

Departamento de Astrofísica Molecular e Infrarroja  
Instituto de Estructura de la Materia  
Consejo Superior de Investigaciones Científicas

# **Propiedades físico-químicas de las primeras fases evolutivas de ondas de choque en regiones de formación estelar**

**Izaskun Jiménez Serra**

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid



Departamento de Astrofísica Molecular e Infrarroja  
Instituto de Estructura de la Materia  
Consejo Superior de Investigaciones Científicas

# **Propiedades físico-químicas de las primeras fases evolutivas de ondas de choque en regiones de formación estelar**

**Izaskun Jiménez-Serra**

Director: Prof. Jesús Martín-Pintado Martín

Tutor: Prof. Jesús Gallego Maestro

Memoria presentada para acceder al grado de Doctor  
Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid

Madrid, 2007



# Prefacio

Las ondas de choque son un fenómeno ubicuo en el medio interestelar (MI) que aparece principalmente en las primeras y últimas fases de la vida de las estrellas como consecuencia de la eyección de materia en forma de vientos estelares, flujos bipolares o explosiones de supernova. Si el avance en el conocimiento de los procesos físicos y químicos que tienen lugar en las ondas de choque en el MI fue extraordinario entre los años 1970 y 1990, desde entonces puede considerarse que no se ha producido ninguna aportación significativa en el aspecto particular del estudio de la evolución temporal de la propagación de estos choques en el MI. A este respecto, C. F. McKee y D. J. Hollenbach afirmaban en 1980 que (ver McKee & Hollenbach 1980): *“En esta revisión (de los procesos físicos en las ondas de choque en el MI), nos centraremos en la estructura de los choques interestelares, no en la propagación de los mismos. Los choques son una estructura ubicua en el MI, y la discusión de la propagación de dichos choques cubriría esencialmente toda la dinámica del MI. Por otro lado, la estructura de un choque determina el espectro de la radiación emitida y la química que tiene lugar en el propio choque, los cuales pueden ser observados de forma directa.”* Basándose en esta filosofía, la totalidad de los estudios teóricos realizados sobre este fenómeno en años posteriores, se centró fundamentalmente en obtener predicciones de magnitudes observables en el conjunto del gas que ha experimentado el choque, sin entrar en el detalle de los cambios producidos *de forma natural* por la propagación del choque a través de una parcela de gas concreta.

Como veremos en esta tesis, las nuevas capacidades en resolución espectral y sensibilidad que presentan los radiotelescopios de antena única actuales, han revelado observacionalmente una serie de estructuras nuevas y únicas en regiones de formación estelar donde se han encontrado interacciones muy recientes de las ondas de choque con el gas tranquilo de la nube ambiente. Estos resultados, que han puesto de manifiesto la posibilidad de detección de los precursores asociados a las ondas de choque, no sólo han mostrado la necesidad del estudio de los efectos de la propagación de dichos choques en el gas sin perturbar del MI, sino que nos han impulsado a desarrollar, por primera vez, el estudio teórico de la evolución temporal de las primeras fases de dicha propagación.

En este trabajo, presentamos las primeras evidencias de los efectos generados por los precursores magnéticos de las ondas de choque de tipo C, en las propiedades físico-químicas del gas del MI. Para ello, se ha dividido la tesis en las siguientes partes: El

CAP. 1 muestra un resumen del estado de la teoría de las ondas de choque en el MI que se ha desarrollado a lo largo de los últimos 40 años. En el CAP. 2, presentamos la fuente de estudio, la nube molecular oscura L1448 que alberga la formación de estrellas poco masivas, entre las que se encuentra la fuente milimétrica asociada al flujo bipolar joven L1448-mm. Los CAPS. 3, 4 y 5, recogen los estudios observacionales de la emisión molecular realizados en esta fuente. En estos capítulos se muestra que todas las evidencias observacionales apuntan a la detección, por primera vez, de las fases más tempranas de la interacción de las ondas de choque con el gas tranquilo del MI. En concreto, de la interacción del *precursor magnético* de los choques de tipo C (ver SEC. 1.3). En los CAPS. 6 y 7, presentamos los resultados del estudio teórico de las propiedades físico-químicas de la fase del precursor magnético en los choques de tipo C, y de las predicciones de los perfiles de las líneas moleculares que se esperan detectar en los distintos estadios de la propagación de los choques. Finalmente, en las conclusiones generales del CAP. 8 se resumen los resultados más importantes de este trabajo.

# Preface

Shock waves are an ubiquitous phenomena in the interstellar medium (ISM). This phenomena occurs at the first and the late stages of the stellar evolution due to the mass ejection by stellar winds, bipolar outflows or supernova explosions. Although much progress in the study of the physical and chemical processes involved in this phenomena was achieved between the 70's and the 90's, there has not been significant contributions to the particular field of the study of the temporal evolution of the propagation of shock waves through the quiescent material in the ISM. In this respect, C. F. McKee & D. J. Hollenbach in 1980 stated that (see McKee & Hollenbach 1980): “*In this review (of the physical processes that take place in shock waves in the ISM) we focus on the structure of interstellar shocks, not on the propagation. Shocks are an ubiquitous feature in the ISM, and a discussion of the propagation of interstellar shocks would essentially cover the entire dynamics of the ISM. On the other hand, the structure of a shock determines the spectrum of the emitted radiation and the chemistry occurring in the shock, both of which are directly observable.*” Based on this philosophy, all subsequent theoretical studies were focused in determining global predictions of observable parameters that could arise from the whole postshock region affected by the interaction of the shock, without examining in detail the possible (and likely) changes that would be naturally produced by the propagation of the shock through the unperturbed ambient gas in the ISM.

In this thesis, we show that observations with the present instrumental capabilities providing high spectral resolution and sensitivity in current single-dish telescopes, can reveal new and unique molecular emission features in star forming regions, which are associated with the early phases of the interaction of very young shock waves with the quiescent material in molecular dark clouds. We show that it is possible to detect the *precursors* of shock waves, which opens a new field of observational and theoretical studies for which new efforts must be made in order to clearly establish the effects produced by the propagation of shock waves through the quiescent gas. In this work, we present the first theoretical studies carried out to describe the evolution of the molecular line emission with time, for the different stages of the evolution of shock waves as they propagate through the ISM.

We have divided this thesis into the following sections: In CAP. 1 we show the *state-of-the-art* of the theory of shock waves in the ISM, giving a brief summary of what has been

so far achieved on this field from the 70's to date. In CAP. 2, we present the molecular dark cloud L1448 and the very young L1448-mm outflow, which will be the subject of our study. In CAPS. 3, 4 and 5, we show the molecular emission observed toward the L1448-mm outflow. All the observational evidences point toward the detection, for the first time, of the early interaction of shock waves and, in particular, of the magnetic precursor of MHD shock waves or C-shocks (see SEC. 1.3). In CAPS. 6, we present the modelling of the physical structure and of the temporal evolution of the sputtering of dust grains in C-shocks. From these results, we have developed the first model that combines the evolution of the physical structure of C-shocks with molecular excitation and radiative transfer, to predict the changes of the molecular line profiles with time, as the shock propagates through the unperturbed ambient gas of the ISM (CAP. 7). Finally, the main results of this work are summarized in CAP. 8.

# Agradecimientos

A través de estas líneas deseo agradecer a todas aquellas personas e instituciones que con su ayuda han hecho posible la realización de este trabajo.

En primer lugar, agradezco a mi director de tesis, el Prof. Jesús Martín-Pintado, el excelente trato personal y su constante dedicación en mi formación científica. Este periodo bajo su dirección, además de haber sido intelectualmente muy productivo, ha sido muy enriquecedor desde el punto de vista personal.

Al Prof. José Cernicharo le agradezco la continua motivación y pasión por la Astrofísica que siempre me ha transmitido.

Agradezco al Dr. Arturo Rodríguez-Franco que generosamente haya dedicado gran parte de su tiempo en mi formación. Es siempre un placer trabajar con él.

Por otra parte, estoy muy agradecida a los Dr. Serena Viti y Dr. Paola Caselli, que me permitieron realizar sendas estancias en la University College London y en el Osservatorio Astrofisico di Arcetri. Les agradezco toda su dedicación, afecto y hospitalidad.

Asimismo, deseo agradecer a todas las personas que a lo largo de estos años he conocido en el Departamento de Astrofísica Molecular e Infrarroja del Instituto de Estructura de la Materia (CSIC), el cariño, palabras de apoyo y consejos que me han dado. He disfrutado mucho de su amistad y compañía.

Agradezco al Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II, de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid, y en especial a mi tutor el Prof. Jesús Gallego, las facilidades brindadas para la presentación de este trabajo.

Me gustaría dar también las gracias a mi familia, que en todo momento me ha apoyado. A pesar de conocer bien lo dificultoso del camino, siempre me ha animado a recorrerlo, ofreciéndome todo su cariño y ayuda.

A mis amigos les agradezco su apoyo incondicional durante todo este tiempo. Gracias por haber vivido tan de cerca la realización de esta tesis.

Por último, agradezco al Ministerio de Educación y Ciencia que haya financiado este trabajo bajo el Plan de Formación de Personal Investigador (Convocatoria de becas predoctorales del año 2003).

Izaskun Jiménez Serra  
Madrid, 2007

# Acrónimos

<b>AGB</b>	<i>Asimptotic Giant Branch</i>
<b>BIMA</b>	<i>Berkeley Illinois Maryland Association</i>
<b>CLASS</b>	<i>Continuum and Line Analysis Single-dish Software</i>
<b>ETL</b>	<i>Equilibrio Termodinámico Local</i>
<b>FWHM</b>	<i>Full Width Half Maximun</i>
<b>IRAM</b>	<i>Instituto de RadioAstronomía Milimétrica</i>
<b>IRAS</b>	<i>InfraRed Astronomical Satellite</i>
<b>IRS</b>	<i>Infrared Spectrograph</i>
<b>ISM</b>	<i>InterStellar Medium</i>
<b>ISO</b>	<i>Infrared Space Observatory</i>
<b>LVG</b>	<i>Large Velocity Gradient</i>
<b>MHD</b>	<i>MagnetoHidroDinámico</i>
<b>MI</b>	<i>Medio Interestelar</i>
<b>PAHs</b>	<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbons</i>
<b>PdBI</b>	<i>Plateau de Buré Interferometer</i>
<b>PDRs</b>	<i>Photon Dominated Regions</i>
<b>SIS</b>	<i>Superconductor-Insulator-Superconductor</i>
<b>SMA</b>	<i>SubMillimeter Array</i>
<b>SWAS</b>	<i>Submillimeter Wave Astronomy Satellite</i>
<b>UKIRT</b>	<i>UK InfraRed Telescope</i>
<b>UV</b>	<i>UltraVioleta</i>
<b>VESPA</b>	<i>VErsatile SPectrometer Array</i>
<b>VLA</b>	<i>Very Large Array</i>
<b>YSOs</b>	<i>Young Stellar Objects</i>



# Índice

Prefacio . . . . .	1
Agradecimientos . . . . .	5
Acrónimos . . . . .	7
Índice . . . . .	9
Lista de Figuras . . . . .	13
Lista de Tablas . . . . .	15
<b>1 Ondas de choque en el MI: Choques de tipo J y C</b>	<b>17</b>
1.1 Las ondas de choque en el MI . . . . .	17
1.2 Primeros estudios de las ondas de choque en el MI: Choques de tipo J . . .	18
1.3 Choques de tipo C . . . . .	23
1.4 Estructura física del choque de tipo C: El precursor magnético . . . . .	25
1.5 Las ondas de choque en regiones de formación estelar: Los flujos bipolares	30
1.6 Química en los choques de tipo C . . . . .	31
1.7 Evolución temporal de las ondas de choque . . . . .	36
<b>2 La región de formación estelar L1448</b>	<b>39</b>
2.1 La nube molecular L1448 . . . . .	39
2.2 Los objetos estelares jóvenes (YSOs) en L1448 . . . . .	40
2.3 Los flujos bipolares L1448-mm y L1448-IRS3 . . . . .	40
<b>3 Destrucción de los mantos helados en el precursor magnético</b>	<b>47</b>
3.1 Introducción . . . . .	47
3.2 Observaciones . . . . .	49
3.3 Resultados . . . . .	50
3.4 Condiciones físicas de la nube ambiente y del precursor . . . . .	53
3.5 Densidades de columna proyectada y abundancias moleculares . . . . .	56
3.6 Discusión . . . . .	61
3.7 Resumen y conclusiones . . . . .	64

<b>4</b>	<b>Eyección de los mantos helados por el precursor magnético</b>	<b>67</b>
4.1	Introducción . . . . .	67
4.2	Observaciones . . . . .	69
4.3	Resultados . . . . .	72
4.4	Densidades de columna proyectada y abundancias moleculares . . . . .	72
4.5	Gas pre-choque . . . . .	76
4.6	Componente del precursor . . . . .	76
4.7	Gas post-choque . . . . .	77
4.8	Discusión . . . . .	78
4.9	Resumen y conclusiones . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Aumento de la densidad electrónica en el precursor magnético</b>	<b>83</b>
5.1	Introducción . . . . .	83
5.2	Observaciones . . . . .	85
5.3	Resultados . . . . .	86
5.4	Diferencias entre la excitación de moléculas iónicas y neutras . . . . .	90
5.5	Excitación por colisiones con electrones . . . . .	93
5.6	Discusión . . . . .	97
5.7	Resumen y conclusiones . . . . .	98
<b>6</b>	<b>Propiedades físico-químicas del precursor magnético</b>	<b>101</b>
6.1	Introducción . . . . .	101
6.2	Parametrización de la estructura física del choque de tipo C . . . . .	103
6.3	Pulverizado de los granos de polvo . . . . .	104
6.4	Estructura física del choque de tipo C . . . . .	110
6.5	Evolución del pulverizado de los granos de polvo . . . . .	111
6.6	Comparación con las observaciones: Abundancias de SiO . . . . .	116
6.7	Abundancias de CH <sub>3</sub> OH y H <sub>2</sub> O pulverizadas de los mantos . . . . .	120
6.8	Resumen y conclusiones . . . . .	123
<b>7</b>	<b>Evolución temporal de la emisión molecular en los choques de tipo C</b>	<b>125</b>
7.1	Introducción . . . . .	125
7.2	El modelo de choque de tipo C . . . . .	127
7.3	Cálculo del pulverizado de los granos de polvo . . . . .	128
7.4	Cálculo de las densidades de columna de SiO, H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> y HN <sup>13</sup> C . . . . .	129
7.5	Cálculo de las anchuras de los perfiles de línea moleculares . . . . .	131
7.6	Cálculo de las temperaturas de excitación y profundidades ópticas . . . . .	132
7.7	Ecuación de transporte de la radiación . . . . .	133
7.8	Estructura física del choque de tipo C . . . . .	135
7.9	Pulverizado de los granos de polvo en el choque de tipo C . . . . .	137

---

7.10 Densidades de columna y parámetros de los perfiles de línea . . . . .	141
7.11 Evolución temporal de los perfiles de línea de SiO . . . . .	142
7.12 Evolución temporal de los perfiles de línea de $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ y $\text{HN}^{13}\text{C}$ . . . . .	147
7.13 Comparación con las observaciones . . . . .	150
7.14 Resumen y conclusiones . . . . .	154
<b>8 Conclusiones y perspectivas</b>	<b>157</b>
8.1 Conclusions . . . . .	157
8.2 Perspectives . . . . .	160
<b>Bibliografía</b>	<b>165</b>



# Lista de Figuras

1.1	Esquema de la estructura física de un choque de tipo J . . . . .	20
1.2	Esquema de cómo el fluido neutro transfiere momento al campo magnético	24
1.3	Esquema de la estructura física de un choque de tipo C . . . . .	27
1.4	Evolución temporal de $T_n$ y $T_i$ para un choque de tipo C no estacionario .	38
2.1	Mapa de la emisión integrada de CO $J=2\rightarrow 1$ en L1448 . . . . .	41
2.2	Mapa de la emisión de H <sub>2</sub> $v=1\rightarrow 0$ S(1) en L1448 . . . . .	42
3.1	Emisión molecular ambiente en distintas posiciones de L1448 . . . . .	52
3.2	Mapa de la aproximación LVG . . . . .	55
3.3	Diagrama rotacional de CH <sub>3</sub> OH a $\sim 145$ GHz . . . . .	58
3.4	Intensidad de SiO frente al cociente H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> /HN <sup>13</sup> C . . . . .	60
4.1	Emisión molecular en L1448-mm . . . . .	70
4.2	Abundancias moleculares derivadas en L1448-mm (0'', -20'') . . . . .	75
5.1	Líneas rotacionales de SiO, H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> , HN <sup>13</sup> C y H <sup>13</sup> CN en L1448-mm . . . . .	88
5.2	Diferencias entre las secciones eficaces de colisión de HCO <sup>+</sup> y HCN . . . . .	94
5.3	Coefficientes colisionales de HCO <sup>+</sup> y HCN con $\Delta J=1$ y 2 . . . . .	95
6.1	Esquema de la geometría plano-paralela del choque de tipo C . . . . .	106
6.2	Velocidad, densidad y temperatura en un choque de tipo C . . . . .	113
6.3	Pulverizado de granos en función de la densidad del gas y velocidad del choque . . . . .	114
6.4	Pulverizado de granos para distintas velocidades del choque y densidad del gas de $n(\text{H}_2)=10^5 \text{ cm}^{-3}$ . . . . .	115
6.5	Espectros de las transiciones SiO (2 $\rightarrow$ 1) y CH <sub>3</sub> OH (3 <sub>0</sub> $\rightarrow$ 2 <sub>0</sub> A <sup>+</sup> ) observadas en L1448-mm (0'', -20'') . . . . .	117
6.6	Comparación de las abundancias teóricas de SiO con las observadas en L1448-mm . . . . .	119

6.7	Comparación de las abundancias teóricas de SiO, CH <sub>3</sub> OH y H <sub>2</sub> O con las observadas. Predicciones de las abundancias de H <sub>2</sub> O para varias $v_s$ . . . . .	122
7.1	Esquema de la geometría plano-paralela del choque de tipo C . . . . .	128
7.2	Esquema de la transferencia de radiación en una nube molecular . . . . .	134
7.3	Estructura física del choque de tipo C con $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	137
7.4	Evolución de las abundancias de SiO en función del tiempo, $t_n$ , y de la velocidad, $v_n$ , del fluido neutro . . . . .	139
7.5	Densidades de columna moleculares, anchuras de línea, temperaturas de excitación y opacidades máximas de línea en función de $z$ . . . . .	140
7.6	Estructura física del choque en función de $t_n$ e instantes para los que hemos calculado los perfiles de emisión de SiO . . . . .	144
7.7	Evolución temporal de los perfiles de línea de SiO $J=2 \rightarrow 1$ . . . . .	145
7.8	Detalle del perfil de línea de SiO $J=2 \rightarrow 1$ para $t_n=3$ años . . . . .	146
7.9	Evolución temporal de los perfiles de línea de HN <sup>13</sup> C $J=1 \rightarrow 0$ . . . . .	148
7.10	Evolución temporal de los perfiles de línea de H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> $J=1 \rightarrow 0$ . . . . .	149
7.11	Perfiles de línea de H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> y HN <sup>13</sup> C $J=1 \rightarrow 0$ en el régimen de velocidades de la nube ambiente . . . . .	151
7.12	Comparación de los perfiles sintéticos de SiO $J=2 \rightarrow 1$ y $J=3 \rightarrow 2$ con los observados en L1448-mm . . . . .	152
7.13	Comparación de los perfiles sintéticos de H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> y HN <sup>13</sup> C $J=1 \rightarrow 0$ con los observados en L1448-mm . . . . .	153
7.14	Comparación de la emisión sintética y observada de SiO para todo el rango de velocidades de L1448-mm . . . . .	155

# Lista de Tablas

1.1	Principales reacciones de la química del Si . . . . .	33
1.2	Principales reacciones de la química del S . . . . .	35
1.3	Principales reacciones de la química del O . . . . .	36
3.1	Especies moleculares y transiciones observadas en L1448-mm y L1448-IRS3	49
3.2	Parámetros observados en los flujos bipolares L1448-mm/IRS3 . . . . .	51
3.3	Parámetros derivados de la emisión molecular en L1448-mm/IRS3 . . . . .	59
4.1	Líneas moleculares observadas en L1448-mm . . . . .	69
4.2	Parámetros observados de las líneas moleculares en L1448-mm . . . . .	71
4.3	Abundancias moleculares en el gas pre-choque y precursor. . . . .	74
4.4	Abundancias moleculares en el gas post-choque de L1448-mm (0'', -20''). . . . .	75
5.1	Transiciones rotacionales observadas de SiO, H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> , HN <sup>13</sup> C y H <sup>13</sup> CN . . . . .	86
5.2	Parámetros observados de las líneas de SiO, H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> , HN <sup>13</sup> C y H <sup>13</sup> CN . . . . .	89
5.3	Cocientes de intensidades de línea integrada . . . . .	91
5.4	Densidades de H <sub>2</sub> y de columna de SiO, H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> , HN <sup>13</sup> C y H <sup>13</sup> CN . . . . .	92
6.1	Parámetros $k_s$ , $\beta$ y $E_{th}$ del rendimiento de pulverizado para núcleos de olivina	109
6.2	Valores iniciales de los parámetros $z_n$ , $z_i$ , $z_T$ y $a_T$ para una muestra de choques de tipo C . . . . .	112
6.3	Tiempos de inyección y de saturación para los hielos y núcleos de los granos	116
6.4	Áreas y abundancias de SiO, CH <sub>3</sub> OH y H <sub>2</sub> O medidas en el gas ambiente, el precursor y el gas de velocidad moderada de L1448-mm . . . . .	118
6.5	Parámetros de los choques de tipo C obtenidos del ajuste de las abundancias de SiO . . . . .	120
7.1	Parámetros del choque de tipo C consistentes con la emisión estrecha de SiO en L1448-mm . . . . .	136
7.2	Correspondencia entre la velocidad y el tiempo del fluido neutro para las distintas fases del choque . . . . .	143



# CAPÍTULO 1

## Ondas de choque en el MI: Choques de tipo J y C

### 1.1 Las ondas de choque en el MI

A finales de los años 60 y principios de los 70, el conocimiento de la física del gas ionizado de forma total o parcial, permitió el estudio de las propiedades físicas y de las abundancias de las principales especies atómicas de dicho gas, a partir del rico espectro de emisión generado en objetos tales como remanentes de supernova o regiones de hidrógeno ionizado, también llamadas regiones HII, en el rango de longitudes de onda del óptico y del UV (*UltraVioleta*). La mayoría de estos trabajos teóricos no profundizaron en el análisis de los procesos físicos responsables de la radiación observada, por lo que fueron incapaces de dar explicación a la cinemática del gas que presentaba movimientos de alta velocidad en el espectro de emisión de estos objetos. Fueron precisamente dichos movimientos los que indujeron a pensar que el origen de la emisión de líneas atómicas permitidas, semi-prohibidas y prohibidas, y de transiciones rotacionales de  $H_2$ , en remanentes de supernova y en regiones HII, podía ser debido al gas caliente generado tras el paso de ondas de choque en el MI.

Las ondas de choque son perturbaciones de la presión que se propagan a través del MI, comprimiendo el gas que van encontrando a su paso. Las ondas de choque se producen por vientos estelares, explosiones de supernova, expansiones de regiones HII o colisiones entre nubes interestelares. Esta perturbación, también denominada *pistón*, genera gradientes de presión lo suficientemente grandes como para que la velocidad de desplazamiento de las ondas de choque sea superior a la velocidad de propagación del sonido en el medio. Debido a que la perturbación se propaga a una velocidad mayor que la de las ondas de compresión, el medio que se encuentra *delante* del choque es incapaz de reaccionar dinámicamente a la perturbación de la presión del gas hasta el mismo instante de la

llegada del frente de choque. La interacción del frente de choque ocurre en una región de gas muy pequeña en comparación con la zona de *relajación* que aparece detrás del propio frente de choque, por lo que suele ser tratado matemáticamente como una discontinuidad. Sin embargo, como veremos en la SEC. 1.3, esta aproximación deja de ser válida para unas condiciones concretas de las nubes moleculares oscuras (Wentzel 1967; Draine 1980). La interacción del frente de choque provoca cambios irreversibles en las propiedades físicas y en la química del gas detrás del choque.

La intensidad del choque viene dada por el número de Mach,  $M = v_s/c_0$ , donde  $v_s$  es la velocidad de desplazamiento de la perturbación, y  $c_0$  es la velocidad de propagación del sonido (o de la onda de compresión) característica del medio sin perturbar. En el MI,  $M$  puede llegar a alcanzar valores de hasta  $\sim 10^3$  (McKee & Hollenbach 1980). Puesto que el MI presenta valores del campo magnético que en ocasiones no son despreciables, las ecuaciones que describen la dinámica de las ondas de choque en este medio han de ser magnetohidrodinámicas. El valor del campo magnético, en efecto, modifica el número de Mach, la estructura del frente de choque, y la máxima compresión producida en el choque (Alfvén 1951; Draine 1980). En la zona detrás del frente de la onda de choque (medio *post-choque*), el gas se encuentra fuera del equilibrio termodinámico, por lo que la radiación generada en la región de relajación puede escapar libremente (McKee & Hollenbach 1980).

Como veremos en las SECS. 1.2 y 1.3, las ondas de choque en nubes moleculares pueden catalogarse como de tipo J y de tipo C, en función de la velocidad de propagación de la perturbación,  $v_s$ , de la fracción de ionización del gas,  $\chi(e^-)$ , y de la componente del campo magnético perpendicular a la dirección de propagación,  $B_{0\perp}$  (Draine 1980). Cada tipo de choque presentará un espectro de emisión característico (SECS. 1.2 y 1.6).

## 1.2 Primeros estudios de las ondas de choque en el MI: Choques de tipo J

Los primeros esfuerzos que se realizaron en el avance del conocimiento de los efectos de la interacción de las ondas de choque en el gas del MI, se centraron en la predicción de las intensidades de líneas atómicas de estructura fina y líneas rotacionales de  $H_2$  generadas en las regiones donde el gas ya había sido procesado por el choque. A este conjunto de trabajos pertenecen los realizados por Field et al. (1968), Cox (1972a,b), Raymond et al. (1976), Dopita (1976,1977) y Shull & McKee (1979). En estos estudios, se asume que la geometría del choque es plano-paralela (la más sencilla y comúnmente empleada en los modelos de choques), que el medio es difuso y atómico (*i.e.* que las densidades de partículas por unidad de volumen son de  $\sim 1-100 \text{ cm}^{-3}$ ) y que la intensidad del campo magnético es, o bien nula, o bien despreciable ( $\sim 10 \mu G$ ). En modelos posteriores (ver Hollenbach & McKee 1979,1980,1989), y ante la evidencia observacional de que especies

moleculares podían presentar espectros de emisión con gas moviéndose a velocidades de hasta  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  en regiones de formación estelar (p.ej. Orión; ver Zuckerman et al. 1976), se estudiaron también los efectos producidos por la interacción de ondas de choque en nubes con propiedades diferentes a las difusas y donde el gas es principalmente molecular y neutro. Para ello, estos autores, no sólo incluyeron la química del H, C, O (e incluso la de Si, aunque en menor medida) en fase gas, sino también la formación de moléculas de  $\text{H}_2$  sobre la superficie de los granos de polvo interestelar.

Las ecuaciones de la dinámica del choque vienen dadas por las leyes de conservación de la masa, del momento y de la energía (Field et al. 1968; Spitzer 1978) y, a pesar de que el gas en el MI consta de varias componentes (iones, electrones, partículas neutras y granos de polvo interestelar) dichas ecuaciones se suelen resolver para un único fluido. Todos estos trabajos pioneros consideran que el gas es básicamente atómico. De esta manera, se asume que tanto la componente cargada eléctricamente como la componente neutra del gas, están perfectamente acopladas en velocidad, densidad y temperatura debido a la condición de *conductividad infinita* (Field et al. 1968). Esta condición se alcanza cuando el tiempo característico de difusión del campo magnético,  $t_d$ , es mucho mayor que el tiempo para el que dicho campo aumenta dentro del choque,  $t_s$ . Mullan (1971) establece que la conductividad infinita se verifica siempre que  $t_d/t_s \approx 5 \times 10^3 v_s \gg 1$ , donde  $v_s$  es la velocidad del choque en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ . Como veremos posteriormente en la SEC. 1.3, esta condición deja de verificarse en un medio con una densidad de iones baja y con una magnitud del campo magnético no despreciable (Wentzel 1967; Mullan 1971).

En ausencia de campo magnético, la resolución del sistema de ecuaciones de la dinámica del gas se realiza imponiendo las condiciones de contorno por medio de las ecuaciones de Rankine-Hugoniot (Spitzer 1978). Dichas ecuaciones relacionan las magnitudes de las variables físicas del gas (velocidad, densidad y temperatura) de la región inmediatamente después del frente de choque, con las del medio sin perturbar *pre-choque*. Las soluciones del sistema de ecuaciones proporcionan la estructura del choque. Whitney & Skalafuris (1963) establecieron que la estructura del choque, en estado estacionario (*i.e.* no dependiente del tiempo), posee cuatro regímenes bien diferenciados (ver FIG. 1.1):

- **El Precursor Radiativo:** El precursor radiativo precede siempre al gas que se desplaza con el frente de choque y consiste en un campo de radiación UV ionizante generado por las recombinaciones de los iones  $\text{H}^+$  y de  $\text{He}^+$  que se encuentran en la zona inmediatamente detrás del frente de choque (Shull & McKee 1979). Dicha radiación no sólo afecta a las regiones *corriente abajo* (o *downstream*) del choque, sino que emerge del propio frente de choque, fotoionizando y fotodisociando el gas de la nube ambiente todavía sin perturbar. Puesto que el precursor radiativo ha de verificar la condición de *equilibrio de ionización* (*i.e.* el número de ionizaciones en el gas es siempre igual al número de recombinaciones), Shull & McKee (1979) asumen

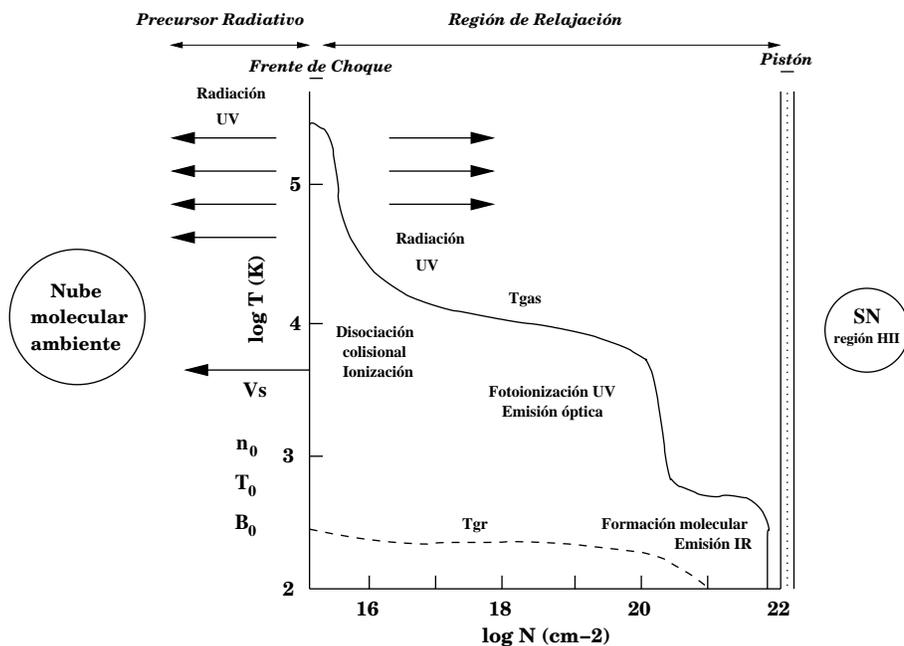


FIGURA 1.1: Esquema de la estructura física de un choque de tipo J (extraído de Hollenbach & McKee 1989). Según nos movemos desde la nube sin perturbar, encontramos la siguiente estructura: (a) el precursor radiativo, (b) el frente de choque, considerado prácticamente como una discontinuidad, y (c) la zona de relajación, o post-choque, en la que los diferentes grados de libertad internos de los átomos y moléculas, como los de rotación y los de estructura fina, son excitados generando la radiación que posteriormente escapará del choque (Whitney & Skalafuris 1963).

que, o bien el número de recombinaciones en el gas ambiente es despreciable, o bien el flujo de fotones ionizantes es lo suficientemente elevado como para procurar un frente de ionización estacionario delante del frente de choque.

Una de las cuestiones más polémicas relacionadas con esta región del choque, es la tasa de ionización generada por el precursor radiativo. La densidad inicial de iones del gas es un parámetro crucial en la determinación de la estructura física posterior del choque, puesto que influye de forma dramática en la tasa de enfriamiento del gas (Shull & McKee 1979). En los primeros modelos de choques (ver p.ej. Cox 1972a,b; Raymond et al. 1976; Dopita 1976,1977), el gas ambiente que precede al frente de choque se encuentra completamente en su forma iónica debido a un suceso previo de ionización (p.ej. la explosión de una supernova). Sin embargo, en los trabajos de Shull & McKee (1979) y de Hollenbach & McKee (1989), el campo de radiación ionizante del precursor está acoplado a la estructura de ionización del gas ambiente, por lo que sólo un 10% de las moléculas de  $H_2$  en el gas pre-choque

son fotodisociadas por el precursor en un choque con  $v_s \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ , y sólo un 1% de H neutro es fotoionizado. La tasa de ionización es máxima en el gas pre-choque para únicamente  $v_s \geq 110\text{-}120 \text{ km s}^{-1}$  (ver FIG. 11 en Hollenbach & McKee 1989).

- **El Frente de Choque:** El frente de choque es la región en la que los grados de libertad traslacionales de átomos y moléculas son excitados. El tamaño de dicha región es de varias veces el recorrido libre medio del átomo de H. El recorrido libre medio viene dado por  $l_H \approx (n_H \sigma_H)^{-1}$  y vale  $l_H \approx 3 \times 10^{13} \text{ cm}$  (Field et al. 1968). El frente de choque es por tanto considerado como una discontinuidad. Por esta razón, a este tipo de perturbaciones se les denomina choques de tipo J (de *Jump* o salto; ver Draine 1980). La temperatura del gas en el frente de choque es típicamente de  $T \geq 10^5 \text{ K}$ , y los valores finales de densidad y velocidad que se adquieren de forma instantánea en el frente, vienen dados por las relaciones de Rankine-Hugoniot bajo la suposición de estacionariedad del choque (Spitzer 1978).
- **Región de Excitación Interna:** En esta zona del choque, que se puede llegar a confundir con la región de relajación (ver más abajo), se excitan los grados de libertad internos de los átomos y moléculas tales como los de estructura fina o los de rotación. Aunque esta región es considerablemente más ancha que la asociada al frente de choque (las secciones eficaces de colisión inelástica que se requieren para excitar los grados de libertad internos de la partícula, son menores; Field et al. 1968), esta zona del choque también se puede considerar como prácticamente una discontinuidad en el gas difuso del MI. En efecto, si consideramos que la excitación rotacional de  $\text{H}_2$  es el principal mecanismo de enfriamiento del gas, la relación existente entre el tiempo necesario para que se alcance el equilibrio de poblaciones para todos los niveles rotacionales de esta molécula,  $t_{coll}$ , y el tiempo de enfriamiento característico de la región de relajación o post-choque,  $t_{cool}$ , viene dada como (Field et al. 1968):

$$\frac{t_{cool}}{t_{coll}} \sim \frac{n(H)}{n(H_2)} \quad (1.1)$$

Puesto que en el gas difuso  $n(H) \gg n(H_2)$ , entonces  $t_{cool} \gg t_{coll}$  por lo que esta zona del choque puede ser considerada también como una discontinuidad (Field et al. 1968). Sin embargo, en el gas molecular de las nubes oscuras, esta condición deja de verificarse, por lo que el tamaño de la región de excitación interna será considerablemente mayor y se confundirá con la región de relajación (Hollenbach & McKee 1979; McKee & Hollenbach 1980).

- **Región de Relajación o Post-choque:** Se trata de la zona del choque en la que toda la energía generada por la perturbación se libera en forma de radiación. En la

FIG. 1.1, mostramos la variación de las temperaturas del gas y de los granos de polvo interestelar a lo largo de dicha región. Una vez que el gas es procesado por el frente de choque, el material molecular no destruido por el precursor radiativo, es disociado e ionizado colisionalmente, emitiendo una gran cantidad de radiación UV. Mientras que para la disociación se requieren temperaturas del gas de  $T > 2850$  K, la ionización tiene lugar para  $T > 4500$  K. Según Hollenbach & Shull (1977) y Hollenbach & McKee (1980),  $H_2$  es completamente disociado para  $v_s \geq 24 \text{ km s}^{-1}$ , y la fracción de ionización del gas se hace máxima en esta región del choque con  $\chi(e^-) \sim 0.6$  (Hollenbach & McKee 1989). Por este motivo, este tipo de choques son denominados *disociativos*.

Como consecuencia de la emisión de los fotones UV tanto *corriente arriba*, o *upstream*, como corriente abajo, el gas se enfría de forma paulatina hasta que su temperatura alcanza los  $\sim 10^4$  K, momento en el que comienza a recombinarse. En este punto, la temperatura se mantiene constante en el llamado *plateau* de recombinación, debido al equilibrio que se establece entre las recombinaciones y las fotoionizaciones producidas por la radiación UV procedente de la zona inicial del choque. Una vez que todos los fotones UV han sido absorbidos principalmente por los granos de polvo (nótese que, según Hollenbach & McKee 1979, una parte importante de los granos de polvo con capaces de sobrevivir en choques con  $v_s \leq 300 \text{ km s}^{-1}$  y  $n_0 \geq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ), el gas continua su enfriamiento, recombinándose totalmente e iniciándose la química molecular (Hollenbach & McKee 1989). Cuando la temperatura del gas es de  $T \sim 400$ - $500$  K, aparece un segundo *plateau* donde la temperatura es constante debido a la energía liberada en el proceso de formación de  $H_2$  en la superficie de los granos. En este *plateau*, reacciones químicas endotérmicas o de tipo neutro-neutro con energías de activación (ver SEC. 1.6) pueden tener lugar de forma eficaz, de manera que las abundancias de moléculas tales como  $H_2$ , CO, OH o  $H_2O$  experimentan un aumento muy significativo (Hollenbach & McKee 1989).

La energía generada en el proceso de formación de  $H_2$ , se radía finalmente a través de líneas de estructura fina excitadas colisionalmente [p.ej. O I( $63 \mu m$ ), Si II( $35 \mu m$ ), S I( $25 \mu m$ ), Fe I( $24 \mu m$ ), Fe II( $26, 35 \mu m$ ), Cl I( $11.4 \mu m$ ) y Ni II( $6.6 \mu m$ )] y de líneas rotacionales moleculares (como p.ej. de  $H_2$  y CO, y de OH y  $H_2O$  si  $n_0 \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ; Hollenbach & McKee 1989). Las líneas de estructura fina Ne II( $12.8 \mu m$ ), Si II( $35 \mu m$ ) y Fe II( $26, 35 \mu m$ ) son trazadores inequívocos de la interacción de choques de tipo J en regiones de formación estelar (Hollenbach & McKee 1989).

Por último, en este tipo de choques, aún existe otra región que presenta cierto interés. Ésta se corresponde con la zona en la que el campo magnético se *comprime* desde el valor pre-choque hasta alcanzar su valor final post-choque. Field et al. (1968), y los trabajos de Hollenbach & McKee (1979,1980,1989), asumen que esta región es prácticamente una

discontinuidad. Sin embargo, como veremos en la SEC. 1.3, el tamaño de esta región en los choques de tipo C está lejos de poder ser considerado despreciable (Wentzel 1967).

### 1.3 Choques de tipo C

En la SEC. 1.2 hemos visto que en el gas difuso del MI, las ondas de compresión presentan una discontinuidad en las variables físicas de velocidad, densidad y temperatura, típica de los choques de tipo J. Los modelos magnetohidrodinámicos que hemos visto hasta ahora, asumen que, o bien el campo magnético en estas regiones es nulo ( $B=0$ ), o bien sus líneas de campo están *congeladas* tanto en la componente iónica como neutra del gas<sup>1</sup>. De esta manera, el campo magnético se comprime de forma súbita en el frente de las ondas de choque de tipo J (Field et al. 1968; Hollenbach & McKee 1979,1989). Para que las líneas de campo se encuentren congeladas en el gas, los fluidos iónico y neutro han de presentar la misma velocidad de desplazamiento. Mientras que en las nubes difusas del MI esta condición se verifica (los iones y los neutros están cinemáticamente acoplados a través de la alta tasa de colisiones del tipo ión-neutro en estas regiones; SEC. 1.2), en las nubes moleculares oscuras y en regiones HI, la compresión del campo magnético está lejos de producirse en una discontinuidad (Wentzel 1963; Mullan 1971).

