (~ 1 K) del disco galáctico.

En ambos tipos de fuentes la inversión es consecuencia de la absorción por parte del OH de fotones entre 25-120 μm del campo de radiación IR producido por polvo

caliente. Las asimetrías dipolares para transiciones entre ambas escaleras rotacionales alejan de ETL la distribución de población de los niveles del estado base.

Los megamáseres pueden ser el producto de millones de regiones como NGC2071 amplificando el fuerte continuo no-térmico de la radiogalaxia. Son necesarias más observaciones del continuo a 18 cm en los megamáseres para ver si es posible establecer alguna relación entre el cociente de líneas y la eficiencia del maser a través de la Figura 5.4.

Queremos terminar este capítulo dándole un merecido crédito al Dr. Willem Baan que en 1985 había advertido la posibilidad de que: "En regiones de polvo caliente en la galaxia es posible que se este dando el mismo fenómeno que se observaba en los megamáseres. Desafortunadamente, el continuo de fondo en tales regiones es demasiado débil para que podamos detectar la emisión anómala" (Baan, 1985). Tres años más tarde nosotros la detectamos con el Radiotelescopio de Arecibo (Mirabel, Rodríguez y Ruiz, 1989).

CAPITULO 6

CONCLUSIONES GENERALES

En este capítulo vamos a mencionar, de manera general, los resultados y conclusiones más importantes acerca del estudio de la emisión y absorción del OH en regiones de formación estelar reciente. Los dos problemas que hemos estudiado difieren básicamente por las condiciones físicas a que está sometido el OH en cada caso. En el estudio de la absorción contra el fondo cósmico encontramos que la excitación del OH está dominada por las colisiones, mientras que en las regiones de emisión anómala extendida el agente externo dominante es el campo de radiación infrarroja. Primero vamos a hablar de las conclusiones generales concernientes a la absorción y después de las de la emisión anómala extendida.

6.1 Absorción del OH Contra el Fondo Cósmico

Desde el punto de vista observacional podemos concluir que la absorción del OH de alta velocidad es un fenómeno común en los flujos moleculares. En las fuentes que se pudieron mapear completamente el campo de velocidades muestra una geometría espacial similar a la que se observa en el CO de alta velocidad. Los máximos de absorción del OH correlacionan espacialmente con regiones calientes o chocadas del flujo molecular, pero no necesariamente con los máximos de emisión del CO. Este resultado es posiblemente el más importante de todos desde el punto de vista observacional porque su interpretación, en el contexto del modelo de excitación colisional entre el OH y el H₂, nos ayudó a resolver definitivamente el fenómeno de la absorción del OH contra el fondo cósmico. La ausencia de correlación espacial entre los máximos de ambas moléculas se debe a que éstas obedecen a condiciones físicas diferentes para su excitación. Tales condiciones físicas no tienen porque coincidir espacialmente en el flujo molecular. En el caso del CO los máximos de emisión están relacionados con las regiones de mayor densidad columnar de gas, mientras que los máximos de absorción están generalmente asociados a las regiones chocadas o más calientes del flujo molecular. Las condiciones

necesarias para la absorción del OH se dan preferentemente en aquellas zonas del flujo en donde el gas está siendo calentado y comprimido por ondas de choque debido a interacción entre el gas de alta velocidad y la nube ambiente. La temperatura de excitación de las líneas del estado base en éstas zonas puede llegar a ser menor de 1 K, lo cual resuelve el problema de la sobreabundancia de OH propuesta por algunos autores. La absorción del OH contra el fondo cósmico de 2.7 K en los flujos moleculares indica posiblemente la presencia de gas chocado con temperatura cinética mayor o igual a 60 K.

Análíticamente encontramos que la refrigeración de las líneas del estado base es consecuencia de la asimetría de la sección recta de colisión entre el OH y el H₂. La excitación colisional entre estas dos especies hace que el OH sobrepueble los estados más simétricos del doblete A de la escalera rotacional $^2\Pi_{3/2}$. La distribución de población se transfiere al estado base debido a la relajación IR conservando la simetría de reflexión haciendo que se sobrepueble el estado más simétrico y se produzca la inversión. Para condiciones físicas en las que la excitación está dominada por las colisiones, el estado de mayor energía del doblete A está mejor acoplado con la temperatura cinética del sistema que el estado de menor energía, lo cual hace que la temperatura de excitación entre ambos niveles se aleje de ETL. Esto provoca la refrigeración en las líneas del estado base.

Las observaciones de la emisión de la línea 1667 MHz demuestran que el flujo molecular de alta velocidad se proyecta en dirección de gradientes decrecientes de densidad columnar de OH. Esto indica que a gran escala el flujo es colimado por los gradientes de presión de la nube ambiente.

6.2 Emisión Anómala Extendida.

Basándonos en los resultados observacionales la conclusión principal a la que hemos llegado referente a la emisión anómala extendida galáctica, es que ésta es la contraparte galáctica del fenómeno de los megamáseres. En ambos casos se trata de máseres no saturados de baja ganancia. La inversión es debida al polvo caliente con temperatura mayor o igual a 50 K. Las asimetrías dipolares para transiciones entre las dos escaleras rotacionales hacen que la absorción de radiación IR, principalmente de fotones a 35μ , depoble de manera más efectiva el estado de menor energía del

doblete A del estado base, lo cual produce la inversión de las líneas principales. La gran diferencia en la temperatura de brillo entre los megamáseres y la emisión anómala extendida es que en los megamáseres el OH amplifica el continuo brillante del núcleo galáctico, mientras que en las regiones galácticas el OH solo amplifica el fondo cósmico más una pequeña contribución de ~ 1 K del disco galáctico.

REFERENCIAS

- Aannestad, P. A. 1974, *A. J.*, **200**, 30.
- Andresen, P., Ondrey, G. S., Titze, B. 1984, *J. Chem. Phys.*
- Andresen, P., Hausler, D., Lulf, H. W. y Kegel, W. H. 1984, *Astr. Ap.*, **130**, L17.
- Andresen, P., Hausler, D. y Lulf, H. W. 1984, *J. Chem. Phys.* **81**, 571.
- Andresen, P. 1986, *Astr. Ap.*, **154**, 42.
- Acker, A. 1978, *Astr. Ap. Suppl.*, **33**, 367.
- Adams, M. T., Strom, K. M. y Strom, S. E. 1979 *Ap. J. (Letters)*, **230** L183.
- Anglada, G. Estalella, R., Rodríguez. L. F., Torrelles, J. M., Lopez, R. y Cantó, J. 1991, *Ap. J.*, **376**, 615.
- Atkins, P. W. 1983, *Molecular Quantum Mechanics*, Oxford University Press
- Avery, L. W., Hayashi, S. S., White. G. H. 1990, *Astr. Ap.*, **357**, 524.
- Baan, W. A. y Haschick, A. D. 1984, *Ap. J.*, **279**, 541.
- Baan, W. A., Haschick, A. D. y Schmelz, J. A. 1985, *Ap. J.*, **290**, L51.
- Baan, W. A. 1985 *Nature*, **315**, 26.
- Baan, W. A. 1989, *Ap. J.*, **338**, 504.
- Bally, J. 1982 *Ap. J.*, **261**, 558.
- Bally, J. y Lada, C. J. 1983, *Ap. J.*, **265**, 824.
- Bally, J. y Stark, A. A. 1983, *Ap. J. (Letters)*, **266**, L61
- Barral, J. F. y Cantó, J. 1981, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **5**, 101.
- Barret, A. H. y Rogers, A. E. E. 1966, *Nature*
- Bieging, J. H. y Cohen, M. 1985, *Ap. J. (Letters)*, **289**, L5
- Blitz, L. y Thaddeus, P. 1980, *Ap. J.*, **241**, 676.
- Bertojo, M. Cheung, A. C. y Townes, C. H. 1976, *Ap. J.*, **208**, 914
- Bertout, C. y Magnan, C. 1987, *Astr. Ap.*, **183**, 319.
- Bujarrabal, V., Destombes, J. L., Guibert, J., Marlière-Demuynck, C., Nguyen-Q-Rieu y Omont, A. 1980/ *Astr. Ap.*, **81**, 1. (B+)
- Bujarrabal, V., Guibert, J., Nguyen-Q- Rieu. y Omont, A. 1980 *Astr. Ap.*,
- Bujarrabal, V. y Nguyen-Q-Rieu 1980, *Astr. Ap.*, **91**, 283.
- Burduzha, V. V. y Varshalovich, D. A. 1973, **16**, 980.
- Burton, M. G., Geballe, T. R. y Brand, P. W. J. L. 1989, *M. N. R. A. S.*, **230**, 1513.
- Calvet, N., Cantó, J. y Rodríguez, L. F. 1983, *Ap. J.*, **268**, 739.
- Cantó, J. 1984, *Temas Selectos de Astrofísica*, Dirección General de Publicaciones, UNAM.
- Cantó, J. y Rodríguez, L. F. 1980, *Ap. J.*, **239**, 982

- Carroll, T. J. y Goldsmith, P. F. 1981, *Ap. J.*, **245**, 891.
- Castor, J. I. 1970, *M. N. R. A. S.*, **149**, 111.
- Caswell, J. L., Haynes, R. F. y Goss, W. M. 1980, *Australian J. Phys***33**, 639.
- Chamberlain, J. W., Roesler, F. L. 1955, *Ap. J.*,
- Clark, F. O. y Turner, B. E. 1987, *Astr. Ap.*, **176**, 114.
- Condon, J. J. 1984, *Ap. J.*, **287**, 461
- Cohen, M. 1973, *Ap. J. (Letters)*, **185**, L75.
- Cohen, M. y Schwar, R. D. 1979, *Ap. J. (Letters)*, **232**, L77.
- Cohen, M. y Schwartz, R. D. 1980, *M. N. R. A. S.*, **191**, 165.
- Colgan, S. W. J., Salpeter, E. E. y Terzian, Y. 1989, *Ap. J.*, **336**, 231.
- Cook, A. H. 1977, *Celestial Maser*, Cambridge University Press.
- Crutcher, R. M. 1977, *Ap. J.*, **216**, 308.
- Crutcher, R. M. 1979, *Ap. J.*, **234**, 881.
- Davies, R. D., de Jager, G. y Verschuur G. 1966, *Nature***209**, 974.
- De La Peña, L. 1979, *Introducción a la Mecanica Cuantica*, Compañía Editorial Continental.
- DeNoyer, L. K. 1979, *Ap. J. (Letters)*, **232**, L165
- DeNoyer, L. K. 1979, *Ap. J. (Letters)*, **228**, L14
- Destombes, J. L., Marlière, C., Baundry, A. y Brillet, J. 1977 *Astr. Ap.*, **60**, 55.
- Dewangan, D. P., Flower, D. R. y Alexander, M. H. 1987, *M. N. R. A. S.*, **226**, 505.
(DFA)
- Dewangan, D. P., Flower, D. R. y Alexander, M. H. 1983, *J. Phys. Bat. Mol. Phys.*,
- Dickman, R. L. 1978, *Ap. J. Suppl.*, **37**, 407.
- Draine, B. T. y Hyung Mok Lee 1984, *Ap. J.*, **285**, 108.
- Edwards, S. y Snell, R. L. 1983, *Ap. J.*, **270**, 605.
- Elitzur, M. 1976, *A. J.*, **203**, 124.
- Elitzur, M., Goldreich, P. y Scoville, N. 1976, *Ap. J.*, **205**, 384.
- Elitzur, M. 1977, *M. N. R. A. S.*, **179**, 143.
- Elitzur, M. y de Jong, T. 1978, *Astr. Ap.*, **67**, 323.
- Elitzur, M. 1980, *Astr. Ap.*, **81**, 354.
- Elitzur, M. 1982, *Reviews of Modern Physics***54**, 1225.
- Garay, G., Reid, M. J. y Moran, J. M. 1985, *Ap. J.*, **289**, 681.
- García Barreto, J. A., Rodríguez, L. F. 1984, *Temas Selectos de Astrofísica*, Dirección General de Publicaciones, UNAM.
- Garden, R. P., Russell, A. P. G., y Burton, M. G. 1990, *Ap. J.*, **354**, 232.
- Giovanardi, C. y Lizano, S. 1991, Para enviarse a *Ap. J.*,
- Goldsmith, P. F. 1972, *Ap. J.*, **176**, 597.
- Goldsmith, P. F., Snell, R. L., Hemeon-Heyer, M. y Langer, W. D. 1984, *Ap. J.*, **286**, 599.
- Goldreich, P. y Kwan, J. 1974, *Ap. J.*, **189**, 441.

- Goldreich, P. y Scoville, N. 1976, *Ap. J.*, **205**, 144.
- Gomez, Y. 1987, *Estrellas OH/IR*, Facultad de Ciencias, UNAM.
- Goss, W. M. 1968, *Ap. J. Suppl.*, **15**, 131.
- Goss, W. M. y Field, G. B. 1968, *Ap. J.*, **151**, 177.
- Grahan y Heyer, M. H. 1990, *Boll. Am. Astron. Soc.*, **22**, 740.
- Guibert, J., Elitzur, M. y Rieu, N. Q. 1978, *Astr. Ap.*, **66**, 395.
- Guilloteau, S., Lucas, R. y Omont, A. 1981, *Astr. Ap.*, **97**, 347.
- Guilloteau, S. 1982, *Astr. Ap.*, **116**, 101.
- Gwinn, W. D., Turner, B. E., Goss, W. M. y Blackman, G. 1973, *Ap. J.*, **179**, 189.
- Evans, N. J. II, Blair, G. N. y Beckwith, S. 1977, *Ap. J.*, **217**, 448.
- Felli, M., Habing, H. J. e Israel, F. p. 1977, *Astr. Ap.*, **59**, 43.
- Field, G. B. 1966. *Ap. J.*
- Hartquist, T. W., Oppenheimer, M. y Dalgarno, A. 1980, *Ap. J.*, **236**, 182.
- Haschick, A. D. y Baan, W. A. 1990, *Ap. J.*, **355**, L23.
- Henkel, C., Gusten, R. y Baan, W. A. 1987, *Astr. Ap.*, **185**, 14.
- Henkel, C., Batrla, W. y Gusten, R. 1986, **168**, L13.
- Herzberg, G. 1950 *Espectro de Moléculas Diatómicas*, Van Nostrand Reinhold Company
- Herzberg, G. 1971 *Espectro y Estructura de Radicales Libres Simples*, Van Nostrand Reinhold Company
- Heyer, M. H., Snell, R. L., Morgan, J., y Schloerb, P. 1989, *Ap. J.*, **346**, 220.
- Heiles. C. E. y Gordon, M. A. 1975, *Ap. J.*, **199**, 361.
- Heiles. C. E. 1968, *Ap. J.*, **151**, 919.
- Israel, F. P. 1976, *Astr. Ap.*, **52**, 175.
- Kaifu, N., et al. 1984, *Astr. Ap.*, **134**, 7.
- Kazés, I., Crovisier, J. y Aubry, D. 1977, *Astr. Ap.*, **58**, 403.
- Keene, J. et al. 1983, *Ap. J. (Letters)*, **274**, L43.
- Kwan, J. 1977, *Ap. J.*, **216**, 713.
- Kwan, J. 1977, *Ap. J.*, **216**, 189.
- Lada, C. 1985, **23**, 267.
- Lane, A. P. y Bally, J. 1986, *Ap. J.*, **310**, 820.
- Levreault, R. L. 1985, *Ph.D. tesis, Universidad de Austin Texas*
- Lichten, S. M. 1982, *Ap. J.*, **253**, 593.
- Lipschutz, S. 1968, *Algebra Lineal*, McGraw-Hill Book Company.
- Litvak, M. M., McWhoter, A. L., Meeks M. L. y Zeiger, H. J. 1966, *Phys. Rev. Letters* **17**, 821
- Litvak, M. M. 1969. *Ap. J.*, **156**, 471.
- Lizano, S., Heiles, C., Rodríguez, L. F., Bon-Chul Koo., Shu, F. H., Hasegawa, T., Hayashi, S. y Mirabel, I. F. 1988, *Ap. J.*,
- London, R., McCray, R., y Chu, S. I. 1977. *Ap. J.*, **217**, 442

- Mattila, K., Winnberg, A. y Grasshoff 1979, *Astr. Ap.*, **78**, 275.
- Mirabel, I. F. 1982, *Ap. J.*, **260**, 75.
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Cantó, J. y Arnal, E. M. 1985, *Ap. J.*, **294**, L39.
- Mirabel, I. F., Ruiz, A., Rodríguez, L. F. y Cantó, J. 1987, *Ap. J.*, **318**, 729. (MRRC)
- Mirabel, I. F. y Sanders, D. B. 1987, *Ap. J.*, **322**, 688.
- Mirabel, I. F. y Sanders, D. B. 1988, *Ap. J.*, **335**, 104.
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F. y Ruiz, A. 1989, *Ap. J.*, **346**, 180..
- Miralles M. 1991, *Comunicación Personal*
- Mitchell, G. F. y Deveau, T. J. 1982, *Regions of Recent Star Formation* ed. Roger, R. S. y Dewdney, P. E. (Reidel: Dordrecht), p. 107.
- Moran, J. M., Burke, B. F., Barrett, A. H., Rogers, A. E. E., Carter, C., Ball, J. A. y Cudaback, D. D. 1968, *Ap. J. (Letters)*, **152**, L98.
- Morris, M. y Bowers, P. F. 1980, *A. J.*, **85**, 724.
- Moriarty-Schieven, G. H., Snell, R. L., Strom, S. E., Schloerb, F. P., Strom, K. M. y Grasdalen, G. L. 1987, *Ap. J.*, **319**, 742.
- Morse, P. M. 1929, *Phys. Rev.* **34**, 57.
- Pankonin, V., Winnberg, A. y Booth, R. S. 1977, *Astr. Ap.*, **58**, L25.
- Persson, S. E., Geballe, T. R., Simon, T., Lonsdale, C. J. y Baas, F. 1981, *Ap. J. (Letters)*, **251**, L85.
- Paulin, L. y Wilson, E. B. 1935. *Introduction to Quantum Mechanics*, McGraw-Hill Book Company.
- Phillip, J. P. y Mampaso, A 1991, *Astr. Ap. Suppl.*, **88**, 189.
- Rogers, A. E. E. y Barrett, A. H. 1968, *Ap. J.*, **151**, 163.
- Reich, P. y Reich, W. 1986, *Astr. Ap. Suppl.*, **63**, 205.
- Reich, W. 1982, *Astr. Ap. Suppl.*, **48**, 219.
- Rodríguez, L. F., Ho, Moran, J. 1980, *Ap. J. (Letters)*, **249**, L149.
- Rodríguez, L. F. y Cantó, J. 1983, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **6**, 163.
- Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P., Torrelles, J. M., Curiel, S. y Cantó, J. 1990, *Ap. J.*, **352**, 645.
- Rodríguez, L. F., Cantó J., Torrelles, Moran, J. M., y Ho, P. T. P. 1986, *Ap. J. (Letters)*, **301**, L25.
- Rodríguez, L. F., Cantó, J., Mirabel, I. F. y Ruiz, A. 1989, *Ap. J.*, **337**, 712.(RCMR)
- Rodríguez L. F., L. F., Cantó, J., Moreno, M. A., y López, J. A. 1989b, *Rev. Mexicana Astron. As* **17**, 111.
- Rodríguez, L. F., Carral, P., Ho, P. T. P. y Moran, J. M. 1982, *Ap. J.*, **260**, 635.
- Rodríguez, L. F., Myers, P. C., Cruz-González, I. y Terebey, S. 1989c, *Ap. J.*, **347**, 461.
- Ruiz, A., Rodríguez, L. F., Cantó, J. y Mirabel, I. F. 1991, Enviado a *Ap. J.*, . (RRCM)
- Sandqvist, A. y Bernes, C. 1950, *Astr. Ap.*, **89**, 187.
- Schmelz, J. T., Baan, W. A. y Haschick, A. D. 1987, *Ap. J.*, **321**, 225..

- Scoville, N. Z. y Solomon, P. M. 1974, *Ap. J.*, **187**, L67.
- Simonetti, J. H. y Cordes, J. M. 1986, *Ap. J.*, **303**, 659.
- Snell, R. L. y Bally, J. 1986, *Ap. J.*, **303**, 683.
- Snell, R. L., Bally, J., Strom, S. E. y Strom K. M. 1985, *Ap. J.*, **290**, 587.
- Snell, R. L. y Edwards, S. 1981, *Ap. J.*, **251**, 103..
- Snell, R. L., Loren, R. B. y Plambeck, R. L. 1980, *Ap. J. (Letters)*, **239**, L37.
- Snell, R. L., Scoville, N. Z., Sanders, D. B. y Erickson, N. R. 1984, *Ap. J.*, **284**, 176.
- Snell, R. L., Loren, R. B. y Plambeck/ R. L. 1980, *Ap. J. (Letters)*, **239**, L17.
- Snell, R. L. y Schloerb, F. P. 1985, *Ap. J.*, **295**, 490.
- Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, John Wiley and Sons.
- Strom, K. M., Strom, S. E. y Vrba. F. J. 1976, *A. J.*, **81**, 320.
- Strom, S. E., Strom, K. M., Grasdalen, G. L., Capps, R. W. y Thompson, D. 1985, *A. J.*, **90**, 2575.
- Torrelles, J. M. 1981, *Tesina*, Facultad de Ciencias, UNAM.
- Torrelles, J. M. 1983, *Tesis Doctoral*, Facultad de Ciencias, UNAM.
- Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Cantó, J., Carral, P., Marcaide, J., Moran, J. M. y Ho, P. T. P. 1983, *Ap. J.*, **274**, 216.
- Townes, C. H., Schawlow, A. L. 1975 *Microwave Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Company.
- Turner, B. E. 1973, *Ap. J.*, **186**, 387.
- Turner, B. E. y Heiles, C. 1971, *Ap. J.*, **170**, 453
- Turner, B. E. y Heiles, C. 1974, *Ap. J.*, **194**, 525.
- Turner, K. C. y Terzian, Y. 1985, *A. J.*, **90**, 59.
- Uchida, Y., Kaifu, N., Shibata, K., Hayashi, S. S., Hasegawa, T. y Hamatake, H. 1987, *Pub. astr. Soc. Japan*, **39**, 749.
- Vrba, F. J., Strom, S. E. y Strom, K. M. 1976, *A. J.*, **81**, 958.
- Van Vleck 1929, *Phys. Rev.* **34**, 1507.
- Weinreb, S., Barrett, A. H., Meeks, M. L. y Henry, J. C. 1963, *Nature*,
- Weaver, H., Williams, D. R., Dieter, N. H. y Lum, W. T. 1965, *Nature*, vol208 29
- Wootten, A., Loren, R. B., Sandquist, A., Friberg, P., y Hjarmarson, A. 1984, *Ap. J.*, **279**, 633.
- Wouterloot, J.G.A. 1981, *Ph.D. Tesis*.
- Wouterloot, J.G.A., Habing, H.J., Herman, J. 1880 *Astr. Ap.*, **81**, L11.