Imaginemos que en una nube molecular aparece un gradiente de presión de manera que la onda de compresión en el fluido neutro (que está desacoplada de la del fluido iónico) se traslada a una velocidad  $v_s$  en el eje  $\mathbf{x}$  (ver FIG. 1.2). Las líneas de campo magnético, que siguen la dirección del eje  $\mathbf{y}$ , atrapan a las partículas cargadas eléctricamente de manera que éstas giran en torno a dichas líneas en el plano  $\mathbf{xz}$ . La colisión de una partícula neutra con un ión produce el aumento del radio de giro de dicho ión en torno a las líneas de campo, lo que se traduce en la aparición de una corriente de iones en el plano  $\mathbf{xz}$  perpendicular a  $B$  (FIG. 1.2; Mullan 1971). Por la Ley de Ampere ( $\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$ ), la corriente de iones en el plano  $\mathbf{xz}$  creará una variación (compresión) del campo magnético en la dirección  $\mathbf{y}$ , por lo que la energía cinética inicial del fluido neutro se convierte finalmente en energía magnética (Mullan 1971).

Ahora bien, puesto que la fracción de ionización del gas es baja, la tasa de colisiones ión-neutro es pequeña y, por tanto, la compresión del campo magnético se produce de forma lenta y gradual (Wentzel 1963; Mullan 1971). Como consecuencia, la anchura de la región en la que el campo magnético se comprime hasta alcanzar su valor post-choque, es varios órdenes de magnitud mayor ( $\Delta z \sim 10^{15}-10^{16}$  cm; Mullan 1971) que el recorrido libre medio del átomo de H que caracteriza el tamaño del frente de choque en las ondas de choque de tipo J ( $l_H \sim 3 \times 10^{13}$  cm; Field et al. 1968; SEC. 1.2), por lo que la estructura

---

<sup>1</sup>La girofrecuencia de los iones es superior a la frecuencia de colisiones con los neutros. Esto hace que dichos iones estén estrechamente ligados a las líneas de campo, y viceversa.

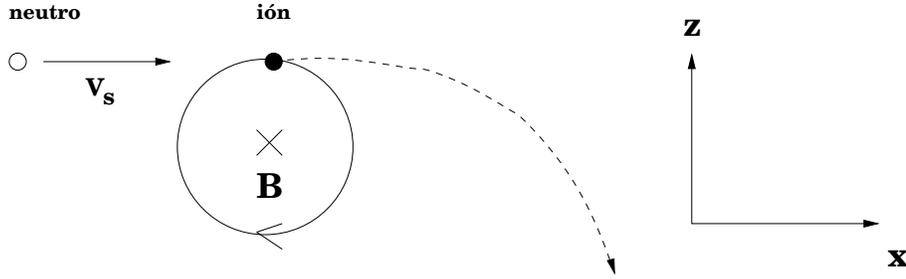


FIGURA 1.2: Esquema extraído de Mullan (1971), por el que se muestra cómo, tras la perturbación de la presión del gas con velocidad de propagación  $v_s$ , las colisiones entre partículas neutras e iones genera corrientes de plasma en el plano  $\mathbf{xz}$  perpendicular a la dirección del campo magnético  $B$  (en el eje  $\mathbf{y}$ ). Esto se traduce finalmente en la compresión de dicho campo magnético.

física de dichos choques se ve profundamente modificada. Este nuevo tipo de ondas de compresión fue denominada por Draine (1980) como choques de tipo C (de *Continuous o Continuo*).

Draine (1980) demostró que bajo una serie de condiciones del gas en el MI, el campo magnético puede comenzar a ser comprimido y acelerado en una parcela de gas *antes* de que el frente de choque del fluido neutro alcance a dicha parcela. En un gas parcialmente ionizado, como es el caso de las nubes moleculares oscuras, las ondas de compresión se pueden propagar a través del fluido neutro con una velocidad  $v_{ns}$  dada por (Draine 1980):

$$v_{ns} = \left( \frac{5 k T}{3 m_{H_2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

y a través del plasma (*i.e.* iones y electrones) con una velocidad  $v_{ims}$  (*velocidad magnetosónica de la componente iónica*), que se puede estimar por medio de (Draine 1991):

$$v_{ims} \approx 70 b_0 \left( \frac{\chi_{e^-}}{10^{-4}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

donde  $b_0$  es la constante de proporcionalidad de la relación, obtenida observacionalmente en nubes moleculares oscuras, entre el campo magnético  $B_0$  y la densidad del gas ( $B_0 \approx b_0 (n_H / \text{cm}^{-3})^{1/2}$ ; Mouschovias 1976).

Para las temperaturas típicas de las nubes moleculares oscuras ( $T \sim 10 \text{ K}$ ,  $b_0 \sim 1$  y  $\chi_{e^-} \leq 10^{-7}$ ), la velocidad de propagación de las ondas de compresión en el fluido neutro es de  $v_{ns} \sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que para el fluido iónico es de  $v_{ims} \sim 2200 \text{ km s}^{-1}$ . Para una velocidad de choque típica de  $v_s \sim 100\text{-}300 \text{ km s}^{-1}$ , la velocidad magnetosónica de los iones,  $v_{ims}$ , será en todos los casos superior a la del choque, y ésta a su vez, mayor que

la asociada al fluido neutro. De esta manera, mientras que los neutros sólo perciben la perturbación en el mismo instante en que el frente de choque les ha alcanzado, en el caso de los iones, dicha perturbación es capaz de viajar a una velocidad mayor que la de propagación del choque, *informando* a los iones de la llegada del frente *antes* de la llegada del propio frente. Como consecuencia de la compresión del campo magnético, los iones y los electrones son forzados a *fluir* por entre la componente neutra del gas, acelerándose, comprimiéndose y calentándose antes de la llegada del frente de choque. Esto es lo que Draine (1980) denominó *el precursor magnético* de los choques de tipo C.

La transferencia de momento desde el fluido iónico al neutro sabemos que se produce por medio de colisiones. Dichas colisiones aceleran paulatinamente la componente neutra del gas por lo que, para cuando el frente de choque alcanza la parcela de gas en cuestión, las variables físicas de ambos fluidos ya poseen sus valores post-choque. Dicho de otro modo, los fluidos iónico y neutro no son *sorprendidos* por el frente de choque.

En las secciones siguientes describimos la estructura física (SEC. 1.4) y la química (SEC. 1.6) características de este tipo de choques, y las regiones del MI donde se suelen observar (SEC. 1.5). En la SEC. 1.7, discutimos los últimos resultados obtenidos a partir de modelos MHD dependientes del tiempo relevantes a este trabajo.

## 1.4 Estructura física del choque de tipo C: El precursor magnético

Para obtener la estructura física del choque, además de las ecuaciones de Maxwell, es necesario resolver las relaciones de conservación de la materia, de momento y de energía para las tres componentes del gas: iones, electrones y partículas neutras (Draine 1980). En la FIG. 1.3 mostramos la evolución de las variables dinámicas de cada una de estas componentes en el choque de tipo C (extraído de Flower et al. 1996). La dinámica de estos choques muestra dos regiones claramente diferenciadas (ver Draine 1980; Flower & Pineau des Forêts 1995; Flower et al. 1996; Dopita & Sutherland 2003):

- El Precursor Magnético:** La compresión del campo magnético producida por la interacción del precursor magnético, provoca la aceleración, compresión y calentamiento de la componente con carga eléctrica del gas <sup>2</sup>, antes de que el fluido neutro pueda ser perturbado por el choque. Si consideramos la evolución de las componentes del gas en el sistema de referencia del choque, la fase del precursor magnético se caracteriza por la disminución súbita de la velocidad del fluido con carga eléctrica,  $v_i$ , desde  $v_s$  hasta su valor post-choque (FIG. 1.3). El tamaño de la región del precursor,  $l$ , viene dado por esta disminución de  $v_i$  (Flower et al. 1996). Las partículas neutras todavía sin perturbar conservan, sin embargo, su velocidad inicial  $v_s$ . En estas primeras fases del choque, la velocidad de deriva  $v_d$  ( $v_d=|v_n - v_i|$ ) es máxima y comparable a  $v_s$  (ver FIG. 1.3; Draine et al. 1983; Pineau des Forêts et al. 1988). En la SEC. 1.6, y posteriormente en el CAP. 6, veremos que los elevados valores de  $v_d$  en la fase del precursor, influyen de forma crucial en la química del gas *caliente* post-choque. El desacoplamiento en velocidades entre ambos fluidos es el principal responsable del calentamiento de las partículas con carga ( $T_i$  depende directamente de  $v_d$ ; EC. 6.5). La energía térmica del fluido con carga es suficiente para excitar colisionalmente las moléculas de  $H_2$  del gas por medio, fundamentalmente, de colisiones con electrones (Flower et al. 1996). Nótese que la temperatura de los electrones está acoplada a la de los iones en esta fase del precursor. Como consecuencia de esta excitación colisional, la fluorescencia de  $H_2$  genera fotones UV que disocian el material molecular e ionizan el gas atómico, provocando el aumento de la densidad de iones en varios órdenes de magnitud. Dicho aumento es aún mayor si se considera que el fluido con carga negativa está constituido no sólo por electrones sino también por  $PAH^-$  (de *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons* o Hidrocarburos Policíclicos Aromáticos; Flower et al. 1996; Flower & Pineau des Forêts 2003). El aumento de la densidad iónica, y por tanto de la fracción de ionización del gas, es el responsable de la excitación adicional del fluido iónico en esta fase del choque (ver CAP. 5). La FIG. 1.3 muestra que, mientras que la temperatura de los iones con carga positiva es de  $T_i \sim 10^5$  K, el proceso de excitación colisional de  $H_2$  por electrones es capaz de *contener* el crecimiento de  $T_e$  ( $\sim 10^4$  K) debido a las grandes pérdidas de energía cinética producidas por radiación. El hecho de que los neutros no hayan sido afectados por el choque en la fase del precursor hace que la temperatura de este fluido,  $T_n$ , se mantenga prácticamente constante y con el valor de la nube ambiente ( $T_n \sim 10$  K; FIG. 1.3).

---

<sup>2</sup>Iones, electrones y granos de polvo. Generalmente se asume que estos últimos están cargados negativamente.

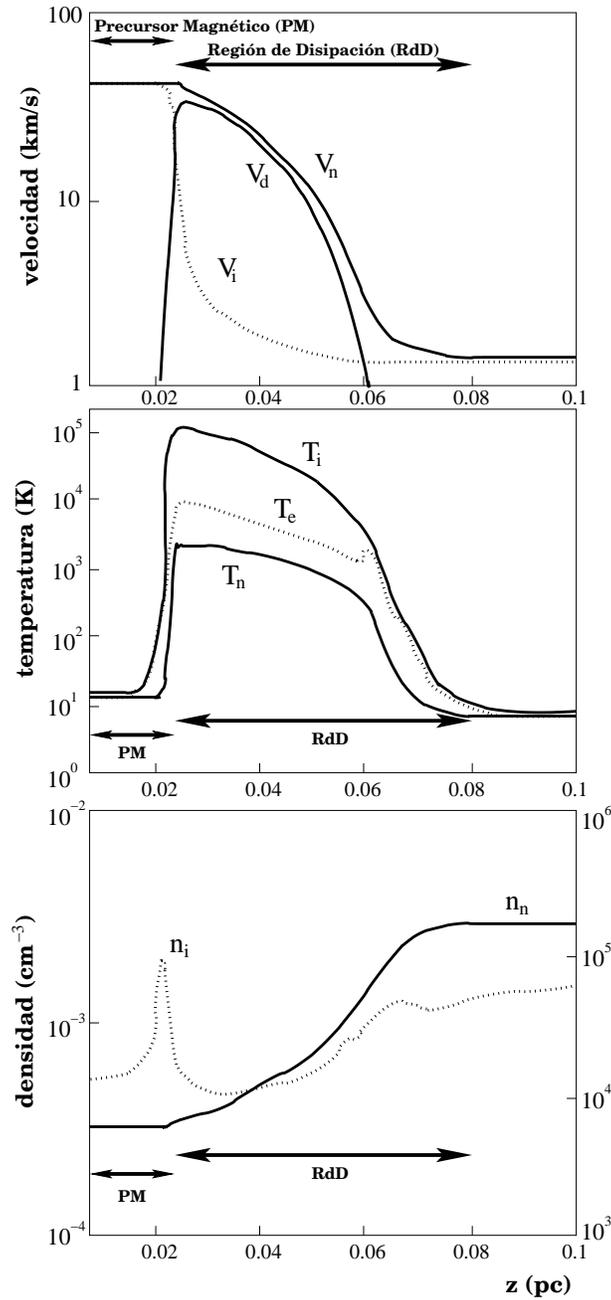


FIGURA 1.3: Esquema de la estructura física de un choque de tipo C para una velocidad de choque de  $v_s=40 \text{ km s}^{-1}$ , densidad inicial del gas de  $n_0=10^4 \text{ cm}^{-3}$  y campo magnético de  $B_0=100 \mu\text{G}$  (extraído de Flower et al. 1996). La estructura de estos choques consta de (a) un precursor magnético y (b) la región de disipación del choque (Draine 1980).

- Zona de Re-acoplamiento o Disipación:** La anchura de la región de disipación o de re-acoplamiento (*recoupling zone*) del choque de tipo C, viene determinada por la distancia que necesita el fluido neutro en reducir su velocidad desde  $v_s$  hasta alcanzar su valor post-choque, momento en el que se vuelve a acoplar cinemáticamente al fluido con carga eléctrica (ver FIG. 1.3; Flower & Pineau de Forêts 1995; Flower et al. 1996; Dopita & Sutherland 2003). El grado de acoplamiento entre ambos fluidos depende de la transferencia de momento, o lo que es lo mismo, de la tasa de colisiones entre las partículas neutras ( $H_2$  y He) y con carga eléctrica (iones, electrones y granos de polvo; Flower et al. 1996). La fricción debida a la diferencia de velocidades entre ambas componentes *disipa* de forma gradual y progresiva la energía generada en el choque. Este fenómeno, por el que los campos magnéticos pueden hacer las colisiones entre nubes moleculares más elásticas reduciendo así el calentamiento efectivo de las mismas, fue propuesto con anterioridad por Alfvén (1951) y también recibe el nombre de *difusión ambipolar*. De esta manera, la región de re-acoplamiento es apreciablemente más ancha que la asociada al precursor magnético (Draine 1980). La relación existente entre los tamaños de la zona del precursor,  $l$ , y de la zona de disipación,  $L$ , se puede estimar a través de  $l/L \approx B_0^2/(\rho_n v_s^2)$  (Flower & Pineau de Forêts 1995). Para valores típicos de las nubes oscuras ( $n_H=10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $B_0=100 \mu\text{G}$  y  $v_s=40 \text{ km s}^{-1}$ ), se obtiene que  $l/L \sim 0.02$ , lo que implica que el tamaño del precursor es  $l \sim 6 \times 10^{15} \text{ cm}$  para una anchura de la región de disipación de  $L \sim 0.1 \text{ pc}$  (ver p.ej. Flower et al. 1996). Esto equivale a un tamaño angular de  $\sim 4''$  para una distancia de  $\sim 100 \text{ pc}$ . En el punto anterior, hemos visto que la compresión de los iones hace que la temperatura de este fluido llegue a superar incluso los  $\sim 10^5 \text{ K}$  en la región de disipación. En el caso de los electrones, si bien en la zona del precursor están inicialmente acoplados térmicamente a los iones, en la región de disipación presentan una temperatura que es aproximadamente un orden de magnitud menor que la del fluido iónico ( $T_e \sim 10^4 \text{ K}$ ; FIG. 1.3). Esto es debido a que, mientras que el acoplamiento térmico entre iones y electrones se produce por medio de fuerzas de Coulomb con la correspondiente tasa de acoplamiento que viene dada por  $\propto T_e^{-3/2}$  (Spitzer 1962), el existente entre electrones y partículas neutras es  $\propto T_e^{1/2}$  (Flower et al. 1996). Para el rango de  $T_e$  entre 0 y 1000 K, el término de acoplamiento con los iones será mayor que con los neutros. Sin embargo, en la región de disipación, o lo que es lo mismo, para  $T_e \geq 1000 \text{ K}$ , el término de acoplamiento con los neutros es el predominante, produciendo el desacoplamiento térmico con los iones y la aproximación a la temperatura  $T_n$  (FIG. 1.3). La disipación de energía en el choque por *difusión ambipolar*, inhibe el crecimiento de la temperatura de las partículas neutras. Los valores alcanzados de  $T_n$  en el choque ( $\sim 2000 \text{ K}$ ; FIG. 1.3) se encuentran muy por debajo de los asociados al frente de choque en las ondas de tipo J ( $T_s \approx \frac{3\mu v_s^2}{16k_b} \approx 6 \times 10^4 \text{ K}$ , para  $v_s=50 \text{ km s}^{-1}$  y  $\mu(H)=1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$ ; Draine et al. 1983).

Por último, mientras que la densidad de las partículas neutras, o de  $H_2$ , se mantiene constante y sin perturbar en la zona del precursor magnético, en la región de disipación aumenta de forma progresiva debido a la compresión de dicho fluido (por el principio de conservación de la masa,  $n_n = (n_0 v_s)/v_n$ ; ver SEC. 6.2). La densidad de los iones,  $n_i$ , que ha experimentado un aumento en varios órdenes de magnitud en el precursor, disminuye al inicio de la región de disipación debido a la aparición de reacciones de neutralización. Las reacciones endotérmicas producidas entre iones moleculares y  $H_2$ , van acompañadas de la posterior recombinación disociativa que da lugar a las especies neutras finales (Flower et al. 1996).

En la SEC. 1.2, hemos visto que las moléculas de  $H_2$  se disocian completamente en el frente de las ondas de choque de tipo J para  $v_s \geq 24 \text{ km s}^{-1}$  (Hollenbach & Shull 1977; Hollenbach & McKee 1980). Al contrario que en estos choques, en los de tipo C la energía generada por la perturbación se radía de forma más eficiente. El enfriamiento del gas se produce no sólo por medio de la emisión de líneas de estructura fina atómicas, sino también a través de transiciones rotacionales de moléculas tales como  $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $OH$  y  $NH_3$  (ver p.ej. Draine et al. 1983). De esta manera, las temperaturas alcanzadas por el fluido neutro en la región de disipación ( $T_n \sim 2000\text{-}4000 \text{ K}$ ; FIG. 1.3), permiten la *supervivencia* del material molecular al choque.

Es precisamente la supervivencia de las especies moleculares, y en particular la de la molécula de  $H_2$ , la que determina la transición de un choque de tipo C no disociativo a un choque de tipo J disociativo (Draine et al. 1983; Smith & Brand 1990; Le Bourlot et al. 2002). En efecto, el calentamiento del gas en el choque de tipo C puede dar lugar a la excitación colisional de  $H_2$  y, por tanto, a su disociación. Cuanto mayor es la velocidad de propagación del choque en el gas sin perturbar, mayor es también la temperatura máxima alcanzada por el fluido neutro en el choque y, como consecuencia, la tasa de disociación de  $H_2$ . Puesto que  $H_2$  es el agente de enfriamiento más importante en el gas de la región de disipación, la disociación de esta molécula conlleva el aumento rápido de la temperatura del gas, y con éste, la aparición de un *punto sónico* en el que el choque de tipo C se convierte en uno de tipo J (Le Bourlot et al. 2002).

Teniendo esto en cuenta, Draine et al. (1983) y Smith & Brand (1990) establecieron que el límite de disociación de  $H_2$  en choques de tipo C se produce para velocidades de  $v_s \sim 40\text{-}50 \text{ km s}^{-1}$ . Los estudios más recientes de Le Bourlot et al. (2002) y de Cabrit et al. (2004), en los que las ecuaciones que rigen la química, incluyendo la disociación e ionización de moléculas y átomos respectivamente, se resuelven de manera acoplada con las de la dinámica del gas en el choque, han mostrado que este límite puede llegar a ser muy superior al estimado por Draine et al. (1983) y Smith & Brand (1990). Así por ejemplo, para  $n_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  y  $B = 100 \mu G$ , la disociación de  $H_2$  ocurre para una velocidad de  $v_s \sim 70 \text{ km s}^{-1}$ , e incluso puede llegar a ser de hasta  $v_s \sim 120 \text{ km s}^{-1}$  para valores del

campo magnético de  $B=1\text{ mG}$  (ver FIG. 5 en Le Bourlot et al. 2002; Cabrit et al. 2004).

En la SEC. 1.6, veremos que el hecho de que el material molecular pueda sobrevivir en este tipo de choques y pueda verse afectado por la erosión y destrucción de las partículas de polvo, es capaz de explicar la química rica observada en regiones de formación estelar con flujos moleculares.

## 1.5 Las ondas de choque en regiones de formación estelar: Los flujos bipolares

En la década de los 80, se estableció de forma clara que la interacción de los flujos moleculares de alta velocidad con el gas sin perturbar de la nube ambiente circundante, constituía la principal fuente generadora de ondas de choque en regiones de formación estelar (ver p.ej. Bally & Lada 1983). Independientemente de su masa, la estrellas experimentan grandes pérdidas de masa en sus primeras fases de formación como respuesta al problema de la conservación del momento angular del sistema disco-protoestrella en la fase de acreción. Esta inyección de materia por medio de fuertes vientos estelares procedentes de la protoestrella, introduce perturbaciones de la presión en el MI circundante provocando la aparición de ondas de choque.

Los flujos moleculares presentan, en la mayor parte de los casos, una estructura claramente bipolar. El grado de colimación depende de la masa y de la edad de la protoestrella generadora del flujo, aunque los más colimados suelen estar asociados a objetos estelares jóvenes poco masivos (Richer et al. 2000). La fase de flujo bipolar abarca aproximadamente los primeros  $\sim 10^5$  años de la vida de una estrella y se trata de un fenómeno altamente energético. Las energías cinéticas liberadas en el proceso son de  $\sim 10^{46}$ - $10^{47}$  ergs (Bally & Lada 1983).

En la actualidad, se cree que los flujos bipolares más jóvenes y asociados a YSOs poco masivos, son impulsados por chorros de plasma (o *jets*) con velocidades de hasta  $\sim 100$ - $300\text{ km s}^{-1}$ . En estos sistemas jóvenes, dichos chorros de plasma aparecen como los principales responsables de la aceleración de la mayor parte del material molecular que rodea a estos objetos (p.ej. Richer et al. 1992; Bachiller et al. 1995). En efecto, su emisión molecular presenta una componente de alta velocidad asociada a los chorros de plasma y muestra un alto grado de elongación. Además, esta emisión se localiza en el interior de las cavidades formadas por la emisión del gas molecular de menor velocidad, lo que apoya la teoría del origen de estos flujos jóvenes por la propagación de chorros de alta velocidad a través de la nube circundante. Los objetos Herbig-Haro, una de las manifestaciones más comunes de la interacción de los flujos bipolares en regiones de formación estelar reciente (Schwartz 1983), son también los homólogos ópticos de los chorros de alta velocidad. Claros ejemplos de esta asociación chorro de plasma-flujo bipolar son los flujos moleculares

jóvenes L1448-mm (Guilloteau et al. 1992; Dutrey et al. 1997), HH111 (Cernicharo & Reipurth 1996; Lefloch et al. 2007), HH211 (Gueth & Guilloteau 1999) o HH212 (Codella et al. 2007).

A partir de la emisión de las líneas de estructura fina atómicas, y de las líneas vibracional y rotacionalmente excitadas de  $H_2$  y CO, se ha establecido que la interacción de los flujos bipolares con la nube ambiente genera dos componentes con excitación diferente y asociadas a las ondas de choque de tipo J y C. En efecto, mientras que la detección de la emisión de  $[O\ I] 63\mu m$  indica la presencia de ondas de choque de tipo J disociativas (ver SEC. 1.2), la emisión de las transiciones de  $H_2 v = 1 \rightarrow 0 S(1)$  a  $2.12\mu m$  y  $v = 0 \rightarrow 0 S(5)$  a  $6.9\mu m$ , o de las líneas rotacionales puras de CO con  $J_{up}$  comprendido entre  $J_{up} = 14$  y 28, sugiere la interacción de ondas de choque de tipo C de velocidad moderada ( $V_s \sim 10$ - $30\text{ km s}^{-1}$ ) o de choques de tipo J no-disociativos de velocidades bajas ( $V_s \sim 10\text{ km s}^{-1}$ ) (p.ej. Wright et al. 1996; Cabrit et al. 1998; Nisini et al. 2000). En particular, la emisión de  $H_2$  parece delinear las estructuras en forma de choques de proa o *bowshocks*, asociadas con las cavidades moleculares detectadas a partir de la emisión de CO de baja velocidad (p.ej. Davis & Eislöffel 1995; Davis et al. 1998).

Los flujos bipolares constituyen, además, regiones que presentan una química muy rica en especies moleculares. En efecto, se observa que algunas de estas especies experimentan aumentos en sus abundancias de varios órdenes de magnitud con respecto a aquellas medidas en el gas sin perturbar de las nubes moleculares oscuras (ver p.ej. Martín-Pintado et al. 1992; Blake et al. 1987; Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997). Como veremos en la siguiente sección, este aumento se debe a la inyección de gran parte del material contenido en las partículas de polvo interestelar, producido por el desacoplamiento en velocidades entre los fluidos neutro e ionizado en los choques de tipo C (Draine et al. 1983).

## 1.6 Química en los choques de tipo C

Los granos de polvo, que se forman fundamentalmente en las envolturas de las estrellas AGB (o *Asymptotic Giant Branch*) a distancias del orden de  $r \sim 10^{13}\text{ cm}$  (Ruden et al. 1990), constan de un *núcleo* y de una envoltura de hielo que generalmente recibe el nombre de *manto*. Mientras que los núcleos están formados por compuestos altamente refractarios (*i.e.* poseen una gran capacidad de agregación en torno a un nucleolo, como p.ej. los silicatos o los grafitos), los mantos de hielo son ricos en especies más ligeras, volátiles y generalmente *saturadas* como  $H_2O$ ,  $CH_4$ , CO,  $NH_3$ ,  $H_2CO$  o  $CH_3OH$  (Tielens & Allamandola 1987).

En la fase de precursor magnético de los choques de tipo C, la componente del gas con carga eléctrica, entre la que se encuentran los granos de polvo, experimentan una aceleración súbita con respecto al fluido neutro antes de la llegada del frente de choque

(SEC. 1.3). La fricción debida a este desacoplamiento en velocidades entre los iones y los neutros, genera la erosión de los mantos helados de los granos de polvo, e incluso, si es lo suficientemente grande, puede llegar a producir la destrucción total de los núcleos. Este fenómeno se conoce generalmente por el nombre de pulverizado, o *sputtering*. El pulverizado consiste en colisiones entre partículas neutras y los granos de polvo de manera que los primeros *astillan* progresivamente la superficie de los últimos liberando gran parte de las moléculas volátiles que forman los mantos helados, y de los elementos metálicos pesados del interior de los núcleos (para más detalle, ver CAP. 6; ver también Draine & Salpeter 1979; Tielens et al. 1994; Flower & Pineau des Forêts 1994; Flower et al. 1996; Caselli et al. 1997; Field et al. 1997; May et al. 2000). La inyección de todo este material a la fase gas en la región de disipación del choque de tipo C, no sólo produce el aumento de las abundancias en fase gas de las especies moleculares contenidas en los granos de polvo, sino que también inicia la química asociada a dichas especies. En efecto, las altas temperaturas del fluido neutro en la fase post-choque ( $T_n \sim 2000$  K; FIG. 1.3) permiten que las reacciones características de la química en fase gas del tipo ión-molécula, y de algunas del tipo molécula-molécula altamente ineficaces en el gas frío de las nubes oscuras, sean capaces de superar sus barreras de activación, dando lugar a una gran variedad de especies moleculares (p.ej. Pineau des Forêts et al. 1993; Flower et al. 1996; Schilke et al. 1997; Kaufman & Neufeld 1996).

A continuación, pasamos a describir brevemente la química de las moléculas aceptadas como trazadores del gas procesado por la interacción de choques de tipo C en regiones de formación estelar con flujos bipolares.

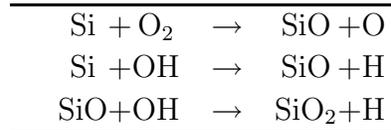
### 1.6.1 Química del silicio

El silicio suele aparecer generalmente en el MI en forma iónica como  $\text{Si}^+$ , o molecular como *monóxido de silicio*, SiO. A pesar de las grandes abundancias de SiO predichas por los modelos de química en fase gas para nubes moleculares oscuras (Herbst et al. 1989), esta molécula presenta límites superiores de su abundancia en estas regiones de  $\leq 10^{-12}$  (Ziurys et al. 1989; Martín-Pintado et al. 1992; Jiménez-Serra et al. 2004; Requena-Torres et al. 2007). Si comparamos estos límites con las abundancias de SiO medidas en flujos bipolares [p.ej.  $\chi(\text{SiO}) \sim 10^{-6}$  en L1448-mm; ver Martín-Pintado et al. 1992], el silicio aparece como un elemento fuertemente mermado de la fase gas por la alta deposición sobre los granos de polvo interestelar. Los factores de reducción del silicio son de  $\geq 10^6$  (ver Martín-Pintado et al. 1992). Una vez que las partículas de polvo se destruyen parcial o totalmente por el proceso de pulverizado en el choque, el silicio se reincorpora de nuevo a la fase gas (Martín-Pintado et al. 1992; Flower et al. 1996). Por esta razón, la molécula de SiO constituye el perfecto trazador del gas procesado por choques en regiones de flujos bipolares (Martín-Pintado et al. 1992). En estudios teóricos

previos al nuestro, generalmente se asume que el silicio forma parte únicamente de los núcleos de estas partículas pesadas. A la luz de los nuevos resultados observacionales y teóricos de los CAPS. 4, 6 y 7, veremos sin embargo que una pequeña fracción de silicio atómico podría estar también presente en los mantos helados.

Según Flower et al. (1996), la eyección del material contenido en los núcleos de los granos se produce para velocidades del choque de  $v_s \geq 55 \text{ km s}^{-1}$ . El estudio posterior de Caselli et al. (1997) reveló que este límite puede ser aún menor ( $v_s \geq 30 \text{ km s}^{-1}$ ) si se considera el impacto de  $\text{H}_2$  y He sobre núcleos de silicatos. La introducción de partículas más pesadas, aunque menos abundantes que  $\text{H}_2$  o He, como  $\text{H}_2\text{O}$  o CO como agentes que pueden llevar a cabo el pulverizado, podría reducir aún más dicho límite hasta alcanzar valores de  $v_s \geq 25 \text{ km s}^{-1}$  (May et al. 2000; CAP. 6). Una vez que el silicio es liberado de los núcleos, o bien en forma atómica o molecular como Si, SiO,  $\text{SiO}_2$  o  $\text{SiH}_4$  (Flower et al. 1996; Schilke et al. 1997), la química de este elemento en la región de disipación se desarrolla por medio de reacciones del tipo molécula-molécula o átomo-molécula (ver TABLA 1.1).

TABLA 1.1: *Principales reacciones de la química del Si*



NOTA.— *Extraído de Pineau des Forêts et al. (1997).*

Por último, la detección de emisión de SiO con abundancias de  $\sim 10^{-11}$  (Walmsley et al. 1999; Schilke et al. 2001) que coincide espacialmente con la de  $\text{Si}^+$  en regiones dominadas por la interacción de fotones UV o PDRs, *Photon Dominated Regions*, sugiere la posibilidad de que Si sea eyectado de los granos de polvo por el flujo fotónico en estas regiones. Tras ser liberado en forma atómica de la superficie de los granos, el silicio terminaría reaccionando rápidamente con  $\text{O}_2$  y OH para formar finalmente SiO (ver TABLA 1.1; Walmsley et al. 1999; Schilke et al. 2001).

En el CAP. 3 veremos que los dos mecanismos de producción de SiO, vía el precursor magnético de los choques de tipo C o el flujo de fotones UV asociado al precursor radiativo de los choques de tipo J, son capaces de explicar la emisión estrecha de SiO observada en los flujos bipolares L1448-mm y L1448-IRS3.

### 1.6.2 Química del azufre

En la actualidad, existe una gran controversia sobre la especie, atómica o molecular, *precursora* de la química del azufre en fase gas en regiones de formación estelar. Tradicionalmente se ha asumido que el azufre depositado en los mantos helados de los granos, se hidrogeniza rápida y eficazmente formando  $\text{H}_2\text{S}$  sobre su superficie (Duley et al. 1980). Además de la falta de detección de esta molécula en los mantos helados de las partículas de polvo (Smith 1991), los últimos estudios observacionales realizados en núcleos calientes asociados a estrellas masivas (o *hot cores*; van der Tak et al. 2003) y en el centro de la galaxia NGC 253 (Martín et al. 2005), han revelado que la molécula de OCS, que sí ha sido firmemente detectada en los granos (Palumbo et al. 1997), podría jugar un papel clave en la química del azufre en dichas regiones.

Independientemente de la forma en que el azufre sea eyectado de los mantos helados de las partículas de polvo (o bien como S, ver los modelos de Pineau des Forêts et al. 1993 y Wakelam et al. 2004; o bien como  $\text{H}_2\text{S}$ , ver Flower & Pineau des Forêts 1994 y Charnley 1997), este elemento reacciona endotérmicamente por medio de reacciones del tipo ión-molécula (ver TABLA 1.2) dando lugar a la formación de  $\text{H}_2\text{S}$  o del compuesto iónico  $\text{H}_3\text{S}^+$  (Pineau des Forêts et al. 1993; Charnley 1997). La protonación posterior de  $\text{H}_2\text{S}$  o la recombinación disociativa de  $\text{H}_3\text{S}^+$ , genera subproductos tales como SH o S, que son los responsables finales de la aparición de otras especies azufradas tales como CS, SO,  $\text{SO}_2$  u OCS por medio de reacciones del tipo neutro-neutro. Al igual que en la química de Si (TABLA 1.1), la química del azufre depende fuertemente de la del oxígeno. En particular, de la cantidad de OH y  $\text{O}_2$  presente en el gas caliente de la región de disipación del choque (ver TABLA 1.2).

En el CAP. 4, en el que trataremos con más detalle la química del azufre, veremos que la forma en que este elemento es liberado de los mantos helados de los granos de polvo depende de la *historia química* de dichos granos.

### 1.6.3 Química de moléculas oxigenadas: $\text{H}_2\text{O}$ y $\text{CH}_3\text{OH}$

La molécula de  $\text{H}_2\text{O}$  es considerada como una de las principales reservas de oxígeno atómico en el gas del MI. Esta especie, que se forma de manera muy eficiente en el gas caliente post-choque con  $T_n \sim 500$  K a través de reacciones del tipo neutro-neutro (ver TABLA 1.3; Draine et al. 1983; Wagner & Graff 1987; Pineau des Forêts et al. 1993; Kaufman & Neufeld 1996), constituye una de las fuentes de enfriamiento del gas más importantes en nubes moleculares afectadas por la interacción de los choques de tipo C.

Además de la formación de esta molécula en fase gas, es bien conocido que  $\text{H}_2\text{O}$  es el principal componente de los mantos helados de las partículas de polvo (Tielens & Allamandola 1987). Cabría esperar, por tanto, que la erosión de dichos mantos por el pulverizado de granos inyectara grandes cantidades de esta molécula, así como de otras

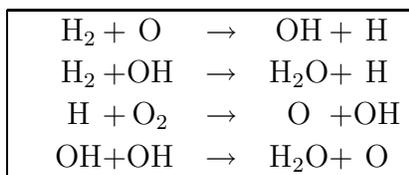
TABLA 1.2: *Principales reacciones de la química del S*

S	+H <sub>3</sub> <sup>+</sup>	→	SH <sup>+</sup> + H <sub>2</sub>
SH <sup>+</sup>	+ H <sub>2</sub>	→	H <sub>2</sub> S <sup>+</sup> + H
H <sub>2</sub> S <sup>+</sup>	+ H <sub>2</sub>	→	H <sub>3</sub> S <sup>+</sup> + H
H <sub>3</sub> S <sup>+</sup>	+ e	→	H <sub>2</sub> S + H
H <sub>3</sub> O <sup>+</sup>	+H <sub>2</sub> S	→	H <sub>3</sub> S <sup>+</sup> +H <sub>2</sub> O
H <sub>3</sub> S <sup>+</sup>	+ e	→	HS + H <sub>2</sub>
HS	+ H	→	S + H <sub>2</sub>
SH	+ O	→	SO + H
S	+OH	→	SO + H
S	+ O <sub>2</sub>	→	SO + O
SO	+OH	→	SO <sub>2</sub> + H
SO	+ C	→	CS + O
SH	+ C	→	CS + H
CH	+ S	→	CS + H

NOTA.— *Extraído de Pineau des Forêts et al. (1993) y Charnley (1997).*

especies moleculares *embebidas* en el sustrato de H<sub>2</sub>O, a la fase gas del MI (Draine et al. 1983; Caselli et al. 1997). Se ha propuesto que la velocidad mínima necesaria para eyectar toda la reserva de H<sub>2</sub>O almacenada en la superficie de los mantos helados de las partículas de polvo varía desde  $v_s \geq 25 \text{ km s}^{-1}$ , según Draine et al. (1983), hasta  $v_s \geq 15 \text{ km s}^{-1}$ , según Caselli et al. (1997). Las abundancias máximas medidas para esta molécula en regiones de flujos bipolares es de  $\sim 10^{-4}$  (ver los resultados obtenidos con los satélites ISO, *Infrared Space Observatory*, y SWAS, *Submillimeter Wave Astronomy Satellite*, en L1448-mm y otros flujos moleculares como NGC 1333-IRAS 4, L1157-mm e IC 1396N; Nisini et al. 2000; Neufeld et al. 2000; Benedettini et al. 2002).

Después de H<sub>2</sub>O, metanol, CH<sub>3</sub>OH, es la molécula más abundante en los mantos de los granos de polvo. La relación de abundancias CH<sub>3</sub>OH/H<sub>2</sub>O es de  $\sim 0.6$  (Tielens & Allamandola 1987). Al igual que en el caso de H<sub>2</sub>O, y dado que la formación de CH<sub>3</sub>OH en fase gas es muy poco eficiente (Geppert et al. 2006), el aumento de la abundancia de esta molécula en varios órdenes de magnitud en regiones de formación estelar indica que CH<sub>3</sub>OH también se eyecta de la superficie de los granos. En los CAP. 4 y 6, veremos que el aumento en tres órdenes de magnitud de la abundancia de CH<sub>3</sub>OH en la componente del gas post-choque de L1448-mm, se explica por medio del pulverizado de los mantos helados de los granos de polvo en las primeras fases de interacción de los choques de tipo C.

TABLA 1.3: *Principales reacciones de la química del O*

NOTA.— Ver p.ej. *Draine et al. (1983)* y *Kaufman & Neufeld (1996)*.

Como consecuencia directa de esta química, el espectro de emisión final generado en los choques de tipo C será muy diferente del observado en regiones del MI afectadas por la propagación de las ondas de choque de tipo J. Puesto que los principales agentes de enfriamiento del gas en la región de disipación del choque de tipo C son  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  y  $\text{OH}$ , el espectro de la radiación emergente vendrá caracterizado por la emisión de líneas intensas de transiciones rotacional y vibracionalmente excitadas de estas especies moleculares (ver p.ej. *Draine et al. 1983*; *Draine & Roberge 1984*; *Kaufman & Neufeld 1996*; *Le Bourlot et al. 2002*). También se espera que las transiciones rotacionales de otras especies moleculares tales como  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{OCS}$  y  $\text{SO}$  (SECS. 1.6.1 y 1.6.2), y líneas de estructura fina de  $\text{OI}$  y  $\text{CI}$ , sean detectadas en los choques de tipo C (p.ej. *Draine et al. 1983*; *Le Bourlot et al. 2002*).

## 1.7 Evolución temporal de las ondas de choque

En las secciones anteriores hemos discutido en detalle la estructura física y química de los choques de tipo J y de tipo C obtenidas a través de la resolución de las ecuaciones de la dinámica del gas asumiendo la condición de estado estacionario (en dichas ecuaciones,  $\partial/\partial t \equiv 0$ ). Esto implica que el tiempo requerido para alcanzar dicho estado es muy inferior a las escalas de tiempo para las que el mecanismo generador de la perturbación es mantenido en el MI (p.ej. *Draine 1980*; *McKee & Hollenbach 1980*). Sin embargo, tal y como se muestra en estudios recientes de la evolución temporal de la estructura de las ondas de choque en el MI (*Chièze et al. 1998*), la suposición de estacionariedad del choque no puede ser aplicada a este tipo de procesos para unas determinadas condiciones del gas.

Según *Chièze et al. (1998)* y *Lesaffre et al. (2004)*, los tiempos para los que un choque de tipo J (con  $B=0$ ) alcanza el estado estacionario son del orden de  $t_{est} \sim 100$  años y  $t_{est} \sim 1000$  años para las densidades típicas de nubes oscuras de  $n_H \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y  $n_H \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente. Hay que resaltar que las escalas de tiempo requeridas para poder aplicar la condición de estado estacionario, se pueden estimar por medio de  $t_{est} \approx (n_i < \sigma v >_{in})^{-1}$ ,

donde  $\langle \sigma v \rangle_{in} \approx 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  y  $n_i$  es proporcional a  $n_H$  (Chièze et al. 1998). Estos tiempos son inferiores, o del mismo orden de magnitud, que las edades de algunos flujos bipolares en regiones de formación estelar reciente, por lo que la suposición de estacionareidad para el choque de tipo J es correcta.

Sin embargo, en el caso de que las ondas de choque sean de tipo C, Chièze et al. (1998) establecieron que, no sólo las escalas de tiempo asociadas al estado estacionario son un orden de magnitud mayores que las edades de los flujos ( $t_{est} \sim 10^5$  años), sino que la estructura física del choque presenta desviaciones substanciales con respecto al perfil típico estacionario. En efecto, en los primeros  $\sim 10^4$  años de la vida de un choque de tipo C, la proximidad del *pistón* hace que el choque desarrolle una discontinuidad de tipo J en la región post-choque dentro de la zona de disipación del choque de tipo C (ver FIG. 1.4 extraída de Chièze et al. 1998; ver también Lesaffre et al. 2004). De esta manera, mientras que los primeros instantes de la propagación del choque en el gas ambiente de la nube oscura se caracterizan por la interacción del precursor magnético, donde los fluidos neutro y con carga eléctrica están desacoplados tanto cinemática como térmicamente, el gas en las fases posteriores post-choque experimenta la disociación e ionización completa debido a la discontinuidad de tipo J asociada al pistón. En el CAP. 3, veremos que la posible existencia de una discontinuidad de tipo J, con su correspondiente precursor radiativo (SEC. 1.2), en los choques jóvenes de tipo C del flujo bipolar L1448-mm, podría ser una de las causas de la emisión estrecha de SiO detectada en esta región de formación estelar.

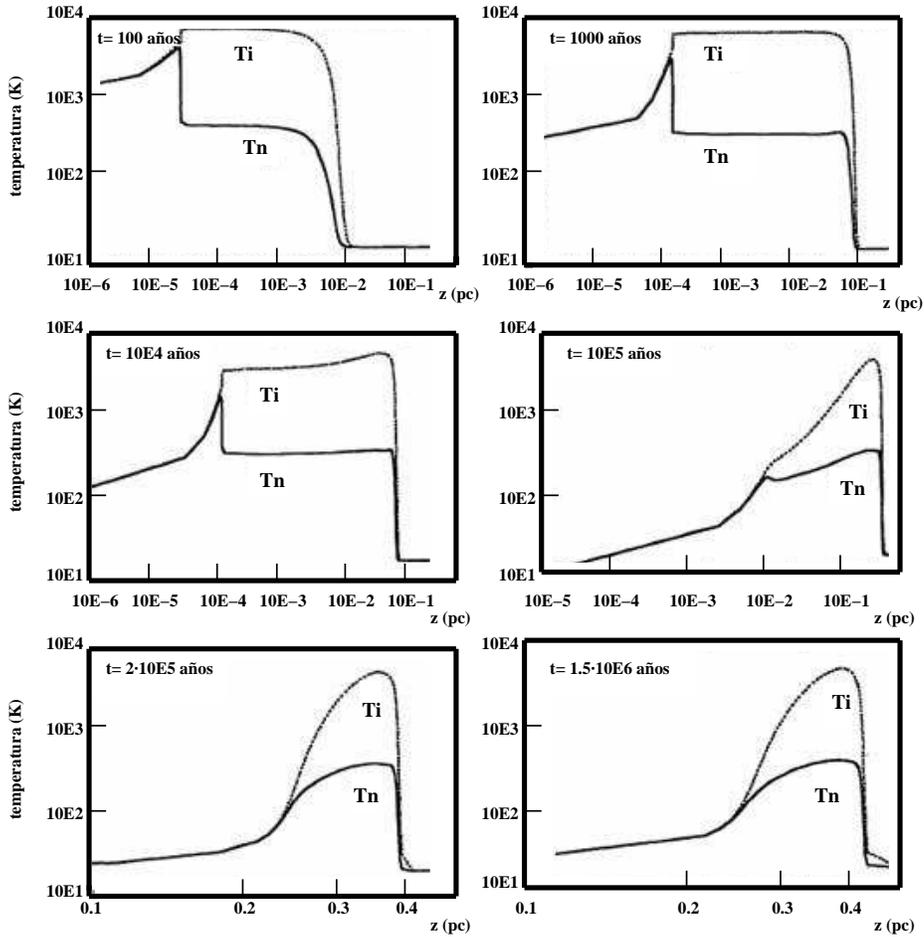


FIGURA 1.4: Evolución temporal de la temperatura de los fluidos iónico,  $T_i$ , y neutro,  $T_n$ , para un choque de tipo C no estacionario. Para escalas de tiempo de  $t \leq 10^4$  años, la proximidad del pistón produce la aparición de una discontinuidad de tipo J en el gas post-choque corriente abajo, dentro de la estructura típica del choque de tipo C. Sin embargo, para edades de  $t > 10^4$  años, el choque de tipo C alcanza el estado estacionario, desapareciendo la discontinuidad de tipo J en la región post-choque (Chièze et al. 1998).

## CAPÍTULO 2

# La región de formación estelar L1448

El objeto empleado en nuestro estudio es la nube molecular oscura L1448 en la que se ha observado la presencia de dos flujos moleculares muy colimados y asociados a objetos estelares muy jóvenes. La peculiaridad de estos flujos radica en que, no sólo sus edades dinámicas son muy cortas ( $t_{din} \sim 3500$  años) sino que, al menos en uno de ellos, L1448-mm, se han detectado choques muy recientes con escalas de tiempo de varios cientos de años cerca de la fuente que genera dicho flujo. Puesto que el objetivo de esta tesis consiste en el análisis, tanto observacional como teórico, de las primeras fases evolutivas de las ondas de choque, estos objetos, y en particular L1448-mm, constituyen el laboratorio perfecto para la realización de este tipo de estudios.

### 2.1 La nube molecular L1448

La nube molecular L1448 está localizada en el complejo molecular de nubes oscuras de la constelación de Perseo, aproximadamente a  $1^\circ$  en dirección suroeste de la conocida región de formación estelar NGC1333. Asumiendo una distancia de  $\sim 300$  pc, su extensión en el plano del cielo de  $15' \times 7'$  equivale a un área proyectada sobre la bóveda celeste de  $1 \text{ pc} \times 0.5 \text{ pc}$ . La emisión molecular detectada en esta región sugiere una masa total de  $M \sim 50 M_\odot$  para la nube. Las condiciones físicas del gas (densidad y temperatura) obtenidas a partir de las observaciones de varias líneas rotacionales de CS y de las transiciones de inversión de  $\text{NH}_3$  ( $J, K$ )=(1,1) y (2,2), son  $T_{kin} \sim 12\text{-}14 \text{ K}$  y  $n(\text{H}_2) \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (Bachiller et al. 1990). Los perfiles de las líneas de emisión molecular procedente del gas asociado a la nube ambiente (ver también los CAPS. 3 y 4) están centrados en la velocidad  $V_{LSR} \sim 4.5 \text{ km s}^{-1}$  para la fuente L1448-IRS3 y en  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  para L1448-mm, y poseen anchuras de  $\sim 1\text{-}1.5 \text{ km s}^{-1}$  (p.ej. Bachiller et al. 1990).

## 2.2 Los objetos estelares jóvenes (YSOs) en L1448

En la nube molecular L1448, el satélite IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*) ha detectado tres fuentes infrarrojas que reciben los nombres de L1448-IRS1, L1448-IRS2 y L1448-IRS3 (Bachiller & Cernicharo 1986). La emisión observada de  $\text{NH}_3$  en torno a este último objeto revela la presencia de dos grandes condensaciones moleculares (Bachiller et al. 1990). La primera de ellas, que presenta su máximo de emisión en L1448-IRS3, alberga un complejo múltiple de YSOs (las fuentes L1448-IRS 3A, 3B y 3C de Clase 0, *i.e.* los objetos protoestelares más jóvenes que se conocen; Curiel et al. 1990; Terebey & Padgett 1997; Looney et al. 2000; Kwon et al. 2006; Jorgensen et al. 2006). Las fuentes L1448-IRAS 3A y 3B se cree que forman un sistema binario (Terebey & Padgett 1997).

La segunda condensación molecular de  $\text{NH}_3$ , situada  $\sim 70\text{-}80''$  en la dirección sureste con respecto a L1448-IRS3, presenta un YSOs de Clase 0 sólo detectado en el rango de longitudes de onda centimétricas y milimétricas (Curiel et al. 1990; Bachiller et al. 1995). Este objeto recibe el nombre de L1448-mm y posee una luminosidad bolométrica de  $L_{bol} \sim 8 L_{\odot}$  (Bachiller et al. 1991; Bachiller et al. 1995). Las observaciones con alta resolución espectral de las transiciones de inversión  $(J, K)=(1,1)$  y  $(2,2)$  del  $\text{NH}_3$  realizadas por Curiel et al. (1999) con el VLA (*Very Large Array*), muestran además una estructura molecular con dos componentes en velocidad centradas en  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Según estos autores, dichas componentes podrían corresponder a la parte azul y roja, respectivamente, de un disco de acreción de tamaño  $\sim 40''$  ( $0.06 \text{ pc}$ ). Aunque nuestros resultados de la emisión molecular en torno a L1448-mm también registran estas dos componentes en velocidad, el origen de dicha emisión parece estar asociado a la interacción temprana de las ondas de choque de tipo C generadas por el flujo bipolar (ver CAP. 3). Tanto los objetos L1448-mm como L1448-IRS3 son las fuentes excitadoras de dos flujos bipolares muy jóvenes detectados en esta región.

## 2.3 Los flujos bipolares L1448-mm y L1448-IRS3

Junto con la multiplicidad de YSOs de Clase 0 detectados en la nube molecular L1448, esta región también se caracteriza por la presencia de múltiples flujos bipolares jóvenes asociados a los YSOs. El gas acelerado por las ondas de choque generadas por dichos flujos se observa por medio de la emisión de alta velocidad de líneas rotacionales de especies tales como CO,  $\text{H}_2$  y, especialmente, SiO (SEC. 1.6). Los perfiles de la emisión de CO y SiO se caracterizan por presentar máximos a velocidades de  $\sim \pm 50 \text{ km s}^{-1}$  relativas a la velocidad de la nube ambiente, y por presentar anchuras de  $\Delta v \sim 50 \text{ km s}^{-1}$  (Martín-Pintado et al. 1992; Guilloteau et al. 1992; Girart & Acord 2001). Dichos máximos son debidos a las condensaciones de alta velocidad o *bullets* producidos por las eyecciones sucesivas de material de la fuente central (Bachiller et al. 1990; Bachiller et al. 1995).

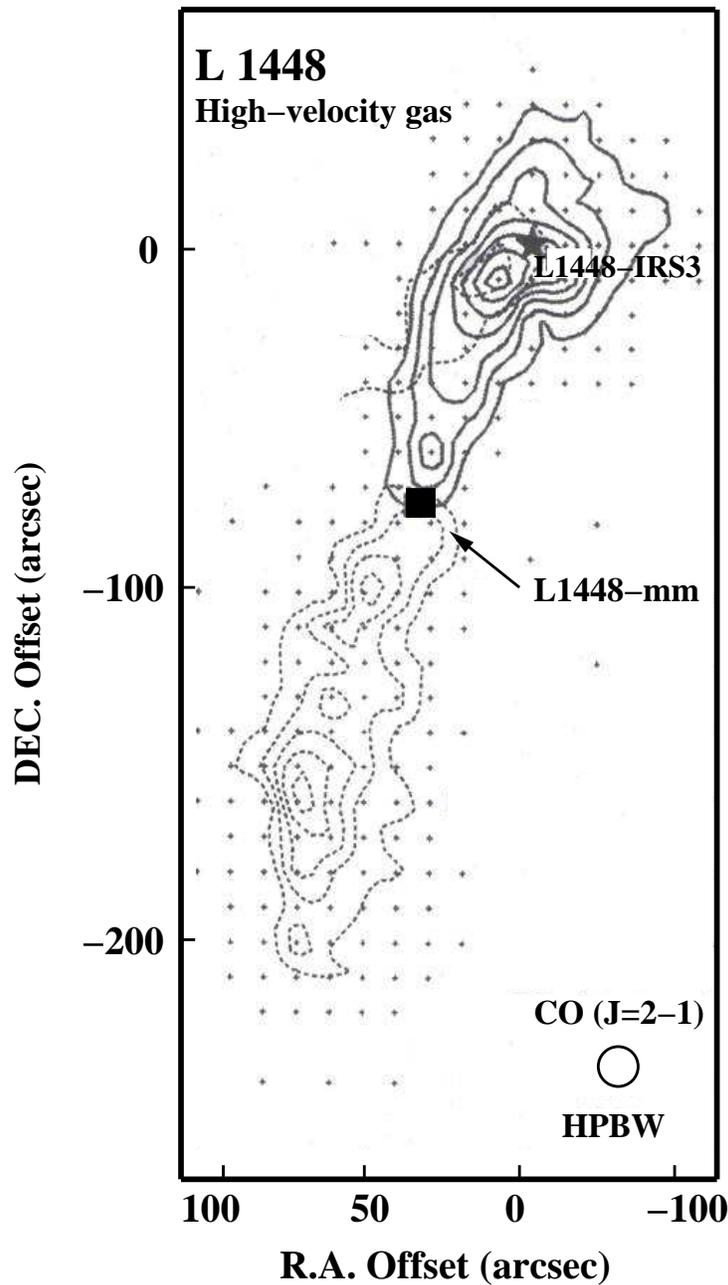


FIGURA 2.1: Mapa de la intensidad integrada de la emisión de  $J = 2 \rightarrow 1$  de CO asociada al gas de alta velocidad en L1448 (Bachiller et al. 1990). Las líneas continuas delimitan la emisión desplazada hacia el azul, mientras que los contornos de trazos indican la emisión con desplazamiento al rojo. Esta emisión muestra la presencia de, al menos, dos flujos bipolares en esta nube molecular. El flujo bipolar principal es generado por la fuente de Clase 0 L1448-mm. En el caso de L1448-IRS3, todavía se desconoce si se trata de un único flujo con origen L1448-IRS 3B (Girart & Acord 2001), o si se trata de dos flujos independientes con fuentes excitadoras L1448-IRS 3A y 3B (Wolf-Chase et al. 2000; Kwon et al. 2006).

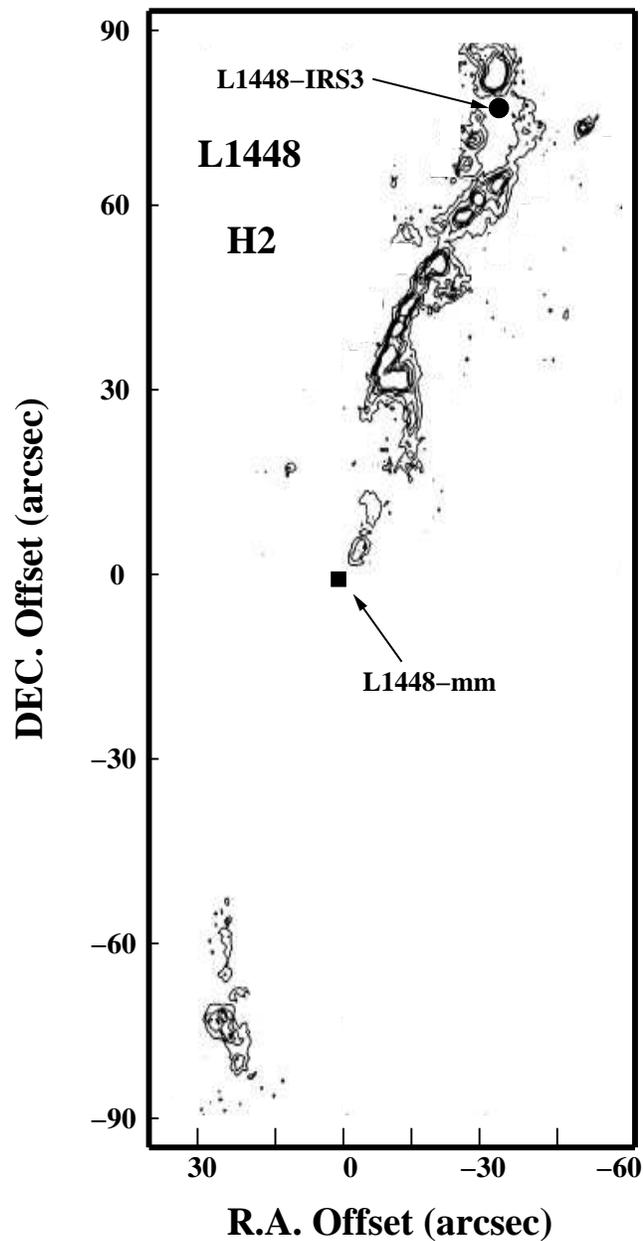


FIGURA 2.2: Mapa con la emisión de  $H_2$  vibracionalmente excitado  $v=1 \rightarrow 0 S(1)$  en la nube oscura L1448. Esta emisión muestra la presencia de una cavidad en la parte norte de L1448-mm, justo al inicio del lóbulo azul de este flujo bipolar, que se corresponde con la observada a partir de la emisión de baja velocidad de  $CO J=1 \rightarrow 0$  por Bachiller et al. (1995). La serie de puntos calientes (o nudos) también detectados en el lóbulo azul se cree que son resultado de la acción de choques oblicuos asociados a la propagación del chorro de alta velocidad o jet (Davis et al. 1994).

En la FIG. 2.1 se muestra el mapa de la emisión de alta velocidad de la transición  $J=2\rightarrow 1$  de CO detectada en L1448 por Bachiller et al. (1990). Esta emisión revela la presencia de, al menos, dos flujos bipolares: el primero de ellos con la fuente milimétrica L1448-mm como origen, y el segundo, con centro el complejo de los YSOs de L1448-IRS3 (Bachiller et al. 1990; Curiel et al. 1990). Los mapas interferométricos obtenidos con el PdBI (*Plateau de Buré Interferometer*) y BIMA (*Berkeley Illinois Maryland Association*) de transiciones rotacionales de CO y SiO, y las imágenes de la emisión de H<sub>2</sub> realizadas con UKIRT (*UK Infrared Telescope*), muestran una distribución espacial similar para la emisión de todas estas especies moleculares (ver p.ej. Guilloteau et al. 1992; Davis et al. 1994; Bachiller et al. 1995; Dutrey et al. 1997; Girart & Acord 2001; Kwon et al. 2006). El gas de alta velocidad de CO, al igual que la emisión de SiO y H<sub>2</sub>, aparece en el eje del flujo bipolar sugiriendo que dicho gas está asociado al chorro de alta velocidad (o *jet*) generador del flujo molecular. Por el contrario, el gas de baja velocidad de CO traza la *cavidad* externa creada por la interacción del chorro o jet con el gas de la nube ambiente (Bachiller et al. 1995), consistente con la presencia de emisión de H<sub>2</sub> en forma de choque de proa (o *bow shock*; FIG. 2.2; Bally et al. 1993; Davis et al. 1994).

El flujo bipolar L1448-mm está muy colimado (FIGS. 2.1 y 2.2) y posee una edad dinámica derivada a partir de la velocidad terminal de la emisión molecular y del tamaño de los lóbulos azul y rojo del flujo, de  $t_{dyn} \sim 3500$  años (Bachiller et al. 1990). La emisión de dichos lóbulos no presenta prácticamente solapamiento por lo que el ángulo de inclinación del eje del flujo con respecto al plano del cielo es relativamente pequeño ( $\sim 21^\circ$ ; Bachiller et al. 1995; Girart & Acord 2001). Los mapas realizados de SiO  $J=2\rightarrow 1$  con el PdBI en este flujo bipolar, no sólo muestran que el gas es acelerado rápidamente en una región muy pequeña en torno a la fuente excitadora (tamaño de  $\sim 2''$  que equivale a 600 UA a una distancia de  $\sim 300$  pc) sino que, además, a medida que nos alejamos de dicha fuente, la velocidad radial terminal de la emisión de SiO es cada vez mayor, sugiriendo una aceleración progresiva del gas a medida que se aleja de la fuente central L1448-mm (Guilloteau et al. 1992). La velocidad terminal máxima de la emisión molecular es de  $v_{ter} \sim \pm 70 \text{ km s}^{-1}$  (p.ej. Guilloteau et al. 1992; Girart & Acord 2001). A pesar de las altas velocidades, los datos de las transiciones rotacionales puras de CO, H<sub>2</sub>O y H<sub>2</sub> observadas con el satélite ISO (Nisini et al. 2000), han establecido que esta emisión es consistente con la presencia de choques *no disociativos* o de tipo C a lo largo de este flujo molecular.

Además de su extrema juventud, otra de las peculiaridades que hace único al flujo bipolar L1448-mm para el estudio de la evolución temporal de las ondas de choque en el MI, radica en la detección de ondas de choque que han interaccionado recientemente con el gas tranquilo de la nube ambiente. Esta interacción reciente se ha revelado a partir de los movimientos propios de las condensaciones de alta velocidad (o *bullets*) observadas en SiO  $J=2\rightarrow 1$  con BIMA por Girart & Acord (2001). La magnitud de estos movimientos propios es del orden de  $\sim 0.12'' \text{ años}^{-1}$ , que implican escalas de tiempo de sólo unos pocos cientos

de años para los choques de tipo C en este flujo bipolar. En particular, la condensación RII detectada por Guilloteau et al. (1992) ha experimentado un desplazamiento hacia el este de  $\sim 1''$  que conlleva una velocidad total de eyección de  $v_{tot} \sim 180 \text{ km s}^{-1}$  (Girart & Acord 2001). Nótese que estos tiempos son un orden de magnitud menores que los requeridos para alcanzar el estado estacionario en un choque de tipo C en regiones con densidades de  $n_H \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (SEC. 1.7; Lesaffre et al. 2004).

En la FIG. 2.1 vemos que el flujo(s) molecular(es) en torno al complejo de YSOs de L1448-IRS3, aparece en las regiones donde se ha detectado emisión desplazada hacia el rojo en el lóbulo azul del flujo bipolar L1448-mm. Aunque el flujo excitado por L1448-IRS3 presenta un menor grado de colimación que el de L1448-mm, su edad dinámica es del mismo orden de magnitud ( $t_{dyn} \sim 2600$  años; Bachiller et al. 1990). Los últimos resultados del cartografiado con alta resolución angular realizado con el interferómetro BIMA de la emisión de CO  $J=2 \rightarrow 1$  (Kwon et al. 2006) parecen sugerir la presencia de dos flujos bipolares independientes en esta región, cuyas fuentes excitadoras se corresponden con los YSOs L1448-IRS 3A y L1448-IRS 3B detectados por Curiel et al. (1990) y Terebey & Padgett (1997). Sin embargo, debido a la confusión existente en esta región, en la que se solapan estos flujos con el lóbulo azul del originado en la fuente L1448-mm, se requieren nuevas observaciones con el fin de clarificar este punto.

La velocidad terminal de la emisión molecular observada en estos flujos bipolares es apreciablemente menor que la registrada en L1448-mm ( $\sim \pm 50 \text{ km s}^{-1}$ ; ver FIG. 3.1 en el CAP. 3 o Martín-Pintado et al. 1992 y Girart & Acord 2001). Al contrario que en este último flujo molecular, la detección de emisión intensa de [Si II]  $35 \mu\text{m}$  y de [O I]  $63 \mu\text{m}$  en la posición de L1448-IRS3 (Nisini et al. 2000), indica la presencia de una componente de choque con una mayor excitación en esta región, debido a que estas líneas atómicas de estructura fina constituyen trazadores típicos de la interacción de choques de tipo J con el material de la nube ambiente (ver SEC. 1.2).

Por último, la intensa emisión de  $\text{H}_2\text{O}$  detectada con ISO y SWAS en L1448-mm, indica que esta molécula se forma de manera muy eficiente en el gas postchoque de esta región (Nisini et al. 2000; Benedettini et al. 2002). En los CAPS. 6 y 7 veremos que la gran intensidad de la emisión de  $\text{H}_2\text{O}$ , junto con la presencia de emisión estrecha de SiO en este flujo bipolar, es consistente con la erosión de los mantos helados de los granos de polvo en las primeras fases evolutivas de los choques de tipo C.

En resumen, la nube molecular L1448 alberga, al menos, dos flujos bipolares, L1448-mm y L1448-IRS3, altamente colimados y recientemente generados por YSOs. L1448-mm sobresale de entre estos dos objetos por poseer un alto grado de simetría y por presentar las ondas de choque más jóvenes que se han registrado hasta el momento en regiones afectadas por la interacción de flujos bipolares. Como veremos a lo largo de este trabajo, esta propiedad es fundamental para el estudio de la evolución temporal de la propagación

de ondas de choque a través del gas tranquilo de nubes moleculares oscuras. Esto permitirá confirmar las variaciones de las propiedades físicas y químicas del gas, sobre todo en las primeras fases de esta interacción, que los modelos físico-químicos MHD predicen para estas perturbaciones.



## CAPÍTULO 3

# Destrucción de los mantos helados en el precursor magnético

En este capítulo presentamos las observaciones con alta resolución espectral de la emisión de moléculas tales como SiO, HCO, CH<sub>3</sub>OH, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, HN<sup>13</sup>C, H<sup>13</sup>CN y N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, realizadas en torno a las fuentes centrales de los flujos bipolares jóvenes, L1448-mm y L1448-IRS3. Estas observaciones muestran, por primera vez, la detección de emisión estrecha de SiO centrada a velocidades muy cercanas a la de la nube ambiente circundante. Las especies iónicas presentan además un aumento de su abundancia, en hasta un factor 10 con respecto a las moléculas neutras, en la componente de velocidad donde se observa la emisión estrecha de SiO. Veremos que la correlación existente entre el aumento de la abundancia de los iones y la emisión estrecha de SiO, es consistente con la interacción de las primeras fases evolutivas de las ondas de choque de tipo C.

### 3.1 Introducción

Como ya mencionamos en el CAP. 1, el silicio es un elemento altamente refractario que se deposita rápidamente en la superficie de las partículas de polvo interestelar. En efecto, las abundancias de SiO relativas a H<sub>2</sub> en estas nubes son inferiores a 10<sup>-12</sup> (Ziurys et al. 1989; Martín-Pintado et al. 1992). Por el contrario, en regiones de formación estelar con flujos bipolares como Orión o L1448, las abundancias derivadas de esta molécula son del orden de ~10<sup>-8</sup>-10<sup>-6</sup> (Blake et al. 1987; Martín-Pintado et al. 1992), lo que indica que una gran parte del material molecular contenido en los núcleos de los granos de polvo se ha devuelto a la fase gas por medio del pulverizado de dichos granos en las ondas de choque de tipo C (CAP. 1). Los perfiles típicos de la emisión de SiO se caracterizan por estar centrados a velocidades muy diferentes de la de la nube ambiente y por presentar anchuras de hasta varias decenas de km s<sup>-1</sup> (ver Martín-Pintado et al. 1992 y CAP. 2).

En función de esto último, uno no esperaría detectar emisión estrecha de esta molécula centrada a velocidades muy próximas a la de la nube ambiente. Sin embargo, observaciones de la emisión de SiO en los flujos moleculares de la región de formación estelar NGC 1333 ( $t_{dyn} \sim 10^4$  años; Lefloch et al. 1998) mostraron que, además de la emisión ancha de SiO asociada a la interacción de choques, existía una componente estrecha con anchuras de línea del mismo orden que las observadas en el gas sin perturbar de la nube,  $\Delta v \sim 1 \text{ km s}^{-1}$ , y centrada a la velocidad de la nube ambiente. Lefloch et al. (1998) propusieron que las líneas estrechas de SiO se debían a que las condensaciones locales de gas molecular de la nube ambiente podrían haber producido la deceleración del gas procesado por los choques asociados a los flujos bipolares. Las escalas de tiempo que se requieren para decelerar el gas de alta velocidad hasta que éste alcance de nuevo las velocidades típicas de la nube ambiente son de  $t_{dec} \sim 10^4$  años, consistentes con las edades dinámicas de los flujos moleculares en NGC 1333. Según esta interpretación, este tipo de emisión sólo podría detectarse en choques evolucionados con escalas de tiempo de  $t_{dyn} \geq 10^4$  años, y en regiones de formación estelar con flujos bipolares que presentaran una estructura compleja caracterizada por la presencia de un gran número de condensaciones moleculares (Lefloch et al. 1998; Codella et al. 1999).

Como hemos visto en el CAP. 2, tanto la extrema juventud como la estructura sencilla que presentan el flujo bipolar L1448-mm, hacen que este objeto sea el laboratorio idóneo para el estudio del origen de la emisión estrecha de SiO asociada a flujos bipolares. En efecto, las escalas dinámicas de este flujo molecular,  $t_{dyn} \sim 3500$  años, son demasiado cortas como para que el gas post-choque haya alcanzado el equilibrio y haya disminuido su velocidad hasta adquirir los valores típicos de la velocidad de la nube ambiente.

Por otro lado, el radical del formaldehído, HCO, que se observó por primera vez en la nebulosa NGC 2024 (Snyder et al. 1985), es una especie molecular que se detecta principalmente en regiones iluminadas por un campo intenso de radiación UV generado por estrellas de tipo OB (Snyder et al. 1985; Schenewerk et al. 1988). La alta correlación espacial existente entre la emisión de C<sup>+</sup> y la de HCO, además de la no detección hasta la fecha de esta molécula en nubes moleculares oscuras (p.ej. en L183 el límite superior estimado de la abundancia es de  $\chi(\text{HCO}) < 2 \times 10^{-10}$ ), sugieren que HCO se genera en la interfase entre la región HII y la nube molecular (Schenewerk et al. 1988). De este modo, la molécula de HCO se considera como un buen trazador de regiones cuya química está dominada por fotones UV, o PDRs.

En este capítulo, presentamos la primera detección de emisión estrecha de SiO y HCO en los flujos bipolares jóvenes L1448-mm y L1448-IRS3. Las pequeñas anchuras de línea (menores incluso que las típicas de la emisión de la nube ambiente) y las velocidades radiales centrales de la emisión de SiO en estos objetos, sugieren que dicha emisión no está relacionada con el gas post-choque decelerado, sino que es producida por los precursores magnético y/o radiativo de las ondas de choque asociadas a estos flujos bipolares.

## 3.2 Observaciones

Las observaciones se realizaron con el radiotelescopio de 30 m de diámetro de IRAM (Instituto de RadioAstronomía Milimétrica) situado en Pico Veleta (Granada). Además de observar las posiciones centrales de las fuentes L1448-mm y L1448-IRS3, se realizó igualmente un mapa de la región de L1448-mm observando en los puntos de coordenadas  $(20'', 0'')$ ,  $(-20'', 0'')$ ,  $(0'', 20'')$  y  $(0'', -20'')$  con respecto a la posición central  $(0'', 0'')$ . En la TABLA 3.1 se muestran las especies moleculares y transiciones observadas. El tamaño del haz del telescopio fue de  $\sim 27''$ , en el rango de los  $\sim 90$  GHz, y de  $\sim 18''$  a  $\sim 140$  GHz. Observamos de forma simultánea las transiciones rotacionales SiO  $J=2\rightarrow 1$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$   $J=1\rightarrow 0$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$   $J=1\rightarrow 0$  y  $\text{HCO}$   $J=1_{01}\rightarrow 0_{00}$ , empleando el modo de conmutación en frecuencia (*frequency-switched mode*) con un cambio de frecuencia de 3 MHz. Los receptores SIS (*Superconductor-Insulator-Superconductor*) en el rango de los 2 y 3 mm fueron sintonizados en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de  $\geq 10$  dB. Con la configuración de los espectrómetros VESPA (*VErsatile SPectrometer Assembly*) con los que se midieron los espectros de SiO  $J=2\rightarrow 1$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$   $J=1\rightarrow 0$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$   $J=1\rightarrow 0$  y  $\text{HCO}$   $J=1_{01}\rightarrow 0_{00}$ , se obtiene una resolución espectral de 40 kHz, que en unidades de velocidad corresponden a  $\sim 0.14 \text{ km s}^{-1}$ . Las temperaturas típicas del sistema fueron  $\sim 90$ -100 K. El resto de especies moleculares que se recogen en la TABLA 3.1, fueron observadas en el modo de conmutación en posición (*position-switched mode*). En este caso, las temperaturas del sistema y las resoluciones espectrales fueron típicamente de 120-350 K y  $0.13$ - $0.20 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. Las intensidades de las líneas se calibraron en unidades de temperatura de antena ( $\text{T}_A^*$ ).

TABLA 3.1: *Especies moleculares y transiciones observadas en L1448-mm y L1448-IRS3*

Molécula	Transición	$\nu_{ul}$ (MHz)
SiO	$J=2\rightarrow 1$	86846.96
	$J=3\rightarrow 2$	130268.61
$\text{H}^{13}\text{CO}^+$	$J=1\rightarrow 0$	86754.33
$\text{N}_2\text{H}^+$	$J=1\rightarrow 0, F=0\rightarrow 1$	93176.13
$\text{HCO}^a$	$N_{K-}, N_{K+}=1_{01}\rightarrow 0_{00}$	86670.76
$\text{HN}^{13}\text{C}$	$J=1\rightarrow 0, F=2\rightarrow 1$	87090.85
$\text{H}^{13}\text{CN}$	$J=1\rightarrow 0, F=2\rightarrow 1$	86340.18
$\text{CH}_3\text{OH}$	$J_K=3_0\rightarrow 2_0 A^+$	145103.23

<sup>a</sup> Transición  $J = 3/2 \rightarrow 1/2, F = 2 \rightarrow 1$ .

### 3.3 Resultados

En la FIG. 3.1 se muestran los espectros medidos en las posiciones del mapa de L1448-mm y en la posición central de L1448-IRS3. En los paneles superiores, presentamos los espectros de la emisión de SiO de alta velocidad, cuyos perfiles poseen anchuras típicas de  $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$  (Martín-Pintado et al. 1992). Los paneles inferiores muestran los perfiles de línea de las especies moleculares observadas (TABLA 3.1) en el rango de velocidades de la nube ambiente. La emisión de SiO y HCO presenta perfiles muy estrechos cuyas anchuras son sólo de  $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que las especies que suelen trazar típicamente todo el gas denso de la nube molecular,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$ , poseen anchuras de  $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ . A partir de los espectros de la FIG. 3.1, resulta evidente que existen diferencias significativas entre los perfiles observados de SiO y HCO, con los del resto de especies moleculares observadas. La emisión de SiO y HCO es prácticamente gaussiana mostrando un sólo máximo de emisión centrado a las velocidades radiales de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  para el SiO, y de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  para el HCO. Sin embargo, los perfiles de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{H}^{13}\text{CN}$  y  $\text{CH}_3\text{OH}$  presentan dos picos de emisión centrados a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  (ver líneas discontinuas en la FIG. 3.1). Estas dos componentes son consistentes con las dos condensaciones moleculares independientes detectadas con el VLA en la emisión de  $\text{NH}_3$  en torno a la fuente central de L1448-mm (Curiel et al. 1999).

En la TABLA 3.2 se recogen los parámetros observados de todas las líneas moleculares medidas en las posiciones centrales de los flujos L1448-mm y L1448-IRS3. Estos parámetros se han obtenido ajustando a los perfiles observados, una gaussiana (en el caso de que presentara un sólo pico de emisión, como SiO y HCO), o dos gaussianas ( $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CN}$  y  $\text{CH}_3\text{OH}$ ). Para ello, hemos empleado el programa CLASS (*Continuum and Line Analysis Single-dish Software*) especialmente creado para la reducción de datos obtenidos con el radiotelescopio 30 m de IRAM. Como también se desprende de la TABLA 3.2, en L1448-mm existen dos componentes muy distintas desde el punto de vista químico que están centradas en las velocidades de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ .

A partir del mapa de L1448-mm de la FIG. 3.1, vemos que la emisión estrecha de SiO sólo se ha detectado en las posiciones  $(0'', 0'')$ ,  $(0'', -20'')$  y  $(-20'', 0'')$ . En aquellas regiones donde no se observa esta emisión, la FIG. 3.1 muestra que las moléculas  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  presentan un comportamiento muy similar, por el que el máximo de emisión de estas especies está centrado en la componente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , que coincide con la velocidad radial del gas de la nube ambiente (CAP. 2). Sin embargo, en las posiciones del mapa en las que hemos detectado la emisión estrecha de SiO, vemos que los perfiles de línea de los iones como  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$ , presentan un desplazamiento de  $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$  hacia el rojo, de manera que sus máximos de emisión están centrados a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Por el contrario, los perfiles de las especies neutras como  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , muestran sus picos de emisión en la componente ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ . Como veremos en la SEC. 3.5, este desplazamiento

en velocidades de los iones hacia la componente de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , implica un aumento de la abundancia de estas especies en esta componente de velocidad con respecto a los neutros.

TABLA 3.2: *Parámetros observados de la emisión molecular en L1448-mm/IRS3*

Line	L1448-mm			L1448-IRS3		
	Intensity <sup>a</sup> (K)	$V_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	Intensity (K)	$V_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
SiO(2 $\rightarrow$ 1)	0.108 (5) $\leq 0.015$	5.168 (9) $\sim 4.7$	0.62 (2) ...	0.275 (5) ...	4.503 (4) ...	0.437 (9) ...
SiO(3 $\rightarrow$ 2)	0.14 (4) $\leq 0.096$	5.29 (6) $\sim 4.7$	0.6 (2) ...	0.173 (7) ...	4.38 (5) ...	0.5 (1) ...
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1 $\rightarrow$ 0)	1.150 (8) 0.636 (8)	5.298 (7) 4.585 (8)	0.81 (1) 0.59 (2)	2.58 (7) ...	4.610 (1) ...	1.159 (1) ...
N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1 $\rightarrow$ 0) <sup>b</sup>	1.49 (6) 0.29 (6)	5.25 (1) 4.61 (3)	0.84 (3) 0.28 (7)	2.22 (8) ...	4.7 (1) ...	1.0 (3) ...
HCO(1 <sub>01</sub> $\rightarrow$ 0 <sub>00</sub> ) <sup>c</sup>	$\leq 0.03$ 0.059 (8)	$\sim 5.2$ 4.81 (4)	... 0.49 (7)	0.094 (4) ...	4.68 (5) ...	0.5 (1) ...
HN <sup>13</sup> C (1 $\rightarrow$ 0) <sup>d</sup>	0.559 (5) 0.428 (5)	5.16 (4) 4.64 (1)	1.03 (3) 0.62 (3)	1.02 (3) ...	4.532 (2) ...	1.187 (4) ...
H <sup>13</sup> CN (1 $\rightarrow$ 0) <sup>d</sup>	$\leq 0.30$ 0.40 (5)	$\sim 5.2$ 4.56 (9)	... 1.5 (2)	... ...	... ...	... ...
CH <sub>3</sub> OH(3 <sub>0</sub> $\rightarrow$ 2 <sub>0</sub> A <sup>+</sup> )	0.65 (6) $\leq 0.40$	5.20 (5) $\sim 4.7$	1.1 (1) ...	... ...	... ...	... ...

<sup>a</sup>Los límites superiores de las intensidades de línea se han calculado teniendo en cuenta la emisión a  $3\sigma$ . Todas las intensidades vienen dadas en unidades de  $T_A^*$ .

<sup>b</sup>Componente hiperfina  $F = 0 \rightarrow 1$ .

<sup>c</sup>Transición  $J = 3/2 \rightarrow 1/2$ ,  $F = 2 \rightarrow 1$ .

<sup>d</sup>Componente hiperfina  $F = 2 \rightarrow 1$ .

La molécula neutra de CH<sub>3</sub>OH, cuyo perfil de línea presenta su máximo de emisión en  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  (ver FIG. 3.1 y TABLA 3.2), podría a priori contradecir la tendencia de los neutros a *permanecer* en la componente ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ . Sin embargo, como ya vimos en el CAP. 1, esta molécula está íntimamente ligada a la química de los mantos helados de los granos de polvo, por lo que el desplazamiento al rojo de su pico de emisión hacia la componente de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , está también relacionado con la evaporación o destrucción de estos mantos por medio de choques de tipo C (SEC. 3.6 y Millar et al. 1991).