APENDICE 1

Valores Para las Figuras de la 4.3 a la 4.11 y la 5.6

En este Apéndice damos todos los valores con los cuales se hicieron las figuras de la 4.3 a la 4.11 y la 5.6. Las abreviaciones para las cabezas de las columnas son como sigue: la densidad columnar de OH (NOH), la densidad numérica de hidrógeno (nH2), temperatura de excitación (Tx), profundidad óptica (T) y temperatura cinética (Tk). En el caso de la temperatura de excitación se pone entre paréntesis la frecuencia en MHz de la transición. Por ejemplo, Tx(1612), Tx(1665), etc.. Para las profundidades ópticas de las diferentes líneas se pone entre paréntesis la longitud de onda en micras o la frecuencias en MHz. Por ejemplo T(80mic), T(1667), etc..

Figura 4.3b

nH2 (cm-3)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
1.0e1	0.2719E+01	0.3169E+01	0.3175E+01	0.3759E+01
3.0e1	0.2129E+01	0.3591E+01	0.3612E+01	0.1423E+02
1.0e2	0.1699E+01	0.4955E+01	0.4975E+01	-0.8202E+01
3.0e2	0.1673E+01	0.8279E+01	0.8173E+01	-0.3081E+01
1.0e3	0.1761E+01	0.1593E+02	0.1525E+02	-0.2452E+01
3.0e3	0.1814E+01	0.2500E+02	0.2327E+02	-0.2292E+01
1.0e4	0.1837E+01	0.3208E+02	0.2927E+02	-0.2238E+01
3.0e4	0.1844E+01	0.3503E+02	0.3171E+02	-0.2223E+01
1.0e5	0.1848E+01	0.3621E+02	0.3268E+02	-0.2219E+01
3.0e5	0.1852E+01	0.3657E+02	0.3299E+02	-0.2221E+01
1.0e6	0.1863E+01	0.3672E+02	0.3315E+02	-0.2236E+01
3.0e6	0.1896E+01	0.3683E+02	0.3337E+02	-0.2279E+01
1.0e7	0.2014E+01	0.3711E+02	0.3401E+02	-0.2435E+01
3.0e7	0.2372E+01	0.3782E+02	0.3556E+02	-0.2922E+01
1.0e8	0.3938E+01	0.4019E+02	0.3925E+02	-0.5285E+01

Figura 4.3c

nH2 (cm-3)	Tx (1612) (K)	Tx (1665) (K)	Tx (1667) (K)	Tx (1720) (K)
1.0e1	0.2799E+01	0.2956E+01	0.2936E+01	0.3098E+01
3.0e1	0.2623E+01	0.2890E+01	0.2835E+01	0.3129E+01
1.0e2	0.2276E+01	0.2772E+01	0.2631E+01	0.3269E+01
3.0e2	0.1957E+01	0.2721E+01	0.2456E+01	0.3682E+01
1.0e3	0.1741E+01	0.2742E+01	0.2344E+01	0.4379E+01
3.0e3	0.1635E+01	0.2770E+01	0.2300E+01	0.4877E+01
1.0e4	0.1623E+01	0.2786E+01	0.2282E+01	0.5137E+01
3.0e4	0.1614E+01	0.2791E+01	0.2278E+01	0.5219E+01
1.0e5	0.1610E+01	0.2793E+01	0.2276E+01	0.5254E+01
3.0e5	0.1612E+01	0.2795E+01	0.2279E+01	0.5256E+01
1.0e6	0.1617E+01	0.2800E+01	0.2285E+01	0.5260E+01
3.0e6	0.1635E+01	0.2813E+01	0.2309E+01	0.5242E+01
1.0e7	0.1695E+01	0.2859E+01	0.2384E+01	0.5201E+01
3.0e7	0.1868E+01	0.2989E+01	0.2590E+01	0.5092E+01
1.0e8	0.2448E+01	0.3413E+01	0.3197E+01	0.4902E+01

Figura 4.4a

nH2 (cm-3)	Tx (1612) (K)	Tx (1665) (K)	Tx (1667) (K)	Tx (1720) (K)
1.0e1	0.2930E+01	0.3021E+01	0.3025E+01	0.3116E+01
3.0e1	0.3209E+01	0.3303E+01	0.3306E+01	0.3399E+01
1.0e2	0.4371E+01	0.4419E+01	0.4425E+01	0.4573E+01
3.0e2	0.5630E+01	0.5802E+01	0.5808E+01	0.5978E+01
1.0e3	0.7460E+01	0.7672E+01	0.7679E+01	0.7889E+01
3.0e3	0.9640E+01	0.9899E+01	0.9908E+01	0.1016E+02
1.0e4	0.1213E+02	0.1242E+02	0.1243E+02	0.1272E+02
3.0e4	0.1332E+02	0.1360E+02	0.1361E+02	0.1389E+02
1.0e5	0.1367E+02	0.1390E+02	0.1389E+02	0.1411E+02
3.0e5	0.1389E+02	0.1405E+02	0.1404E+02	0.1419E+02
1.0e6	0.1393E+02	0.1404E+02	0.1402E+02	0.1413E+02
3.0e6	0.1401E+02	0.1410E+02	0.1408E+02	0.1417E+02
1.0e7	0.1398E+02	0.1406E+02	0.1404E+02	0.1412E+02
3.0e7	0.1405E+02	0.1412E+02	0.1411E+02	0.1418E+02
1.0e8	0.1411E+02	0.1416E+02	0.1416E+02	0.1421E+02
3.0e8	0.1424E+02	0.1426E+02	0.1427E+02	0.1429E+02
1.0e9	0.1449E+02	0.1447E+02	0.1448E+02	0.1446E+02
3.0e9	0.1473E+02	0.1469E+02	0.1470E+02	0.1466E+02
1.0e10	0.1489E+02	0.1487E+02	0.1487E+02	0.1484E+02

Figura 4.4b

nH2 (cm-3)	Tx (6016) (K)	Tx (6030) (K)	Tx (6035) (K)	Tx (6049) (K)
1.0e1	0.9600E+01	0.9618E+01	0.9624E+01	0.9642E+01
3.0e1	0.1082E+02	0.1085E+02	0.1087E+02	0.1086E+02
1.0e2	0.1401E+02	0.1403E+02	0.1404E+02	0.1407E+02
3.0e2	0.1704E+02	0.1707E+02	0.1708E+02	0.1710E+02
1.0e3	0.2056E+02	0.2059E+02	0.2060E+02	0.2062E+02
3.0e3	0.2468E+02	0.2471E+02	0.2472E+02	0.2474E+02
1.0e4	0.2871E+02	0.2872E+02	0.2873E+02	0.2874E+02
3.0e4	0.3037E+02	0.3036E+02	0.3038E+02	0.3037E+02
1.0e5	0.3077E+02	0.3071E+02	0.3069E+02	0.3063E+02
3.0e5	0.3062E+02	0.3058E+02	0.3063E+02	0.3060E+02
1.0e6	0.2969E+02	0.2992E+02	0.2979E+02	0.3001E+02
3.0e6	0.2722E+02	0.2816E+02	0.2772E+02	0.2870E+02
1.0e7	0.2089E+02	0.2313E+02	0.2223E+02	0.2478E+02
3.0e7	0.1286E+02	0.1563E+02	0.1455E+02	0.1818E+02
1.0e8	0.6440E+01	0.9513E+01	0.7295E+01	0.1148E+02
3.0e8	0.3215E+01	0.4308E+01	0.4008E+01	0.5849E+01
1.0e9	0.2412E+01	0.3165E+01	0.3089E+01	0.4434E+01
3.0e9	0.3106E+01	0.3935E+01	0.3961E+01	0.5404E+01
1.0e10	0.5642E+01	0.6721E+01	0.6822E+01	0.8455E+01

Figura 4.4c

nH2 (cm-3)	Tx (4660) (K)	Tx (4750) (K)	Tx (4765) (K)
1.0e1	0.7524E+01	0.7676E+01	0.7546E+01
3.0e1	0.9404E+01	0.9559E+01	0.9427E+01
1.0e2	0.1185E+02	0.1207E+02	0.1189E+02
3.0e2	0.1350E+02	0.1374E+02	0.1354E+02
1.0e3	0.1637E+02	0.1663E+02	0.1641E+02
3.0e3	0.1977E+02	0.2005E+02	0.1981E+02
1.0e4	0.2313E+02	0.2340E+02	0.2317E+02
3.0e4	0.2457E+02	0.2478E+02	0.2459E+02
1.0e5	0.2494E+02	0.2503E+02	0.2490E+02
3.0e5	0.2510E+02	0.2505E+02	0.2499E+02
1.0e6	0.2486E+02	0.2471E+02	0.2470E+02
3.0e6	0.2420E+02	0.2399E+02	0.2402E+02
1.0e7	0.2191E+02	0.2165E+02	0.2170E+02
3.0e7	0.1754E+02	0.1724E+02	0.1731E+02
1.0e8	0.1101E+02	0.1074E+02	0.1082E+02
3.0e8	0.6619E+01	0.6420E+01	0.6478E+01
1.0e9	0.4693E+01	0.4536E+01	0.4581E+01
3.0e9	0.5018E+01	0.4846E+01	0.4894E+01
1.0e10	0.7521E+01	0.7301E+01	0.7365E+01

Figura 4.5a

nH2 (cm-3)	Tx (1612) (K)	Tx (1665) (K)	Tx (1667) (K)	Tx (1720) (K)
1.0e1	0.2934E+01	0.3025E+01	0.3029E+01	0.3120E+01
3.0e1	0.3099E+01	0.3196E+01	0.3199E+01	0.3296E+01
1.0e2	0.3517E+01	0.3617E+01	0.3621E+01	0.3720E+01
3.0e2	0.4051E+01	0.4175E+01	0.4179E+01	0.4303E+01
1.0e3	0.4379E+01	0.4515E+01	0.4519E+01	0.4654E+01
3.0e3	0.4648E+01	0.4797E+01	0.4799E+01	0.4948E+01
1.0e4	0.4756E+01	0.4928E+01	0.4923E+01	0.5096E+01
3.0e4	0.4760E+01	0.4975E+01	0.4953E+01	0.5172E+01
1.0e5	0.4720E+01	0.5005E+01	0.4957E+01	0.5252E+01
3.0e5	0.4684E+01	0.5023E+01	0.4953E+01	0.5311E+01
1.0e6	0.4665E+01	0.5034E+01	0.4953E+01	0.5345E+01
3.0e6	0.4662E+01	0.5044E+01	0.4953E+01	0.5362E+01
1.0e7	0.4692E+01	0.5068E+01	0.4986E+01	0.5386E+01
3.0e7	0.4774E+01	0.5135E+01	0.5062E+01	0.5444E+01
1.0e8	0.5056E+01	0.5361E+01	0.5318E+01	0.5636E+01
3.0e8	0.5815E+01	0.5966E+01	0.5988E+01	0.6138E+01
1.0e9	0.8034E+01	0.7722E+01	0.7846E+01	0.7563E+01
3.0e9	0.1230E+02	0.1118E+02	0.1134E+02	0.1043E+02
1.0e10	0.1916E+02	0.1742E+02	0.1752E+02	0.1614E+02

Figura 4.5b

nH2 (cm-3)	Tx (6016) (K)	Tx (6030) (K)	Tx (6035) (K)	Tx (6049) (K)
1.0e1	0.9611E+01	0.9629E+01	0.9634E+01	0.9652E+01
3.0e1	0.1008E+02	0.1010E+02	0.1011E+02	0.1013E+02
1.0e2	0.1091E+02	0.1093E+02	0.1094E+02	0.1096E+02
3.0e2	0.1268E+02	0.1270E+02	0.1271E+02	0.1273E+02
1.0e3	0.1351E+02	0.1355E+02	0.1355E+02	0.1359E+02
3.0e3	0.1415E+02	0.1421E+02	0.1420E+02	0.1427E+02
1.0e4	0.1426E+02	0.1442E+02	0.1438E+02	0.1453E+02
3.0e4	0.1384E+02	0.1421E+02	0.1410E+02	0.1448E+02
1.0e5	0.1246E+02	0.1329E+02	0.1300E+02	0.1391E+02
3.0e5	0.9751E+01	0.1110E+02	0.1066E+02	0.1227E+02
1.0e6	0.5764E+01	0.7234E+01	0.6676E+01	0.8719E+01
3.0e6	0.2866E+01	0.3854E+01	0.3491E+01	0.5066E+01
1.0e7	0.1326E+01	0.1828E+01	0.1678E+01	0.2565E+01
3.0e7	0.8146E+00	0.1115E+01	0.1059E+01	0.1626E+01
1.0e8	0.6626E+00	0.8957E+00	0.8789E+00	0.1339E+01
3.0e8	0.7274E+00	0.9756E+00	0.9744E+00	0.1474E+01
1.0e9	0.1123E+01	0.1492E+01	0.1510E+01	0.2254E+01
3.0e9	0.2236E+01	0.2914E+01	0.2977E+01	0.4304E+01
1.0e10	0.5549E+01	0.6957E+01	0.7110E+01	0.9579E+01