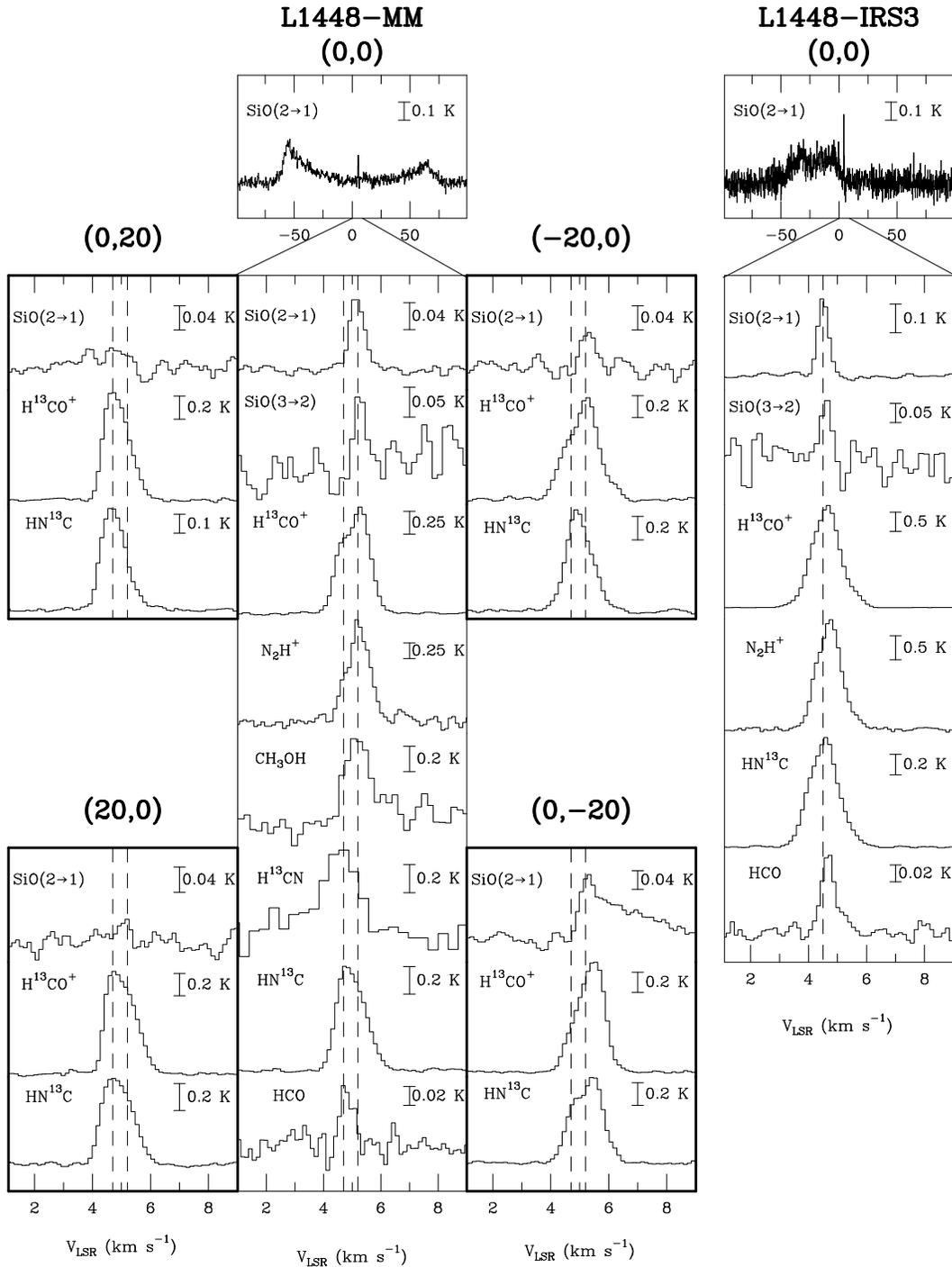


FIGURA 3.1: Perfiles de línea de las especies moleculares observadas en las distintas posiciones de los flujos bipolares L1448-mm/IRS3. Las posiciones relativas, en segundos de arco en la parte superior de los paneles, están referidas a la posición central de L1448-mm ( $\alpha(2000) = 03^{\text{h}}25^{\text{m}}38^{\text{s}}.0$ ,  $\delta(2000) = 30^{\circ}44'05''$ ). Las líneas verticales discontinuas indican las velocidades radiales de las dos componentes en las que hemos detectado la emisión estrecha de SiO y HCO.

Es importante mencionar que, en la posición ( $0''$ ,  $-20''$ ) de L1448-mm, la emisión de SiO presenta un ala de velocidad moderada con una velocidad terminal de  $\sim 10$ - $15 \text{ km s}^{-1}$ , además de la componente estrecha centrada a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  (FIG. 3.1). El hecho de que se detecte este ensanchamiento del perfil de la línea de SiO hacia el rojo con respecto a la velocidad de la nube, es consistente con la idea de que el gas en dicha región ha sido recientemente procesado por choques. Nótese también que ésta es además la única posición en la que los neutros  $\text{HN}^{13}\text{C}$  presentan su máximo de emisión desplazado hacia la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ .

En cuanto a la emisión de HCO, la línea estrecha de esta molécula en la componente ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , constituye la primera detección de este radical molecular en el gas sin perturbar de una nube oscura. Como veremos en la SEC. 3.6, las pequeñas abundancias derivadas para esta molécula en el gas ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , son consistentes con las predichas por los modelos de química en fase gas a través de reacciones del tipo ión-molécula para el gas frío de las nubes oscuras.

Por último, la FIG. 3.1 muestra que L1448-mm no es el único objeto que presenta emisión estrecha de SiO y HCO. En efecto, hacia la posición central del flujo L1448-IRS3, se detectan líneas estrechas e intensas de estas especies moleculares en torno a la velocidad típica de la nube ambiente en esta región de  $4.5 \text{ km s}^{-1}$  (TABLA 3.2). Los perfiles de SiO y HCO poseen de nuevo anchuras menores, de  $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ , que las de las moléculas trazadoras del gas de la nube ambiente (ver TABLA 3.2). La emisión molecular en esta posición se caracteriza por perfiles gaussianos con un único máximo de emisión centrado a  $4.5 \text{ km s}^{-1}$ . La línea de SiO muestra sin embargo un pequeño desplazamiento de  $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$  hacia el azul con respecto a los máximos de emisión de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$  o  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , en la misma dirección que el material procesado por el choque (ver la línea vertical discontinua en la FIG. 3.1). Esto, junto con los resultados obtenidos en L1448-mm, sugiere que la emisión estrecha de SiO está relacionada con la interacción temprana de los choques asociados a flujos moleculares muy jóvenes (SEC. 3.6).

### 3.4 Condiciones físicas de la nube ambiente y del precursor

Antes de calcular las densidades de columna proyectadas en la unidad de área cubierta por el haz, y las abundancias de las moléculas observadas en L1448-mm y L1448-IRS3 relativas a  $\text{H}_2$ , hemos de estimar las condiciones físicas del gas como son temperatura cinética,  $T_k$ , y densidad volumétrica de  $\text{H}_2$ ,  $n(\text{H}_2)$ , para cada una de las componentes de velocidad detectadas en estos flujos bipolares. Por medio de observaciones con el VLA de las transiciones de inversión  $(J,K)=(1,1)$  y  $(2,2)$  de  $\text{NH}_3$  en la región central del flujo bipolar L1448-mm, Curiel et al. (1999) estimaron una temperatura rotacional del

gas de  $\sim 20$  K. Puesto que el único modo de que se produzcan transiciones entre niveles *metaestables* del  $\text{NH}_3$ , como los niveles  $(J,K)=(1,1)$  y  $(2,2)$ , es a través de colisiones, la temperatura rotacional determinada por Curiel et al. (1990) es una buena estimación de la temperatura cinética del gas,  $T_k$ . Asumiendo que  $T_k \sim 20$  K, podemos determinar la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$ ,  $n(\text{H}_2)$ , y la densidad de columna proyectada de SiO,  $N(\text{SiO})$ , usando las líneas rotacionales  $J=3 \rightarrow 2$  y  $J=2 \rightarrow 1$  de SiO y la aproximación de Sobolev o LVG (*Large Velocity Gradient*).

La aproximación de Sobolev o LVG supone que las condiciones del gas molecular se encuentran *fuera* del Equilibrio Termodinámico Local (ETL). La emisión molecular por tanto no está termalizada si la densidad del medio es inferior a la densidad crítica del gas,  $n_{crit}$ , donde  $n_{crit} = A_{ul}/C_{ul}$  ( $A_{ul}$  es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea y  $C_{ul}$  representa el coeficiente de desexcitación colisional). En condiciones de ETL, las poblaciones de los niveles de energía de la molécula siguen una distribución de Boltzmann a una temperatura de excitación,  $T_{ex}$ . En general, en las nubes moleculares oscuras, no se verifica la condición de equilibrio ETL por lo que, para calcular las poblaciones de los niveles de energía, se han de resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico para cada uno de los niveles. Las ecuaciones de equilibrio estadístico involucran la excitación debida a la intensidad específica de radiación en un punto determinado de la nube,  $I_{\nu_{ij}}$ . Esta magnitud, que se obtiene resolviendo la ecuación de transferencia radiativa, depende directamente de las poblaciones de los niveles moleculares existentes en cualquier otro punto de la nube. Como consecuencia, ambos puntos en la nube están acoplados radiativamente: los fotones emitidos por uno de los puntos son absorbidos por las moléculas que se encuentran en el otro punto, aumentando el valor de la temperatura de excitación en esa segunda posición. A este fenómeno se le denomina *atrapamiento radiativo*.

Para que no se produzca este acoplamiento, el desplazamiento Doppler causado por la diferencia de velocidades macroscópicas entre dos puntos de la nube, ha de ser mayor que la anchura de la línea, y por lo tanto, que la dispersión de velocidades microscópicas del gas. Este es el fundamento que aplica la aproximación de Sobolev o LVG. Si la diferencia en velocidades entre dos puntos de la nube es elevada (*i.e.* el campo de velocidades de la nube presenta gradientes de velocidad altos), cada punto sólo estará acoplado con una región muy próxima a él llamada *región de coherencia*. Fuera de esa región, el fotón emitido escapa de la nube sin ser absorbido por moléculas situadas en cualquier otro punto de dicha nube.

Las nubes moleculares presentan dificultades a la hora de determinar su gradiente de velocidad. En efecto, la magnitud de este gradiente no suele ser grande por lo que la aplicación de la aproximación LVG podría presentar problemas. Sin embargo, si la emisión molecular es ópticamente delgada (con profundidades ópticas  $\tau \ll 1$ ), dicha emisión no es capaz de acoplarse con ningún otro punto de la nube y escapa finalmente de ella. Por tanto, para el caso de emisión ópticamente delgada, el empleo de esta aproximación en

nubes oscuras es totalmente correcto. Veremos que la emisión ambiente de SiO ciertamente verifica la condición  $\tau \ll 1$ .

Como hemos comentado anteriormente, para utilizar el modelo de excitación basado en la aproximación LVG, hemos de contar con más de una transición molecular para cada especie. En nuestro caso, emplearemos las transiciones rotacionales  $J=2 \rightarrow 1$  y  $3 \rightarrow 2$  de SiO para la componente de velocidad de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm. Puesto que no existe detección de esta molécula en el gas ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , asumimos que la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$  en esta componente de velocidad es muy similar a la hallada a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . En el CAP. 5, veremos en efecto que los valores estimados de  $n(\text{H}_2)$  a partir las transiciones  $J=1 \rightarrow 0$ ,  $J=3 \rightarrow 2$  y  $J=4 \rightarrow 3$  de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , para el gas ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y para la componente del precursor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , son del mismo orden de magnitud en ambas componentes.

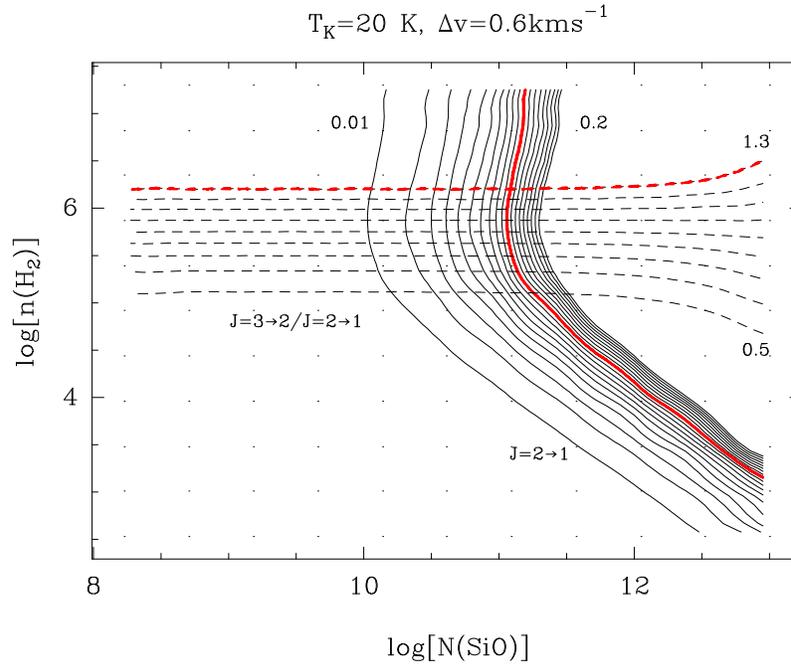


FIGURA 3.2: Isocontornos de la intensidad de línea SiO  $J=2 \rightarrow 1$  y cociente de intensidades  $\frac{3 \rightarrow 2}{2 \rightarrow 1}$ , en el espacio definido por la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$  y la densidad de columna proyectada de SiO, predichas por el modelo de excitación que usa la aproximación LVG. Las líneas de trazo continuo corresponden a las intensidades de la transición  $J=2 \rightarrow 1$  (de 0.01 a 0.2 K, cada 0.01 K). Las líneas de trazo discontinuo representan los valores del cociente de intensidades  $\frac{3 \rightarrow 2}{2 \rightarrow 1}$  (de 0.5 a 1.3, en pasos de 0.1). Las líneas de trazo grueso muestran los valores observados de estos dos parámetros para la posición central del flujo bipolar L1448-mm (TABLA 3.2).

En la FIG. 3.2 mostramos los isocontornos para los parámetros *intensidad de línea de la transición*  $J=2\rightarrow 1$  (líneas de trazo continuo), y *cociente de intensidades entre las líneas*  $J=3\rightarrow 2$  y  $2\rightarrow 1$ ,  $\frac{3\rightarrow 2}{2\rightarrow 1}$  (líneas de trazo discontinuo), para una  $T_k=20$  K. Los valores representados de estos dos parámetros se encuentran comprendidos entre 0.01-0.2 K y 0.5-1.3, respectivamente. Hemos asumido además una anchura de línea de  $0.6 \text{ km s}^{-1}$ , que se corresponde con la observada para la emisión estrecha de SiO en L1448-mm. La intensidad de la transición  $J=2\rightarrow 1$  ( $\sim 0.11$  K) y el cociente  $\frac{3\rightarrow 2}{2\rightarrow 1}$  ( $\sim 1.3$  para la posición central de L1448-mm; ver TABLA 3.2) se muestran también en la FIG. 3.2 en líneas de trazo grueso. El punto de intersección entre ambas líneas nos proporciona los valores de la densidad de columna proyectada de SiO,  $N(\text{SiO})$ , y la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$  del gas,  $n(\text{H}_2)$ . En el caso de las regiones centrales de L1448-mm y L1448-IRS3,  $N(\text{SiO})\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  y  $n(\text{H}_2)=10^6$  y  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente (TABLA 3.3). Las temperaturas de excitación obtenidas para estas condiciones físicas del gas son  $T_{ex}\sim 8.7$  K para la posición ( $0'', 0''$ ) de L1448-mm, y  $T_{ex}\sim 6.5$  K para L1448-IRS3. Las profundidades ópticas derivadas con esta aproximación son menores que la unidad ( $\tau_{21}\sim 0.03$ ). Si asumimos que la emisión de la transición  $J=2\rightarrow 1$  de SiO es una fuente extensa, podemos decir que esta línea es ópticamente delgada.

### 3.5 Densidades de columna proyectada y abundancias moleculares

Una vez establecidas las condiciones físicas y de excitación del medio ( $T_k\sim 20$  K,  $T_{ex}\sim 7-9$  K y  $n(\text{H}_2)\sim 10^5-10^6 \text{ cm}^{-3}$ ; TABLA 3.3), podemos determinar las densidades de columna del resto de moléculas observadas en L1448-mm y L1448-IRS3 para las que sólo tenemos una transición. El caso de  $\text{CH}_3\text{OH}$  constituye una excepción, puesto que se han podido observar simultáneamente las transiciones próximas en frecuencia  $J_K=3_0\rightarrow 2_0 \text{ A}^+$ ,  $J_K=3_{-1}\rightarrow 2_{-1} \text{ E}$  y  $J_K=3_0\rightarrow 2_0 \text{ E}$ , con un sólo espectro en el rango de frecuencias de 145 GHz. Para las especies  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , aunque en el CAP. 5 realizamos una mejor estimación de las densidades de columna proyectada de estas moléculas usando la aproximación LVG y las transiciones rotacionales  $J=1\rightarrow 0$ ,  $J=3\rightarrow 2$  y  $J=4\rightarrow 3$ , en esta sección presentaremos únicamente las densidades obtenidas a partir de la transición  $J=1\rightarrow 0$ .

Si la emisión es ópticamente delgada,  $\tau\ll 1$ , la densidad de columna proyectada del nivel superior de la transición,  $N_u$ , se puede calcular como (Rohlfs & Wilson 1986):

$$N_u \sim \frac{8k\pi}{hc^3} \frac{\nu^2}{A_{ul}} \int T_B dv = 1.94 \times 10^3 \frac{\nu^2(\text{GHz})}{A_{ul}(\text{s}^{-1})} \int T_B dv (\text{K km s}^{-1}) \quad (3.1)$$

La densidad de columna del nivel superior es, por tanto, directamente proporcional al área integrada de la línea,  $\int T_B dv$ , y al cuadrado de la frecuencia de la transición,

$\nu$ , mientras que es inversamente proporcional al coeficiente de emisión espontánea,  $A_{ul}$ . Puesto que las condiciones de excitación indican que el gas no está termalizado ( $T_{ex} < T_K$ ; SEC. 3.4), asumimos que las poblaciones de los niveles moleculares siguen una distribución de Boltzmann a una temperatura  $T_{ex}$ . La densidad de columna total será:

$$N_{tot} = \frac{N_u}{g_u} Q(T_{ex}) e^{E_u/kT_{ex}} \quad (3.2)$$

donde  $E_u$  es la energía del nivel superior,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $\frac{N_u}{g_u}$  establece la población del nivel superior dividido por la degeneración del mismo,  $g_u$ , y  $Q(T_{ex})$  es la función de partición a la temperatura  $T_{ex}$  que viene definida como:

$$Q(T_{ex}) = \sum_i g_i e^{-E_i/kT_{ex}} \quad (3.3)$$

$E_i$  y  $g_i$  son la energía y degeneración del nivel  $i$ . Para moléculas diatómicas o lineales, la función de partición a la temperatura  $T_{ex}$  se puede escribir como:

$$Q(T_{ex}) = \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) e^{-\frac{hB_{rot}J(J+1)}{kT_{ex}}} \quad (3.4)$$

donde  $B_{rot}$  es la constante rotacional de la molécula, y  $(2J+1)$  es la degeneración del nivel  $J$ . Las densidades de columna proyectada de las moléculas  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{HCO}$  se han calculado aplicando este método. Como temperaturas de excitación,  $T_{ex}$ , hemos empleado los valores estimados con la aproximación LVG en la SEC. 3.4 ( $\sim 7$  y  $9$  K para L1448-IRS3 y L1448-mm, respectivamente). Estos valores son los que cabría esperar para moléculas con momentos dipolares entre  $\sim 1$ -3 debyes. En el caso de  $\text{H}^{13}\text{CN}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$ , la densidad de columna de estas moléculas se ha calculado teniendo en cuenta la *estructura hiperfina* de los niveles rotacionales de estas moléculas. El desdoblamiento hiperfino se produce por la interacción cuadrupolar eléctrica del espín nuclear del nitrógeno ( $I_N=1$ ) con la distribución de carga del resto de la molécula. Cada nivel rotacional se desdobra en  $F_1=|J-I_N| \dots (J+I_N)$  nuevas componentes. Así por ejemplo, el nivel  $J=1$  se desdoblaría en tres nuevos niveles con  $F_1=0, 1$  y  $2$ .

De esta manera, en los espectros de  $\text{H}^{13}\text{CN}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$  medidos a 86 y 93 GHz, comprobamos que  $\text{H}^{13}\text{CN}$  muestra 3 componentes hiperfinas, y  $\text{N}_2\text{H}^+$ , 7 de estas componentes. El cálculo de la densidad de columna total proyectada ha de tener en cuenta, por tanto, este desdoblamiento de los niveles rotacionales. Conociendo la opacidad  $\tau_p$  de la componente principal, la temperatura de excitación  $T_{ex}$ , y la anchura de línea  $\Delta\nu$ , la densidad de columna total es:

$$N_{tot} = \frac{3h}{8\pi^3} \frac{Q(T_{ex})}{\mu^2 S_{ij}} \Delta v \frac{e^{E_u/kT_{ex}}}{e^{h\nu/kT_{ex}} - 1} \tau_p \quad (3.5)$$

$Q(T_{ex})$  es la función de partición a la temperatura  $T_{ex}$ ,  $\mu$  es el momento dipolar eléctrico y  $S_{ij}$  es la fuerza de línea de la transición. Las profundidades ópticas obtenidas tras el ajuste de las componentes hiperfinas de  $\text{H}^{13}\text{CN}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$  son del orden de  $\tau \sim 1.1-1.3$ . A partir de estos valores de  $\tau$ , y de las intensidades de línea de la componente principal, podemos calcular  $T_{ex}$ . Para  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $T_{ex}$  es  $\sim 4$  K en L1448-mm. Para  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $T_{ex}$  vale  $\sim 7$  y 9 K en L1448-mm y L1448-IRS3 respectivamente. Aunque también se espera que  $\text{HN}^{13}\text{C}$  presente desdoblamiento hiperfino de sus niveles rotacionales de energía, dicho desdoblamiento es muy pequeño. Esto, junto con la anchura intrínseca de la línea de  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , hace que no se pueda resolver la estructura hiperfina de esta molécula.

En el caso de  $\text{CH}_3\text{OH}$ , hemos construido el *diagrama rotacional* de esta molécula a partir de las transiciones  $J_K=3_0 \rightarrow 2_0 A^+$ ,  $J_K=3_{-1} \rightarrow 2_{-1} E$  y  $J_K=3_0 \rightarrow 2_0 E$ , y empleando las ECS. 3.1 y 3.2 (ver FIG. 3.3). Si ajustamos por mínimos cuadrados los valores de  $\log(N_u/g_u)$  frente a  $E_u$ , se pueden determinar la temperatura rotacional,  $T_{rot}$ , y la densidad de columna total,  $N_{tot}$ , a partir de la pendiente y de la ordenada en el origen de la recta. Los valores obtenidos de  $T_{rot}$  y  $N_{tot}$  para  $\text{CH}_3\text{OH}$  son 8.4 K y  $8.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Las densidades de columna derivadas para todas estas moléculas en las posiciones ( $0''$ ,  $0''$ ) de L1448-mm y L1448-IRS3 se muestran en la TABLA 3.3.

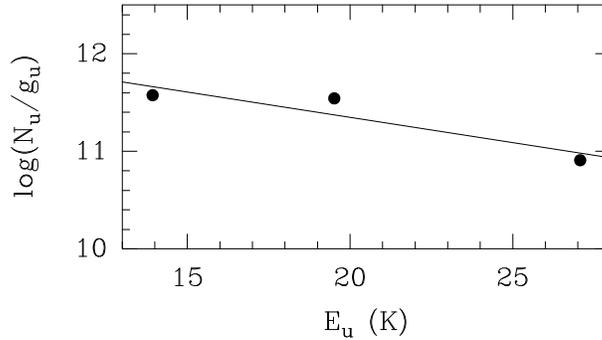


FIGURA 3.3: *Diagrama rotacional de  $\text{CH}_3\text{OH}$  derivado a partir de las transiciones  $J_K=3_0 \rightarrow 2_0 A^+$ ,  $J_K=3_{-1} \rightarrow 2_{-1} E$  y  $J_K=3_0 \rightarrow 2_0 E$ . La pendiente de la recta, obtenida del ajuste por mínimos cuadrados de los datos, es inversamente proporcional a la temperatura rotacional,  $T_{rot}$ , y la densidad de columna total,  $N_{tot}$ , se calcula a partir de la ordenada en el origen. Los resultados del ajuste implican una  $T_{rot}=8.4$  K y una  $N_{tot}=8.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Hemos asumido que la función de partición de  $\text{CH}_3\text{OH}$  es  $Q(T_{rot}) \sim 1.23 \times T_{rot}^{3/2}$ .*

TABLA 3.3: *Parámetros derivados de la emisión molecular en L1448-mm/IRS3*

Source	H <sub>2</sub> density 10 <sup>5</sup> (cm <sup>-3</sup> )	Column density (10 <sup>12</sup> cm <sup>-2</sup> )						χ(SiO)	χ(HCO)
		SiO	HCO	H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup>	HN <sup>13</sup> C	CH <sub>3</sub> OH	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>		
L1448-mm (5.2 km s <sup>-1</sup> )	~10	0.2	≤0.03	1.0	1.0	80	20	1×10 <sup>-11</sup>	≤4×10 <sup>-12</sup>
L1448-mm (4.7 km s <sup>-1</sup> )	~10	≤0.004	0.2	0.4	0.5	≤30	1.1	≤1×10 <sup>-12</sup>	6×10 <sup>-11</sup>
L1448-IRS3	2.4	0.3	0.4	2.8	1.7	...	40	1×10 <sup>-11</sup>	2×10 <sup>-11</sup>

NOTA.— *Los límites superiores de las abundancias se han estimado considerando un límite 3σ de emisión. Los parámetros expuestos se corresponden con las posiciones (0'',0'') de los flujos.*

Asumiendo que la abundancia de HCO<sup>+</sup> relativa a H<sub>2</sub> es ~10<sup>-8</sup> (Irvine et al. 1987), y que la razón isotópica <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C es ~90, podemos estimar el valor de la densidad de columna total proyectada de H<sub>2</sub>,  $N(\text{H}_2)$ . Una vez conocido este valor, calculamos las abundancias de las moléculas observadas,  $\chi(\text{mol})$ , a partir de  $\chi(\text{mol}) \sim N(\text{mol})/N(\text{H}_2)$ .

En la TABLA 3.3 se muestran las abundancias de SiO y HCO para las regiones centrales de los flujos bipolares L1448-mm y L1448-IRS3. La abundancia de SiO obtenida para la componente de velocidad a 5.2 km s<sup>-1</sup> en las posiciones (0'',0''), (-20'',0'') y (0'',-20'') de L1448-mm es ~10<sup>-11</sup>. Esta abundancia es un factor diez menor que la calculada por Lefloch et al. (1998) para la emisión estrecha de SiO detectada en la región de formación estelar NGC 1333. El límite superior estimado de la abundancia de SiO en el gas de la nube ambiente a 4.7 km s<sup>-1</sup> es ≤10<sup>-12</sup>, del mismo orden de magnitud que el hallado en las nubes moleculares oscuras **TMC1** y **B1**, donde no hay indicios de formación estelar (Ziurys et al. 1989; Martín-Pintado et al. 1992). Por tanto, se deduce que la abundancia de SiO en la componente de velocidad a 5.2 km s<sup>-1</sup> ha aumentado en más de un orden de magnitud con respecto al gas de la nube ambiente a 4.7 km s<sup>-1</sup>. En cuanto al HCO, esta molécula no ha sido detectada en la componente a 5.2 km s<sup>-1</sup>, con un límite superior de la abundancia de HCO de ≤4×10<sup>-12</sup>. Para la componente de la nube ambiente a 4.7 km s<sup>-1</sup>, la abundancia de HCO es de varias veces 10<sup>-11</sup>.

En cuanto a las especies iónica y neutra H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C, en la SEC. 3.3 hemos visto que el máximo de emisión de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> presenta un desplazamiento hacia la componente a 5.2 km s<sup>-1</sup> en aquellas regiones de L1448-mm donde se detecta emisión estrecha de SiO (ver también FIG. 3.1). El hecho de que H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C sean moléculas lineales que poseen momentos dipolares y unas estructuras de niveles de energía muy similares entre sí, facilita que podamos establecer de forma directa si el desplazamiento de los iones hacia esta componente de velocidad, está asociado con un aumento de la abundancia de los iones con respecto al fluido neutro. Puesto que las transiciones  $J=1 \rightarrow 0$  de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C son ópticamente delgadas, el aumento en la intensidad de cualquiera de estas especies implica un incremento en las abundancias de estas especies moleculares.

En la FIG. 3.4 hemos representado la intensidad de las líneas de SiO en función del cociente de intensidades entre los iones  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y los neutros  $\text{HN}^{13}\text{C}$  para la componente a  $5.2\text{ km s}^{-1}$  con respecto al gas ambiente a  $4.7\text{ km s}^{-1}$ . A pesar de que el número de posiciones observadas es limitado, la emisión estrecha de SiO tiende a ser detectada en aquellas regiones en las que el cociente de intensidades entre los iones y los neutros en la componente a  $5.2\text{ km s}^{-1}$  es mayor que aquél observado a  $4.7\text{ km s}^{-1}$ . El aumento de la intensidad de la emisión estrecha de SiO, y por lo tanto de su abundancia, está directamente relacionado con el incremento en hasta un factor 10 de la abundancia relativa de los iones con respecto a las moléculas neutras en la componente a  $5.2\text{ km s}^{-1}$ . Como se ha visto en la SEC. 3.3, este comportamiento no es exclusivo de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , sino que las moléculas de  $\text{N}_2\text{H}^+$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  también siguen esta tendencia en la posición central de L1448-mm.

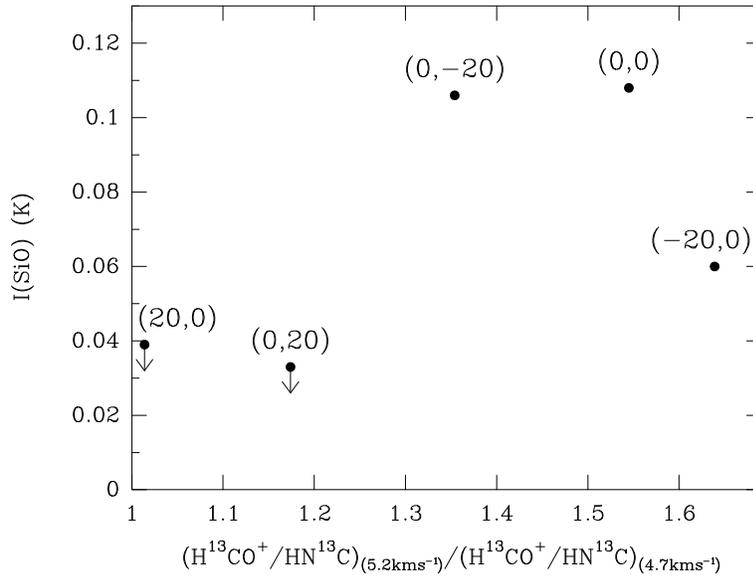


FIGURA 3.4: *Correlación existente entre la intensidad de la emisión estrecha de SiO y el cociente de intensidades  $\text{H}^{13}\text{CO}^+/\text{HN}^{13}\text{C}$  de la componente a  $5.2\text{ km s}^{-1}$  con respecto a la de velocidad  $4.7\text{ km s}^{-1}$  para las distintas posiciones observadas en L1448-mm (las coordenadas, en segundos de arco, están referidas a esta fuente). Las flechas verticales indican límites superiores de la emisión de SiO. En la figura se puede apreciar la tendencia de la abundancia de los iones a aumentar con respecto a la de los neutros en aquellas regiones en las que se ha detectado la emisión estrecha de SiO.*

## 3.6 Discusión

Como se desprende de nuestros resultados (FIG. 3.1), las líneas estrechas de HCO detectadas en las posiciones centrales de los flujos bipolares L1448-mm y L1448-IRS3 constituyen la primera detección de esta molécula en una nube molecular oscura (Jiménez-Serra et al. 2004). En la SEC. 3.5, hemos visto además que la abundancia de HCO en L1448-IRS3 y en la componente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  de L1448-mm, es  $\sim 10^{-11}$ . Los modelos de química en fase gas en nubes oscuras de Leung et al. (1984) que emplean reacciones del tipo ión-molécula, predicen abundancias de HCO del mismo orden de magnitud que las observadas en L1448-mm y L1448-IRS3. Esto sugiere que la componente de velocidad a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm, se trata realmente de gas de la nube ambiente que no ha sido perturbado por ondas de choque. Si, por el contrario, calculamos el cociente de abundancias SiO/HCO en ambas componentes en L1448-mm, comprobamos que este cociente varía en más de dos órdenes de magnitud en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al gas de la nube ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ . La formación de SiO y HCO en estos flujos bipolares parece, por tanto, estar asociada a mecanismos diferentes (Jiménez-Serra et al. 2004).

En el caso de SiO, la distribución espacial, cinemática y abundancias de la emisión estrecha de esta molécula, sugieren que el origen de estas líneas está relacionado con la interacción reciente de los choques generados por los flujos bipolares L1448-mm y L1448-IRS3. Contrariamente a lo que uno cabría esperar que se observara en este tipo de objetos (ver SEC. 3.1), los perfiles de la emisión de SiO en L1448-mm y L1448-IRS3 presentan una componente muy estrecha ( $\Delta v \sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ) cuya velocidad radial central es cercana a la del gas sin perturbar de la nube oscura ( $V_{LSR} \sim 5.2 \text{ km s}^{-1}$ ; SEC. 3.3). Puesto que los tiempos de deceleración para SiO son un orden de magnitud mayores que las escalas dinámicas de los flujos bipolares L1448-mm y L1448-IRS3 (SEC. 3.1), podemos descartar la idea de que esta emisión se genere en el material procesado por choques y que posteriormente se decelera como consecuencia de su interacción con un medio circundante rico en condensaciones moleculares. El hecho de que no se haya detectado emisión estrecha de SiO en la componente ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  de L1448-mm apoya también esta hipótesis (Jiménez-Serra et al. 2004).

### 3.6.1 Las huellas dactilares del precursor magnético

Descartada la hipótesis de la deceleración del gas, en esta sección exponemos la posibilidad de que la emisión estrecha de SiO detectada en estos flujos bipolares jóvenes constituya la *huella dactilar* de la interacción de los precursores de los choques con el gas sin perturbar de la nube ambiente (CAP. 1). En las SECS. 3.3 y 3.5, hemos visto que existe una tendencia clara por parte de las líneas de SiO a ser detectadas en aquellas

regiones en las que la abundancia relativa de los iones con respecto a los neutros es mayor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  que en la componente ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  (FIGS. 3.1 y 3.4). Este comportamiento, por el que los iones habrían sido forzados a desplazarse desde la nube ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  a la componente de velocidad a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , es el que cabría esperar si esta emisión fuera producida por el *precursor magnético* de los choques de tipo C (CAP. 1). Los modelos teóricos de los choques de tipo C predicen que el precursor acelera, comprime y calienta la componente iónica del gas antes que la componente neutra, de manera que el plasma fluye entre el gas neutro por delante del frente de choque (Draine 1980). Además de la compresión que experimenta el fluido iónico, la fluorescencia UV generada tras la excitación colisional de las moléculas de  $\text{H}_2$  en el precursor, produce un aumento en más de dos órdenes de magnitud de la fracción de ionización del gas (Flower et al. 1996; Flower & Pineau des Forêts 2003). Este aumento de la densidad volumétrica de los iones en el precursor es consistente con el aumento de la abundancia de estas especies en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al gas ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  (ver FIG. 3.4).

Como ya vimos en el CAP. 1, el desacoplamiento en velocidades entre los fluidos neutro e iónico en choques de tipo C es el responsable del pulverizado o sputtering de los granos de polvo (Draine 1980). En la mayoría de los modelos MHD que incluyen el pulverizado de granos (ver p.ej. Flower et al. 1996; Schilke et al. 1997; Field et al. 1997; May et al. 2000), se considera que los granos de polvo se desplazan, junto con los iones y los electrones, a través del gas neutro. Sin embargo, el estudio más detallado de Pilipp et al. (1990) y Pilipp & Hartquist (1994) muestra que las partículas de polvo pueden presentar un comportamiento similar al de los iones o al de los neutros, dependiendo de los valores iniciales de la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$ , de la carga media y de la distribución de tamaño de los granos de polvo. Aún así, independientemente de si los granos de polvo siguen el movimiento de los iones o de los neutros, el desacoplamiento existente entre ambos fluidos es lo suficientemente eficiente como para erosionar, e incluso destruir, las partículas de polvo interestelar.

Puesto que las escalas de tiempo que involucran la interacción del precursor magnético son muy cortas, se podría pensar que la condición de estado estacionario para las ondas de choque en los flujos bipolares jóvenes de L1448-mm y de L1448-IRS3, podría no verificarse en ninguno de estos objetos. Sin embargo, en el modelo dependiente del tiempo de Chièze et al. (1998), se predice que para escalas de tiempo menores que  $10^4$  años, el desacoplamiento en velocidades entre los fluidos iónico y neutro es suficiente como para eyectar pequeñas cantidades de silicio atómico, o de  $\text{SiO}$ , de los mantos helados de los granos de polvo, generando abundancias típicas de  $10^{-10}$  o  $10^{-11}$  en la componente de velocidad a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm (Flower et al. 1996; Caselli et al. 1997). Como veremos posteriormente en el CAP. 6, el pulverizado de los mantos helados por colisiones con  $\text{CO}$  en la fase del precursor, reproduce en efecto las estimaciones de la abundancia de  $\text{SiO}$  en la componente del precursor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , para las primeras fases de la evolución

de las ondas de choque de tipo C.

Es interesante mencionar que no se observa ningún desplazamiento en velocidades entre las líneas estrechas de SiO y el máximo de emisión de los iones en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Esto podría sugerir que las moléculas de SiO recién eyectadas de la superficie de los mantos helados, podrían estar cinemáticamente acopladas al fluido iónico en la fase del precursor. Sin embargo, como veremos en el CAP. 7, la velocidad radial central de la emisión estrecha de SiO viene únicamente definida por la magnitud de la diferencia de velocidades entre los fluidos neutro e iónico en la fase del precursor. Como comprobaremos más adelante, las moléculas de SiO inyectadas a la fase gas desde los granos de polvo se acoplan de manera *instantánea* al gas molecular neutro de la nube ambiente.

El ensanchamiento del perfil de SiO en la posición ( $0'', -20''$ ) de L1448-mm en el mismo sentido que la velocidad del choque, apoya también la idea de la edad temprana del choque. En esta posición, el máximo de emisión de los neutros  $\text{HN}^{13}\text{C}$  presenta un desplazamiento hacia la componente de velocidad a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , sugiriendo que gran parte del gas neutro ha entrado ya en el choque. Este hecho es consistente con que la línea de SiO observada en esta posición del flujo presente un ala de velocidad moderada con velocidades terminales de  $\sim 10\text{-}15 \text{ km s}^{-1}$  (FIG. 3.1).

Aunque la hipótesis del precursor magnético parece explicar el origen de la emisión estrecha de SiO y el aumento de la abundancia de los iones en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , no podemos descartar la posibilidad de que dicha emisión sea generada por la acción del precursor radiativo asociado a los choques de tipo J (ver CAP. 1; Shull & McKee 1979; Hollenbach & McKee 1989). La detección de emisión de  $[\text{SiII}]34.8 \mu\text{m}$  en L1448-IRS3 muestra la existencia de una región PDR posiblemente generada por el campo de radiación UV intenso asociado al precursor (Nisini et al. 2000). Los modelos de choques MHD dependientes del tiempo realizados por Chièze et al. (1998), predicen una discontinuidad en el fluido neutro en las fases tempranas del choque para  $t \leq 10^4$  años. Estas escalas cortas de tiempo son del mismo orden de magnitud que las que encontramos en el flujo bipolar L1448-IRS3. La radiación UV detectada en este objeto podría ser, por tanto, una consecuencia de la ausencia de estacionariedad para este tipo de choques, de tal manera que estaríamos observando los efectos producidos por la proximidad del *pistón* en la región post-choque (ver Chièze et al. 1998 y CAP. 1). El campo de radiación UV del precursor radiativo podría afectar la química del gas ambiente no perturbado por el choque, desorbiendo átomos de silicio o especies moleculares tales como SiO,  $\text{SiO}_2$  o  $\text{SiH}_4$ , de la superficie de los granos de polvo (Schilke et al. 2001). Las abundancias de SiO observadas en PDRs son del orden de  $\sim 10^{-10}$ , lo que podría explicar las anchuras y abundancias pequeñas de SiO medidas en L1448-mm y L1448-IRS3. Sin embargo, el cociente de abundancias SiO/HCO observado en la componente de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  es muy diferente de lo estimado en PDRs. En concreto, el cociente SiO/HCO para PDRs es típicamente de  $< 0.13$ , tal y como cabe esperar para un trazador de la química generada

por la iluminación con radiación UV como es HCO (Schilke et al. 2001). Por el contrario, este mismo cociente vale  $\geq 2.5$  en la componente de velocidad a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm (TABLA 3.3). Esto, junto con el hecho de que tanto las líneas estrechas de SiO como las de HCO presentan sus máximos de emisión cada una en una componente de velocidad de L1448-mm, indica que estas componentes poseen químicas totalmente diferentes, lo que apoya la hipótesis del precursor magnético para explicar las propiedades peculiares que presenta la componente de velocidad a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  en el flujo bipolar L1448-mm.

### 3.7 Resumen y conclusiones

En este capítulo, hemos presentado la primera detección de emisión estrecha de SiO y HCO a velocidades cercanas a la de la nube ambiente en los flujos bipolares jóvenes L1448-mm y L1448-IRS3. Esta es la primera detección de HCO en una nube molecular oscura. Junto con esta emisión, también hemos observado la emisión de líneas de especies iónicas y neutras tales como  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$  y  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Mientras que SiO y HCO presentan los perfiles de línea muy estrechos ( $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ), el resto de especies moleculares muestran anchuras de línea del orden de  $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ . En el flujo bipolar L1448-mm, todas las líneas moleculares, excepto aquellas de SiO y HCO, poseen dos componentes distintas con velocidades de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Hemos detectado HCO sólo en la componente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que SiO se observa únicamente en la de velocidad a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . La abundancia de SiO en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  es  $\sim 10^{-11}$ , un orden de magnitud mayor que la estimada en la componente de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y en otras nubes moleculares oscuras. La abundancia de HCO es también de  $\sim 10^{-11}$  en el gas ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , muy similar a las abundancias obtenidas en los modelos de química en fase gas de nubes oscuras, a través de reacciones del tipo ión-molécula. Esto es consistente con la idea de que la molécula de HCO traza el gas molecular de la nube ambiente.

Los perfiles de línea de las especies iónicas en el flujo bipolar L1448-mm, presentan un desplazamiento de sus máximos de emisión hacia la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , en aquellas regiones donde se ha detectado la emisión estrecha de SiO. Este desplazamiento indica que los iones han experimentado un aumento de su abundancia en hasta un factor 10 con respecto a las moléculas neutras, en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Estas diferencias entre los comportamientos de los fluidos iónico y neutro es lo que se espera observar en el precursor magnético de los choques de tipo C.

El cambio en el cociente de abundancias SiO/HCO observado en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al gas de la nube ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , y la distribución espacial y cinemática de la emisión estrecha de SiO en L1448-mm, sugiere que esta emisión está asociada con la interacción de los flujos moleculares en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Basándonos en estas evidencias observacionales, proponemos que las líneas estrechas de

SiO con velocidades radiales muy cercanas a la de la nube ambiente y abundancias del orden de  $\sim 10^{-11}$  en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , y que el aumento de la abundancia de los iones con respecto a los neutros en dicha componente, son producidos por la interacción de los precursores magnético y/o radiativo de los choques con el medio inhomogéneo de la nube ambiente de L1448. Por lo tanto, la emisión estrecha de SiO constituye un excelente trazador para estudiar las primeras fases de la evolución temporal de las ondas de choque en el MI.



## CAPÍTULO 4

# Eyección de los mantos helados por el precursor magnético

En el capítulo anterior hemos visto que la emisión estrecha de SiO se puede explicar a través de la interacción temprana de choques MHD en flujos bipolares muy jóvenes como los de L1448-mm y L1448-IRS3. En concreto, en el flujo molecular L1448-mm hemos detectado dos componentes de velocidad distintas a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  que parecen estar asociadas, respectivamente, con la nube ambiente y el precursor magnético. Como cabe esperar de la teoría del precursor, la abundancia de SiO en la componente de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  es un factor 10 mayor que la medida en el gas molecular ambiente. En este capítulo, estudiaremos la emisión de especies moleculares íntimamente ligadas a la química de los mantos helados de los granos de polvo. La determinación de la abundancia de estas especies en las distintas componentes de velocidad de L1448-mm, nos permitirá establecer las moléculas que son directamente eyectadas de los granos de polvo y que constituyen, por tanto, los compuestos químicos mayoritarios de los mantos helados de los granos de polvo en esta región de formación estelar.

### 4.1 Introducción

Los estudios observacionales de las abundancias de especies moleculares trazadoras del gas procesado por choques (p.ej. SiO, CH<sub>3</sub>OH y especies azufradas como H<sub>2</sub>S, SO, CS, OCS o SO<sub>2</sub>; ver CAP. 1), han mostrado que las abundancias de estas moléculas aumentan en varios órdenes de magnitud hasta alcanzar valores del orden de  $\sim 10^{-7}$  debido a la eyección de los mantos helados de los granos de polvo en regiones con flujos bipolares evolucionados (escalas dinámicas de tiempo  $\geq 10^4$  años) o en condensaciones compactas y calientes llamadas *hot cores* (Blake et al. 1987; Bachiller & Pérez-Gutiérrez 1997; van der Tak et al. 2003). Como se ha visto en capítulos anteriores, el silicio está completamente

depositado en los granos de polvo en el gas sin perturbar de las nubes oscuras (Ziurys et al. 1989; Martín-Pintado et al. 1992) y el  $\text{CH}_3\text{OH}$  es el componente molecular más abundante en los mantos helados tras  $\text{H}_2\text{O}$  (Tielens & Allamandola 1987). El aumento de las abundancias en fase gas de estas dos moléculas está por tanto claramente asociado a la erosión de los mantos, y a la destrucción, parcial o total, de los núcleos de los granos. En el caso de la química del azufre, se cree que la molécula *saturada*  $\text{H}_2\text{S}$  se forma de manera muy eficiente en la superficie de los granos (Duley et al. 1980), por lo que la mayoría de los modelos teóricos asumen que esta molécula es el *precursor* de la química del azufre (p.ej. Charnley 1997; Viti et al. 2004). Sin embargo, hasta la fecha no existe ninguna detección clara de  $\text{H}_2\text{S}$  en los hielos de los granos de polvo (Smith 1991). A pesar de que otras especies azufradas tales como OCS podrían jugar también un papel importante en la química del azufre en las condensaciones calientes asociadas a estrellas masivas o *hot cores* (van der Tak et al. 2003) y en el núcleo de la galaxia con brotes de formación estelar (o *starburst*) NGC 253 (Martín et al. 2005), hasta el momento se desconoce qué especies azufradas son las responsables del inicio de la química de este elemento en fase gas.

Los modelos de química de choques que incluyen la inyección de moléculas desde los granos a la fase gas, muestran que la evolución de las abundancias de especies como  $\text{SiO}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  o  $\text{H}_2\text{S}$ , presentan cambios significativos para escalas de tiempo menores que varios  $10^3$  años (Charnley et al. 1992; Flower et al. 1996; Markwick et al. 2000). Estas escalas de tiempo son muy inferiores a las que podemos encontrar en flujos bipolares evolucionados, por lo que el estudio de la química en flujos bipolares jóvenes como L1448-mm (con tiempos dinámicos del mismo orden de magnitud que las escalas de tiempo de la química) ofrece la posibilidad de poder distinguir entre las moléculas formadas (o depositadas) en la superficie de los granos, y las generadas posteriormente en la fase gas. En particular, puesto que los choques de tipo C se inician por la interacción del precursor magnético, podemos establecer las moléculas que son directamente eyectadas de las partículas de polvo si observamos el gas que ha sido recientemente afectado por el precursor.

En el CAP. 3, hemos propuesto que la detección de emisión estrecha de  $\text{SiO}$  en el flujo L1448-mm, junto con el aumento de la abundancia de los iones, son signos de la interacción del precursor con el gas sin perturbar de la nube ambiente (ver también Jiménez-Serra et al. 2004). Según esto, el estudio de las abundancias de moléculas trazadoras de choques en la componente del precursor de L1448-mm, proporciona valiosa información para establecer qué especies son los compuestos mayoritarios de los mantos de los granos en esta región de formación estelar. Este aspecto es especialmente importante en el caso de la química del azufre, para la que aún se desconoce la forma en que este elemento permanece depositado en la superficie de las partículas de polvo.

En este capítulo, presentamos observaciones de  $\text{SiO}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{CS}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{OCS}$  y  $\text{SO}_2$  en el flujo molecular L1448-mm. El aumento de las abundancias de  $\text{SiO}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{SO}$  y  $\text{CS}$  en el precursor y en el gas post-choque, sugiere la eyección reciente de estas moléculas

de los granos. Asimismo, la ausencia de líneas de OCS o SO<sub>2</sub>, junto con el aumento de la abundancia de H<sub>2</sub>S sólo en la componente del precursor, sugieren la presencia de una química del azufre muy particular en L1448-mm, fuertemente influenciada por la evolución temporal de la composición química de los granos de polvo en esta región.

## 4.2 Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con la antena única de 30 m de diámetro de IRAM situada en Pico Veleta (Granada). El mapa obtenido de la región central del flujo molecular L1448-mm cuenta con las posiciones (0'',0''), (0'',-20''), (0'',20''), (-20'',0'') y (20'',0'') relativas a la posición de la fuente central de L1448-mm. Nótese que estas posiciones son las mismas que las que ya se observaron en SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C (ver SEC. 3.2). Las transiciones y frecuencias medidas de las especies moleculares SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S, SO, OCS, CH<sub>3</sub>OH y CS se exponen en la TABLA 4.1. El tamaño del haz del telescopio fue de ~27'', 16'' y 10'' en los rangos de frecuencias de ~90, 150 y 240 GHz. Los receptores SIS fueron sintonizados en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de ≥10 dB. Las observaciones se realizaron en el modo de conmutación en frecuencia (*frequency-switched mode*) y de conmutación del secundario (*wobbler-switched mode*) con un cambio de 7.2 MHz y 240'' respectivamente. Los autocorreladores VESPA proporcionaron una resolución espectral de 40 kHz, que se corresponde con resoluciones en velocidad de ~0.14, 0.08 y 0.05 km s<sup>-1</sup> a 3, 2 y 1 mm. Las temperaturas típicas del sistema estuvieron comprendidas entre los 150 y 400 K. En la posición (0'',-20''), también observamos la transición  $J=1\rightarrow 0$  de CO en el modo de conmutación en posición (*position-switched mode*). La resolución en velocidad obtenida con los bancos de filtros de 1 MHz fue de ~2.6 km s<sup>-1</sup> y la temperatura del sistema fue de ~1000 K. Todas las intensidades de línea se calibraron en unidades de temperatura de antena (T<sub>A</sub><sup>\*</sup>).

TABLA 4.1: *Líneas moleculares observadas en L1448-mm*

Molécula	Transición	$\nu_{ul}$ (MHz)	E <sub>u</sub> (K)
SO <sub>2</sub>	8 <sub>17</sub> →8 <sub>08</sub>	83688.09	32.73
OCS	8→7	97301.21	16.36
CH <sub>3</sub> OH	3 <sub>0</sub> →2 <sub>0</sub> A <sup>+</sup>	145103.23	6.97
	3 <sub>-1</sub> →2 <sub>-1</sub> E	145097.47	12.55
	3 <sub>0</sub> →2 <sub>0</sub> E	145093.75	20.11
H <sub>2</sub> S	1 <sub>10</sub> →1 <sub>01</sub>	168762.76	19.79
SO	6 <sub>5</sub> →5 <sub>4</sub>	219949.44	24.45
CS	5→4	244935.64	23.53

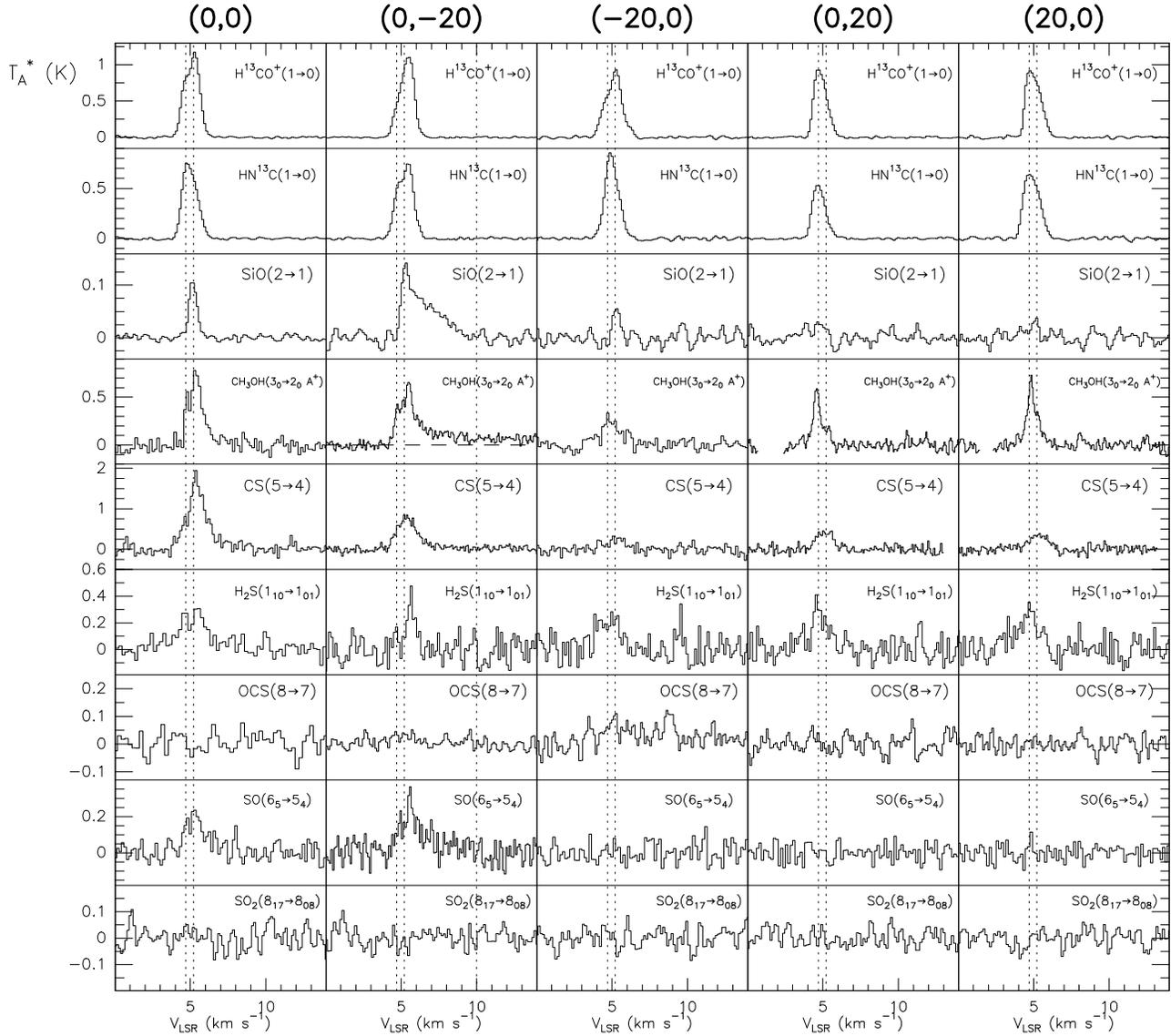


FIGURA 4.1: Perfiles de línea de  $H^{13}CO^+$ ,  $HN^{13}C$ ,  $SiO$ ,  $CH_3OH$ ,  $CS$ ,  $H_2S$ ,  $OCS$ ,  $SO$  y  $SO_2$  observados en cinco puntos de la región central del flujo bipolar L1448-mm. Las posiciones, relativas a la fuente central del flujo ( $\alpha(2000) = 03^h 25^m 38^s 0$ ,  $\delta(2000) = 30^\circ 44' 05''$ ), se muestran en segundos de arco en la parte superior de cada columna. Las líneas verticales de puntos indican las velocidades radiales de la componente pre-choque (ambiente) a la velocidad de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , y la componente del precursor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . En la posición  $(0'', -20'')$ ,  $SiO$ ,  $CH_3OH$ ,  $CS$  y  $SO$  poseen perfiles de línea más anchos con velocidades terminales que varían desde  $7.5 \text{ km s}^{-1}$ , en el caso de  $CS$ , hasta  $14 \text{ km s}^{-1}$ , para  $CH_3OH$  (línea horizontal de trazos).  $SiO$  y  $SO$  muestran velocidades terminales muy similares de  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ , como muestra la tercera línea vertical de puntos en esta posición.

TABLA 4.2: *Parámetros observados de las líneas moleculares en L1448-mm*

L1448-mm															
	(0'',0'')			(0'',-20'')			(-20'',0'')			(0'',20'')			(20'',0'')		
	Intensity	$V_{LSR}$	$\Delta v$	Intensity	$V_{LSR}$	$\Delta v$	Intensity	$V_{LSR}$	$\Delta v$	Intensity	$V_{LSR}$	$\Delta v$	Intensity	$V_{LSR}$	$\Delta v$
	(K)	(km s <sup>-1</sup> )	(km s <sup>-1</sup> )	(K)	(km s <sup>-1</sup> )	(km s <sup>-1</sup> )	(K)	(km s <sup>-1</sup> )	(km s <sup>-1</sup> )	(K)	(km s <sup>-1</sup> )	(km s <sup>-1</sup> )	(K)	(km s <sup>-1</sup> )	(km s <sup>-1</sup> )
SiO (2→1)	≤0.015	~4.7	...	≤0.027	~4.7	...	≤0.036	~4.7	...	≤0.033	~4.7	...	≤0.033	~4.7	...
	0.11	5.168 (9)	0.62 (2)	0.11	5.30 (2)	0.63 (7)	0.06	5.29 (4)	0.51 (7)	≤0.033	~5.2	...	≤0.033	~5.2	...
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1→0)	0.64	4.585 (8)	0.59 (2)	0.61	5.01 (6)	0.95 (6)	0.41	4.6 (1)	0.9 (2)	0.98	4.71 (4)	0.74 (9)	1.00	4.78 (3)	0.76 (7)
	1.15	5.298 (7)	0.81 (1)	0.89	5.61 (2)	0.73 (2)	0.81	5.33 (6)	0.88 (5)	0.44	5.2 (1)	0.8 (1)	0.49	5.4 (9)	0.8(9)
HN <sup>13</sup> C (1→0)	0.43	4.64 (1)	0.62 (3)	0.43	4.73 (1)	0.65 (2)	0.85	4.91 (1)	0.88 (2)	0.55	4.656 (5)	0.82 (1)	0.68	4.728 (7)	0.94 (2)
	0.56	5.16 (4)	1.03 (3)	0.73	5.478 (8)	0.84 (2)	0.27	5.44 (3)	0.84 (8)	0.14	5.11 (6)	1.1 (2)	0.34	5.34 (1)	0.79 (3)
CH <sub>3</sub> OH (3 <sub>0</sub> →2 <sub>0</sub> A <sup>+</sup> )	0.55	4.725 (9)	0.2 (2)	0.26	4.70 (3)	0.4 (1)	0.22	4.63 (7)	0.5 (1)	0.57	4.59 (1)	0.54 (4)	0.61	4.78 (5)	0.56 (7)
	0.72	5.40 (2)	0.97 (7)	0.58	5.46 (3)	1.0 (1)	0.21	5.2 (2)	0.9 (3)	0.18	5.31 (5)	0.46 (9)	0.21	5.4 (2)	0.6 (4)
CS (5→4)	0.66	4.8 (5)	1.1 (5)	0.57	4.87 (9)	0.8 (2)	0.26	4.15 (5)	0.3 (2)	0.39	4.76 (8)	0.7 (2)	0.21	4.57 (8)	0.4 (2)
	1.74	5.42 (2)	1.08 (8)	0.83	5.33 (3)	1.0 (2)	0.27	5.36 (9)	1.2 (2)	0.43	5.42 (6)	0.7 (2)	0.36	5.35 (7)	1.4 (2)
H <sub>2</sub> S (1 <sub>10</sub> →1 <sub>01</sub> )	0.22	4.5 (1)	0.8 (4)	≤0.30	~4.7	...	0.18	4.2 (6)	0.6 (3)	0.39	4.60 (7)	0.5 (2)	0.29	4.64 (8)	1.2 (2)
	0.28	5.6 (1)	1.1 (3)	0.39	5.66 (5)	0.6 (1)	0.19	5.2 (4)	0.9 (5)	0.22	5.17 (9)	0.3 (3)	0.14	5.69 (8)	0.3 (2)
OCS (8→7)	≤0.11	~4.7	...	≤0.06	~4.7	...	≤0.09	~4.7	...	≤0.09	~4.7	...	≤0.09	~4.7	...
	≤0.11	~5.2	...	≤0.06	~5.2	...	≤0.09	~5.2	...	≤0.09	~5.2	...	≤0.09	~5.2	...
SO (6 <sub>5</sub> →5 <sub>4</sub> )	0.14	4.67 (7)	0.4 (1)	0.09	4.8 (1)	0.5 (2)	≤0.20	~4.7	...	≤0.18	~4.7	...	≤0.19	~4.7	...
	0.23	5.36 (7)	0.8 (2)	0.26	5.65 (6)	1.2 (2)	≤0.20	~5.2	...	≤0.18	~5.2	...	≤0.19	~5.2	...
SO <sub>2</sub> (8 <sub>17</sub> →8 <sub>08</sub> )	≤0.12	~4.7	...	≤0.10	~4.7	...	≤0.10	~4.7	...	≤0.09	~4.7	...	≤0.10	~4.7	...
	≤0.12	~5.2	...	≤0.10	~5.2	...	≤0.10	~5.2	...	≤0.09	~5.2	...	≤0.10	~5.2	...

NOTA.— *Los límites superiores de las intensidades de línea se han estimado considerando el nivel 3σ de ruido en el espectro.*

### 4.3 Resultados

La FIG. 4.1 muestra la emisión de los trazadores moleculares típicamente procesados por choques como CH<sub>3</sub>OH, SO, CS, H<sub>2</sub>S, SO<sub>2</sub> y OCS, en las cinco posiciones observadas en torno a la fuente central del flujo bipolar L1448-mm. En esta figura, hemos incluido también los espectros de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, HN<sup>13</sup>C y SiO obtenidos previamente para estas mismas posiciones (ver SEC. 3.3). Excepto en el caso del SiO, los perfiles de línea de todas las moléculas observadas muestran dos máximos de emisión y presentan anchuras de línea  $\geq 1 \text{ km s}^{-1}$ . En la TABLA 4.2, se muestran los parámetros observados de estas transiciones moleculares, que se han obtenido ajustando los perfiles de línea a una gaussiana, para el caso del SiO, y a dos gaussianas para el resto de especies moleculares (ver SEC. 3.3). A partir de estos parámetros, vemos que estas dos componentes con velocidades centrales de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , se corresponden con el gas de la nube ambiente o *pre-choque*, y con la componente del precursor, respectivamente (ver CAP. 3 y Jiménez-Serra et al. 2004). En particular, los perfiles de CH<sub>3</sub>OH, CS, H<sub>2</sub>S y SO muestran una tendencia similar a la que se observa para la molécula de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> en esta fuente (CAP. 3). Al igual que ocurría con los iones, CH<sub>3</sub>OH, H<sub>2</sub>S y CS (en el caso de CS, dicha tendencia es menos clara) presentan su máximo de emisión en la componente a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  en aquellas posiciones en las que hemos detectado la emisión estrecha de SiO, mientras que en el resto de regiones observadas, el máximo está centrado en la nube ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  (FIG. 4.1). SO es quizá la molécula que presenta un comportamiento más parecido al de SiO. En efecto, SO sólo se detecta en las posiciones (0'',0'') y (0'',-20''), y muestra su máximo de emisión desplazado hacia  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Para OCS y SO<sub>2</sub>, no detectamos emisión de estas moléculas en ninguna de las regiones centrales del flujo molecular (FIG. 4.1).

En la posición L1448-mm (0'',-20''), los perfiles de línea de SiO, CH<sub>3</sub>OH, CS y SO son más anchos y presentan velocidades terminales que varían desde  $7.5 \text{ km s}^{-1}$ , para el caso de CS, hasta  $14 \text{ km s}^{-1}$ , para CH<sub>3</sub>OH (ver línea horizontal de trazos en la FIG. 4.1). Puesto que el espectro de SiO ha sido observado en el modo de conmutación en frecuencia, no podemos descartar la posibilidad de que la velocidad terminal de la emisión de SiO en esta posición, sea mayor que la que presentamos en estas observaciones ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ; ver línea vertical de puntos en la FIG. 4.1).

### 4.4 Densidades de columna proyectada y abundancias moleculares

A partir de los parámetros derivados de los ajustes gaussianos de las líneas moleculares, podemos calcular las densidades de columna proyectada para cada una de las moléculas y componentes de velocidad observadas en L1448-mm. Para ello, necesitamos

conocer en primer lugar las condiciones de excitación del gas en cada una de las componentes. Siguiendo el procedimiento de la SEC. 3.5 para  $\text{CH}_3\text{OH}$ , hemos realizado los diagramas rotacionales para las componentes del gas pre-choque a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , del precursor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  y del gas post-choque con  $V_{LSR} \leq 14 \text{ km s}^{-1}$ , sólo en la posición  $(0'', -20'')$  donde se observa la emisión ancha de  $\text{SiO}$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{CS}$  y  $\text{CH}_3\text{OH}$ . El rango de velocidades post-choque ( $\sim 6\text{-}14 \text{ km s}^{-1}$ ) se ha dividido en 8 intervalos de  $1 \text{ km s}^{-1}$  de ancho cada uno. Para el gas pre-choque y la componente del precursor, hemos obtenido unas temperaturas de excitación,  $T_{ex}$ , de  $\sim 7\text{-}14 \text{ K}$ , mientras que para el gas post-choque, dichas temperaturas varían entre 20 y 45 K en función del intervalo de velocidad medido.

Una vez conocidas las condiciones de excitación, podemos estimar las densidades de columna proyectada a través de las ECS. 3.1 y 3.2 (SEC. 3.5), asumiendo emisión ópticamente delgada. Para las moléculas lineales  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$ ,  $\text{CS}$  y  $\text{OCS}$ , calculamos la función de partición utilizando la EC. 3.4 (SEC. 3.5).  $\text{SO}$ , aunque lineal, es una molécula del tipo  $^3\Sigma$  que posee espín electrónico  $s=1$ . Esto produce el desdoblamiento de cada uno de los niveles rotacionales de  $\text{SO}$  en tres nuevos niveles de energía (según  $2s+1$ ). Con el fin de tener en cuenta este efecto, hemos multiplicado la función de partición de  $\text{SO}$  por un factor 3.

Para las moléculas asimétricas  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$  y  $\text{SO}_2$ , el cálculo de la función de partición es más complicado que en el caso de las moléculas lineales puesto que la estructura de niveles de energía de estas especies es más complejo. Sin embargo, si asumimos que la temperatura de excitación es mucho mayor que el espaciado entre niveles de energía de la molécula, y dado que en el rango de longitudes de onda milimétricas se verifica que  $h\nu \ll kT$ , la función de partición de estas especies se puede aproximar por (Rohlfs & Wilson 1986):

$$Q(T_{ex}) \approx g_s \left[ \frac{\pi (kT_{ex})^3}{h^3 ABC} \right]^{1/2} \quad (4.1)$$

donde  $A$ ,  $B$  y  $C$  son las constantes de rotación características de cada eje molecular, y  $g_s$  es un factor que tiene en cuenta la estadística del espín. Introduciendo el valor de las constantes en unidades CGS, y dejando las constantes rotacionales  $A$ ,  $B$  y  $C$  en unidades de GHz, la expresión anterior queda simplificada como sigue:

$$Q(T_{ex}) \approx 168.5 \times g_s \left[ \frac{T_{ex}^3}{ABC} \right]^{1/2} \quad (4.2)$$

La molécula  $\text{H}_2\text{S}$ , y otras del mismo tipo como  $\text{H}_2\text{CO}$  y  $\text{H}_2\text{CS}$  en las que los núcleos de H son intercambiables ( $s=1/2$ ), posee especies orto y para (cociente orto/para de 3:1) que han de ser incluidas en la función de partición rotacional.  $\text{CH}_3\text{OH}$ , además de ser asimétrica, presenta la complicación de una rotación interna. El nivel vibracional más bajo de energía se desdobra en las especies  $A$  y  $E$ , cuyos pesos estadísticos son iguales. Para

temperaturas mucho mayores que la diferencia de energía entre niveles, las dos especies están igualmente pobladas por lo que también se han de incluir en la función de partición. Por tanto, para las moléculas H<sub>2</sub>S y CH<sub>3</sub>OH,  $g_s$  es 2.

En el caso de SO<sub>2</sub>, esta especie tiene dos núcleos intercambiables de espín  $s=0$ . La mitad de los estados no están permitidos, haciendo que la función de partición tenga que ser reducida a la mitad ( $g_s=1/2$ ).

Para estimar las abundancias moleculares en el gas pre-choque y en la componente del precursor, hemos derivado la densidad de columna protegada de H<sub>2</sub> a partir de las densidades de columna de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>. Para el gas post-choque, hemos empleado la emisión ancha de CO  $J=1\rightarrow 0$  medida en la posición L1448-mm (0'', -20''). Hemos considerado además que las abundancias de HCO<sup>+</sup> y CO relativas a H<sub>2</sub> son  $\sim 10^{-8}$  y  $\sim 10^{-4}$ , respectivamente (Irvine et al. 1987). En la TABLA 4.3, se muestran las abundancias derivadas de SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO, CS, H<sub>2</sub>S, OCS y SO<sub>2</sub> en todas las posiciones observadas en L1448-mm, para las componente de velocidad del gas pre-choque y del precursor. Para el gas post-choque, en la TABLA 4.4 presentamos las abundancias obtenidas de CH<sub>3</sub>OH, SiO, SO, CS, OCS, H<sub>2</sub>S y SO<sub>2</sub> para cada intervalo de velocidad comprendido entre 6 y 12 km s<sup>-1</sup> con una anchura de 1 km s<sup>-1</sup>. En la FIG. 4.2 se muestra la comparación de las abundancias de todas estas especies estimadas para el gas pre-choque, la componente del precursor y el gas post-choque en la posición L1448-mm (0'', -20''). En las SECS. 4.5, 4.6 y 4.7, discutiremos estas abundancias para cada una de las componentes de velocidad observadas en este flujo molecular.

TABLA 4.3: *Abundancias moleculares en el gas pre-choque y precursor.*

	Componente	SiO	CH <sub>3</sub> OH	SO	CS	H <sub>2</sub> S	OCS	SO <sub>2</sub>
(0'',0'')	pre-choque	$\leq 10^{-12}$	$2 \times 10^{-9}$	$3 \times 10^{-9}$	$6 \times 10^{-9}$	$10^{-9}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 2 \times 10^{-9}$
	precursor	$2 \times 10^{-11}$	$7 \times 10^{-9}$	$3 \times 10^{-9}$	$7 \times 10^{-9}$	$8 \times 10^{-10}$	$\leq 6 \times 10^{-10}$	$\leq 8 \times 10^{-10}$
(0'',-20'')	pre-choque	$\leq 8 \times 10^{-13}$	$9 \times 10^{-10}$	$7 \times 10^{-11}$	$10^{-10}$	$\leq 2 \times 10^{-11}$	$\leq 5 \times 10^{-11}$	$\leq 8 \times 10^{-11}$
	precursor	$10^{-11}$	$5 \times 10^{-9}$	$4 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$	$\leq 5 \times 10^{-11}$	$\leq 7 \times 10^{-11}$
(-20'',0'')	pre-choque	$\leq 2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-9}$	$\leq 5 \times 10^{-11}$	$7 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-10}$	$\leq 2 \times 10^{-10}$	$\leq 2 \times 10^{-10}$
	precursor	$6 \times 10^{-12}$	$10^{-9}$	$\leq 3 \times 10^{-11}$	$2 \times 10^{-10}$	$10^{-10}$	$\leq 10^{-10}$	$\leq 10^{-10}$
(0'',20'')	pre-choque	$\leq 10^{-12}$	$4 \times 10^{-9}$	$\leq 5 \times 10^{-10}$	$3 \times 10^{-9}$	$10^{-9}$	$\leq 5 \times 10^{-10}$	$\leq 10^{-9}$
	precursor	$\leq 2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-9}$	$\leq 10^{-9}$	$7 \times 10^{-9}$	$8 \times 10^{-10}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 4 \times 10^{-9}$
(20'',0'')	pre-choque	$\leq 9 \times 10^{-13}$	$3 \times 10^{-9}$	$\leq 5 \times 10^{-11}$	$10^{-10}$	$4 \times 10^{-10}$	$\leq 10^{-10}$	$\leq 2 \times 10^{-10}$
	precursor	$\leq 2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-9}$	$\leq 9 \times 10^{-11}$	$10^{-9}$	$9 \times 10^{-11}$	$\leq 2 \times 10^{-10}$	$\leq 4 \times 10^{-10}$

NOTA.— *Los límites superiores de las abundancias moleculares se han calculado a partir del límite  $3\sigma$  de intensidad en el espectro.*

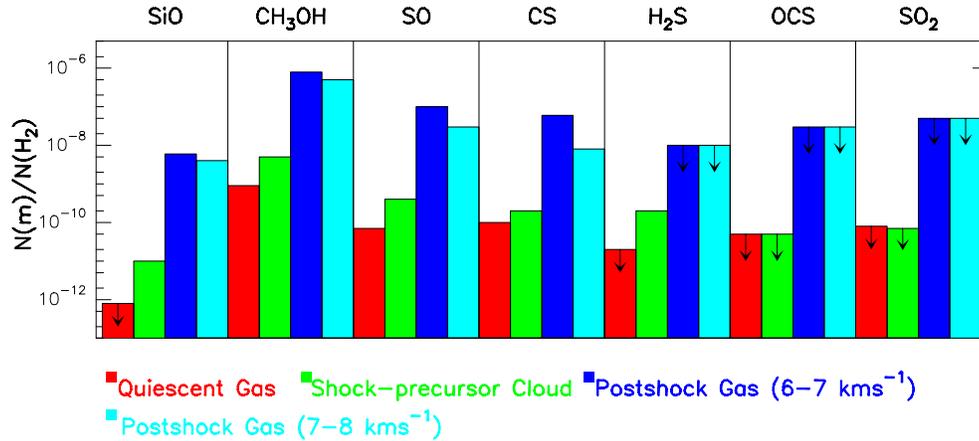


FIGURA 4.2: Abundancias derivadas para  $SiO$ ,  $CH_3OH$ ,  $SO$ ,  $CS$ ,  $H_2S$ ,  $OCS$  y  $SO_2$  relativas al gas pre-choque (rojo), a la componente del precursor (verde), y al gas post-choque (azul oscuro y claro) en la posición  $L1448-mm$  ( $0'', -20''$ ). Las flechas indican límites superiores de las abundancias estimadas a partir del nivel de ruido  $3\sigma$  en los espectros. Las abundancias de  $SiO$ ,  $CH_3OH$ ,  $SO$  y  $CS$  aumentan en un factor 10 en la componente del precursor y en un factor  $\sim 1000$  en el gas post-choque. Puesto que la abundancia de  $H_2S$  sólo aumenta en la componente del precursor, y puesto que no se detecta emisión de  $OCS$  ni  $SO_2$ ,  $SO$  y  $CS$  son las especies azufradas más abundantes en el gas post-choque.

TABLA 4.4: Abundancias moleculares en el gas post-choque de  $L1448-mm$  ( $0'', -20''$ ).

	CH <sub>3</sub> OH	SiO	SO	CS	OCS	H <sub>2</sub> S	SO <sub>2</sub>
6–7	$6 \times 10^{-9}$	$8 \times 10^{-7}$	$10^{-7}$	$6 \times 10^{-8}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 3 \times 10^{-8}$	$\leq 5 \times 10^{-8}$
7–8	$4 \times 10^{-9}$	$5 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-8}$	$8 \times 10^{-9}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 3 \times 10^{-8}$	$\leq 5 \times 10^{-8}$
8–9	$3 \times 10^{-9}$	$8 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-8}$	$\leq 6 \times 10^{-9}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 3 \times 10^{-8}$	$\leq 5 \times 10^{-8}$
9–10	$4 \times 10^{-9}$	$3 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-8}$	$\leq 6 \times 10^{-9}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 3 \times 10^{-8}$	$\leq 5 \times 10^{-8}$
10–11	$\leq 5 \times 10^{-9}$	$5 \times 10^{-7}$	$\leq 2 \times 10^{-8}$	$\leq 6 \times 10^{-9}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 3 \times 10^{-8}$	$\leq 5 \times 10^{-8}$
11–12	$\leq 8 \times 10^{-9}$	$6 \times 10^{-7}$	$\leq 2 \times 10^{-8}$	$\leq 6 \times 10^{-9}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 3 \times 10^{-8}$	$\leq 5 \times 10^{-8}$

NOTA.— Los intervalos de velocidad escogidos, en unidades de  $km\ s^{-1}$ , se muestran en la primera columna empezando por la izquierda. Los límites superiores de las abundancias se han estimado como en la TABLA 4.3.

## 4.5 Gas pre-choque

A partir de los resultados del CAP. 3, sabemos que las especies neutras tales como  $\text{HN}^{13}\text{C}$  o  $\text{HCO}$  trazan el gas sin perturbar del gas pre-choque de la nube ambiente con una velocidad de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm (Jiménez-Serra et al. 2004). Como cabría esperar del gas de la nube ambiente, no hemos detectado emisión de  $\text{SiO}$ ,  $\text{OCS}$  o  $\text{SO}_2$  en esta componente. La emisión molecular observada en las posiciones  $(0'', 20'')$  y  $(20'', 0'')$  de L1448-mm, presenta su máximo de emisión en la componente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  (ver SEC. 4.3), sugiriendo que estas regiones no se han visto afectadas por la interacción de las ondas de choque. Los límites superiores de la abundancia de  $\text{SiO}$  ( $\leq 8 \times 10^{-13}$ ) y de las abundancias de  $\text{OCS}$  y  $\text{SO}_2$  ( $\leq 10^{-10}$ ; TABLA 4.3) estimadas en esta componente son, respectivamente, del mismo orden y un orden de magnitud menores que las encontradas en las nubes moleculares oscuras L134N y TMC-1 (ver p.ej. Ziurys et al. 1989; Martín-Pintado et al. 1992; Matthews et al. 1987; Ohishi et al. 1992). En el caso de  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{CS}$  y  $\text{H}_2\text{S}$ , las abundancias de estas moléculas son también similares a las medidas en nubes oscuras ( $\sim 10^{-10}$ - $10^{-9}$ ; Ohishi et al. 1992; Martín-Pintado et al. 1992).

## 4.6 Componente del precursor

En el CAP. 3 hemos propuesto que la emisión estrecha ( $\Delta v \sim 0.6 \text{ km s}^{-1}$ ) de  $\text{SiO}$ , y el aumento en hasta un factor 10 de las abundancias de las especies iónicas tales como  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$  en la componente de velocidad a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  (FIG. 3.4), constituyen las *señas de identidad* de la interacción del precursor magnético de los choques de tipo C (Jiménez-Serra et al. 2004). Siguiendo la tendencia de los iones, los datos presentados en este capítulo muestran que los perfiles de línea de  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{SO}$  y  $\text{CS}$  presentan su máximo de emisión en la componente del precursor en aquellas regiones en las que hemos detectado emisión estrecha de  $\text{SiO}$  (ver SEC. 4.3 y FIG. 4.1). Este comportamiento es incluso más claro en la posición L1448-mm  $(0'', -20'')$ , donde las velocidades centrales de los máximos de emisión de estas moléculas están ligeramente desplazadas hacia el rojo ( $\sim 5.4$ - $5.7 \text{ km s}^{-1}$ ; TABLA 4.2), con respecto a la emisión de  $\text{SiO}$ , en la misma dirección que la emisión ancha molecular asociada al gas post-choque. Esto sugiere que el gas de esta región ha experimentado ya una aceleración producida por la interacción del precursor con el gas sin perturbar de la nube ambiente.

Al igual que para  $\text{SiO}$ , las abundancias de  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{SO}$  y  $\text{CS}$  presentan un aumento de hasta un factor 10 en la componente del precursor con respecto al gas pre-choque de la nube (FIG. 4.2). Si asumimos que los mantos helados de los granos ya han sido completamente eyectados a la fase gas en el régimen de velocidades post-choque (ver SEC. 4.7), las abundancias de  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{SO}$  y  $\text{CS}$  en la componente del precursor equivale al 0.1% de todo el material contenido en dichos mantos.  $\text{SO}$  se ha detectado únicamente en

las posiciones L1448-mm ( $0'',0''$ ) y ( $0'',-20''$ ), por lo que esta molécula es la que muestra el comportamiento más similar al de SiO (FIG. 4.1). El límite superior de la abundancia de SO en las posiciones L1448-mm ( $0'',20''$ ), ( $20'',0''$ ) y ( $-20'',0''$ ) es  $\leq 10^{-10}$  (TABLA 4.3). Todas estas evidencias observacionales sugiere que la producción de estas moléculas está estrechamente ligada a la interacción del precursor de los choques de tipo C. Al igual que veíamos en el gas pre-choque, las moléculas OCS y SO<sub>2</sub> no se detectan en la componente del precursor ( $\leq 10^{-10}$ ; ver FIG. 4.2).

## 4.7 Gas post-choque

El hecho de que L1448-mm ( $0'',-20''$ ) sea la única región con emisión ancha de SiO, sugiere que el gas en esta posición ha experimentado ya la interacción del choque (Jiménez-Serra et al. 2004). Aunque no podemos descartar la posibilidad de que la velocidad terminal del perfil de emisión de SiO sea ligeramente superior a  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  (ver SEC. 4.3), estimamos que la velocidad del choque es de  $v_s \sim 10 \text{ km s}^{-1}$  (Jiménez-Serra et al. 2005). Como cabría esperar de especies trazadoras del gas procesado por choques como CH<sub>3</sub>OH, SO y CS, estas moléculas también muestran perfiles anchos de emisión en la posición L1448-mm ( $0'',-20''$ ). Las abundancias obtenidas de SiO y CH<sub>3</sub>OH en el gas post-choque (ver SEC. 4.4) muestran que estas especies son un factor  $\sim 1000$  más abundantes en este rango de velocidades que en el gas pre-choque. De esta manera, las abundancias de SiO y CH<sub>3</sub>OH del orden de  $\sim 10^{-8}$  y  $10^{-6}$ , respectivamente (FIG. 4.2), son similares a las encontradas en otros flujos bipolares como IRc2 en Orión o L1157-mm (ver Blake et al. 1987; Bachiller & Pérez-Gutiérrez 1997). Esto sugiere que prácticamente todo el material contenido en los mantos helados de los granos en L1448-mm ( $0'',-20''$ ) ha sido inyectado a la fase gas. Efectivamente, modelos teóricos que incluyen el pulverizado de granos predicen que cerca del 90% del material de dichos mantos puede ser eyectado para velocidades de choque  $\leq 15 \text{ km s}^{-1}$  (Caselli et al. 1997). Por otro lado, el aumento en casi tres órdenes de magnitud de las abundancias de SO y CS en el gas post-choque, contrasta de forma clara con la ausencia de emisión ancha de H<sub>2</sub>S en la posición L1448-mm ( $0'',-20''$ ) (FIG. 4.1). Los límites superiores derivados para la abundancia de H<sub>2</sub>S en este régimen de velocidades ( $\leq 10^{-8}$ ; TABLA 4.4), son un factor 10 menores que los medidos en flujos moleculares evolucionados ( $\sim 10^{-7}$ ; Blake et al. 1987; Bachiller & Pérez-Gutiérrez 1997), e incluso, que las predicciones de las abundancias de esta molécula en modelos de química del azufre en los que H<sub>2</sub>S es el precursor de dicha química (Charnley 1997). Las FIGS. 4.1 y 4.2 muestran que no existe emisión de OCS ni SO<sub>2</sub> en esta posición, por lo que SO y CS parecen ser las especies azufradas más abundantes en las primeras fases de la evolución del choque en este flujo molecular.