Figura 4.5c

nH2 (cm-3)	Tx (4660) (K)	Tx (4750) (K)	Tx (4765) (K)
1.0e1	0.7532E+01	0.7685E+01	0.7555E+01
3.0e1	0.7908E+01	0.8067E+01	0.7932E+01
1.0e2	0.8735E+01	0.8898E+01	0.8760E+01
3.0e2	0.1002E+02	0.1021E+02	0.1005E+02
1.0e3	0.1066E+02	0.1088E+02	0.1071E+02
3.0e3	0.1125E+02	0.1148E+02	0.1130E+02
1.0e4	0.1156E+02	0.1185E+02	0.1164E+02
3.0e4	0.1183E+02	0.1226E+02	0.1199E+02
1.0e5	0.1271E+02	0.1347E+02	0.1306E+02
3.0e5	0.1630E+02	0.1792E+02	0.1711E+02
1.0e6	0.3532E+03	-0.2909E+03	-0.1146E+04
3.0e6	-0.7130E+01	-0.6805E+01	-0.6889E+01
1.0e7	-0.1233E+01	-0.2133E+01	-0.2133E+01
3.0e7	-0.1233E+01	-0.1219E+01	-0.1214E+01
1.0e8	-0.1015E+01	-0.1009E+01	-0.1003E+01
3.0e8	-0.1154E+01	-0.1179E+01	-0.1171E+01
1.0e9	-0.1992E+01	-0.1989E+01	-0.1971E+01
3.0e9	-0.4363E+01	-0.4371E+01	-0.4322E+01
1.e10	-0.1560E+02	-0.1569E+02	-0.1543E+02

Figura 4.6a

nH2 (cm-3)	Tx (1612) (K)	Tx (1665) (K)	Tx (1667) (K)	Tx (1720) (K)
1.0e1	0.2815E+01	0.2903E+01	0.2907E+01	0.2994E+01
3.0e1	0.2600E+01	0.2667E+01	0.2669E+01	0.2736E+01
1.0e2	0.2188E+01	0.2251E+01	0.2254E+01	0.2317E+01
3.0e2	0.1850E+01	0.1909E+01	0.1911E+01	0.1971E+01
1.0e3	0.1738E+01	0.1797E+01	0.1798E+01	0.1856E+01
3.0e3	0.1693E+01	0.1755E+01	0.1754E+01	0.1816E+01
1.0e4	0.1662E+01	0.1737E+01	0.1732E+01	0.1808E+01
3.0e4	0.1639E+01	0.1738E+01	0.1724E+01	0.1827E+01
1.0e5	0.1618E+01	0.1744E+01	0.1718E+01	0.1855E+01
3.0e5	0.1603E+01	0.1749E+01	0.1717E+01	0.1875E+01
1.0e6	0.1596E+01	0.1751E+01	0.1715E+01	0.1883E+01
3.0e6	0.1597E+01	0.1753E+01	0.1717E+01	0.1888E+01
1.0e7	0.1606E+01	0.1761E+01	0.1726E+01	0.1895E+01
3.0e7	0.1636E+01	0.1785E+01	0.1753E+01	0.1915E+01
1.0e8	0.1733E+01	0.1860E+01	0.1841E+01	0.1976E+01
3.0e8	0.2006E+01	0.2074E+01	0.2081E+01	0.2150E+01
1.0e9	0.2866E+01	0.2744E+01	0.2796E+01	0.2685E+01
3.0e9	0.4880E+01	0.4320E+01	0.4403E+01	0.3965E+01
1.0e10	0.1019E+02	0.8665E+01	0.8764E+01	0.7674E+01

Figura 4.6b

nH2 (cm-3)	Tx (6016) (K)	Tx (6030) (K)	Tx (6035) (K)	Tx (6049) (K)
1.0e1	0.9068E+01	0.9086E+01	0.9091E+01	0.9109E+01
3.0e1	0.7327E+01	0.7342E+01	0.7346E+01	0.7361E+01
1.0e2	0.6776E+01	0.6792E+01	0.6795E+01	0.6811E+01
3.0e2	0.6338E+01	0.6356E+01	0.6358E+01	0.6376E+01
1.0e3	0.5971E+01	0.5999E+01	0.5997E+01	0.6025E+01
3.0e3	0.5792E+01	0.5848E+01	0.5828E+01	0.5884E+01
1.0e4	0.5549E+01	0.5686E+01	0.5646E+01	0.5787E+01
3.0e4	0.5126E+01	0.5425E+01	0.5327E+01	0.5649E+01
1.0e5	0.4156E+01	0.4702E+01	0.4511E+01	0.5160E+01
3.0e5	0.2823E+01	0.3480E+01	0.3245E+01	0.4140E+01
1.0e6	0.1532E+01	0.2041E+01	0.1874E+01	0.2669E+01
3.0e6	0.9078E+00	0.1241E+01	0.1157E+01	0.1754E+01
1.0e7	0.6431E+00	0.8790E+00	0.8438E+00	0.1299E+01
3.0e7	0.5723E+00	0.7790E+00	0.7608E+00	0.1172E+01
1.0e8	0.5859E+00	0.7941E+00	0.7838E+00	0.1204E+01
3.0e8	0.7005E+00	0.9435E+00	0.9400E+00	0.1432E+01
1.0e9	0.1121E+01	0.1488E+01	0.1500E+01	0.2233E+01
3.0e9	0.4880E+01	0.4320E+01	0.4403E+01	0.3965E+01
1.0e10	0.5996E+01	0.7490E+01	0.7633E+01	0.1021E+02

Figura 4.6c

nH2 (cm-3)	Tx (4660) (K)	Tx (4750) (K)	Tx (4765) (K)
1.0e1	0.7062E+01	0.7310E+01	0.7084E+01
3.0e1	0.5769E+01	0.5887E+01	0.5786E+01
1.0e2	0.5298E+01	0.5412E+01	0.5315E+01
3.0e2	0.4966E+01	0.5076E+01	0.4983E+01
1.0e3	0.4721E+01	0.4833E+01	0.4742E+01
3.0e3	0.4697E+01	0.4830E+01	0.4729E+01
1.0e4	0.4954E+01	0.5164E+01	0.5028E+01
3.0e4	0.6099E+01	0.6585E+01	0.6317E+01
1.0e5	0.2608E+02	0.4523E+02	0.3426E+02
3.0e5	-0.4131E+01	-0.3867E+01	-0.3942E+01
1.0e6	-0.1327E+01	-0.1308E+01	-0.1303E+01
3.0e6	-0.8360E+00	-0.8309E+00	-0.8256E+00
1.0e7	-0.6900E+00	-0.6875E+00	-0.6825E+00
3.0e7	-0.6693E+00	-0.6675E+00	-0.6624E+00
1.0e8	-0.7288E+00	-0.7275E+00	-0.7215E+00
3.0e8	-0.9281E+00	-0.9277E+00	-0.9194E+00
1.0e9	-0.1578E+01	-0.1582E+01	-0.1565E+01
3.0e9	-0.3278E+01	-0.3221E+01	-0.3259E+01
1.0e10	-0.9452E+01	-0.9555E+01	-0.9406E+01

Figura 4.7a

nH2 (cm-3)	Tx (1612) (K)	Tx (1665) (K)	Tx (1667) (K)	Tx (1720) (K)
1.0e1	0.3324E+01	0.3444E+01	0.3447E+01	0.3567E+01
3.0e1	0.3424E+01	0.3542E+01	0.3544E+01	0.3662E+01
1.0e2	0.3151E+01	0.3263E+01	0.3262E+01	0.3375E+01
3.0e2	0.2611E+01	0.2711E+01	0.2705E+01	0.2805E+01
1.0e3	0.1833E+01	0.1913E+01	0.1900E+01	0.1982E+01
3.0e3	0.1300E+01	0.1420E+01	0.1437E+01	0.1511E+01
1.0e4	0.1029E+01	0.1114E+01	0.1076E+01	0.1164E+01
1.0e5	0.8708E+00	0.1036E+01	0.9273E+00	0.1107E+01
3.0e5	0.8513E+00	0.1042E+01	0.9111E+00	0.1121E+01
1.0e6	0.8432E+00	0.1046E+01	0.9043E+00	0.1129E+01
3.0e6	0.8419E+00	0.1046E+01	0.9034E+00	0.1132E+01
1.0e7	0.8452E+00	0.1052E+01	0.9065E+00	0.1136E+01
3.0e7	0.8570E+00	0.1063E+01	0.9174E+00	0.1145E+01
1.0e8	0.8970E+00	0.1098E+01	0.9537E+00	0.1172E+01
3.0e8	0.1009E+01	0.1198E+01	0.1054E+01	0.1252E+01
1.0e9	0.1364E+01	0.1524E+01	0.1363E+01	0.1517E+01
3.0e9	0.2229E+01	0.2348E+01	0.2106E+01	0.2212E+01
1.0e10	0.4744E+01	0.4851E+01	0.4323E+01	0.4421E+01

Figura 4.7b

nH2 (cm-3)	Tx (6016) (K)	Tx (6030) (K)	Tx (6035) (K)	Tx (6049) (K)
1.0e1	0.1122E+02	0.1131E+02	0.1132E+02	0.1141E+02
3.0e1	0.1095E+02	0.1104E+02	0.1104E+02	0.1114E+02
1.0e2	0.1018E+02	0.1028E+02	0.1027E+02	0.1037E+02
3.0e2	0.8618E+01	0.8717E+01	0.8695E+01	0.8795E+01
1.0e3	0.6230E+01	0.6335E+01	0.6293E+01	0.6399E+01
3.0e3	0.4778E+01	0.4861E+01	0.4866E+01	0.4923E+01
1.0e4	0.3495E+01	0.3706E+01	0.3581E+01	0.3802E+01
1.0e5	0.2268E+01	0.2759E+01	0.2485E+01	0.3082E+01
3.0e5	0.1554E+01	0.2028E+01	0.1803E+01	0.2468E+01
1.0e6	0.9432E+00	0.1284E+01	0.1161E+01	0.1722E+01
3.0e6	0.6676E+00	0.9161E+00	0.8535E+00	0.1303E+01
1.0e7	0.5555E+00	0.7603E+00	0.7255E+00	0.1116E+01
3.0e7	0.5301E+00	0.7231E+00	0.6974E+00	0.1072E+01
1.0e8	0.5509E+00	0.7461E+00	0.7269E+00	0.1107E+01
3.0e8	0.6440E+00	0.8611E+00	0.8454E+00	0.1260E+01
1.0e9	0.9669E+00	0.1251E+01	0.1247E+01	0.1760E+01
3.0e9	0.1845E+01	0.2276E+01	0.2293E+01	0.2996E+01
1.0e10	0.4728E+01	0.5537E+01	0.5594E+01	0.6755E+01