En la SEC. 4.4, hemos visto que para el cálculo de las abundancias moleculares

hemos considerado una abundancia constante de CO en el gas post-choque de L1448-mm ( $0''$ ,  $-20''$ ). Puesto que CO es también una molécula abundante en los hielos de los granos de polvo (CAP. 1), uno podría plantear la posibilidad de que dichas abundancias pudieran verse sensiblemente modificadas por la variación de la abundancia de CO en fase gas debido a la eyección de esta molécula de los mantos helados en la región de disipación del choque. Sin embargo, los modelos de química de Markwick et al. (2000) predicen que la abundancia de esta molécula no experimenta ningún cambio significativo en el choque, por lo que el cálculo de las abundancias moleculares en el gas post-choque de L1448-mm ( $0''$ ,  $-20''$ ) no debería verse afectado por este posible efecto.

## 4.8 Discusión

El análisis de las abundancias de las especies moleculares derivadas para las distintas componentes de velocidad encontradas en L1448-mm (SECS. 4.5, 4.6 y 4.7), muestra que existe una tendencia muy clara por la que las moléculas trazadoras del gas procesado por choques, presentan un aumento progresivo de sus abundancias a medida que avanzamos en velocidad desde la componente pre-choque hasta la componente del precursor y la del gas post-choque (ver FIG. 4.2). Este comportamiento sugiere un procesamiento del material de los mantos helados de los granos de polvo a lo largo de la propagación de la onda de choque a través del gas sin perturbar de la nube ambiente. Puesto que los choques observados en la posición L1448-mm ( $0''$ ,  $-20''$ ) son muy jóvenes ( $t \leq 100$  años; Girart & Acord 2001), el material afectado por dichos choques se encuentra con seguridad fuera del equilibrio químico post-choque (Flower & Pineau des Forêts 1999). Por lo tanto, el estudio de la química de los granos de polvo a lo largo de la evolución del choque ofrece la posibilidad de distinguir las moléculas que han sido directamente eyectadas de los mantos helados, de las especies que son formadas en la fase gas posteriormente a la interacción del choque. Dicho estudio permite, sin duda, establecer el origen de la química peculiar que presenta el flujo bipolar L1448-mm, y en particular, de la del azufre que, como veremos más adelante, parece ser fuertemente dependiente de la *historia química* de los mantos de los granos de polvo en esta región.

En la SEC. 4.5, hemos comprobado que las abundancias de SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO, CS o H<sub>2</sub>S en el gas pre-choque de L1448-mm, son similares a las que encontramos en el gas sin perturbar de nubes moleculares oscuras. A medida que el choque se propaga a través de la nube ambiente, el precursor del choque será el primero en interaccionar con el gas sin perturbar, modificando las condiciones físicas y la química del gas de la nube ambiente (Draine & McKee 1993). Jiménez-Serra et al. (2004) propusieron que el aumento de la abundancia de los iones en la componente del precursor en L1448-mm se explica por medio de la interacción del precursor magnético de los choques de tipo C, que fuerza a los iones

a *fluir* desde la componente del gas de la nube ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , a la componente del precursor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Esta diferencia de velocidades entre los iones y los neutros, aunque pequeña, sería lo suficientemente importante como para producir la eyección de cantidades apreciables de material de la superficie de los granos (p.ej. Flower et al. 1996; Markwick et al. 2000). Dicha eyección conllevaría el aumento de las abundancias en fase gas de moléculas tales como SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO, CS y H<sub>2</sub>S, en hasta un factor 10 en la componente del precursor (FIG. 4.2). La detección de un pequeño, aunque no despreciable, desplazamiento hacia el rojo del máximo de emisión de estas moléculas en la posición L1448-mm ( $0'', -20''$ ) (ver FIG. 4.1 o TABLA 4.2), es consistente con los efectos cinemáticos que se esperan detectar tras la interacción del precursor (Draine 1980).

A medida que el gas entra en el choque y alcanza la velocidad máxima  $v_s$ , la tasa de moléculas eyectadas de la superficie de los granos de polvo aumenta drásticamente, ensanchando los perfiles de línea de SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO y CS en la posición L1448-mm ( $0'', -20''$ ) (FIG. 4.1), e incrementando las abundancias de estas especies de forma casi *instantánea* en un factor  $\sim 1000$  en el gas post-choque (FIG. 4.2). Para SiO y CH<sub>3</sub>OH, este aumento es consistente con las abundancias de estas moléculas en otros flujos bipolares (Blake et al. 1987; Bachiller & Pérez-Gutiérrez 1997), y con las predicciones realizadas por modelos de química que incluyen la eyección directa de estas especies de los mantos helados de los granos (Charnley et al. 1992; Flower et al. 1996).

Sin embargo, tal y como discutimos en el CAP. 1, en el caso de la química del azufre, la cuestión de qué especie, o especies, son eyectadas de los mantos helados, iniciando la química del azufre en la fase gas, presenta un mayor grado de complejidad. En primer lugar, en contra de lo que cabría esperar, la ausencia de detección de la emisión ancha de H<sub>2</sub>S en el gas post-choque, sugiere que esta molécula no es la especie azufrada más abundante en los mantos helados de los granos de polvo. Aunque los límites superiores derivados para esta molécula son de  $\leq 10^{-8}$  (TABLA 4.4), las escalas de tiempo necesarias para disminuir la abundancia de esta molécula más allá de dicho valor son del orden de  $\geq 10^4$  años (Charnley 1997), lo que supera con creces las escalas dinámicas del flujo bipolar L1448-mm. Todo esto contrasta con la hipótesis generalizada de que H<sub>2</sub>S inicia la química del azufre en la fase gas tras ser eyectada de los mantos de los granos (Charnley 1997). En efecto, las abundancias de H<sub>2</sub>S derivadas en la componente del precursor ( $\sim 2 \times 10^{-10}$ ) y en el gas post-choque ( $\leq 10^{-8}$ ), no pueden explicar las abundancias tan grandes de SO y CS de  $\sim 10^{-7}$  (FIG. 4.2) detectadas en el régimen de velocidades post-choque.

Por otro lado, OCS es la única especie azufrada que ha sido detectada en los mantos helados de los granos (Palumbo et al. 1997). Además, van der Tak et al. (2003) and Martín et al. (2005) han demostrado que en regiones de formación de estrellas masivas y en el núcleo de la galaxia con brotes de formación estelar NGC 253, las abundancias de esta molécula son muy elevadas, por lo que se podría considerar que OCS es realmente la especie azufrada precursora de la química del azufre en fase gas. Sin embargo, al igual que

ocurría con  $\text{H}_2\text{S}$ , las abundancias de OCS medidas en el gas post-choque de L1448-mm de  $\leq 3 \times 10^{-8}$  (TABLA 4.4), tampoco pueden dar origen a las abundancias de  $\sim 10^{-7}$  de SO y CS para ese mismo régimen de velocidades. El hecho de que tampoco detectemos emisión de  $\text{SO}_2$  en este flujo bipolar (ver TABLAS 4.3 y 4.4) sugiere que tanto OCS como  $\text{SO}_2$  son productos *tardíos* de la química del azufre, *i.e.* estas especies son generadas por la química en fase gas para escalas de tiempo que superan los  $10^4$  años (ver Charnley 1997).

Por último, Wakelam et al. (2004) han propuesto recientemente que el azufre contenido en los mantos de los granos de polvo puede que sea directamente eyectado de su superficie, o bien en forma atómica (S), o bien en especies que son convertidas rápidamente en azufre atómico. En efecto, observaciones realizadas en el rango de longitudes de onda del infrarrojo lejano con *Spitzer* (obtenidas utilizando el instrumento IRS, *i.e.* *Infrared Spectrograph*), muestran que el azufre atómico es muy abundante en el flujo molecular joven Cepheus E (Noriega-Crespo et al. 2004). Wakelam et al. (2004) señalan además que S o  $\text{S}_2$  pueden generar grandes abundancias de SO tras reaccionar con  $\text{O}_2$  u O en escalas de tiempo de 100-1000 años. Sin embargo, las predicciones realizadas por los modelos teóricos de Wakelam et al. (2004) para los cocientes de abundancias SO/CS son 4 órdenes de magnitud mayores que el cociente SO/CS observado en el gas post-choque de L1448-mm ( $0''$ ,  $-20''$ ). Además, no debemos olvidar el hecho de que  $\text{O}_2$  no se detecta en flujos bipolares jóvenes como NGC 2071 o IRAS 16293 (Pagani et al. 2003), lo que hace que la reacción  $\text{S} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO} + \text{O}$  no sea lo suficientemente eficiente en la formación de SO. Por tanto, parece poco probable que SO y CS se hayan generado por medio de reacciones químicas endotérmicas en la fase gas, a partir del azufre atómico eyectado en el régimen post-choque en L1448-mm.

La explicación más plausible para la química del azufre en este flujo molecular joven, consiste en que SO y CS poseen abundancias mucho más grandes en los mantos helados de los granos de polvo de L1448-mm que las que inicialmente se podría haber pensado. Como consecuencia directa, y puesto que SO y CS son típicamente productos que se generan en estadios intermedios de la química del azufre (ver p.ej. Charnley 1997; Wakelam et al. 2004), estas moléculas se habrían generado en el pasado en la fase gas para ser posteriormente depositadas en la superficie de los granos, modificando así su composición química original (Bergin et al. 1998). Esto es consistente con un escenario en el que episodios consecutivos de interacción de choques en flujos moleculares procesarían de forma recurrente el material contenido en los mantos y los núcleos de los granos de polvo en estas regiones. De esta manera, se explicaría el origen de las grandes abundancias de SO y CS, que predominan sobre las observadas de  $\text{H}_2\text{S}$  u OCS en los granos de polvo en L1448-mm. Si extrapolamos este resultado a la química del azufre en las condensaciones compactas y calientes en torno a estrellas masivas o *hot cores*, podemos concluir que dicha química depende fuertemente de la *historia de formación* de los mantos helados de los granos de polvo en regiones de formación de estrellas masivas y poco masivas.

## 4.9 Resumen y conclusiones

La reciente detección de los precursores de los choques en el flujo bipolar joven L1448-mm ofrece la posibilidad de estudiar la química de los granos de polvo asociada a los primeros instantes de la evolución del choque. Esto permite establecer aquellas especies moleculares que son directamente eyectadas de la superficie de los granos y aquéllas que se forman posteriormente en la fase gas a través de reacciones químicas endotérmicas. En este capítulo, hemos presentado observaciones de moléculas típicamente trazadoras del gas procesado por choques (y que, por tanto, están íntimamente ligadas a la química de granos; ver CAP. 1) tales como SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO, CS, H<sub>2</sub>S, OCS y SO<sub>2</sub> en distintas posiciones en torno a la fuente central del flujo bipolar L1448-mm. Los perfiles de línea (ver SEC. 4.3) muestran tres regímenes de velocidad claramente diferenciados que hemos asociado con el *gas pre-choque*, la *componente del precursor* y el *gas post-choque*. Para cada componente de velocidad, hemos calculado las condiciones de excitación del gas y las abundancias de cada una de las especies moleculares observadas (SEC. 4.4). Dichas abundancias muestran una tendencia a aumentar de forma progresiva a medida que avanzamos en velocidad desde el gas pre-choque, pasando por la componente del precursor, hasta el gas post-choque. Esto sugiere una secuencia evolutiva en la propagación del choque a través del gas sin perturbar de la nube ambiente. El incremento de las abundancias de SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO y CS observado en la componente del precursor, es de un factor 10 con respecto al gas pre-choque, y de hasta un factor  $\sim 1000$  en la componente post-choque (SECS. 4.6 y 4.7). Las abundancias de SiO y CH<sub>3</sub>OH son consistentes con la eyección reciente de estas moléculas de la superficie de los granos. Puesto que la abundancia de H<sub>2</sub>S sólo experimenta un aumento de un orden de magnitud en la componente del precursor, y puesto que no se detecta emisión de OCS ni SO<sub>2</sub> en L1448-mm, SO y CS son las especies azufradas más abundantes en los mantos de los granos de este flujo molecular. Tras examinar las posibles vías de formación de SO y CS en fase gas, concluimos que el escenario más plausible que explica la presencia de las abundancias grandes de estas moléculas ( $\sim 10^{-7}$ ) en los primeros instantes del choque, consiste en que la interacción sucesiva de choques en regiones de flujos bipolares, procesa de forma recurrente el material contenido en los mantos y los núcleos de los granos, modificando substancialmente la composición original de los mismos. De este modo, la química del azufre, en general, dependerá fundamentalmente de la *historia química* de los mantos de los granos en regiones de flujos bipolares y de formación de estrellas masivas.



## CAPÍTULO 5

# Aumento de la densidad electrónica en el precursor magnético

Los modelos teóricos MHD de choques de tipo C (CAP. 1), predicen que la interacción del precursor magnético produce cambios en la química y en las condiciones físicas del gas de la nube ambiente. En particular, la componente iónica, además de experimentar una aceleración con respecto al gas neutro, sufre un aumento apreciable de su densidad y temperatura por la acción del precursor. En cambio, la componente neutra del gas se mantiene prácticamente sin ser perturbada en esta primera fase de la interacción del choque (ver CAP. 1). En el CAP. 4 hemos visto que la componente del precursor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  en el flujo bipolar joven L1448-mm, presenta una química distinta a la observada en el gas tranquilo de la nube ambiente. Esto viene producido por la eyección de una parte no despreciable de los mantos helados de los granos en el precursor (Jiménez-Serra et al. 2005). En este capítulo, nos centraremos en el estudio de la emisión de moléculas iónicas y neutras con el fin de determinar si existen diferencias en la excitación entre estos dos fluidos en la componente del precursor detectada en L1448-mm.

### 5.1 Introducción

En nubes moleculares con densidades volumétricas de  $\text{H}_2$  moderadas de  $n(\text{H}_2) \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , y fracción de ionización relativamente alta de  $\chi(e^-) = n(e^-)/n(\text{H}_2) > 10^{-5}$ , la excitación del gas molecular se produce a través de tres mecanismos diferentes que compiten entre sí: excitación por colisiones con  $\text{H}_2$ , excitación por colisiones con electrones y excitación por la interacción con la radiación cósmica de fondo. En nubes moleculares oscuras, donde la densidad de  $\text{H}_2$  de  $n(\text{H}_2) \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$  es hasta tres órdenes de magnitud mayor con respecto a la de las nubes de densidad moderada, dicha radiación es incapaz de penetrar en el interior de estas regiones dando lugar a una fracción de ionización

del gas muy pequeña de  $\chi(e^-) \leq 10^{-7}$  (Guélin et al. 1982; Caselli et al. 1998). Como consecuencia, las densidades electrónicas existentes en nubes moleculares oscuras son insuficientes para excitar los primeros estados rotacionales de, incluso, especies moleculares con un momento dipolar grande como  $\text{HCO}^+$  o  $\text{HCN}$ , que poseen  $\mu(\text{HCO}^+) = 4.1$  debyes y  $\mu(\text{HCN}) = 3.0$  debyes (Haese & Woods 1979; Stogryn & Stogryn 1966). Es bien sabido que estas moléculas poseen secciones eficaces de colisión con electrones típicamente de  $C(e^-) \sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Bhattacharyya et al. 1981; Saha et al. 1981; Faure & Tennyson 2001), un factor  $\geq 100$  mayores que las que presentan especies con momento dipolar pequeño de 0.1 debyes como  $\text{CO}$ , con  $C(e^-) \sim 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Saha et al. 1981; Stogryn & Stogryn 1966). Esto implica que las moléculas con un momento dipolar grande serán más susceptibles de ser excitadas colisionalmente por electrones, cuando se produzcan pequeñas variaciones de la fracción de ionización del gas en estas regiones. Lo cierto es que, hasta la fecha, todos los intentos de utilizar la emisión molecular para medir los efectos producidos por la excitación colisional por electrones en nubes oscuras han sido infructuosos (Langer 1985).

Como ya hemos mencionado al principio de este capítulo, la teoría del precursor magnético predice el aumento de la densidad volumétrica de iones (y como consecuencia, también de la de electrones) en las primeras fases de la evolución temporal de los choques de tipo C (Draine 1980). En el caso de moléculas con momento dipolar grande como  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{HCN}$  o  $\text{HNC}$ , el aumento de la fracción de ionización en un factor  $\sim 100$  en el precursor (ver p.ej. Flower et al. 1996) haría que la excitación por colisiones con electrones pudiera llegar a competir con la excitación producida por colisiones con  $\text{H}_2$ , para densidades típicas de  $\text{H}_2$  de  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . En concreto, para las condiciones de temperatura baja en las nubes moleculares oscuras ( $\sim 10\text{-}20 \text{ K}$ ), las secciones eficaces de colisión de  $\text{HCO}^+$  con electrones (o de cualquier otra especie iónica con momento dipolar grande como  $\text{N}_2\text{H}^+$ ) presentan la peculiaridad de ser un factor  $\geq 10$  mayores que aquéllas de moléculas neutras como  $\text{HCN}$  o  $\text{HNC}$  calculadas para transiciones rotacionales con número cuántico inicial  $J$  alto (Chu & Dalgarno 1974; Bhattacharyya et al. 1981). Esta diferencia entre los coeficientes colisionales de iones moleculares y especies neutras a bajas temperaturas es debida al hecho fundamental de que las secciones eficaces de colisión con electrones para los iones son grandes y finitas en el límite de la energía umbral, mientras que para los neutros, estas secciones de colisión se aproximan a cero (ver p.ej. Chu & Dalgarno 1974). Teniendo todo esto en cuenta, uno cabría esperar detectar diferencias entre la excitación de especies iónicas y neutras en el precursor en el gas frío de las nubes moleculares oscuras.

La detección del precursor magnético en los choques jóvenes del flujo molecular L1448-mm (CAP. 3; Jiménez-Serra et al. 2004), ofrece una oportunidad única para comprobar estas predicciones sobre las diferencias en excitación entre los iones y los neutros en las primeras fases de la interacción de los choques de tipo C. El estudio multi-frecuencia de la emisión de moléculas con momento dipolar grande como  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{HCN}$  o  $\text{HNC}$  en este

flujo bipolar joven, debería mostrar diferencias en la excitación del fluido iónico y neutro entre la componente del gas tranquilo de la nube ambiente, donde la excitación por colisiones con electrones es despreciable, y la componente del precursor magnético, donde las colisiones con electrones deberían competir con la excitación por colisiones con  $\text{H}_2$ .

En este capítulo, presentamos observaciones de varias transiciones rotacionales de  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  medidas en el gas ambiente y en la componente del precursor del flujo bipolar joven L1448-mm. Como veremos en la SEC. 5.6, las diferencias en excitación entre  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y el resto de especies moleculares neutras tales como  $\text{SiO}$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  en estas dos componentes de velocidad, se pueden explicar a través del aumento de la densidad electrónica del gas que se espera observar en el precursor magnético.

## 5.2 Observaciones

Para realizar este trabajo, hemos observado varias transiciones rotacionales (desde  $J=1$  hasta  $J=5$ ) de iones moleculares y especies neutras tales como  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  en las tres posiciones  $(0'',0'')$ ,  $(0'',-10'')$  y  $(0'',-20'')$  del flujo molecular L1448-mm (ver TABLA 5.1). Excepto en el caso de la transición  $J=4\rightarrow 3$  de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , todas las líneas moleculares se observaron con el radiotelescopio de antena única de 30 m de diámetro de IRAM situado en Pico Veleta (Granada). Para ello, usamos los modos de conmutación del secundario (*wobbler-switched*) y en frecuencia (*frequency-switched*) con un cambio de  $240''$  y 7.2 MHz respectivamente. El tamaño del haz del telescopio fue de  $\sim 28''$ ,  $19''$  y  $11''$  en los rangos de frecuencia de  $\sim 90$ , 130 y 260 GHz (TABLA 5.1). Los receptores SIS se sintonizaron en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de  $\geq 10$  dB. Como espectrómetros, usamos VESPA con una resolución espectral de 40 kHz, que se corresponde con resoluciones en velocidad de  $\sim 0.14$ , 0.09 y 0.05  $\text{km s}^{-1}$  en  $\sim 90$ , 130 y 260 GHz, respectivamente. Las temperaturas típicas del sistema estuvieron comprendidas entre los 100 y 500 K.

Las líneas rotacionales  $J=4\rightarrow 3$  ( $\sim 347$  GHz) de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , se observaron con el telescopio de antena única JCMT (*James Clerk Maxwell Telescope*) de 15 m de diámetro situado en Mauna Kea (Hawaii). Para ello, empleamos el modo de conmutación en frecuencia con un cambio de 16 MHz. El tamaño del haz del telescopio fue de  $\sim 14''$ , muy similar al tamaño del haz del radiotelescopio de 30 m de IRAM en el rango de frecuencias de las transiciones  $J=3\rightarrow 2$  de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  (ver TABLA 5.1). El receptor B3 de polarización dual se sintonizó en banda lateral única con una atenuación de la banda imagen de 12-14 dB. El espectrómetro DAS (*Digital Autocorrelation Spectrometer*) proporcionó una resolución espectral de 156 kHz, que a  $\sim 347$  GHz se corresponde con una resolución en velocidades de  $\sim 0.14$   $\text{km s}^{-1}$ . Las temperaturas del sistema fueron

de 450-560 K. Todas las intensidades se calibraron en unidades de temperatura de antena. Dichas intensidades se convirtieron a temperaturas de haz principal a través de las eficiencias de 0.82, 0.74 y 0.52 en los rangos de longitudes de onda de 3, 2 y 1 mm para los datos del radiotelescopio de 30 m de IRAM, y de una eficiencia de 0.63 para los espectros medidos a 0.9 mm con el telescopio JCMT.

TABLA 5.1: *Transiciones rotacionales observadas de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, HN<sup>13</sup>C y H<sup>13</sup>CN*

<b>Transición</b>	$\nu_{ul}$ (MHz)	$E_u$ (K)	<b>Telescopio</b>	<b>Haz (")</b>
SiO (2→1)	86846.96	2.09	IRAM 30 m	28
SiO (3→2)	130268.61	6.26	IRAM 30 m	19
SiO (5→4)	217104.98	20.86	IRAM 30 m	11
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1→0)	86754.30	0.00	IRAM 30 m	28
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (3→2)	260255.34	12.50	IRAM 30 m	10
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (4→3)	346998.34	25.00	JCMT	14
HN <sup>13</sup> C (1→0)	87090.85	0.00	IRAM 30 m	28
HN <sup>13</sup> C (3→2)	261263.31	12.55	IRAM 30 m	10
HN <sup>13</sup> C (4→3)	348340.27	25.10	JCMT	14
H <sup>13</sup> CN (1→0) <sup>a</sup>	86340.18	0.00	IRAM 30 m	28
H <sup>13</sup> CN (4→3)	345339.76	25.88	JCMT	14

<sup>a</sup>Transición hiperfina  $F = 2 \rightarrow 1$ .

### 5.3 Resultados

En la FIG. 5.1, se muestran los perfiles de línea de todas las transiciones rotacionales moleculares medidas en las posiciones (0'',0''), (0'',-10'') y (0'',-20'') del flujo molecular L1448-mm. En la TABLA 5.2 recopilamos los parámetros observados de dichos perfiles para las dos componentes de velocidad (el gas ambiente y la componente del precursor) detectadas en este objeto. Tal y como se espera de una molécula trazadora del gas procesado por choques en la componente del precursor magnético de L1448-mm (ver CAPS. 3 y 4), los perfiles de línea de las transiciones  $J=2\rightarrow 1$  y  $3\rightarrow 2$  de SiO en L1448-mm (0'',0'') son muy estrechos ( $\sim 0.6 \text{ km s}^{-1}$ ; TABLA 3.2) y presentan una única componente

gaussiana cuyo máximo de emisión está ligeramente desplazado hacia el rojo (velocidad radial central de  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ ; TABLA 5.2) con respecto al gas tranquilo de la nube ambiente (velocidad radial de  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ ; ver FIG. 5.1). En las posiciones L1448-mm ( $0'', -10''$ ) y ( $0'', -20''$ ), la emisión de SiO  $J=2 \rightarrow 1$  y  $3 \rightarrow 2$  no sólo presenta esta componente estrecha centrada en  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , sino que desarrolla un ala de velocidad moderada cuyas velocidades terminales son del orden de  $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ .

En el caso de la especies trazadoras del gas tranquilo de la nube ambiente como  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , la emisión de las transiciones  $J=1 \rightarrow 0$  de estas moléculas presentan perfiles de línea con dos componentes gaussianas (la componente ambiente y la del precursor) que poseen anchuras de línea de  $\sim 0.6\text{-}0.7 \text{ km s}^{-1}$  para cada una de estas componentes de velocidad (TABLA 5.2). Las líneas de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  muestran su máximo de emisión centrado en la componente del precursor en aquellas regiones en las que hemos detectado emisión estrecha de SiO (ver SEC. 3.3 y Jiménez-Serra et al. 2004). Sin embargo, la emisión de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  presenta su máximo centrado en la componente del gas de la nube ambiente en L1448-mm ( $0'', 0''$ ). A medida que nos desplazamos desde la posición de la fuente central hasta L1448-mm ( $0'', -20''$ ), pasando por la posición intermedia ( $0'', -10''$ ), el máximo de emisión de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  experimenta un desplazamiento hacia el rojo progresivo alcanzando velocidades radiales centrales de  $5.4 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm ( $0'', -10''$ ) y  $5.6 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm ( $0'', -20''$ ) (ver las líneas verticales de puntos en la FIG. 5.1). En el caso de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , estas especies muestran este mismo desplazamiento de su máximo de emisión hasta alcanzar las velocidades de  $5.4 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.6 \text{ km s}^{-1}$  en estas dos posiciones del flujo molecular, sugiriendo una secuencia evolutiva de la propagación del choque de tipo C a través del gas no perturbado de la nube ambiente. Esta idea sería también consistente con el hecho de que hayamos detectado emisión ancha de SiO en las posiciones L1448-mm ( $0'', -10''$ ) y ( $0'', -20''$ ), puesto que indicaría que efectivamente una parte no despreciable del gas de la nube ambiente habría experimentado ya la interacción del choque.

Al contrario que en el caso de las transiciones  $J=1 \rightarrow 0$  de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , la líneas  $J=4 \rightarrow 3$  y  $3 \rightarrow 2$  tienden a presentar perfiles con una sola componente gaussiana cuya anchura es de  $\sim 0.7 \text{ km s}^{-1}$  (ver TABLA 5.2). La emisión de  $\text{HN}^{13}\text{C}$   $J=3 \rightarrow 2$  que emerge de la nube ambiente en la posición L1448-mm ( $0'', 0''$ ) es muy débil. En cambio, la emisión de alta excitación  $J=4 \rightarrow 3$  y  $3 \rightarrow 2$  de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  medida en L1448-mm ( $0'', 0''$ ) y ( $0'', -10''$ ) es muy intensa y se observa principalmente en la componente del precursor magnético centrada en  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.4 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. La FIG. 5.1 también muestra que  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  posee una componente débil en emisión de alta excitación centrada en la velocidad típica de la nube ambiente en la posición L1448-mm ( $0'', 0''$ ). Finalmente, no hemos detectado emisión de las transiciones  $J=5 \rightarrow 4$  de SiO y  $J=4 \rightarrow 3$  de  $\text{H}^{13}\text{CN}$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  en ninguna de las posiciones ni componentes de velocidad observadas en el flujo molecular L1448-mm.

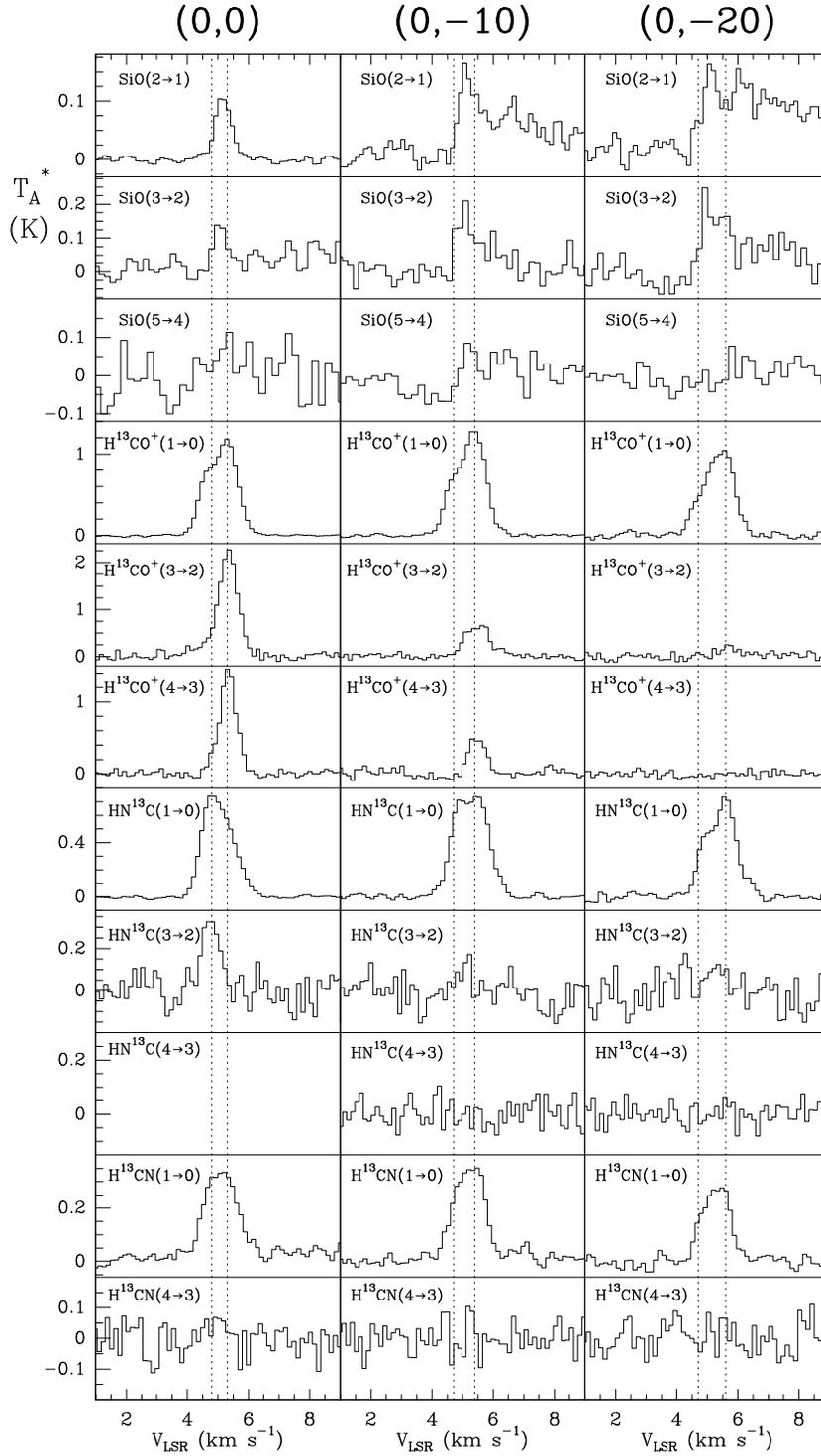


FIGURA 5.1: *Transiciones rotacionales de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, HN<sup>13</sup>C y H<sup>13</sup>CN observadas en L1448-mm. Las posiciones, en segundos de arco y relativas a la posición de la fuente central del flujo ( $\alpha(2000) = 03^h 25^m 38^s 0$ ,  $\delta(2000) = 30^\circ 44' 05''$ ), vienen indicadas en la parte superior de cada columna. Las líneas verticales de puntos muestran la velocidad del gas ambiente a  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  y la componente del precursor a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  en L1448-mm ( $0', 0'$ ), y a  $5.4 \text{ km s}^{-1}$  y  $5.6 \text{ km s}^{-1}$  en las posiciones L1448-mm ( $0', -10''$ ) y ( $0', -20''$ ) respectivamente.*

TABLA 5.2: *Parámetros observados de las líneas de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, HN<sup>13</sup>C y H<sup>13</sup>CN*

Line	(0,0)			(0,-10)			(0,-20)		
	$V_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_A^*$ (K)	$V_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_A^*$ (K)	$V_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_A^*$ (K)
SiO(2→1)	~4.7	...	≤0.012 <sup>a</sup>	~4.7	...	≤0.048	~4.7	...	≤0.060
	5.170(8)	0.62(2)	0.107(5)	5.18(3)	0.60(8)	0.11(2)	5.11(2)	0.41(8)	0.10(2)
SiO(3→2)	~4.7	...	≤0.084	~4.7	...	≤0.132	~4.7	...	≤0.183
	5.08(7)	0.6(2)	0.14(1)	5.02(6)	0.5(1)	0.17(3)	5.20(7)	0.9(1)	0.18(4)
SiO(5→4)	~4.7	...	≤0.171	~4.7	...	≤0.130	~4.7	...	≤0.084
	~5.2	...	≤0.171	~5.2	...	≤0.130	~5.2	...	≤0.084
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (1→0)	4.584(7)	0.59(1)	0.629(8)	4.685(6)	0.70(1)	0.62(2)	4.84(2)	0.84(5)	0.46(3)
	5.300(5)	0.81(1)	1.160(8)	5.424(0)	0.796(8)	1.26(2)	5.545(9)	0.84(2)	1.00(3)
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (3→2)	4.7(0)	0.6(0)	0.28(8)	~4.7	...	≤0.168	~4.7	...	≤0.225
	5.356(6)	0.69(2)	2.25(8)	5.48(2)	0.95(5)	0.66(8)	5.72(7)	0.6(2)	0.24(4)
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup> (4→3)	4.7(0)	0.55(0)	0.08(5)	~4.7	...	≤0.162	~4.7	...	≤0.138
	5.338(7)	0.62(2)	1.43(5)	5.47(2)	0.63(4)	0.52(4)	~5.2	...	≤0.138
HN <sup>13</sup> C(1→0)	4.785(3)	0.806(7)	0.72(1)	4.81(2)	0.65(2)	0.56(2)	4.85(2)	0.50(4)	0.34(3)
	5.468(6)	0.78(2)	0.36(1)	5.53(2)	0.88(3)	0.71(2)	5.59(1)	0.86(4)	0.68(3)
HN <sup>13</sup> C(3→2)	4.75(5)	0.6(1)	0.35(4)	~4.7	...	≤0.261	~4.7	...	≤0.264
	~5.2	...	≤0.237	~5.2	...	≤0.261	~5.2	...	≤0.264
HN <sup>13</sup> C(4→3)	...	...	...	~4.7	...	≤0.117	~4.7	...	≤0.108
	...	...	...	~5.2	...	≤0.117	~5.2	...	≤0.108
H <sup>13</sup> CN(1→0)	4.86(5)	1.06(7)	0.18(2)	4.89(2)	0.80(6)	0.27(1)	4.9(1)	0.6(2)	0.16(1)
	5.32(2)	1.25(4)	0.21(2)	5.52(2)	0.70(6)	0.30(1)	5.5(1)	0.7(2)	0.28(1)
H <sup>13</sup> CN(4→3)	~4.7	...	≤0.141	~4.7	...	≤0.138	~4.7	...	≤0.141
	~5.2	...	≤0.141	~5.2	...	≤0.138	~5.2	...	≤0.141

<sup>a</sup>Los límites superiores de las intensidades de línea se han estimado a partir del nivel  $3\sigma$  de ruido en el espectro.

## 5.4 Diferencias entre la excitación de moléculas iónicas y neutras

El exámen preliminar de las transiciones de alta excitación de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  de la FIG. 5.1, muestra claramente que la emisión de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  es *extraordinariamente* más intensa que la de las especies neutras en la componente del precursor magnético. La emisión de todas estas especies se espera que sea ópticamente delgada, puesto que las abundancias de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  son aproximadamente un factor 100 menos abundantes que las especies que contienen el isótopo principal de carbono,  $^{12}\text{C}$  (Irvine et al. 1987). En condiciones de emisión ópticamente delgada, el cociente entre las intensidades de línea integrada de diferentes transiciones para una misma molécula nos proporciona una medida directa de la temperatura de excitación de los fluidos iónico y neutro en las componentes del gas ambiente y del precursor. Esto se puede ver fácilmente a partir de la expresión de la densidad de columna proyectada del nivel superior,  $N_u$ , para una molécula cuando la emisión es ópticamente delgada (ver EC. 3.1 en la SEC. 3.5). El cociente entre las intensidades de línea integrada de las transiciones  $J=u \rightarrow l$  y  $J=u' \rightarrow l'$  será:

$$\frac{\int T_{ul} dv}{\int T_{u'l'} dv} = \left( \frac{N_u}{N_{u'}} \right) \left( \frac{A_{ul}}{A_{u'l'}} \right) \left( \frac{\nu_{u'l'}}{\nu_{ul}} \right)^2 \quad (5.1)$$

Las especies moleculares iónicas y neutras,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , para las que vamos a hacer la comparación de los cocientes de intensidades de línea, poseen momentos dipolares muy similares. Los coeficientes de Einstein y las frecuencias de las transiciones rotacionales observadas para estas moléculas, son también muy parecidos entre sí. Por ejemplo, para  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , el coeficiente de Einstein y la frecuencia de la transición  $J=1 \rightarrow 0$  son  $A_{10}=3.85 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  y  $\nu_{10}=86754.30 \text{ MHz}$  respectivamente, mientras que para  $\text{HN}^{13}\text{C}$ ,  $A_{10}=1.87 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  y  $\nu_{10}=87090.85 \text{ MHz}$ . Cualquier variación en el cociente de intensidades de línea integrada es debido, por tanto, a cambios en la temperatura de excitación,  $T_{ex}$ . Simplificando la expresión de la EC. 5.1 obtenemos:

$$\frac{\int T_{ul} dv}{\int T_{u'l'} dv} \propto \exp \left( -\frac{h\nu_{uu'}}{kT_{ex}} \right) \quad (5.2)$$

Así, el aumento del cociente de intensidades entre las transiciones  $J=u \rightarrow l$  y  $J=u' \rightarrow l'$ , conlleva un aumento en la  $T_{ex}$  del gas. Sabiendo esto, en la TABLA 5.3 exponemos los cocientes de línea integrada entre las transiciones  $J=3 \rightarrow 2$  y  $1 \rightarrow 0$  para  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , y entre las transiciones  $J=4 \rightarrow 3$  y  $1 \rightarrow 0$  para las moléculas  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ . De estos resultados, vemos que los cocientes de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  en la nube ambiente son muy similares a los calculados para las especies neutras  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  tanto en L1448-mm ( $0'', 0''$ )

como en L1448-mm ( $0'', -10''$ ). Sin embargo, los cocientes de intensidades de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  en la componente del precursor son hasta un factor 9 mayores que los obtenidos para  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  (ver TABLA 5.3). Esto indica una mayor excitación, o *sobre-excitación*, del fluido iónico en esta componente de velocidad como si  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  hubiera sido excitado adicionalmente por medio de algún mecanismo que afectara *selectivamente* a los iones moleculares.