Figura 4.7c

nH2 (cm-3)	Tx(4660) (K)	Tx(4750) (K)	Tx(4765) (K)
1.0e1	0.1085E+02	0.1162E+02	0.1115E+02
3.0e1	0.1062E+02	0.1137E+02	0.1092E+02
1.0e2	0.9979E+01	0.1066E+02	0.1025E+02
3.0e2	0.8632E+01	0.9205E+01	0.8862E+01
1.0e3	0.6510E+01	0.6938E+01	0.6691E+01
3.0e3	0.5211E+01	0.5347E+01	0.5329E+01
1.0e4	0.4600E+01	0.5196E+01	0.4932E+01
1.0e5	-0.1748E+02	-0.9257E+01	-0.1071E+02
3.0e5	-0.2603E+01	-0.2326E+01	-0.2387E+01
1.0e6	-0.1416E+01	-0.1351E+01	-0.1362E+01
3.0e6	-0.1162E+01	-0.1127E+01	-0.1132E+01
1.0e7	-0.1088E+01	-0.1061E+01	-0.1064E+01
3.0e7	-0.1090E+01	-0.1066E+01	-0.1067E+01
1.0e8	-0.1169E+01	-0.1146E+01	-0.1146E+01
3.0e8	-0.1406E+01	-0.1390E+01	-0.1384E+01
1.0e9	-0.2212E+01	-0.2230E+01	-0.2197E+01
3.0e9	-0.4556E+01	-0.4759E+01	-0.4603E+01
1.0e10	-0.1433E+02	-0.1583E+02	-0.1488E+02

Figura 4.8a

nH2 (cm-3)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
1.0e1	0.2488E+01	0.2581E+01	0.2582E+01	0.2675E+01
3.0e1	0.1840E+01	0.1916E+01	0.1916E+01	0.1993E+01
1.0e2	0.1095E+01	0.1148E+01	0.1146E+01	0.1199E+01
3.0e2	0.7434E+00	0.7866E+00	0.7837E+00	0.8288E+00
1.0e3	0.6431E+00	0.6943E+00	0.6885E+00	0.7438E+00
3.0e3	0.6158E+00	0.6770E+00	0.6685E+00	0.7365E+00
3.0e4	0.6010E+00	0.6700E+00	0.6596E+00	0.7383E+00
1.0e5	0.6012E+00	0.6697E+00	0.6605E+00	0.7386E+00
3.0e5	0.6053E+00	0.6700E+00	0.6649E+00	0.7385E+00
1.0e6	0.6209E+00	0.6720E+00	0.6809E+00	0.7383E+00
3.0e6	0.6654E+00	0.6797E+00	0.7261E+00	0.7404E+00
1.0e7	0.8197E+00	0.7195E+00	0.8811E+00	0.7681E+00
3.0e7	0.1254E+01	0.8677E+00	1.3222E+01	0.9082E+00
1.0e8	0.2738E+01	0.1454E+01	0.3030E+01	0.1555E+01
3.0e8	0.6528E+01	0.3399E+01	0.8319E+01	0.3880E+01
1.0e9	0.1825E+02	0.1188E+02	0.2221E+02	0.1356E+02
3.0e9	0.4698E+02	0.3757E+02	0.4932E+02	0.3927E+02
1.0e10	0.1036E+03	0.9490E+02	0.1015E+03	0.9346E+02

Figura 4.8b

nH2 (cm-3)	Tx (6016) (K)	Tx (6030) (K)	Tx (6035) (K)	Tx (6049) (K)
1.0e1	0.8214E+01	0.8313E+01	0.8306E+01	0.8408E+01
3.0e1	0.6185E+01	0.6297E+01	0.6280E+01	0.6395E+01
1.0e2	0.3737E+01	0.3844E+01	0.3823E+01	0.3935E+01
3.0e2	0.2484E+01	0.2607E+01	0.2576E+01	0.2708E+01
1.0e3	0.1910E+01	0.2109E+01	0.2051E+01	0.2281E+01
3.0e3	0.1420E+01	0.1681E+01	0.1601E+01	0.1939E+01
3.0e4	0.6304E+00	0.8212E+00	0.7841E+00	0.1101E+01
1.0e5	0.5026E+00	0.6575E+00	0.6418E+00	0.9159E+00
3.0e5	0.4660E+00	0.6064E+00	0.6015E+00	0.8561E+00
1.0e6	0.4670E+00	0.5966E+00	0.6065E+00	0.8430E+00
3.0e6	0.5091E+00	0.6187E+00	0.6655E+00	0.8645E+00
1.0e7	0.6789E+00	0.7070E+00	0.9090E+00	0.9529E+00
3.0e7	0.1268E+01	0.9278E+00	0.1905E+01	0.1229E+01
1.0e8	0.5735E+01	0.1537E+01	-0.3402E+02	0.2242E+01
3.0e8	-0.2671E+02	0.1290E+01	-0.4394E+01	0.6526E+01
1.0e9	-0.2274E+02	0.6870E+01	-0.5689E+01	0.7410E+02
3.0e9	-0.5639E+02	0.1685E+02	-0.1212E+02	-0.1813E+03
1.0e10	-0.2833E+03	0.4645E+02	-0.3766E+02	-0.6618E+03

Figura 4.8c

nH2 (cm-3)	Tx (4660) (K)	Tx (4750) (K)	Tx (4765) (K)
1.0e1	0.8643E+01	0.9234E+01	0.8872E+01
3.0e1	0.7220E+01	0.7753E+01	0.7429E+01
1.0e2	0.5448E+01	0.5953E+01	0.5655E+01
3.0e2	0.6462E+01	0.7736E+01	0.7022E+01
1.0e3	-0.6176E+01	-0.5078E+01	-0.5476E+01
3.0e3	-0.1422E+01	-0.1360E+01	-0.1374E+01
3.0e4	-0.6400E+00	-0.6356E+00	-0.6318E+00
1.0e5	-0.5940E+00	-0.5914E+00	-0.5874E+00
3.0e5	-0.5860E+00	-0.5833E+00	-0.5799E+00
1.0e6	-0.6007E+00	-0.5957E+00	-0.5948E+00
3.0e6	-0.6540E+00	-0.6420E+00	-0.6486E+00
1.0e7	-0.8417E+00	-0.8006E+00	-0.8386E+00
3.0e7	-0.1372E+01	-0.1220E+01	-0.1381E+01
1.0e8	-0.3339E+01	-0.2568E+01	-0.3439E+01
3.0e8	-0.1019E+02	-0.6260E+01	-0.1074E+02
1.0e9	-0.4398E+02	-0.1961E+02	-0.4733E+02
3.0e9	-0.2493E+03	-0.6610E+02	-0.2855E+03
1.0e10	0.5299E+03	-0.5984E+03	0.4917E+03

Figura 4.9a

nH2 (cm-3)	Tx (1612) (K)	Tx (1665) (K)	Tx (1667) (K)	Tx (1720) (K)
1.0e1	0.2285E+01	0.2362E+01	0.2364E+01	0.2441E+01
3.0e1	0.2210E+01	0.2284E+01	0.2287E+01	0.2361E+01
1.0e2	0.1809E+01	0.1871E+01	0.1872E+01	0.1934E+01
3.0e2	0.1526E+01	0.1580E+01	0.1581E+01	0.1635E+01
1.0e3	0.1144E+01	0.1187E+01	0.1188E+01	0.1231E+01
1.0e4	0.5905E+00	0.6209E+00	0.6203E+00	0.6517E+00
1.0e5	0.4732E+00	0.5170E+00	0.5137E+00	0.5622E+00
3.0e5	0.4602E+00	0.5096E+00	0.5054E+00	0.5616E+00
1.0e6	0.4552E+00	0.5072E+00	0.5027E+00	0.5623E+00
3.0e6	0.4543E+00	0.5066E+00	0.5025E+00	0.5629E+00
1.0e7	0.4563E+00	0.5066E+00	0.5049E+00	0.5629E+00
3.0e7	0.4634E+00	0.5073E+00	0.5124E+00	0.5626E+00
1.0e8	0.4890E+00	0.5106E+00	0.5388E+00	0.5625E+00
3.0e8	0.5626E+00	0.5242E+00	0.6151E+00	0.5694E+00
1.0e9	0.8321E+00	0.5925E+00	0.9004E+00	0.6314E+00
3.0e9	0.1740E+01	0.8310E+00	0.1996E+01	0.8997E+00
1.0e10	0.5820E+01	0.1832E+01	0.1222E+02	0.2238E+01
3.0e10	0.1665E+02	0.5780E+01	0.1015E+03	0.8281E+01
1.0e11	0.4971E+02	0.2672E+02	0.1035E+03	0.3739E+02

Figura 4.9b

nH2 (cm-3)	Tx (6016) (K)	Tx (6030) (K)	Tx (6035) (K)	Tx (6049) (K)
1.0e1	0.7674E+01	0.7724E+01	0.7727E+01	0.7777E+01
3.0e1	0.7443E+01	0.7492E+01	0.7495E+01	0.7545E+01
1.0e2	0.6197E+01	0.6238E+01	0.6240E+01	0.6281E+01
3.0e2	0.5283E+01	0.5324E+01	0.5324E+01	0.5366E+01
1.0e3	0.4005E+01	0.4050E+01	0.4046E+01	0.4092E+01
1.0e4	0.2037E+01	0.2110E+01	0.2096E+01	0.2174E+01
1.0e5	0.1257E+01	0.1442E+01	0.1393E+01	0.1623E+01
3.0e5	0.8940E+00	0.1097E+01	0.1044E+01	0.1329E+01
1.0e6	0.6104E+00	0.7813E+00	0.7483E+00	0.1021E+01
3.0e6	0.4894E+00	0.6330E+00	0.6172E+00	0.8629E+00
1.0e7	0.4428E+00	0.5717E+00	0.5667E+00	0.7948E+00
3.0e7	0.4367E+00	0.5573E+00	0.5623E+00	0.7779E+00
1.0e8	0.4634E+00	0.5677E+00	0.6004E+00	0.7867E+00
3.0e8	0.5580E+00	0.6133E+00	0.7347E+00	0.8328E+00
1.0e9	0.9683E+00	0.7632E+00	0.1395E+01	0.1006E+01
3.0e9	0.3686E+01	0.1125E+01	0.3108E+02	0.1541E+01
1.0e10	-0.6189E+01	0.2134E+01	-0.2495E+01	0.4383E+01
3.0e10	-0.5672E+01	0.4426E+01	-0.2499E+01	0.7017E+03

Figura 4.9c

nH2 (cm-3)	Tx (4660) (K)	Tx (4750) (K)	Tx (4765) (K)
1.0e1	0.7654E+01	0.8084E+01	0.7810E+01
3.0e1	0.7455E+01	0.7870E+01	0.7605E+01
1.0e2	0.6315E+01	0.6642E+01	0.6429E+01
3.0e2	0.5517E+01	0.5797E+01	0.5613E+01
1.0e3	0.4426E+01	0.4659E+01	0.4507E+01
1.0e4	0.3525E+01	0.3910E+01	0.3685E+01
1.0e5	-0.2446E+01	-0.2207E+01	-0.2287E+01
3.0e5	-0.1138E+01	-0.1096E+01	-0.1104E+01
1.0e6	-0.8473E+00	-0.8319E+00	-0.8309E+00
3.0e6	-0.7754E+00	-0.7654E+00	-0.7627E+00
1.0e7	-0.7547E+00	-0.7467E+00	-0.7433E+00
3.0e7	-0.7591E+00	-0.7525E+00	-0.7483E+00
1.0e8	-0.7563E+00	-0.7531E+00	-0.7566E+00
3.0e8	-0.9087E+00	-0.9154E+00	-0.9027E+00
1.0e9	-0.1308E+01	-0.1360E+01	-0.1319E+01
3.0e9	-0.2574E+01	-0.2830E+01	-0.2668E+01
1.0e10	-0.9321E+01	-0.1135E+02	-0.1018E+02
3.0e10	-0.6707E+02	-0.1123E+03	-0.8451E+02
1.0e11	0.4357E+03	0.2750E+03	0.3309E+03

Figura 4.10a

nH2 (cm-3)	T (120mic)	T (1667)	T (80mic)	T (1665)	T (6035)	T (6030)
1.0e1	0.75E+00	0.28E-01	0.20E-01	0.15E-01	0.11E-05	0.16E-05
3.0e1	0.75E+00	0.27E-01	0.20E-01	0.15E-01	0.11E-05	0.15E-05
1.0e2	0.76E+00	0.16E-01	0.20E-01	0.91E-02	0.69E-06	0.99E-06
3.0e2	0.76E+00	0.14E-01	0.20E-01	0.78E-02	0.61E-06	0.87E-06
1.0e3	0.76E+00	0.11E-01	0.20E-01	0.61E-02	0.51E-06	0.73E-06
3.0e3	0.76E+00	0.85E-02	0.20E-01	0.47E-02	0.42E-06	0.60E-06
1.0e4	0.76E+00	0.68E-02	0.20E-01	0.38E-02	0.36E-06	0.52E-06
3.0e4	0.76E+00	0.62E-02	0.20E-01	0.34E-02	0.34E-06	0.49E-06
1.0e5	0.76E+00	0.60E-02	0.20E-01	0.34E-02	0.34E-06	0.49E-06
3.0e5	0.76E+00	0.60E-02	0.20E-01	0.33E-02	0.34E-06	0.49E-06
1.0e6	0.76E+00	0.60E-02	0.20E-01	0.33E-02	0.35E-06	0.50E-06
3.0e6	0.76E+00	0.60E-02	0.20E-01	0.33E-02	0.37E-06	0.54E-06
1.0e7	0.76E+00	0.60E-02	0.20E-01	0.33E-02	0.46E-06	0.68E-06
3.0e7	0.76E+00	0.60E-02	0.20E-01	0.33E-02	0.68E-06	0.11E-05
1.0e8	0.76E+00	0.59E-02	0.20E-01	0.33E-02	0.12E-05	0.22E-05
3.0e8	0.76E+00	0.59E-02	0.20E-01	0.33E-02	0.29E-05	0.46E-05
1.0e9	0.76E+00	0.58E-02	0.20E-01	0.32E-02	0.53E-05	0.80E-05
3.0e9	0.76E+00	0.57E-02	0.20E-01	0.32E-02	0.61E-05	0.89E-05
1.0e10	0.76E+00	0.56E-02	0.20E-01	0.31E-02	0.49E-05	0.69E-05

Figura 4.10b

nH2 (cm-3)	T (120mic)	T (1667)	T (80mic)	T (1665)	T (6035)	T (6030)
1.0e1	0.75E+00	0.28E-01	0.20E-01	0.15E-01	0.11E-05	0.16E-05
3.0e1	0.75E+00	0.26E-01	0.20E-01	0.15E-01	0.10E-05	0.15E-05
1.0e2	0.75E+00	0.25E-01	0.20E-01	0.14E-01	0.10E-05	0.14E-05
3.0e2	0.76E+00	0.20E-01	0.20E-01	0.11E-01	0.82E-06	0.12E-05
1.0e3	0.76E+00	0.19E-01	0.20E-01	0.10E-01	0.77E-06	0.11E-05
3.0e3	0.76E+00	0.18E-01	0.20E-01	0.97E-02	0.74E-06	0.11E-05
1.0e4	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.95E-02	0.73E-06	0.10E-05
3.0e4	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.94E-02	0.74E-06	0.11E-05
1.0e5	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.93E-02	0.79E-06	0.12E-05
3.0e5	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.93E-02	0.96E-06	0.14E-05
1.0e6	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.93E-02	0.15E-05	0.24E-05
3.0e6	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.92E-02	0.31E-05	0.51E-05
1.0e7	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.92E-02	0.88E-05	0.14E-04
3.0e7	0.76E+00	0.17E-01	0.20E-01	0.91E-02	0.24E-04	0.40E-04
1.0e8	0.76E+00	0.16E-01	0.20E-01	0.87E-02	0.73E-04	0.12E-03
3.0e8	0.76E+00	0.14E-01	0.20E-01	0.78E-02	0.17E-03	0.27E-03
1.0e9	0.75E+00	0.11E-01	0.20E-01	0.60E-02	0.31E-03	0.47E-03
3.0e9	0.75E+00	0.73E-02	0.20E-01	0.41E-02	0.34E-03	0.49E-03
1.0e10	0.74E+00	0.47E-02	0.20E-01	0.26E-02	0.23E-03	0.33E-03

Figura 4.10c

nH2 (cm-3)	T (120mic)	T (1667)	T (80mic)	T (1665)	T (6035)	T (6030)
1.0e1	0.75E+00	0.29E-01	0.20E-01	0.16E-01	0.11E-05	0.16E-05
3.0e1	0.75E+00	0.39E-01	0.20E-01	0.22E-01	0.15E-05	0.21E-05
1.0e2	0.75E+00	0.41E-01	0.20E-01	0.23E-01	0.15E-05	0.22E-05
3.0e2	0.75E+00	0.44E-01	0.20E-01	0.24E-01	0.16E-05	0.23E-05
1.0e3	0.75E+00	0.47E-01	0.20E-01	0.26E-01	0.17E-05	0.25E-05
3.0e3	0.75E+00	0.48E-01	0.20E-01	0.27E-01	0.18E-05	0.26E-05
1.0e4	0.75E+00	0.49E-01	0.20E-01	0.27E-01	0.23E-05	0.34E-05
3.0e4	0.75E+00	0.49E-01	0.20E-01	0.27E-01	0.19E-05	0.28E-05
3.0e5	0.75E+00	0.49E-01	0.20E-01	0.27E-01	0.33E-05	0.51E-05
1.0e6	0.75E+00	0.49E-01	0.20E-01	0.27E-01	0.68E-05	0.11E-04
3.0e6	0.75E+00	0.49E-01	0.20E-01	0.27E-01	0.17E-04	0.28E-04
1.0e7	0.75E+00	0.49E-01	0.20E-01	0.26E-01	0.52E-04	0.86E-04
3.0e7	0.75E+00	0.48E-01	0.20E-01	0.26E-01	0.15E-03	0.25E-03
1.0e8	0.74E+00	0.45E-01	0.20E-01	0.25E-01	0.45E-03	0.74E-03
3.0e8	0.73E+00	0.40E-01	0.19E-01	0.22E-01	0.11E-02	0.17E-02
1.0e9	0.70E+00	0.29E-01	0.19E-01	0.16E-01	0.19E-02	0.29E-02
3.0e9	0.66E+00	0.17E-01	0.18E-01	0.99E-02	0.21E-02	0.30E-02
1.0e10	0.60E+00	0.83E-02	0.17E-01	0.47E-02	0.13E-02	0.19E-02

Figura 4.10d

nH2 (cm-3)	T(120mic)	T(1667)	T(80mic)	T(1665)	T(6035)	T(6030)
1.0e1	0.76E+00	0.23E-01	0.20E-01	0.13E-01	0.92E-06	0.13E-05
3.0e1	0.76E+00	0.24E-01	0.20E-01	0.13E-01	0.95E-06	0.14E-05
1.0e2	0.75E+00	0.26E-01	0.20E-01	0.14E-01	0.10E-05	0.15E-05
3.0e2	0.75E+00	0.31E-01	0.20E-01	0.17E-01	0.12E-05	0.17E-05
1.0e3	0.75E+00	0.44E-01	0.20E-01	0.24E-01	0.17E-05	0.24E-05
1.0e4	0.74E+00	0.78E-01	0.20E-01	0.42E-01	0.28E-05	0.42E-05
1.0e5	0.73E+00	0.91E-01	0.20E-01	0.45E-01	0.40E-05	0.68E-05
3.0e5	0.73E+00	0.92E-01	0.20E-01	0.44E-01	0.62E-05	0.10E-04
1.0e6	0.73E+00	0.93E-01	0.20E-01	0.44E-01	0.14E-04	0.24E-04
3.0e6	0.73E+00	0.93E-01	0.19E-01	0.44E-01	0.36E-04	0.61E-04
1.0e7	0.73E+00	0.93E-01	0.19E-01	0.44E-01	0.11E-03	0.19E-03
3.0e7	0.73E+00	0.91E-01	0.19E-01	0.43E-01	0.32E-03	0.55E-03
1.0e8	0.72E+00	0.87E-01	0.19E-01	0.42E-01	0.99E-03	0.17E-02
3.0e8	0.69E+00	0.76E-01	0.18E-01	0.37E-01	0.24E-02	0.39E-02
1.0e9	0.63E+00	0.55E-01	0.16E-01	0.27E-01	0.47E-02	0.72E-02
3.0e9	0.52E+00	0.31E-01	0.14E-01	0.16E-01	0.53E-02	0.77E-02
1.0e10	0.40E+00	0.13E-01	0.11E-01	0.65E-02	0.35E-02	0.50E-02

Figura 4.10e

nH2 (cm-3)	T(120mic)	T(1667)	T(80mic)	T(1665)	T(6035)	T(6030)
1e1	0.75E+00	0.33E-01	0.20E-01	0.18E-01	0.13E-05	0.18E-05
3e1	0.75E+00	0.44E-01	0.20E-01	0.24E-01	0.17E-05	0.24E-05
1e2	0.74E+00	0.73E-01	0.20E-01	0.41E-01	0.27E-05	0.39E-05
3e2	0.73E+00	0.11E+00	0.19E-01	0.59E-01	0.41E-05	0.59E-05
1e3	0.72E+00	0.12E+00	0.19E-01	0.67E-01	0.52E-05	0.77E-05
3e3	0.72E+00	0.13E+00	0.19E-01	0.68E-01	0.71E-05	0.11E-04
3e4	0.72E+00	0.13E+00	0.19E-01	0.69E-01	0.32E-04	0.53E-04
1e5	0.72E+00	0.13E+00	0.19E-01	0.69E-01	0.96E-04	0.16E-03
3e5	0.72E+00	0.13E+00	0.19E-01	0.69E-01	0.28E-03	0.46E-03
1e6	0.71E+00	0.12E+00	0.19E-01	0.68E-01	0.89E-03	0.14E-02
3e6	0.69E+00	0.11E+00	0.18E-01	0.66E-01	0.25E-02	0.37E-02
1e7	0.62E+00	0.84E-01	0.16E-01	0.58E-01	0.65E-02	0.76E-02
3e7	0.50E+00	0.48E-01	0.12E-01	0.41E-01	0.11E-01	0.79E-02
1e8	0.32E+00	0.16E-01	0.79E-02	0.19E-01	0.13E-01	
3e8	0.19E+00	0.45E-02	0.54E-02	0.61E-02	0.84E-02	
1e9	0.13E+00	0.14E-02	0.41E-02	0.14E-02	0.37E-02	
3e9	0.11E+00	0.58E-03	0.37E-02	0.42E-03	0.15E-02	
1e10	0.10E+00	0.27E-03	0.36E-02	0.16E-03	0.55E-03	