TABLA 5.3: *Cocientes de intensidades de línea integrada*

Molécula	(0,0)		(0,-10)	
	Ambiente	Precursor	Ambiente	Precursor
$\left(\frac{3 \rightarrow 2}{1 \rightarrow 0}\right)$ $\text{H}^{13}\text{CO}^+$	0.5	1.6	$\leq 0.1$	0.6
$\left(\frac{3 \rightarrow 2}{1 \rightarrow 0}\right)$ $\text{HN}^{13}\text{C}$	0.4	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$	$\leq 0.1$
$\left(\frac{4 \rightarrow 3}{1 \rightarrow 0}\right)$ $\text{H}^{13}\text{CO}^+$	0.1	0.9	$\leq 0.1$	0.3
$\left(\frac{4 \rightarrow 3}{1 \rightarrow 0}\right)$ $\text{H}^{13}\text{CN}$	$\leq 0.2$	$\leq 0.1$	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$

Para ver de una forma más clara esta sobre-excitación de los iones, podemos estimar las densidades volumétricas de  $\text{H}_2$  que se requieren para explicar los cocientes de línea de la TABLA 5.3, para cada una de las especies moleculares y componentes de velocidad observadas. Para ello, consideramos la aproximación LVG (ver SEC. 3.4) como modelo de excitación en el que, inicialmente, sólo tendremos en cuenta las colisiones con moléculas de  $\text{H}_2$ . Los coeficientes colisionales con  $\text{H}_2$  de  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  incluidos en el modelo de excitación, son los calculados por Turner et al. (1992) para  $\text{SiO}$ , por Flower (1999) para  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , y por Green & Thaddeus (1974) para  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ . Hemos asumido, además, que las emisiones de todas estas moléculas presentan una distribución espacial muy similar en torno a la fuente central de este flujo bipolar, y que la temperatura cinética del gas,  $T_{kin}$ , es de 21 K (ver Curiel et al. 1999). Las densidades volumétricas de  $\text{H}_2$  y las densidades de columna proyectada estimadas para cada una de estas moléculas en las componentes de velocidad de la nube ambiente y del precursor, se muestran en la TABLA 5.4. De estos resultados vemos que en el gas tranquilo de la nube ambiente, las densidades de  $\text{H}_2$  derivadas para todas las moléculas son del orden de unos cuantos  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , tal y como cabría esperar de la excitación colisional con moléculas de  $\text{H}_2$ . Sin embargo, siguiendo la tendencia previamente vista en la TABLA 5.3, las densidades de  $\text{H}_2$  que se requieren para explicar los cocientes de intensidades tan elevados de la emisión de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  en la componente del precursor, son un factor  $\geq 10$  mayores que las densidades estimadas para las especies neutras  $\text{SiO}$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , en esta componente de velocidad

(ver TABLA 5.4). Esto ilustra de forma clara que la excitación por colisiones con  $H_2$  con una única densidad del gas,  $n(H_2)$ , es incapaz de explicar la sobre-excitación de  $H^{13}CO^+$  en la componente del precursor. En la sección siguiente, estudiaremos el posible mecanismo que adicionalmente, y de forma selectiva, ha podido generar la excitación *anómala* de los iones en el precursor magnético del flujo molecular L1448-mm.

TABLA 5.4: *Densidades de  $H_2$  y de columna de  $SiO$ ,  $H^{13}CO^+$ ,  $HN^{13}C$  y  $H^{13}CN$*

Molécula	Densidad de $H_2$ ( $cm^{-3}$ )		Densidad de Columna ( $cm^{-2}$ )	
	Ambiente	Precursor	Ambiente	Precursor
<b>(0,0)</b>				
$H^{13}CO^+$	$1.3 \times 10^5$	$2.0 \times 10^6$	$6.7 \times 10^{11}$	$2.2 \times 10^{12}$
SiO	...	$2.7 \times 10^5$	...	$1.4 \times 10^{11}$
$HN^{13}C$	$1.9 \times 10^5$	$\leq 3.4 \times 10^5$	$1.4 \times 10^{12}$	$5.1 \times 10^{11}$
$H^{13}CN$	$\leq 1.8 \times 10^6$	$\leq 1.6 \times 10^6$	$2.1 \times 10^{11}$	$2.4 \times 10^{11}$
<b>(0,-10)</b>				
$H^{13}CO^+$	$\leq 1.3 \times 10^5$	$6.0 \times 10^6$	$4.2 \times 10^{11}$	$1.8 \times 10^{12}$
SiO	...	$4.0 \times 10^5$	...	$1.3 \times 10^{11}$
$HN^{13}C$	$\leq 1.9 \times 10^5$	$\leq 1.1 \times 10^5$	$1.1 \times 10^{12}$	$1.9 \times 10^{12}$
$H^{13}CN$	$\leq 1.3 \times 10^6$	$\leq 1.2 \times 10^6$	$3.0 \times 10^{11}$	$3.4 \times 10^{11}$
<b>(0,-20)</b>				
$H^{13}CO^+$	$\leq 1.6 \times 10^5$	$\leq 5.7 \times 10^4$	$3.1 \times 10^{11}$	$1.0 \times 10^{12}$
SiO	...	$5.9 \times 10^5$	...	$1.3 \times 10^{11}$
$HN^{13}C$	$\leq 4.0 \times 10^5$	$\leq 1.3 \times 10^5$	$4.5 \times 10^{11}$	$1.6 \times 10^{12}$
$H^{13}CN$	$\leq 2.0 \times 10^6$	$\leq 1.2 \times 10^6$	$1.9 \times 10^{11}$	$3.2 \times 10^{11}$

NOTA.—*Los límites superiores de las densidades de  $H_2$  se han estimado a partir del nivel  $3\sigma$  de ruido.*

En cuanto a las densidades de columna proyectada de las moléculas observadas, vemos que éstas reflejan la tendencia ya observada en los perfiles de línea moleculares (FIG. 5.1 y SEC. 5.3). En el caso de SiO, las densidades de columna son de  $\sim 10^{11} cm^{-2}$ , del mismo orden de magnitud que las ya obtenidas en la SEC. 3.5. Para  $H^{13}CO^+$ , vemos que las densidades de columna son hasta un factor 4 mayores en la componente del precursor que en el gas de la nube ambiente, lo que indica que una parte no despreciable del total del fluido iónico se ha desplazado a la componente del precursor en aquellas posiciones donde

hemos detectado emisión estrecha de SiO (ver también CAP. 3). La molécula de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  en la posición L1448-mm ( $0'',0''$ ) presenta una densidad de columna un factor  $\sim 3$  mayor en el gas ambiente que en la componente del precursor, sugiriendo un comportamiento totalmente opuesto al de los iones en esta posición. Sin embargo, como ya hicimos notar en la SEC. 5.3, el hecho de que el máximo de emisión de los perfiles de línea de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  se desplace hacia velocidades más hacia el rojo en las posiciones L1448-mm ( $0'',-10''$ ) y ( $0'',-20''$ ), hace que la densidad de columna de esta molécula crezca progresivamente hasta ser un factor  $\sim 4$  mayor en la componente del precursor que en el gas ambiente en L1448-mm ( $0'',-20''$ ). Aunque no de una forma tan evidente, las densidades de columna de  $\text{H}^{13}\text{CN}$  obtenidas en las tres posiciones observadas, también siguen esta tendencia (TABLA 5.4). Como discutiremos posteriormente en la SEC. 5.6, todos estos hechos observacionales son consistentes con una secuencia evolutiva del choque a lo largo de estas posiciones en el flujo bipolar L1448-mm.

## 5.5 Excitación por colisiones con electrones

Hemos visto que los iones han experimentado una excitación adicional a la producida por colisiones con moléculas de  $\text{H}_2$  en la componente del precursor magnético en L1448-mm. En esta sección, exploraremos la posibilidad de que la excitación selectiva de los iones en esta componente de velocidad sea producida por el mecanismo *extra* proporcionado por las colisiones con electrones.

Sabemos que los iones moleculares poseen la capacidad de ser excitados más eficientemente por colisiones con electrones que las especies neutras en las condiciones típicas de temperatura que se encuentran en las nubes moleculares oscuras (ver SEC. 5.1). Para ilustrar esto, en la FIG. 5.2 comparamos los cocientes entre los coeficientes de excitación por colisiones con electrones de  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$  para las transiciones más bajas con  $\Delta J=1$  (i.e.  $J=0\rightarrow 1$  y  $1\rightarrow 2$ ). Estas transiciones *dominan* la excitación de estas moléculas por colisiones con electrones para una serie de temperaturas comprendidas entre 10 y 100 K, tal y como predice la aproximación dipolar de Born (ver Chu & Dalgarno 1974; Saha et al. 1981; Bhattacharyya et al. 1981; Faure & Tennyson 2001). El cociente entre las secciones eficaces de colisión de  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$  de la FIG. 5.2, es de hasta un valor  $\sim 6$  para temperaturas de 10 K, mientras que para temperaturas más elevadas, este cociente desciende progresivamente hasta valer  $\sim 1.6$  para  $T_{kin}=100$  K.

Los cálculos teóricos de secciones eficaces de colisión predicen diferencias aún más significativas entre los coeficientes colisionales de especies iónicas y neutras con momento dipolar alto, para valores aún mayores del número cuántico inicial  $J$  y de  $\Delta J$  (Bhattacharyya et al. 1981). En la FIG. 5.3, mostramos algunas de las nuevas secciones eficaces de  $\text{HCO}^+$  calculadas por A. Faure y J. Tennyson (comunicación privada) en el

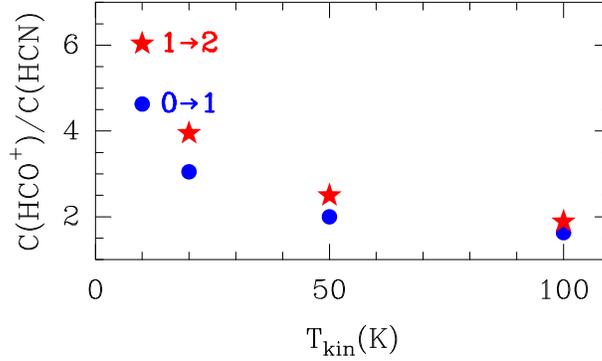


FIGURA 5.2: Cocientes entre las secciones eficaces de colisión con electrones de  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$  obtenidos a partir de los resultados de *Bhattacharyya et al. (1981)* y de *Saha et al. (1981)*, para las temperaturas de 10, 20, 50 y 100 K, y las transiciones  $J=0\rightarrow 1$  y  $J=1\rightarrow 2$ .

límite de bajas temperaturas ( $10\text{ K}\leq T_{kin}\leq 100\text{ K}$ ) para las transiciones con  $\Delta J=1$  y 2,  $J=0\rightarrow 1$ ,  $1\rightarrow 2$ ,  $0\rightarrow 2$  y  $1\rightarrow 3$ . El cálculo de todos los coeficientes de colisión de  $\text{HCO}^+$  con electrones se realizó para todas las transiciones posibles con números cuánticos principales comprendidos entre  $J=0$  y  $J=5$ . Para resolver las ecuaciones acopladas de la dinámica de la molécula, se empleó el método *matriz R* teniendo en cuenta los estados electrónicos  $^1\Sigma^+$  y  $^3\Sigma^+$  obtenidos a partir de cálculos de química cuántica (para una explicación más detallada, ver *Faure & Tennyson 2001*). Para las transiciones con  $\Delta J=1$ , la aproximación de Coulomb-Born (interacciones de *largo alcance*) proporciona valores muy fiables de las secciones eficaces de colisión para moléculas con momento dipolar alto ( $\mu\geq 2$  debye). Sin embargo, el cálculo de los coeficientes colisionales de las transiciones con  $\Delta J>1$  está completamente dominado por las interacciones de *corto alcance*, por lo que se han de introducir una serie de correcciones adicionales a la aproximación de Coulomb-Born (*Faure & Tennyson 2001*). Tras este cálculo, los coeficientes colisionales a bajas temperaturas se han ajustado siguiendo la siguiente expresión analítica (*Faure et al. 2004*):

$$\log_{10}k(T) = \sum_{n=0}^N a_n x^n \quad (5.3)$$

donde  $x = 1/T^{1/6}$  con  $T$  la temperatura cinética del gas. La incertidumbre en el ajuste de estos coeficientes colisionales es menor que un 0.3%.

En la FIG. 5.3 también mostramos los coeficientes colisionales de  $\text{HCN}$  para las transiciones  $J=0\rightarrow 1$ ,  $1\rightarrow 2$  y  $0\rightarrow 2$  (en líneas de trazos) calculados por *Saha et al. (1981)*, y aquéllos asociados a la transición  $J=1\rightarrow 3$ , que se han extrapolado a partir de los coeficientes de las tres transiciones anteriores. Como se aprecia en la FIG. 5.3, las diferencias

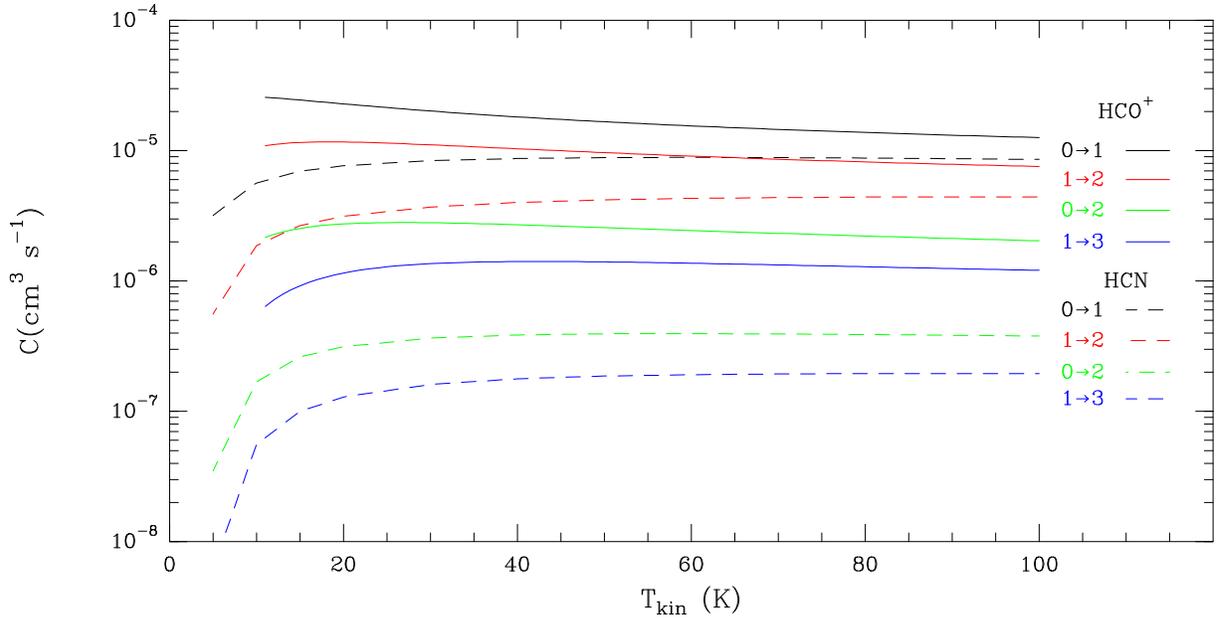


FIGURA 5.3: Secciones eficaces de colisión con electrones de  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$  para las transiciones  $J=0 \rightarrow 1$ ,  $1 \rightarrow 2$ ,  $0 \rightarrow 2$  y  $1 \rightarrow 3$ , en el rango de bajas temperaturas ( $10 \text{ K} \leq T_{\text{kin}} \leq 100 \text{ K}$ ; Saha et al. 1981; Faure & Tennyson, comunicación privada).

entre los coeficientes colisionales de  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HCN}$  son aún más significativas (en especial a temperaturas bajas) para las transiciones con  $\Delta J=2$ , y dentro de un mismo  $\Delta J$ , para las transiciones con un valor de  $J$  inicial cada vez más elevado. En concreto, los coeficientes colisionales de  $\text{HCO}^+$  con  $\Delta J \geq 2$  a 10 K son, en efecto, más de un orden de magnitud mayores que los de  $\text{HCN}$ . Este hecho introduce de forma natural una excitación *diferencial* entre los iones moleculares y las especies neutras, tal y como se observa en la componente del precursor magnético.

Determinados los coeficientes colisionales con electrones de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , podemos realizar estimaciones de la densidad electrónica que se requiere para explicar las intensidades de línea de esta molécula medidas en la componente del precursor. Para ello, vamos a utilizar de nuevo el modelo de excitación de la aproximación LVG (ver SEC. 5.4), en el que, además de tener en cuenta la excitación por colisiones con moléculas de  $\text{H}_2$ , también hemos incluido la excitación por colisiones con electrones en las ecuaciones de equilibrio estadístico de las poblaciones de los niveles moleculares. Si asumimos una densidad de  $\text{H}_2$  del gas de  $\sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (muy similar a la obtenida a partir de la emisión de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ; ver TABLA 5.4) y una temperatura cinética de  $\sim 21 \text{ K}$ , las densidades electrónicas derivadas en el caso de emisión ópticamente delgada, con  $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+) \sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , para la compo-

nente del precursor son de  $\sim 240 \text{ cm}^{-3}$  en la posición L1448-mm ( $0'', 0''$ ) y  $\sim 600 \text{ cm}^{-3}$  en L1448-mm ( $0'', -10''$ ). Estas densidades electrónicas se corresponden con unas fracciones de ionización de  $8 \times 10^{-4}$  y  $2 \times 10^{-3}$ , respectivamente. Sin embargo, si consideramos que la emisión es ópticamente gruesa, con  $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+) \sim (7-9) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , y que las temperaturas cinéticas son ligeramente mayores que las del caso anterior ( $\sim 35-45 \text{ K}$ ), la fracción de ionización del gas en el precursor disminuye hasta alcanzar valores de  $\sim 5 \times 10^{-5}$ . Uno podría pensar que temperaturas cinéticas aún mayores (p.ej.  $T_{kin} \sim 100 \text{ K}$ ) serían capaces de reproducir las intensidades de línea altas de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  observadas en el precursor asumiendo una fracción de ionización de sólo  $\leq 10^{-7}$ . Sin embargo, las intensidades de línea de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  calculadas por el modelo LVG en esta componente de velocidad bajo esas condiciones de temperatura, superarían claramente (hasta en un factor 5) los límites superiores de la emisión de estas moléculas en el precursor (ver TABLA 5.2). Si comparamos, por tanto, el resultado anterior de la fracción de ionización de  $\sim 5 \times 10^{-5}$ , con el límite superior de  $\leq 10^{-7}$  conocido para el gas tranquilo de las nubes oscuras, se obtiene que la densidad de electrones del gas en el precursor ha experimentado un aumento en más de un factor 500 con respecto a la nube ambiente de L1448-mm.

Ahora bien, si el aumento de la densidad electrónica del gas en el precursor parece ser el responsable de la excitación adicional de los iones moleculares en esta componente, es necesario cuantificar también en qué medida dicho aumento influye en la excitación rotacional de las especies neutras tales como  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ . Empleando la extrapolación de los coeficientes colisionales con electrones de  $\text{HCN}$  en el modelo de excitación LVG (ver FIG. 5.3 y Saha et al. 1981), podemos estimar las intensidades de línea de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  que se espera observar en el precursor teniendo en cuenta la fracción de ionización de  $\sim 5 \times 10^{-5}$  obtenida a partir de los datos de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  en las posiciones L1448-mm ( $0'', 0''$ ) y ( $0'', -10''$ ). De nuevo, asumimos una temperatura cinética de  $21 \text{ K}$  y una densidad de  $\text{H}_2$  de  $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Las intensidades de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  estimadas por medio de la aproximación LVG son similares a las observadas (ver TABLA 5.2), excepto aquéllas de la transición  $\text{HN}^{13}\text{C } J=3 \rightarrow 2$  cuyos valores estimados por este modelo superan, en un factor 2, los límites superiores de emisión mostrados en la TABLA 5.2. Dadas las incertidumbres en los coeficientes colisionales de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , y en la distribución espacial del gas iónico y neutro en L1448-mm, podemos concluir que los datos presentados en este capítulo son consistentes con un aumento de la densidad de electrones del gas en la componente del precursor. Observaciones interferométricas con alta resolución son estrictamente necesarias para establecer la distribución espacial de los iones moleculares y especies neutras observadas en el entorno de la fuente central del flujo bipolar L1448-mm.

## 5.6 Discusión

En la SEC. 5.4 hemos visto que las condiciones de excitación de la componente iónica y neutra del gas tranquilo de la nube ambiente en L1448-mm son muy parecidas entre sí. De hecho, las densidades de  $\text{H}_2$  estimadas a partir de la emisión de ambos fluidos son de algunos  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  para esta componente de velocidad. Puesto que la fracción de ionización de la nube ambiente se espera que sea de  $\leq 10^{-7}$  (ver Guélin et al. 1982; Caselli et al. 1998), la excitación de las transiciones rotacionales de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  con número cuántico  $J$  alto en esta componente de velocidad, está totalmente dominada por las colisiones con moléculas de  $\text{H}_2$ .

Por el contrario, en la componente del precursor encontramos que los iones moleculares como  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  presentan una excitación *anómala* con respecto al fluido neutro. Los cocientes de las intensidades de línea integrada de la TABLA 5.3, y las densidades de  $\text{H}_2$  estimadas a partir de la emisión de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  en esta componente (ver TABLA 5.4), son un factor 10 mayores que los encontrados para las especies neutras,  $\text{SiO}$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , tanto en el precursor como en el gas de la nube ambiente. En la SEC. 5.5 hemos demostrado que el aumento de la densidad electrónica del gas en esta componente en un factor  $\sim 500$ , es capaz de explicar la sobre-excitación de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  en el precursor. Modelos teóricos que incluyen la estructura física y los procesos físico-químicos que tienen lugar a lo largo de la evolución de un choque de tipo C, muestran cómo la radiación UV generada por la fluorescencia de las moléculas de  $\text{H}_2$  excitadas colisionalmente en el precursor magnético, produce el aumento rápido ( $t \leq 100$  años desde el comienzo de la interacción del choque; ver Flower et al. 1996; Flower & Pineau des Fôrets 2003), y en más de dos órdenes de magnitud, de la densidad volumétrica de iones y electrones en el gas afectado por el precursor. Con estas escalas de tiempo tan cortas, se podría pensar que la probabilidad de detectar el aumento de la fracción de ionización del gas por la interacción del precursor, es prácticamente despreciable. Sin embargo, no hay que olvidar que L1448-mm es un flujo bipolar muy joven cuya edad dinámica es de algunos  $10^3$  años, y que además, las escalas de tiempo derivadas a partir de los movimientos propios de las condensaciones de alta velocidad de  $\text{SiO}$  (o *bullets*) en este flujo bipolar son de  $\sim 90$  años (Girart & Acord 2001; ver también CAP. 2). Todo esto apoya claramente la posible detección del precursor tal y como predicen los modelos de choques de tipo C. Es más, el progresivo desplazamiento hacia el rojo de la emisión del gas observado en las posiciones L1448-mm ( $0'', -10''$ ) y ( $0'', -20''$ ) es consistente con la idea de que en realidad estemos observando diferentes estadios en la evolución del choque de tipo C en las distintas posiciones del flujo bipolar.

Basándonos en esta idea, nuestros resultados pueden ser por tanto usados para dar una estimación del aumento de la densidad electrónica en el gas afectado por la interacción del precursor magnético. En el caso de emisión ópticamente delgada y bajas temperaturas (SEC. 5.5), la fracción de ionización derivada de los datos es de  $\sim 10^{-3}$ . Los modelos de

choques de tipo C de Flower et al. (1996) y Flower & Pineau des Fôrets (2003), predicen un aumento de la fracción de ionización de un factor 100 hasta alcanzar valores de  $\sim 10^{-5}$  en la fase del precursor. Nuestro resultado ( $\sim 10^{-3}$ ) supera claramente este valor teórico en dos órdenes de magnitud e incluso, es un factor 5 mayor que la abundancia cósmica de carbono atómico, elemento considerado como la principal *reserva* de carga positiva en nubes moleculares oscuras con  $\chi(\text{C}) \sim 2\text{-}3 \times 10^{-4}$  (Cardelli et al 1996). Sin embargo, como ya mostramos en la SEC. 5.5, si asumimos emisión ópticamente gruesa, y aumentamos ligeramente la temperatura cinética del gas tal y como se espera en la fase del precursor para los iones (Draine 1980), la fracción de ionización estimada a partir de la emisión de alta excitación de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  es de  $\sim 5 \times 10^{-5}$ . Este valor es totalmente consistente con las predicciones de los modelos teóricos de choques de tipo C (Flower et al. 1996; Flower & Pineau des Fôrets 2003).

Aunque todo esto parece indicar que hemos detectado otra evidencia de la interacción temprana de los choques de tipo C, no podemos descartar la posibilidad de que el aumento de la densidad volumétrica de iones y de electrones en la componente del precursor sea producida por un precursor radiativo de los choques de tipo J (ver CAP. 1; Shull & McKee 1979). Los modelos de química que incluyen reacciones de interacción (*iluminación*) con fotones UV, predicen un aumento apreciable de las abundancias de especies moleculares tales como  $\text{HCO}^+$ , HCN o HCO en escalas de tiempo de sólo  $\leq 300$  años (Viti & Williams 1999; Viti et al. 2003). Sin embargo, la molécula de HCO, que es considerada como un trazador típico de PDRs, no se detecta en la componente del precursor (Jiménez-Serra et al. 2004), sugiriendo que el aumento de la densidad volumétrica de electrones en esta componente de velocidad es probablemente debido al precursor magnético asociado a los choques de tipo C.

## 5.7 Resumen y conclusiones

La interacción del precursor magnético con el gas sin perturbar de la nube ambiente da lugar a la aceleración, compresión y calentamiento de los iones moleculares en los primeros estadios de la evolución de los choques de tipo C, modificando las condiciones físicas del fluido iónico con respecto a la componente neutra del gas (ver CAP. 1). Por tanto, se espera que la densidad volumétrica de iones, y la de electrones, experimente un aumento significativo en la fase del precursor. En este capítulo, hemos presentado observaciones de transiciones rotacionales de excitación alta y baja del ión molecular  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y de las especies neutras SiO,  $\text{HN}^{13}\text{C}$  y  $\text{H}^{13}\text{CN}$  en varias posiciones en torno a la fuente central del flujo bipolar L1448-mm. Como hemos visto en las SECS. 5.1 y 5.5, la teoría del cálculo de secciones eficaces de colisión con electrones predicen diferencias en más de un factor 10 en la excitación entre moléculas iónicas y neutras con momento dipolar grande,

para las condiciones de bajas temperaturas en el gas molecular de las nubes oscuras. Este fundamento teórico es el que hemos empleado en el presente estudio, para poner de manifiesto el aumento de la fracción de ionización del gas que se espera encontrar en la fase del precursor magnético.

En efecto, a partir de la emisión molecular iónica y neutra observada en L1448-mm, en la SEC. 5.4 hemos visto que, mientras que en el gas de la nube ambiente la excitación molecular, tanto de las especies iónicas como neutras, puede ser perfectamente explicada asumiendo únicamente la excitación colisional con moléculas de  $\text{H}_2$  con una densidad del gas de  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , el ión molecular  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  muestra una sobre-excitación en la componente del precursor que requiere densidades de  $\text{H}_2$  un factor  $\geq 10$  mayores que las estimadas a partir de la emisión de las especies neutras. En la SEC. 5.5 hemos demostrado que esta sobre-excitación de los iones es consistente con un aumento de la densidad electrónica del gas en un factor  $\geq 500$  (fracción de ionización de  $\sim 5 \times 10^{-5}$ ) en la componente del precursor, que excita adicionalmente, y de forma selectiva, a los iones en la componente del precursor magnético. Estos resultados muestran que observaciones multi-transición constituyen una herramienta fundamental para el estudio de la evolución de los fluidos iónico y neutro en las primeras fases de la interacción de los choques de tipo C, y en la determinación de la fracción de ionización del gas en regiones frías donde la densidad electrónica ha experimentado aumentos significativos en su valor.



## CAPÍTULO 6

# Propiedades físico-químicas del precursor magnético

En los CAPS. 3, 4 y 5 hemos presentado una serie de evidencias observacionales en los flujos bipolares jóvenes L1448-mm y L1448-IRS3 tales como la detección de la emisión estrecha de SiO, el aumento significativo de la abundancia de moléculas íntimamente ligadas a la química de los mantos helados de los granos de polvo, y el aumento de la abundancia y la sobre-excitación de los iones moleculares con respecto a la especies neutras, que parecen ser consistentes con la hipótesis de la interacción del precursor magnético de los choques de tipo C con el gas no perturbado de la nube ambiente. Hasta la fecha, los modelos de pulverizado en choques de tipo C se han centrado en reproducir las abundancias de SiO características del gas post-choque de flujos bipolares. La detección del precursor magnético en L1448-mm ofrece una oportunidad única para estudiar (i) cómo se produce la eyección de material de los granos de polvo en los primeros instantes de la evolución del choque, (ii) qué agentes son los principales responsables de dicha eyección, y (iii) cuál es la composición química de los mantos helados de los granos de polvo en las nubes con regiones de formación estelar. En este capítulo, presentamos el modelado del pulverizado de granos de polvo teniendo en cuenta, por primera vez, la evolución temporal del choque. Veremos también que las abundancias de SiO de  $\sim 10^{-11}$  observadas en la componente del precursor de L1448-mm (CAP. 3), son el resultado de la eyección de una parte no despreciable de los mantos helados de los granos de polvo por el pulverizado por moléculas de CO en la fase del precursor magnético.

### 6.1 Introducción

Como se ha mencionado reiteradamente a lo largo de este trabajo, el aumento de la abundancia de SiO en un factor  $\sim 10^6$  en regiones de formación estelar con flujos bipolares,

con respecto a los límites superiores de  $\leq 10^{-12}$  derivados para la abundancia de esta molécula en el gas sin perturbar de las nubes oscuras, hace de SiO el perfecto trazador del material procesado por la interacción de choques de tipo C con el gas de la nube ambiente circundante. Otras especies moleculares como H<sub>2</sub>O y CH<sub>3</sub>OH también se espera que sus abundancias experimenten aumentos significativos debido a la eyección de los mantos helados de los granos de polvo por pulverizado en este tipo de choques (CAP. 1).

En los CAPS. 3 y 4, hemos visto que la emisión de SiO observada en los choques jóvenes de L1448-mm muestra tres componentes de velocidad diferentes: el gas de la nube ambiente, la componente del precursor magnético y el gas post-choque de velocidad moderada. La detección de estas componentes de velocidad en este flujo bipolar joven sugiere una secuencia evolutiva en la propagación del choque a través del gas sin perturbar de la nube ambiente. En efecto, el aumento progresivo de las abundancias de SiO y de CH<sub>3</sub>OH desde la componente del gas de la nube ambiente hasta la componente del precursor y del gas post-choque, es también consistente con la idea de que los mantos de los granos son paulatinamente *erosionados* a medida que el choque se propaga por el gas de la nube oscura (ver Jiménez-Serra et al. 2005).

El modelado del pulverizado de los núcleos de los granos de polvo en choques de tipo C, muestra que una fracción considerable del silicio contenido en los núcleos es eyectado para velocidades del choque de  $\geq 30 \text{ km s}^{-1}$  (Flower et al. 1996; Caselli et al. 1997). Aunque estos modelos predicen abundancias de SiO ( $\sim 10^{-8}$ - $10^{-7}$ ) consistentes con las observadas en el gas post-choque, el pulverizado de únicamente los núcleos de las partículas de polvo es incapaz de reproducir las abundancias de  $\sim 10^{-11}$  derivadas para SiO en la componente del precursor en L1448-mm.

A pesar de que los átomos pesados de C, O, Si y Fe presentan abundancias muy pequeñas con respecto a H<sub>2</sub> o He en el gas tranquilo de las nubes oscuras, el cálculo del rendimiento de pulverizado de los núcleos de los granos de polvo producido por colisiones con estas partículas, muestra que C, O, Si y Fe pueden llegar a dominar el pulverizado para ondas de choque de velocidad moderada (Field et al. 1997; May et al. 2000). Además, especies moleculares tan abundantes en nubes oscuras como CO, podrían también jugar un papel fundamental en el pulverizado de los granos de polvo en este tipo de choques, puesto que se espera que sus rendimientos sean del mismo orden de magnitud que los que presentan especies atómicas con una masa equivalente a la de estas especies moleculares (May et al. 2000).

Teniendo en cuenta que el silicio atómico, o SiO, podrían ser también constituyentes, aunque en menor medida, de los mantos helados de los granos de polvo (Jiménez-Serra et al. 2005), la pequeña fricción debida al desacoplamiento en velocidades entre los fluidos iónico y neutro del gas en el precursor magnético, podría ser lo suficientemente grande como para generar abundancias de SiO como las observadas en la componente del precursor de L1448-mm.

Puesto que hasta el momento no se ha realizado ningún estudio exhaustivo de la evolución del pulverizado de granos abordando cuestiones como qué especies son las más eficientes en este proceso, y qué escalas de tiempo son necesarias para eyectar la mayor parte del material contenido en los mantos helados de los granos, en este capítulo presentamos el primer modelo paramétrico de choques de tipo C que reproduce la evolución temporal de las abundancias de especies moleculares tales como SiO, CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O, que han sido progresivamente eyectadas de los mantos helados de los granos de polvo en las primeras fases de la interacción de estos choques. Como mostraremos más adelante, esta aproximación constituye una herramienta muy eficaz para la interpretación de los datos observacionales referidos a las primeras etapas evolutivas de las ondas de choque en el MI. Esta simplificación del problema proporciona además un método sencillo y directo que predice los cambios esperados en los perfiles de línea de la emisión molecular, tanto de las especies iónicas como de las neutras, a lo largo de la evolución temporal del choque de tipo C (ver CAP. 7).

## 6.2 Parametrización de la estructura física del choque de tipo C

Para realizar la parametrización de las propiedades del perfil de la onda de choque, hemos considerado un choque de tipo C plano-paralelo que se propaga a una velocidad  $v_s$  a través del gas tranquilo de una nube molecular oscura. Como primera aproximación, hemos asumido la condición de estacionareidad para la evolución de los parámetros físicos del choque. Las condiciones iniciales de la densidad de H<sub>2</sub> del gas, temperatura y velocidad radial central de la nube ambiente son  $n_0$ ,  $T_0$  y  $v_0$ , respectivamente. Las velocidades de los fluidos iónico y neutro,  $v_n$  y  $v_i$ , se pueden aproximar por:

$$v_{n,i} = v_s - \frac{v_s - v_0}{\cosh(z/z_{n,i})} \quad (6.1)$$

donde el cociente  $z_n/z_i$  establece cuán rápido se produce el desacoplamiento en velocidades entre la componente iónica y la neutra. La velocidad de deriva entre los iones moleculares y las especies neutras ( $v_d$  o *ion-neutral velocity drift*) viene dada por  $v_d = |v_n - v_i|$ . El tiempo asociado al fluido neutro se determina por medio de:

$$t_n = \int \frac{dz}{v_n} = \left( \frac{z_n}{v_s - v_0} \right) \operatorname{senh} \left( \frac{z}{z_n} \right) \quad (6.2)$$

La evolución de la densidad del fluido neutro se obtiene a partir del principio de conservación de la masa:

$$n_n = \frac{n_0 v_s}{v_s - (v_n - v_0)} \quad (6.3)$$

En el caso de la temperatura de este fluido, aproximamos esta magnitud por medio de una función que se asemeja a la función de Planck:

$$T_n = T_0 + \frac{(a_T z)^n}{\exp(z/z_T) - 1} \quad (6.4)$$

donde  $n$  es un número entero, y  $a_T$  y  $z_T$  están relacionados con el valor máximo de  $T_n$  ( $T_{n,max}$ ) y la distancia  $z_{n,max}$  para la que la temperatura del fluido neutro alcanza dicho valor máximo. La temperatura del fluido iónico se calcula a través de la expresión:

$$T_i = T_n + \frac{mv_d^2}{3k_b} \quad (6.5)$$

con  $m$  la masa molecular de  $H_2$ , donde  $m(H)=1.67352 \times 10^{-24}$  g, y  $k_b$ , la constante de Boltzmann,  $k_b=1.38062 \times 10^{-16}$  erg  $K^{-1}$ .

## 6.3 Pulverizado de los granos de polvo

En esta sección, describiremos el procedimiento empleado para el cálculo del pulverizado de los mantos helados y de los núcleos de los granos de polvo producido por el impacto con los agentes de pulverizado más abundantes en nubes moleculares oscuras como  $H_2$  y He, y con otras especies de mayor peso atómico y molecular como C, O, Si, Fe y CO. Como novedad con respecto a otros modelos de pulverizado de granos (p.ej. Flower et al. 1996; Field et al. 1997; May et al. 2000), en este caso consideraremos que el silicio atómico, además de encontrarse en los núcleos de los granos, presenta una pequeña fracción de su abundancia total en los hielos.

### 6.3.1 Tasa de pulverizado y abundancias moleculares

La tasa de pulverizado (*i.e.* el número de átomos de silicio eyectados por unidad de volumen y de tiempo) para un solo grano de radio  $a$  que se desplaza con una velocidad de deriva  $v_d$  a través de un gas neutro que sigue una distribución de velocidades de Maxwell a una temperatura dada  $T$ , se expresa como (derivado a partir de la EC. 27 de Draine & Salpeter 1979):

$$\left[ \frac{dn(Si)}{dt} \right]_{grain} = \pi a^2 n \left( \frac{8k_b T}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{1}{s} \int_{x_{th}}^{\infty} dx x^2 \frac{1}{2} \left[ e^{-(x-s)^2} - e^{-(x+s)^2} \right] \langle Y(E) \rangle_{\theta} \quad (6.6)$$

donde  $n$  y  $m$  son la densidad volumétrica y masa de la partícula colisionante, respectivamente.  $s$  y  $x$  son dos variables que están directamente relacionadas con  $v_d$ ,  $T$  y la energía de colisión de la partícula incidente  $E$ , por medio de:

$$s^2 = \frac{mv_d^2}{2k_bT} \quad (6.7)$$

$$E = x^2k_bT \quad (6.8)$$

$x_{th}$  está relacionada con la energía umbral de la partícula incidente,  $E_{th}$ , necesaria para arrancar un átomo de silicio de la superficie del grano de polvo.  $\langle Y(E) \rangle_\theta$  representa el rendimiento de pulverizado promediado para todos los ángulos de incidencia  $\theta$  de la partícula colisionante (ver EC. 6.6). En las SECS. 6.3.2 y 6.3.3, mostraremos en detalle las expresiones que hemos empleado para el cálculo de  $\langle Y(E) \rangle_\theta$  y de  $x_{th}$  tanto en el caso de los mantos como en el de los núcleos de los granos.

Por cada colisión entre el proyectil y el grano de polvo, sólo una fracción de silicio será eyectada de los mantos helados y de los núcleos,  $\chi^m(\text{Si})$  y  $\chi^c(\text{Si})$ , respectivamente. Los superíndices  $m$  y  $c$  designan los mantos helados ( $m$  de *mantles*) y los núcleos ( $c$  de *cores*). Análogamente, la fracción de  $\text{CH}_3\text{OH}$  liberada de los mantos en cada colisión será  $\chi^m(\text{CH}_3\text{OH})$ . En las SECS. 6.3.2 y 6.3.3 se muestran los valores asumidos para cada una de estas magnitudes. Para una densidad volumétrica de granos de polvo  $n_g$ , la tasas totales de pulverizado de silicio,  $\text{CH}_3\text{OH}$  y  $\text{H}_2\text{O}$  serán:

$$\left[ \frac{dn(\text{Si})}{dt} \right]_{total}^{m,c} = n_g \chi^{m,c}(\text{Si}) \left[ \frac{dn(\text{Si})}{dt} \right]_{grain}^{m,c} \quad (6.9)$$

$$\left[ \frac{dn(\text{CH}_3\text{OH})}{dt} \right]_{total}^m = n_g \chi^m(\text{CH}_3\text{OH}) \left[ \frac{dn(\text{CH}_3\text{OH})}{dt} \right]_{grain}^m \quad (6.10)$$

$$\left[ \frac{dn(\text{H}_2\text{O})}{dt} \right]_{total}^m = n_g \left[ \frac{dn(\text{H}_2\text{O})}{dt} \right]_{grain}^m \quad (6.11)$$

donde los subíndices *total* y *grain* se refieren a las tasas de pulverizado *total* y *por grano*. La densidad volumétrica de granos de polvo  $n_g$  se ha estimado asumiendo que el cociente entre las masas totales de gas y de polvo es  $\sim 100$ , que los granos de polvo poseen un radio constante  $a_g = 0.1 \mu\text{m}$ , que la densidad del material contenido en el núcleo es  $\rho_g = 3.5 \text{ g cm}^{-3}$ , y que la mayor parte del volumen del grano es ocupado por el núcleo (ver Caselli et al. 1997). La densidad de granos  $n_g$  por unidad de volumen será por tanto:

$$n_g = \frac{0.01n_0 2m(H)}{m_g} \quad (6.12)$$

donde  $n_0$  es la densidad de  $H_2$  del gas,  $m(H)$  es la masa del átomo de hidrógeno, y  $m_g$  es la masa del grano calculada asumiendo simetría esférica.

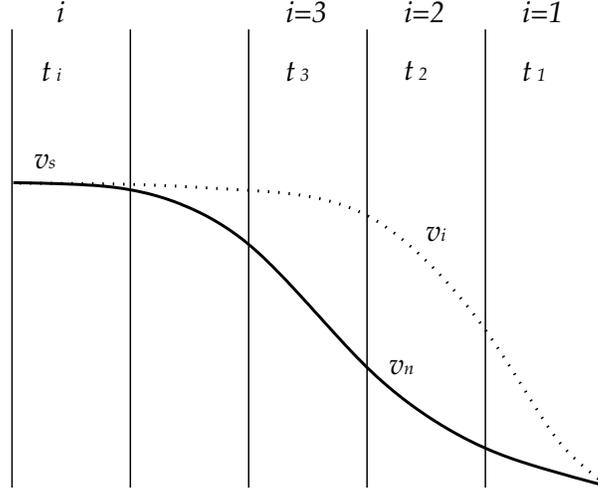


FIGURA 6.1: Esquema de la variación de las velocidades de los fluidos iónico (línea discontinua) y neutro (línea continua), desde la velocidad de la nube ambiente  $v_0$ , hasta la velocidad final del choque  $v_s$ . La región de disipación del choque de tipo C se ha dividido en  $i$  capas plano-paralelas para cada instante  $t_i$  en la evolución del choque.