Figura 4.10f

	nH2	T(120mic)	T(1667)	T(80mic)	T(1665)	T(6035)	T(6030)
	(cm-3)						
1e1	0.75E+00	0.36E-01	0.20E-01	0.20E-01	0.14E-05	0.19E-05	
3e1	0.75E+00	0.37E-01	0.20E-01	0.20E-01	0.14E-05	0.20E-05	
1e2	0.75E+00	0.45E-01	0.20E-01	0.25E-01	0.17E-05	0.24E-05	
3e2	0.74E+00	0.53E-01	0.20E-01	0.29E-01	0.20E-05	0.28E-05	
1e3	0.74E+00	0.71E-01	0.20E-01	0.39E-01	0.26E-05	0.37E-05	
1e4	0.72E+00	0.14E+00	0.19E-01	0.75E-01	0.50E-05	0.72E-05	
1e5	0.71E+00	0.16E+00	0.19E-01	0.90E-01	0.81E-05	0.12E-04	
3e5	0.71E+00	0.17E+00	0.19E-01	0.91E-01	0.13E-04	0.21E-04	
1e6	0.71E+00	0.17E+00	0.19E-01	0.91E-01	0.30E-04	0.50E-04	
3e6	0.71E+00	0.17E+00	0.19E-01	0.91E-01	0.79E-04	0.13E-03	
1e7	0.70E+00	0.17E+00	0.18E-01	0.91E-01	0.25E-03	0.42E-03	
3e7	0.70E+00	0.16E+00	0.18E-01	0.90E-01	0.72E-03	0.12E-02	
1e8	0.68E+00	0.15E+00	0.18E-01	0.87E-01	0.23E-02	0.35E-02	
3e8	0.62E+00	0.12E+00	0.16E-01	0.80E-01	0.58E-02	0.75E-02	
1e9	0.50E+00	0.70E-01	0.11E-01	0.61E-01	0.12E-01	0.96E-02	
3e9	0.33E+00	0.24E-01	0.71E-02	0.33E-01	0.16E-01	0.77E-03	
1e10	0.15E+00	0.27E-02	0.37E-02	0.10E-01	0.11E-01		

Figura4.11a

Tk (K)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
15	0.7460E+01	0.7672E+01	0.7679E+01	0.7889E+01
30	0.4379E+01	0.4515E+01	0.4519E+01	0.4654E+01
60	0.1738E+01	0.1797E+01	0.1798E+01	0.1856E+01
120	0.1833E+01	0.1913E+01	0.1900E+01	0.1982E+01
240	0.6431E+00	0.6943E+00	0.6885E+00	0.7438E+00
480	0.1144E+01	0.1187E+01	0.1188E+01	0.1231E+01

Figura4.11b

Tk (K)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
15	0.1213E+02	0.1242E+02	0.1243E+02	0.1272E+02
30	0.4756E+01	0.4928E+01	0.4923E+01	0.5096E+01
60	0.1662E+01	0.1737E+01	0.1732E+01	0.1808E+01
120	0.1029E+01	0.1114E+01	0.1076E+01	0.1164E+01
240	0.6010E+00	0.6700E+00	0.6596E+00	0.7383E+00
480	0.5905E+00	0.6209E+00	0.6203E+00	0.6517E+00

Figura4.11c

Tk (K)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
15	0.1367E+02	0.1390E+02	0.1389E+02	0.1411E+02
30	0.4720E+01	0.5005E+01	0.4957E+01	0.5252E+01
60	0.1615E+01	0.1744E+01	0.1718E+01	0.1855E+01
120	0.8708E+00	0.1036E+01	0.9273E+00	0.1107E+01
240	0.6012E+00	0.6697E+00	0.6605E+00	0.7386E+00
480	0.4732E+00	0.5170E+00	0.5137E+00	0.5622E+00

Figura4.11d

Tk (K)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
15	0.1393E+02	0.1404E+02	0.1402E+02	0.1413E+02
30	0.4665E+01	0.5034E+01	0.4953E+01	0.5345E+01
60	0.1596E+01	0.1751E+01	0.1715E+01	0.1883E+01
120	0.8432E+00	0.1046E+01	0.9043E+00	0.1129E+01
240	0.6209E+00	0.6720E+00	0.6809E+00	0.7383E+00
480	0.4552E+00	0.5072E+00	0.5027E+00	0.5625E+00

Figura4.11e

Tk (K)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
15	0.1398E+02	0.1406E+02	0.1404E+02	0.1412E+02
30	0.4692E+01	0.5068E+01	0.4986E+01	0.5385E+01
60	0.1606E+01	0.1761E+01	0.1726E+01	0.1895E+01
120	0.8452E+00	0.1052E+01	0.9065E+00	0.1136E+01
240	0.6441E+00	0.6757E+00	0.7045E+00	0.7389E+00
480	0.4563E+00	0.5066E+00	0.5049E+00	0.5629E+00

Figura4.11f

Tk (K)	Tx(1612) (K)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)	Tx(1720) (K)
15	0.1411E+02	0.1416E+02	0.1416E+02	0.1421E+02
30	0.5056E+01	0.5361E+01	0.5318E+01	0.5636E+01
60	0.1733E+01	0.1860E+01	0.1841E+01	0.1976E+01
120	0.8970E+00	0.1098E+01	0.9537E+00	0.1172E+01
240	0.6441E+00	0.6757E+00	0.7045E+00	0.7389E+00
480	0.4890E+00	0.5106E+00	0.5388E+00	0.5625E+00

Figura5.5a

NOH (cm-2)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)
1.0e12	0.6506E+01	0.6565E+01
3.0e12	0.6446E+01	0.6504E+01
1.0e13	0.6345E+01	0.6400E+01
3.0e13	0.6410E+01	0.6464E+01
1.0e14	0.5330E+01	0.5362E+01
3.0e14	0.6590E+01	0.6599E+01
1.0e15	0.6600E+01	0.5120E+01
1.0e16	0.6607E+01	0.4918E+01
3.0e16	0.6734E+01	0.5955E+01
1.0e17	0.1061E+02	0.7860E+01
3.0e17	0.6607E+01	0.4918E+01

Figura5.5b

NOH (cm-2)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)
1.0e12	0.2580E+02	-0.2030E+03
3.0e12	0.2581E+02	-0.1994E+03
1.0e13	0.2586E+02	-0.1877E+03
3.0e13	0.2599E+02	-0.1606E+03
1.0e14	0.2642E+02	-0.1059E+03
3.0e14	0.2755E+02	-0.5257E+02
1.0e15	0.3374E+02	-0.1842E+02
3.0e15	-0.1425E+03	-0.6216E+01
1.0e16	-0.5645E+01	-0.2535E+01
3.0e16	0.2080E+01	-0.5951E+02
1.0e17	0.1000E+02	0.1149E+02

Figura5.5c

NOH (cm-2)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)
3.0e12	-0.7853E+01	-0.3537E+01
1.0e13	-0.7851E+01	-0.3527E+01
3.0e13	-0.7845E+01	-0.3501E+01
1.0e14	-0.7834E+01	-0.3410E+01
3.0e14	-0.7810E+01	-0.3168E+01
1.0e15	-0.7231E+01	-0.2544E+01
3.0e15	-0.4593E+01	-0.1652E+01
1.0e16	-0.2208E+01	-0.1662E+01
3.0e16	0.3779E+01	-0.4898E+01
1.0e17	0.8139E+00	-0.2162E+02
3.0e17	0.8912E+00	0.8575E+02
1.0e18	0.9305E+00	0.1752E+01

Figura5.5d

NOH (cm-2)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)
1.0e12	-0.2748E+01	-0.1201E+01
3.0e12	-0.2748E+01	-0.1200E+01
1.0e13	-0.2748E+01	-0.1198E+01
3.0e13	-0.2748E+01	-0.1193E+01
1.0e14	-0.2750E+01	-0.1176E+01
3.0e14	-0.2741E+01	-0.1130E+01
1.0e15	-0.2545E+01	-0.1012E+01
3.0e15	-0.1886E+01	-0.8375E+00
1.0e16	-0.1462E+01	-0.1316E+01
3.0e16	-0.2794E+01	-0.3671E+01
1.0e17	-0.2362E+03	-0.1467E+02
3.0e17	0.8062E+00	0.1322E+01

Figura5.5e

NOH (cm-2)	Tx(1665) (K)	Tx(1667) (K)
3.0e12	-0.2176E+01	-0.9120E+00
1.0e13	-0.2177E+01	-0.9112E+00
3.0e13	-0.2177E+01	-0.9092E+00
1.0e14	-0.2176E+01	-0.9026E+00
3.0e14	-0.2160E+01	-0.8875E+00
1.0e15	-0.2010E+01	-0.8606E+00
3.0e15	-0.1688E+01	-0.8720E+00
1.0e16	-0.1904E+01	-0.1341E+01
3.0e16	-0.5991E+01	-0.3910E+01
1.0e17	-0.3818E+02	-0.2301E+02
3.0e17	0.1262E+01	0.1968E+01
1.0e18	0.5119E+00	0.6972E+00

APENDICE 2

Solución Analítica Para la T_x de las Líneas del Estado Base del OH

Los resultados numéricos sugieren que las colisiones juegan un papel importante en el enfriamiento de las líneas del estado base del OH de alta velocidad en los flujos moleculares. Para hacer un análisis de los efectos colisionales sobre esta molécula, vamos a eliminar todos los agentes radiativos externos de las ecuaciones que gobiernan la distribución de población de los distintos niveles (ecuación (4.6)).

$$\frac{dn_k}{dt} = \sum_{j>k} \left\{ A_{jk} \frac{g_j}{g_k} \beta_{jk} n_j + C_{jk} g_J \left[n_j - n_k \exp \left(-\frac{h\nu_{jk}}{kT_k} \right) \right] \right\} - \sum_{j<k} \left\{ A_{kj} \beta_{kj} n_j + C_{kj} g_J \left[n_k - n_j \exp \left(-\frac{h\nu_{kj}}{kT_k} \right) \right] \right\}. \quad (A2.1)$$

Esta ecuación la vamos a resolver analíticamente en el caso ópticamente delgado ($\beta = 1$) e independiente del tiempo ($dn_k/dt = 0$) para los primeros 8 niveles de energía. La justificación para sólo considerar 8 niveles está dada en la sección 4.4. La solución analítica de la ecuación (A2.1) debe ser una buena aproximación para T_x en el caso de temperaturas cinéticas, $T_k < 200$ K y densidades $n_{H_2} > 10^8$ cm⁻³.

Para empezar a simplificar (A2.1), sólo vamos a considerar las probabilidades de transición, A_{ij} para las transiciones infrarrojas que conectan los estados ${}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{5}{2} \rightarrow {}^2\Pi_{3/2}$, $J = \frac{3}{2}$. De acuerdo a la sección 4.1 y a la figura 4.2 estas probabilidades de transición son las más importantes en nuestro modelo de enfriamiento, además de ser 8 ó 9 órdenes de magnitud más grandes que las transiciones entre estados del mismo nivel rotacional. La profundidad óptica de las transiciones infrarrojas τ_{IR} está dada por Elitzur (1977),

$$\tau_{IR} \approx 8 \times 10^4 n_{OH}(R; V). \quad (A2.2)$$

En nuestros cálculos usamos valores para la cantidad $n_{OH}(R; V) \approx N_{OH}/V = 6 \times 10^{-6}$ ($V \sim 30$ km s⁻¹ y $N_{OH} \approx 5 \times 10^{14}$ moléculas de OH cm⁻²). Con estos valores según la

ecuación (A2.2), $\tau_{JR} = 0.50$. En las figuras 4.10 y el Apéndice 1 damos los resultados numéricos para algunas transiciones de 119μ que conectan los dos estados rotacionales que estamos considerando. Nuestros resultados dan valores para la profundidad óptica de estas líneas, $\tau_{JR} \sim 0.7$, los cuales coinciden razonablemente bien con los obtenidos a través de (A2.2). Con estos valores de τ_{JR} la probabilidad de escape β_{ij} es del orden de entre 0.7 y 0.8 (vea ecuación (4.25)). Si tomamos $\beta_{ij} \approx 1$, podemos linearizar la ecuación (A2.1) obteniendo un sistema de 7 ecuaciones algebraicas independientes para las poblaciones de los ocho niveles que estamos considerando. La octava ecuación independiente la provee la condición de normalización (ec. (4.15)). Este sistema de 8 ecuaciones, en principio puede ser resuelto completamente.

Para simplificar el trabajo algebraico aprovecharemos el hecho que los coeficientes colisionales calculados por DFA no distinguen entre cada par de sub-niveles hiperfinos de cada estado del doblete Λ . Es decir, en términos colisionales solo existen 2 niveles en cada uno de los dos estados rotacionales. Esto implica que $C_{84} = C_{83} = C_{74} = C_{73}$. Para ver más claro todo esto vamos a expandir (A2.1), para el caso de $k = 8$, con todas las simplificaciones que hemos mencionado y además sustituyendo C_{kj} por $C_{jk}e^{-h\nu/kT_k}$,

$$\begin{aligned}
 & -(g_5 + g_6) [C_{86}n_8 - C_{85}n_6] - [A_{84} + A_{83}]n_8 - (g_3 + g_4) [C_{84}n_8 - C_{48}n_4] - \\
 & - (g_1 + g_2) [C_{82}n_8 - C_{28}n_2] = 0
 \end{aligned} \tag{A2.3}$$

Para llegar a esta ecuación hicimos un par de aproximaciones:

$$1) [C_{87}n_8 - C_{78}n_7] \approx 0$$

$$2) -g_6 [C_{86}n_8 - C_{68}n_6] - g_5 [C_{85}n_8 - C_{58}n_5] = -(g_5 + g_6) [C_{86}n_8 - C_{68}n_6].$$

Ambas aproximaciones se justifican porque las C 's no distinguen entre cada par de estados hiperfinos de cada estado del doblete y suponemos que las densidades numéricas n_k de estos estados deben ser muy parecidas o iguales. Por ejemplo $n_3 \approx n_4$, $n_1 \approx n_2$, etc. Las diferencias en energía son tan pequeñas que al sustituir la ecuación de Boltzmann encontramos que no hay diferencia apreciable para cualquiera de las temperaturas cinéticas que hemos manejado. Haciendo las mismas aproximaciones que hemos descrito antes, expandemos (A2.1) para $k = 7$ y llegamos a una ecuación similar a (A2.3). Al sumar estas dos ecuaciones (para $k = 7$ y $k = 8$) llegamos a una ecuación en que

todos los términos son el doble que los términos de las ecuaciones originales, excepto aquellos que contienen las A 's. Dado que $n_7 \approx n_8$ podemos decir que,

$$- [A_{83} + A_{84}] n_8 - [A_{73} + A_{74}] n_7 = - [A_{83} + A_{84} + A_{73} + A_{74}] n_8 \quad (A2.4)$$

Esta última ecuación nos da la posibilidad de convertir cada par de ecuaciones de los niveles hiperfinos en una sola ecuación, la cual denotamos con los símbolos del nivel superior. Por ejemplo para el par hiperfino $k = 7$ y $k = 8$ la ecuación sería,

$$g'_2 C_{28} n_2 + g'_4 C_{48} n_4 + g'_6 C_{68} - [C'_8 + A'_8] n_8 = 0 \quad (A2.5)$$

Las primas ($'$) representan sumas de coeficientes del mismo tipo,

$$g'_i = g_{i-1} + g_i,$$

$$A'_8 = A_{83} + A_{84} + A_{73} + A_{74},$$

$$A'_{8g} = A_{83} \frac{g_8}{g_3} + A_{84} \frac{g_8}{g_4} + A_{73} \frac{g_7}{g_3} + A_{74} \frac{g_7}{g_4},$$

$$A'_{8g} = A_{51} \frac{g_5}{g_1} + A_{61} \frac{g_6}{g_1} + A_{62} \frac{g_6}{g_2} + A_{52} \frac{g_5}{g_2},$$

$$C'_2 = g'_4 C_{24} + g'_6 C_{26} + g'_8 C_{28},$$

$$C'_4 = g'_2 C_{42} + g'_4 C_{62} + g'_6 C_{46},$$

$$C'_8 = g'_2 C_{82} + g'_4 C_{84} + g'_6 C_{86}.$$

Para los demás pares hiperfinos las ecuaciones se obtienen haciendo las mismas consideraciones. Las otras dos ecuaciones independientes que podemos obtener de los restantes 6 niveles son,

$$-C'_2 n_2 + g'_4 C_{42} n_4 + [g'_6 C_{62} + A'_{6g}] n_6 + g'_8 C_{82} n_8 = 0, \quad (A2.6)$$

y

$$g'_2 C_{24} n_2 - C'_4 n_4 + g'_6 C_{64} n_6 + [g'_8 C_{84} + A'_{8g}] n_8 = 0, \quad (A2.7)$$

para los pares de niveles 1 y 2, 3 y 4, respectivamente.

Toda esta manipulación nos ha permitido reducir el sistema de 8 niveles a 4, donde sólo cuentan el par de estados del doblete Λ de cada nivel rotacional. La condición de normalización también sufre los efectos de las aproximaciones quedando en la forma,

$$(g_1 + g_2) n_2 + (g_3 + g_4) n_4 + (g_5 + g_6) n_6 + (g_7 + g_8) n_8 = 1. \quad (A2.8)$$

No habiendo posibilidad de más simplificaciones escribimos el sistema de cuatro ecuaciones de forma matricial,

$$\begin{pmatrix} -C'_2 & g'_4 C_{42} & [g'_6 C'_{62} + A'_{6g}] & g'_8 C_{82} \\ g'_2 C_{24} & -C'_4 & g'_6 C_{64} & [g'_8 C_{84} + A'_{8g}] \\ g'_2 C_{28} & g'_4 C_{48} & g'_6 C_{68} & -[C'_{8g} + A'_{8g}] \\ g'_2 & g'_4 & g'_6 & g'_8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_2 \\ n_4 \\ n_6 \\ n_8 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (A2.9)$$

Como nuestro interés es saber que pasa en las transiciones del estado base lo que necesitamos es conocer el cociente n_4/n_2 y luego vía la ecuación de Boltzmann obtenemos la temperatura de excitación. De acuerdo a la "relación fundamental de los determinantes" (Lipschutz, 1968) este cociente está dado por,

$$\frac{n_4}{n_2} = \frac{\det [M_{ij}]_2}{\det [M_{ij}]_1}. \quad (A2.10)$$

Donde $\det [M_{ij}]_k$ es igual al determinante de la matriz que se obtiene al intercambiar el vector columna de la parte derecha de la ecuación (A2.9) por la columna de la matriz de los coeficientes que corresponde a la n_k de interés. En nuestro caso intercambiamos la columna 2 para n_4 y la 1 para n_2 . Hay que tener mucho cuidado para no confundirse con la notación. La n_2 corresponde a la población del primer nivel en el sistema de 4

niveles, n_4 a la del segundo nivel etc. Concretamente, el cociente n_4/n_2 se escribe en la forma,

$$\frac{n_4}{n_2} = \frac{\det \begin{vmatrix} -C'_2 & 0 & [g'_6 C_{62} + A'_{6g}] & g'_8 C_{82} \\ g'_2 C_{24} & 0 & g'_6 C_{64} & [g'_8 C_{84} + A'_{8g}] \\ g'_2 C_{28} & 0 & g'_6 C_{68} & -[C'_8 + A'_8] \\ g'_2 & 1 & g'_6 & g'_8 \end{vmatrix}}{\det \begin{vmatrix} 0 & g'_4 C_{42} & [g'_6 C_{62} + A'_{6g}] & g'_8 C_{82} \\ 0 & -C'_4 & g'_6 C_{64} & [g'_8 C_{84} + A'_{8g}] \\ 0 & g'_4 C_{48} & g'_6 C_{68} & -[C'_8 + A'_8] \\ 1 & g'_4 & g'_6 & g'_8 \end{vmatrix}}. \quad (\text{A2.11})$$

Desarrollando esta última ecuación llegamos a la expresión,

$$\frac{n_4}{n_2} = \frac{\{g'_6 C_{64} C'_2 + g'_2 C_{24} [g'_6 C_{62} + A'_{6g}]\} [C'_8 + A'_8] + g'_8 g'_2 g'_6 C_{24} C_{82} C_{68}}{\{g'_4 g'_6 C_{42} C_{64} + C'_4 [g'_6 C_{62} + A'_{6g}]\} [C'_8 + A'_8] + g'_6 g'_8 C_{68} C_{82} C'_4} + \frac{\{g'_6 C_{68} C'_2 + g'_2 C_{28} [g'_6 C_{62} + A'_{6g}]\} [g'_8 C_{84} + A'_8] - g'_2 g'_6 g'_8 C_{28} C_{82} C_{64}}{+ \{g'_4 g'_6 C_{42} C_{68} - g'_4 C_{48} [g'_6 C_{62} + A'_{6g}]\} [g'_8 C_{84} + A'_8] + g'_4 g'_6 g'_8 C_{48} C_{64} C_{82}} \quad (\text{A2.12})$$

Antes de continuar haciendo álgebra probamos el resultado de (A2.12) a través de la ecuación de Boltzmann,

$$T_x(1667) = -\frac{h\nu_{42}}{k} \left[\ln \left(\frac{n_4}{n_2} \right) \right]^{-1} \quad (\text{A2.13})$$

Verificamos con la computadora que reproduce bien los resultados numéricos para densidades mayores de 10^3 cm^{-3} . La termalización se alcanza a densidades $\geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, como esperábamos. Para simplificar la interpretación de los resultados analíticos vamos a hacer una serie aproximaciones que nos permitan eliminar los términos que no son importantes de (A2.12). Considerando que los valores de las C's son del orden de 10^{-11} y de las A's $\approx 10^{-1}$ siempre que aparezca una resta o suma entre A's y C's sólo dejaremos la A. Por ejemplo $[C'_8 + A'_8] \approx A'_8$ etc. Todos los productos entre tres coeficientes colisionales los hacemos cero. Finalmente las sumas o restas entre productos de 2C's con una C por alguna A diremos que son igual al producto de

C por A. Por ejemplo $[C_2' C_8' - A_8' C_{84}] \approx -A_8' C_{84}$. De esta forma simplificamos (A2.12) hasta llegar a la simple expresión,

$$\frac{n_4}{n_2} = \frac{g_2' C_{28} A_{8g}' + g_2' C_{24} A_8'}{C_4' A_8' - g_4' C_{48} A_{8g}'}. \quad (\text{A2.14})$$

Para hacer más fácil la interpretación de los resultados analíticos vamos a simplificar un poco más la ecuación (A2.14). Expandiendo C_4' podemos aprovechar que $A_{8g}' = 0.10$ y $A_8' = 0.07$, lo cual nos permite decir que $g_6' C_{48} A_8' - g_4' C_{48} A_{8g}' \approx 0$. También vamos a suponer que las diferencias entre las A's (del orden de un 30%) no son tan importantes, lo que nos permite cancelarlas de la expresión de n_4/n_2 . Por otro lado tenemos que, $g_2' = g_4'$, por lo cual también quedan eliminadas, quedando el cociente de poblaciones sólo en términos de coeficientes colisionales,

$$\frac{n_4}{n_2} \approx \frac{C_{28} + C_{24}}{C_{46} + C_{42}}. \quad (\text{A2.15})$$

Para obtener la temperatura de excitación de la línea 1667 MHz ($T_x(1667)$) sólo hay que sustituir este cociente en la ecuación de Boltzmann. Para cualquiera de las otras tres líneas hay que sustituir también la frecuencia correspondiente.

Todas las expresiones desde la (A2.10) hasta la (A2.15) están escritas para la línea 1667 MHz. Al reducir el sistema de 8 a 4 niveles perdimos información individual de las 4 líneas del estado base. Más bien lo que tenemos es una descripción promedio de las cuatro líneas. No es posible tener una descripción individual de cada una de las 4 líneas porque estamos trabajando en el régimen colisional y los coeficientes no tienen resolución hiperfina.

Todas las posibles interpretaciones e implicaciones físicas de los resultados analíticos de las ecuaciones (A2.15) y (A2.15) que hemos obtenido en este Apéndice son discutidas en la sección 4.4.