En la FIG. 6.1 mostramos un esquema de la variación de las velocidades de los fluidos iónico y neutro dentro del choque de tipo C, cuya región de disipación se ha dividido en  $i$  capas plano-paralelas. Una vez que se conoce la tasa total de pulverizado en cada una de estas capas, y empleando el algoritmo de Euler, podemos calcular la densidad volumétrica de átomos de silicio,  $n(Si)$ , de moléculas de  $CH_3OH$ ,  $n(CH_3OH)$ , y de moléculas de  $H_2O$ ,  $n(H_2O)$ , que se han eyectado de los granos de polvo en la capa de gas  $i$ -ésima:

$$n(Si)_{i+1} = n(Si)_i + \Delta t_n \left[ \frac{dn(Si)}{dt} \right]_{tot,i}^{m,c} \quad (6.13)$$

$$n(CH_3OH)_{i+1} = n(CH_3OH)_i + \Delta t_n \left[ \frac{dn(CH_3OH)}{dt} \right]_{tot,i}^m \quad (6.14)$$

$$n(H_2O)_{i+1} = n(H_2O)_i + \Delta t_n \left[ \frac{dn(H_2O)}{dt} \right]_{tot,i}^m \quad (6.15)$$

donde  $\Delta t_n = (t_{n,i+1} - t_{n,i})$  con  $t_{n,i+1}$  y  $t_{n,i}$  el tiempo del fluido neutro asociado a las capas plano-paralelas  $(i + 1)$ -ésima e  $i$ -ésima respectivamente. La abundancia total de

silicio atómico, de CH<sub>3</sub>OH y de H<sub>2</sub>O eyectada de los granos de polvo en cada capa del choque se calcula finalmente como  $\chi^{(m)}=n^{(m)}/n(H_2)$ .

### 6.3.2 Rendimiento de pulverizado de los mantos helados

En la SEC. 6.3.1 hemos mostrado las expresiones empleadas en el cálculo de la tasa de pulverizado y de las abundancias de silicio, CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O, con la excepción del rendimiento de pulverizado,  $\langle Y(E) \rangle_\theta$ , y de la energía umbral de colisión  $E_{th}$  (o en su defecto,  $x_{th}$ ). Mientras que en esta sección nos centraremos en el estudio de estas magnitudes para el caso de los hielos, en la SEC. 6.3.3 expondremos las expresiones del rendimiento y de la energía umbral utilizados para los núcleos.

El rendimiento de pulverizado de los mantos promediado para todo ángulo  $\theta$ ,  $\langle Y(E) \rangle_\theta$ , se puede aproximar en el límite de bajas energías por  $\langle Y(E) \rangle_\theta \approx 2 Y(E, \theta = 0)$  (Draine 1995), donde el rendimiento de pulverizado en la dirección normal  $\theta=0$  se calcula como (EC. 31 en Draine & Salpeter 1979):

$$Y(E, \theta = 0) = A \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{1 + (\varepsilon/30)^{4/3}}, \quad \varepsilon > \varepsilon_0 \quad (6.16)$$

$A$  es una constante adimensional ( $A \approx 8.3 \times 10^{-4}$ ), y  $\varepsilon$  y  $\varepsilon_0$  están relacionados con la energía de impacto de la partícula incidente,  $E$ , y con la energía de ligadura de la superficie del grano (o *binding energy*) por átomo o molécula,  $U_0$ .  $\varepsilon$  y  $\varepsilon_0$  se determinan como (Draine & Salpeter 1979):

$$\varepsilon = \eta E / U_0 \quad (6.17)$$

$$\varepsilon_0 = \max[1, 4\eta] \quad (6.18)$$

donde  $\eta$  se deriva fácilmente haciendo  $\eta = 4\xi M_p M_t (M_p + M_t)^{-2}$ .  $M_p$  es la masa de la partícula incidente,  $M_t$  es la masa de la partícula *blanco* en la colisión, y  $\xi$  es un factor de eficiencia de impacto entre el proyectil y el blanco, que tiene un valor de 0.8 en el caso de los mantos (ver Draine & Salpeter 1979).

Si asumimos que dichos mantos están básicamente compuestos por agua (con una abundancia de H<sub>2</sub>O de  $\sim 7.25 \times 10^{-5}$ ; Whittet & Duley 1991), la energía de ligadura de los hielos  $U_0$  será 0.53 eV (ver TABLA 3 en Tielens et al. 1994). Como mencionamos al inicio de la SEC. 6.3, hemos considerado como partículas incidentes la molécula de H<sub>2</sub> y el átomo de He, las mismas que empleó Caselli et al. (1997) en su estudio anterior del pulverizado de granos. Asimismo, hemos considerado también especies atómicas y moleculares más

pesadas como C, O, Si, Fe y CO. Las masas de estos proyectiles,  $M_p$ , son 2, 4, 12, 16, 28, 56 y 28 uma, respectivamente. Puesto que el compuesto mayoritario de los hielos es  $H_2O$ , asumimos que la masa del blanco,  $M_t$ , es 18 uma. En cada colisión, cada partícula incidente sólo verá una molécula de  $H_2O$ . Las abundancias iniciales de He, C, O, Si, Fe y CO establecidas con respecto a la cantidad de hidrógeno atómico H presente en fase gas (i.e.  $\chi(m)=n(m)/n(H)$ , siendo  $m$  la partícula incidente) son 0.1,  $7.1 \times 10^{-9}$ ,  $1.8 \times 10^{-4}$ ,  $8.0 \times 10^{-9}$ ,  $3.0 \times 10^{-9}$  y  $1.5 \times 10^{-4}$  respectivamente. Estas abundancias corresponden a las derivadas a partir de la química de alta densidad en nubes moleculares oscuras con un bajo contenido en elementos metálicos (ver Prasad & Huntress 1982; Herbst & Leung 1989; Graedel et al. 1982).

Si sustituimos el valor de  $E$  de la EC. 6.8 en la EC. 6.17, podemos obtener el valor de  $x_{th}$  correspondiente a la energía umbral de colisión para los mantos,  $E_{th}$ , por medio de  $x_{th} = \left( \frac{\varepsilon_0 U_0}{\eta k_b T} \right)^{1/2}$ . Para establecer la fracción de silicio atómico contenido en los mantos,  $\chi^m(Si)$  en la EC. 6.9, hemos considerado la abundancia de SiO en el gas de velocidad moderada observada en la posición ( $0''$ ,  $-20''$ ) de L1448-mm,  $\chi(SiO) \sim 10^{-8}$  (ver CAP. 4 y Jiménez-Serra et al. 2005). La fracción de silicio eyectada en cada colisión entre la partícula incidente y un grano de polvo será por tanto  $\chi^m(Si) = 1.4 \times 10^{-4}$ , que resulta de considerar  $\chi^m(Si) = \chi(SiO) / \chi(H_2O)$ . Puesto que la cantidad de material contenido en los mantos es limitado, asumimos que la abundancia máxima de silicio generada por el pulverizado de los mantos helados es  $\sim 10^{-8}$  (Jiménez-Serra et al. 2005).

### 6.3.3 Rendimiento de pulverizado de los núcleos

Para el estudio del rendimiento de pulverizado de los núcleos, hemos empleado aproximaciones diferentes para las colisiones con moléculas de  $H_2$ , por un lado, y las colisiones con He, C, O, Si, Fe y CO, por otro. En ambos casos, hemos asumido que la olivina ( $MgFeSiO_4$ ) es el silicato más abundante en la composición química global de los núcleos. Para el pulverizado producido por colisiones con  $H_2$ , hemos seguido el mismo procedimiento que el empleado en la SEC. 6.3.2 (ver ECS. 6.16, 6.17 y 6.18; ver también Caselli et al. 1997), con la diferencia de que la energía de ligadura para núcleos de silicatos,  $U_0$ , es de 5.7 eV, i.e. un factor 10 mayor que la energía asociada a los hielos de  $H_2O$  (ver TABLA 3 de Tielens et al. 1994).

Para el pulverizado producido por el impacto con He, C, O, Si, Fe y CO, hemos considerado los rendimientos calculados a través del código TRIM por May et al. (2000). La forma en que este código opera consiste en el seguimiento de las trayectorias clásicas de las partículas incidentes tras haber penetrado por la superficie del grano y colisionado sucesivamente con varios átomos individuales del núcleo. La partícula incidente pierde energía en cada una de estas colisiones. El código también sigue las trayectorias de los átomos del núcleo que han experimentado dichos impactos, teniendo en cuenta aquéllos

que escapan de la superficie del grano. El rendimiento de pulverizado viene dado directamente por el cociente entre el número de átomos liberados en el pulverizado y el número de partículas incidentes (May et al. 2000).

Los rendimientos de pulverizado por el impacto con átomos de He, C, O, Si y Fe se han calculado con TRIM para distintas energías de las partículas incidentes y ángulos diferentes de las trayectorias de colisión. El resultado se ha ajustado por medio de la siguiente expresión paramétrica (May et al. 2000):

$$\langle Y(E) \rangle_{\theta} = k_s \exp \left[ \frac{-\beta}{E - E_{th}} \right] \quad (6.19)$$

$k_s$ ,  $\beta$  y  $E_{th}$  son los tres parámetros resultantes del ajuste, donde  $E_{th}$  constituye la energía umbral de pulverizado, por debajo de la cual no se produce eyección de ningún átomo de silicio de la superficie del grano de polvo. En la TABLA 6.1, mostramos los valores de  $k_s$ ,  $\beta$  y  $E_{th}$  empleados para el cálculo del rendimiento del pulverizado de átomos de silicio por el impacto con átomos de He, C, O, Si y Fe sobre núcleos de olivina.

TABLA 6.1: *Parámetros  $k_s$ ,  $\beta$  y  $E_{th}$  del rendimiento de pulverizado para núcleos de olivina*

MgFeSiO <sub>4</sub>			
Partícula	$k^a$	$\beta$ (eV) <sup>a</sup>	$E_{th}$ (eV) <sup>a</sup>
He	$1.224 \times 10^{-2}$	42.175	$E \geq E_{th}=73$
C	$2.698 \times 10^{-2}$	36.502	$E \geq E_{th}=48$
O	$3.373 \times 10^{-2}$	37.810	$E \geq E_{th}=47$
Si	$2.217 \times 10^{-2}$	28.013	$E \geq E_{th}=47$
Fe	$1.190 \times 10^{-2}$	42.624	$E \geq E_{th}=47$
CO <sup>b</sup>	$2.217 \times 10^{-2}$	28.013	$E \geq E_{th}=47$

<sup>a</sup> *Extraído de la TABLA 4 de May et al. (2000).*

<sup>b</sup> *Asumimos que CO posee los mismos parámetros que Si.*

Para tener en cuenta los efectos de proyección en la producción de silicio dentro del choque de tipo C, hemos incluido el factor  $1/\cos^2\theta$  en la energía de impacto de la partícula incidente,  $E$ , en la EC. 6.19, donde  $\theta$  es el ángulo de inclinación del eje del flujo bipolar con respecto a la línea de mira. De esta manera, la EC. 6.19 queda como sigue:

$$\langle Y(E) \rangle_{\theta} = k_s \exp \left[ \frac{-\beta}{\frac{E}{\cos^2 \theta} - E_{th}} \right] \quad (6.20)$$

Puesto que en la SEC. 6.6 compararemos los resultados de nuestro modelo con las abundancias de SiO, CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O observadas en L1448-mm, hemos considerado el ángulo de inclinación  $\theta \sim 70^\circ$  derivado para este flujo molecular (ver Girart & Acord 2001).

Como ya hemos mencionado en la SEC. 6.1, May et al. (2000) señalaron que CO, en el límite de bajas velocidades de impacto ( $v \leq 50 \text{ km s}^{-1}$ ), podría pulverizar los núcleos de los granos como una partícula cuya masa efectiva es igual a la suma de las masas individuales de los átomos de esta molécula. Puesto que CO posee la misma masa efectiva que el átomo de Si, hemos adoptado los parámetros del rendimiento de pulverizado de Si para definir el rendimiento por el impacto de CO sobre núcleos de olivina (ver TABLA 6.1).

Para calcular la tasa de pulverizado de átomos de silicio, hemos de incluir el rendimiento de pulverizado  $\langle Y(E) \rangle_{\theta}$  determinado a partir de la expresión de la EC. 6.20, en la EC. 6.6. Los valores de  $x_{th}$  se calculan por medio de  $x_{th} = \left( \frac{E_{th}}{kT} \right)$  y considerando las energías umbrales,  $E_{th}$ , de la TABLA 6.1. Por último, asumimos que la fracción de silicio eyectada en cada colisión entre la partícula incidente y el núcleo, es  $\chi^c(\text{Si})=0.2$  (probabilidad de que el proyectil *vea* el átomo de Si dentro del complejo molecular de la olivina, MgFeSiO<sub>4</sub>; Caselli et al. 1997). Análogamente a los hielos (SEC. 6.3.2), asumimos que la abundancia máxima de silicio eyectada de los núcleos por pulverizado no excede  $\sim 10^{-6}$  (Martín-Pintado et al. 1992).

## 6.4 Estructura física del choque de tipo C

En la TABLA 6.2, resumimos los valores de los parámetros  $z_n$ ,  $z_i$ ,  $z_T$  y  $a_T$  (ver ECS. 6.1, 6.3 y 6.4) estimados para reproducir la estructura física del choque (densidad, temperatura y velocidad de los fluidos iónico y neutro) para velocidades del choque de  $10 \leq v_s \leq 40 \text{ km s}^{-1}$ , y densidades iniciales de H<sub>2</sub> de  $10^4 \leq n_0 \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Los parámetros  $z_n$  y  $z_i$ , que gobiernan el desacoplamiento entre las velocidades de los fluidos iónico y neutro (EC. 6.1), se han determinado considerando que  $v_n \approx 0.999 v_s$  al final de la región de disipación (*i.e.* cuando  $z_n \approx \Delta$ , donde  $\Delta$  es la longitud total del choque o *shock length scale*), y asumiendo que el cociente  $z_n/z_i$  es constante y vale  $\sim 9/2$ .  $\Delta$  se calcula como (EC. 8.96 en Dopita & Sutherland 2003):

$$\Delta = \frac{m_n v_s}{M_r \langle \sigma v \rangle n_{0,i}} \quad (6.21)$$

donde  $m_n \sim 2 m(\text{H})$ ,  $\langle \sigma v \rangle \sim 1.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , y  $M_r = \frac{m_n m_i}{m_n + m_i}$  con  $m_i \sim 30 m(\text{H})$  (Dopita & Sutherland 2003). Hemos asumido además que  $n_{0,i}/n_H \sim 10^{-6}$  (ver Flower et al.

1996; Flower & Pineau des Forêts 2003). Los valores calculados de  $\Delta$  se muestran en la TABLA 6.2 para cada uno de los casos considerados de choque de tipo C.

Los parámetros  $z_T$  y  $a_T$  se han determinado considerando que  $n=6$  (ver más abajo). En la TABLA 6.2, también mostramos los valores de la fracción de ionización del gas,  $\chi_e$ , y del campo magnético,  $B_0$ , calculados por medio de (ECS. 62 y 63 en Draine et al. 1983; ver también Mouschovias 1976):

$$\chi_e = n_e/n_H \sim 10^{-5} \left( \frac{n_H}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (6.22)$$

$$B_0 \approx b_0 \left( \frac{n_H}{\text{cm}^{-3}} \right)^{1/2} \quad (6.23)$$

con  $b_0 \sim 1 \mu G$ .

En la FIG. 6.2, mostramos la estructura física de un choque de tipo C con condiciones iniciales  $T_0=10 \text{ K}$ ,  $n_0=10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $v_s=40 \text{ km s}^{-1}$  y  $v_0=4.7 \text{ km s}^{-1}$ , que se ha calculado empleando las aproximaciones de las ECS. 6.1, 6.3 y 6.4, y los parámetros  $z_n$ ,  $z_i$ ,  $z_T$  y  $a_T$  de la TABLA 6.2. Las características típicas de los perfiles de los choques de tipo C son evidentes en esta figura. En efecto, estos perfiles imitan fielmente la estructura física obtenida previamente por los modelos MHD de, por ejemplo, Draine et al. (1983), Flower et al. (1996) y Kaufman & Neufeld (1996). Nuestras expresiones paramétricas no sólo describen perfectamente el rápido desacoplamiento en velocidades entre los fluidos iónico y neutro en el precursor magnético, sino que también reproducen el *desfase* existente entre el aumento de temperaturas del gas neutro y del fluido iónico en esta fase del choque (ver FIG. 6.2). Es importante mencionar que dicho *desfase* sólo aparece si asumimos que  $n \geq 6$ . En este capítulo, consideraremos únicamente el caso con  $n=6$ .

De la FIG. 6.2 se desprende que, mientras que el máximo de temperaturas del fluido iónico está correlacionado con el valor máximo de la velocidad de deriva  $v_d$ , la temperatura máxima del gas neutro  $T_{n,max}$  se alcanza cuando  $v_n \sim 0.85 v_s$ . Este valor ha sido determinado empleando la EC. 18 de Smith & Brand (1990), y asumiendo que el enfriamiento del gas se produce a través de las líneas de emisión de  $\text{H}_2\text{O}$  con  $\alpha_c=1.5$ .

## 6.5 Evolución del pulverizado de los granos de polvo

Si ahora incluimos la evolución de las variables físicas del choque  $v_n$ ,  $v_i$ ,  $T_n$ ,  $T_i$  y  $n_n$  de la SEC. 6.4 en las expresiones de la SEC. 6.3, obtenemos las abundancias de silicio eyectado de los mantos y de los núcleos de los granos en el proceso de pulverizado, en función de la edad del choque. En la FIG. 6.3, presentamos las abundancias de silicio eyectadas de los granos en función del tiempo para un conjunto de densidades iniciales del gas y de velocidades del choque. La evolución de las abundancias de silicio permanece

TABLA 6.2: *Valores iniciales de los parámetros  $z_n$ ,  $z_i$ ,  $z_T$  y  $a_T$  para una muestra de choques de tipo C*

$v_s$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$n(\text{H}_2)$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$B_0^a$ ( $\mu\text{G}$ )	$\chi_e^a$	$z_n$ (cm)	$z_i$ (cm)	$z_T^b$ (cm)	$a_T^b$ ( $\text{K}^{1/6}\text{cm}^{-1}$ )	$\Delta^c$ (pc)	$T_{n,max}^d$ (K)
20	$10^4$	140	$7 \times 10^{-8}$	$1.4 \times 10^{16}$	$3.2 \times 10^{15}$	$5.0 \times 10^{15}$	$2.9 \times 10^{-16}$	0.024	900
40	$10^4$	140	$7 \times 10^{-8}$	$2.8 \times 10^{16}$	$6.2 \times 10^{15}$	$1.1 \times 10^{16}$	$1.5 \times 10^{-16}$	0.048	2200
10	$10^5$	450	$2 \times 10^{-8}$	$7.7 \times 10^{14}$	$1.7 \times 10^{14}$	$2.0 \times 10^{14}$	$5.8 \times 10^{-15}$	0.0012	300
20	$10^5$	450	$2 \times 10^{-8}$	$1.4 \times 10^{15}$	$3.2 \times 10^{14}$	$5.0 \times 10^{14}$	$2.8 \times 10^{-15}$	0.0024	800
30	$10^5$	450	$2 \times 10^{-8}$	$2.1 \times 10^{15}$	$4.7 \times 10^{14}$	$8.0 \times 10^{14}$	$2.0 \times 10^{-15}$	0.0036	2000
40	$10^5$	450	$2 \times 10^{-8}$	$2.8 \times 10^{15}$	$6.2 \times 10^{14}$	$1.1 \times 10^{15}$	$1.6 \times 10^{-15}$	0.0048	4000
20	$10^6$	1400	$7 \times 10^{-9}$	$1.4 \times 10^{14}$	$3.2 \times 10^{13}$	$5.0 \times 10^{13}$	$2.8 \times 10^{-14}$	$2.4 \times 10^{-4}$	800
40	$10^6$	1400	$7 \times 10^{-9}$	$2.8 \times 10^{14}$	$6.2 \times 10^{13}$	$1.1 \times 10^{14}$	$1.6 \times 10^{-14}$	$4.8 \times 10^{-4}$	4000

<sup>a</sup> Estimadas a partir de las ECS. 6.22 y 6.23.

<sup>b</sup> Calculado considerando que  $n=6$ .

<sup>c</sup> Calculado con la EC. 6.21 asumiendo que  $n_{0,i}/n_H \sim 10^{-6}$ .

<sup>d</sup> Tomadas de las FIGS. 8b and 9b de Draine et al. (1983) para densidades iniciales del gas de  $n_0=10^4 \text{ cm}^{-3}$ , y  $n_0=10^5$  y  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  respectivamente.

prácticamente inalterada con la variación de la densidad del gas para una misma velocidad del choque, consistente con los resultados de Caselli et al. (1997). Por el contrario, a medida que la velocidad del choque es mayor, las abundancias de silicio aumentan de forma drástica (FIG. 6.3), tal y como cabe esperar de la fuerte dependencia de la tasa de pulverizado con el valor máximo de  $v_d$  (ver EC. 6.6 y Pineau des Forêts et al. 1997).

A partir de la FIG. 6.3, también vemos que las escalas de tiempo del choque se reducen progresivamente en un factor 10 a medida que aumentamos la densidad del gas desde  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  a  $10^5$  y  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Esto se explica por medio del hecho de que la edad del choque es inversamente proporcional a la densidad <sup>1</sup>.

Puesto que el pulverizado de granos no presenta variaciones significativas con el aumento de la densidad inicial del gas sino con el de la velocidad del choque, en la FIG. 6.4 mostramos en detalle las abundancias de silicio generadas por el pulverizado de los

<sup>1</sup>Las escalas de tiempo asociadas al enfriamiento del gas en la región de disipación del choque varían como  $n_i^{-1}$ , donde  $n_i$  es proporcional a la densidad del medio (Chièze et al. 1998; Lesaffre et al. 2004).

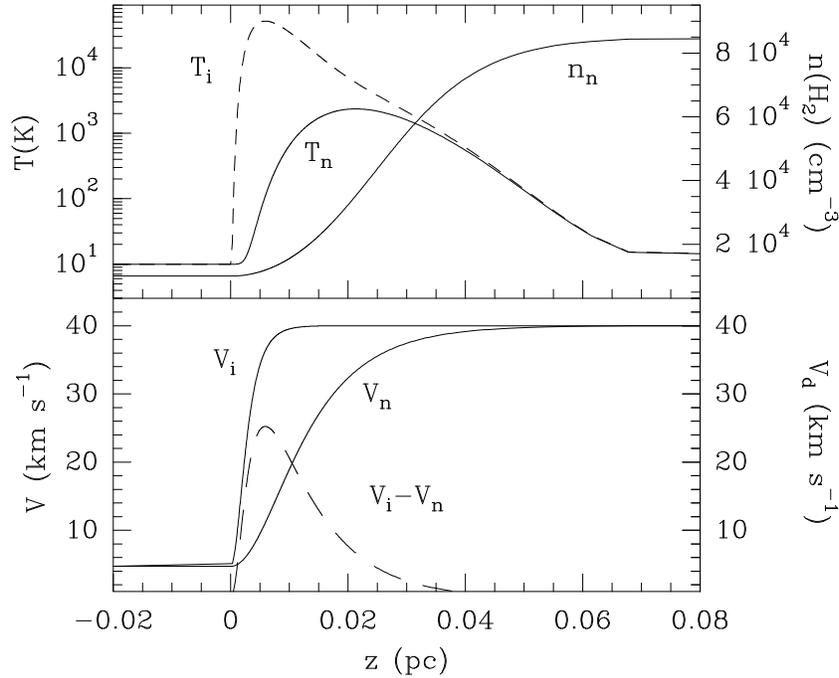


FIGURA 6.2: Variables físicas del choque de tipo C, obtenidas a partir de las ECS. 6.1, 6.3 y 6.4 para una velocidad del choque  $v_s=40 \text{ km s}^{-1}$  y condiciones iniciales del gas de la nube ambiente de  $v_0=4.7 \text{ km s}^{-1}$ ,  $T_0=10 \text{ K}$  y  $n_0=10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

mantos y de los núcleos en función de la edad del choque, para una única densidad de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  y velocidades del choque de 10, 20, 30 y  $40 \text{ km s}^{-1}$ . El pulverizado de los mantos por colisiones con  $\text{H}_2$  y con He (en trazo grueso en la FIG. 6.4) se corresponde exactamente con el previamente calculado por Caselli et al. (1997). De la FIG. 6.4 se desprende que, aunque la abundancia de las especies pesadas C, O, Si, Fe y CO es varios órdenes de magnitud menor que la de  $\text{H}_2$  y He (ver SEC. 6.3.2), el pulverizado producido por dichas especies es mucho más eficiente que el generado por colisiones con  $\text{H}_2$  y He, para velocidades del choque bajas.

Esta mayor eficiencia de los átomos y moléculas pesados se puede comprobar fácilmente a partir de los tiempos de *inyección* ( $t_{inj}$ ) y de *saturación* ( $t_{sat}$ ) de la TABLA 6.3. Definimos los tiempos de inyección como aquéllos para los que la abundancia de silicio en fase gas, relativa a  $\text{H}_2$ , es superior a  $10^{-20}$ , valor que coincide con el límite inferior representado en la FIG. 6.4. Los tiempos de saturación se definen como aquéllos para los que la diferencia de abundancias de silicio (en la escala logarítmica) entre dos instantes consecutivos del choque  $t_{n,i}$  y  $t_{n,i+1}$  (ver SEC. 6.3.1), es  $\leq 0.1$ . En la TABLA 6.3, también se muestran los tiempos de inyección y de saturación debidos a la pulverización de todas las partículas

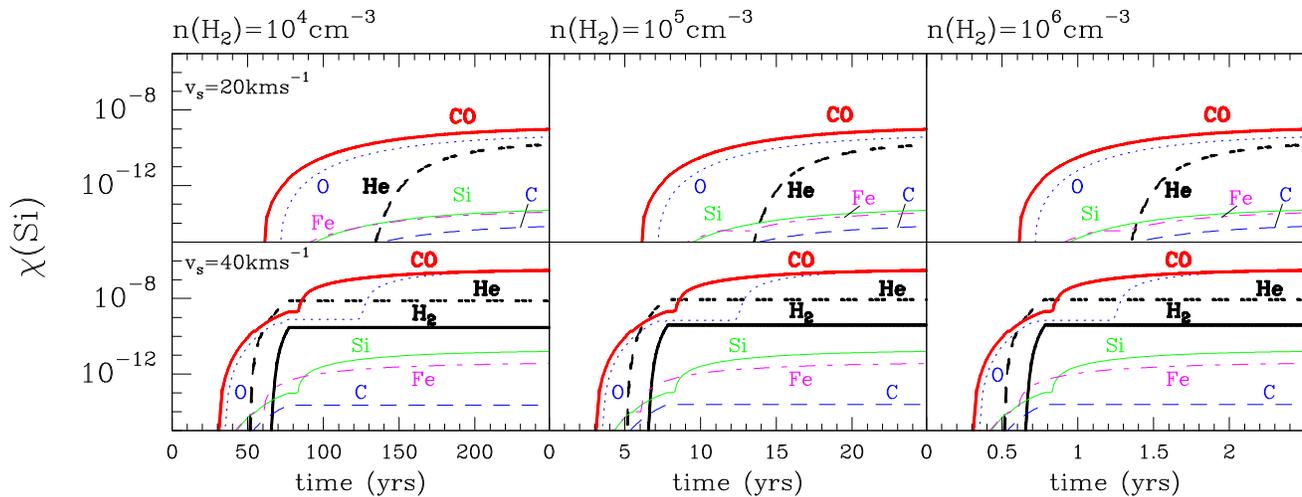


FIGURA 6.3: Evolución temporal de la abundancia de silicio eyectado de los granos de polvo por el pulverizado con  $H_2$ , He, C, O, Si, Fe y CO, para densidades iniciales del gas de  $10^4$ ,  $10^5$  y  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  y velocidades del choque de 20 y  $40 \text{ km s}^{-1}$ .

incidentes consideradas en el modelo. Debemos mencionar que, aunque la magnitud de estos tiempos es un factor  $\sim 100$  menores que las escalas dinámicas del flujo molecular L1448-mm ( $\sim 1000$  años; CAP. 2), dichos tiempos son del mismo orden de magnitud que los asociados a los choques jóvenes de este flujo bipolar ( $\leq 90$  años; Girart & Acord 2001). La TABLA 6.3 muestra efectivamente que los tiempos de inyección y de saturación de  $H_2$  y He son considerablemente mayores que los de los átomos pesados o CO para velocidades del choque bajas, lo que implica que las especies ligeras  $H_2$  o He no son las responsables de la destrucción de los granos por pulverizado en este régimen de velocidades.

Es importante mencionar que, dentro de las partículas incidentes pesadas, la molécula de CO claramente domina el pulverizado de los mantos en choques de baja velocidad. El átomo de Fe, que presenta los tiempos de inyección más bajos de todas estas partículas, parece iniciar el pulverizado de los mantos (ver TABLA 6.3). Sin embargo, la abundancia de este átomo en el gas tranquilo de las nubes oscuras es tan pequeña que el pulverizado por colisiones con Fe es realmente poco eficaz, obteniéndose abundancias máximas de silicio eyectadas por este átomo de sólo de  $\leq 6 \times 10^{-14}$  (ver FIG. 6.4). Por el contrario, las colisiones con CO, cuyos tiempos de inyección y de saturación son similares a los de Si pero cuya abundancia es 4 órdenes de magnitud mayor que la de Si, son las causantes de la eyección de la mayor parte del material de los mantos helados. En efecto, si analizamos los tiempos de saturación debido al CO en la TABLA 6.3, vemos que éstos son muy parecidos a los debidos a todas las partículas proyectil consideradas en el modelo, en el régimen de bajas velocidades del choque.

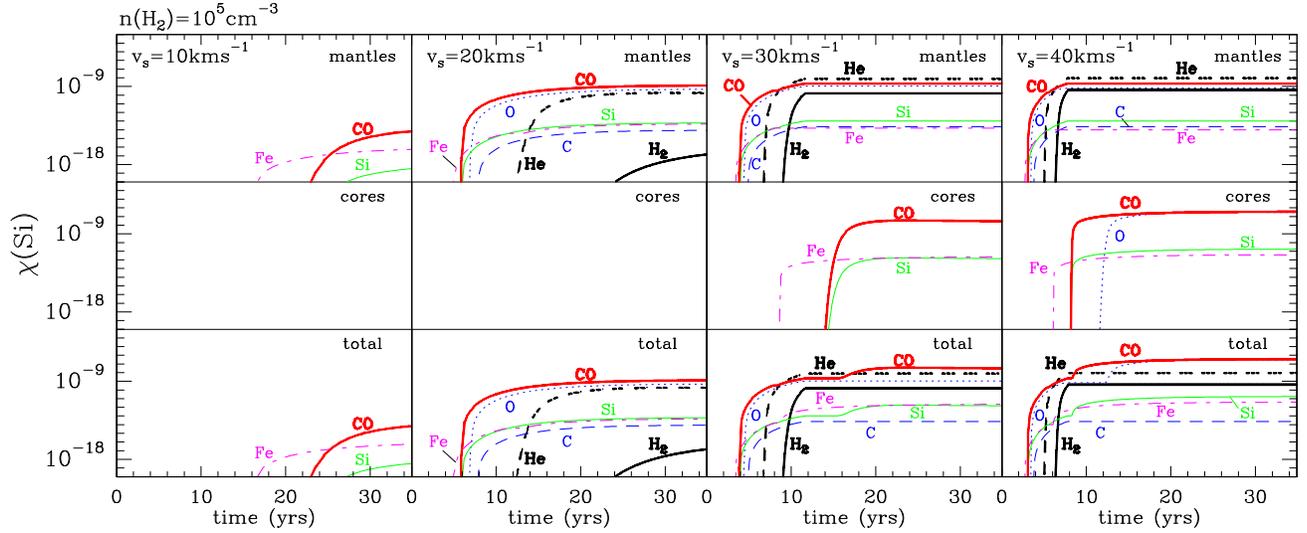


FIGURA 6.4: Abundancias de silicio atómico eyectado de los granos por el pulverizado con  $H_2$ ,  $He$ ,  $C$ ,  $O$ ,  $Si$ ,  $Fe$  y  $CO$ , para velocidades del choque de 10, 20, 30 y  $40 \text{ km s}^{-1}$  y densidad inicial del gas de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Para cada velocidad, mostramos la producción individual de silicio eyectado de los mantos (paneles superiores), de los núcleos (paneles intermedios), y de la suma de ambos (paneles inferiores).

Las abundancias de silicio eyectadas de los mantos por el impacto con  $CO$  para velocidades de  $v_s \leq 10 \text{ km s}^{-1}$  son muy pequeñas ( $\sim 10^{-14}$ ; FIG. 6.4). Sin embargo, para velocidades del choque ligeramente mayores ( $v_s = 20 \text{ km s}^{-1}$ ), esta molécula es capaz de inyectar cantidades no despreciables de silicio a la fase gas ( $\sim 10^{-9}$ ). Esto implica que la *velocidad umbral de pulverizado* determinada previamente en los estudios de pulverizado de Flower et al. (1996), Caselli et al. (1997) y May et al. (2000), se ve reducida significativamente (en aproximadamente  $10 \text{ km s}^{-1}$ ) por la incorporación de las especies atómicas y moleculares más pesadas en choques de baja velocidad. Aún más interesante para nuestro caso son las pequeñas abundancias de silicio obtenidas por el pulverizado de los mantos por  $CO$  en los primeros estadios de la evolución del choque ( $t \sim 10$  años) para los casos con  $v_s = 20 \text{ km s}^{-1}$  y  $v_s = 30 \text{ km s}^{-1}$  (FIG. 6.4). Como discutiremos en la SEC. 6.6, estos resultados podrían explicar las abundancias de  $SiO$  derivadas de la emisión estrecha de esta molécula observada en los choques jóvenes del flujo molecular L1448-mm. Finalmente, todo el silicio contenido en los mantos helados de los granos es inyectado a la fase gas por colisiones con  $CO$  para velocidades del choque de  $v_s \sim 30 \text{ km s}^{-1}$  (ver FIG. 6.4).

En el caso de choques con velocidades  $v_s \geq 40 \text{ km s}^{-1}$ , los tiempos de saturación del átomo de  $He$  son similares a los obtenidos para todas las partículas proyectil, indicando que este átomo es el responsable de la eyección de prácticamente todo el material de los

TABLA 6.3: *Tiempos de inyección y de saturación para los hielos y núcleos de los granos*

		Hielos								Núcleos							
		$v_s$ (km s <sup>-1</sup> )								$v_s$ (km s <sup>-1</sup> )							
		10		20		30		40		10		20		30		40	
		Inj.	Sat.	Inj.	Sat.	Inj.	Sat.	Inj.	Sat.	Inj.	Sat.	Inj.	Sat.	Inj.	Sat.	Inj.	Sat.
H <sub>2</sub>	...	...	24.3	25.8	9.1	11.4	6.4	7.8	...	...	...	...	...	...	...	...	...
He	...	...	12.6	16.4	6.7	8.9	5.1	6.8	...	...	...	...	...	...	...	...	...
C	...	...	7.9	10.9	5.1	7.2	3.9	5.8	...	...	...	...	...	...	...	...	...
O	...	...	6.9	10.4	4.6	7.0	3.5	5.7	...	...	...	...	...	...	11.6	13.0	...
Si	27.3	32.7	6.2	9.6	4.1	6.7	3.1	5.4	...	...	...	...	14.5	16.5	8.2	8.7	...
Fe	17.3	25.4	5.0	9.1	3.5	6.3	2.8	5.1	...	...	...	...	8.6	9.3	6.2	6.6	...
CO	23.5	32.7	5.8	9.6	3.8	6.7	3.1	5.4	...	...	...	...	14.0	16.5	8.2	8.7	...
<b>all</b>	<b>17.3</b>	<b>32.7</b>	<b>5.0</b>	<b>9.6</b>	<b>3.5</b>	<b>6.7</b>	<b>2.8</b>	<b>6.3</b>	...	...	...	...	<b>8.6</b>	<b>16.5</b>	<b>6.2</b>	<b>8.7</b>	...

Nota.— Los tiempos de inyección y de saturación vienen dados en unidades de años.

mantos helados en este régimen de velocidades del choque.

En el pulverizado de los núcleos, sólo las colisiones con O, Si, Fe y CO son lo suficientemente eficaces como para destruir dichos núcleos (ver FIG. 6.4). La eyección de silicio de los núcleos ocurre para velocidades del choque de  $v_s \geq 30 \text{ km s}^{-1}$ , y todo el material es finalmente liberado para  $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$  con una abundancia de silicio de  $\sim 3 \times 10^{-7}$  (ver FIG. 6.4). Análogamente al caso de los mantos, y a pesar de que el átomo de Si posee los mismos tiempos de inyección y de saturación que el CO (en la SEC. 6.3.3 hemos asumido que estas dos especies poseen propiedades de pulverizado muy similares), esta molécula es el principal agente de pulverizado de los núcleos puesto que su abundancia supera claramente la de Si en nubes moleculares oscuras.

## 6.6 Comparación con las observaciones: Abundancias de SiO

Un vez conocidas las abundancias de silicio eyectadas de los mantos y de los núcleos por el pulverizado de granos, podemos comparar nuestros resultados de la SEC. 6.5 con las abundancias de SiO medidas en el flujo bipolar joven L1448-mm. Para ello, hemos escogido la posición (0'', -20''), cuya emisión en SiO presenta todos los regímenes de

velocidad observados en este flujo molecular: el gas de la nube ambiente (centrado en  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ ), la componente del precursor (a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ ), el gas de velocidad moderada con  $v \leq 20\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$  (ver CAP. 4 y Jiménez-Serra et al. 2005) y la componente de alta velocidad con  $v > 30 \text{ km s}^{-1}$  (Martín-Pintado et al. 1992). La FIG. 6.5 muestra el espectro de la transición SiO  $J=2\rightarrow 1$  detectada en esta posición del flujo. Aunque la emisión más intensa aparece para velocidades  $v \leq 10 \text{ km s}^{-1}$ , esta transición presenta un ala de emisión de velocidad moderada cuya velocidad terminal es de  $\sim 20\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$ .

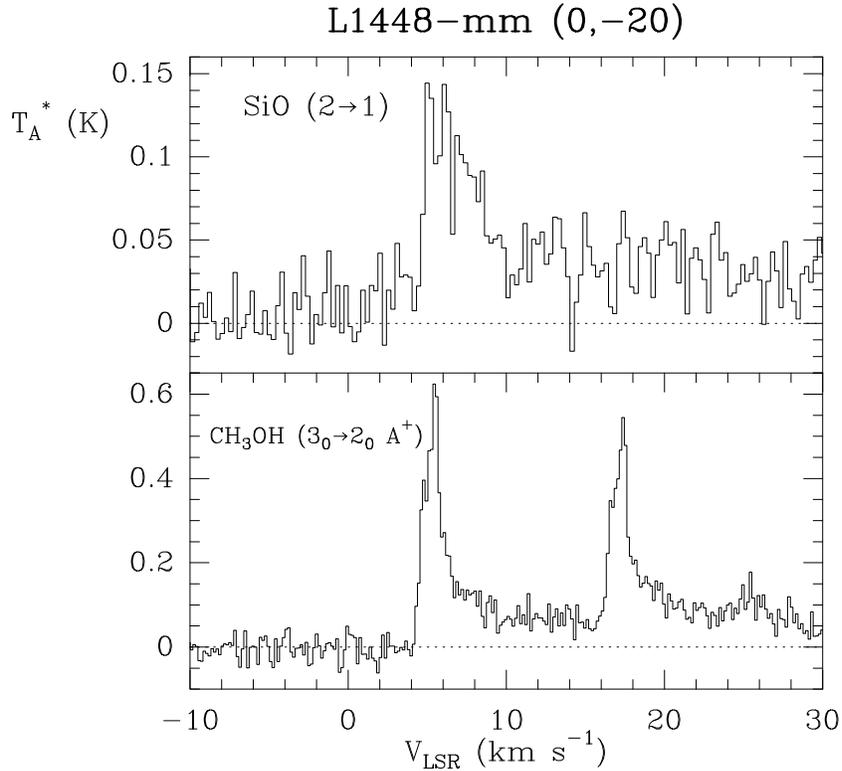


FIGURA 6.5: *Espectros de las transiciones SiO ( $2\rightarrow 1$ ) y CH<sub>3</sub>OH ( $3_0\rightarrow 2_0 A^+$ ) observadas en L1448-mm ( $0'', -20''$ ) (ver también FIGS. 4.1 y 5.1).*

En la TABLA 6.4, recogemos las velocidades centrales y las áreas obtenidas de la emisión de SiO en la nube ambiente, en la componente del precursor, y en el gas de velocidad moderada en L1448-mm ( $0'', -20''$ ) con  $V_{LSR} \leq 20 \text{ km s}^{-1}$ . Para éste último, hemos considerado intervalos de velocidad de  $1 \text{ km s}^{-1}$ . Las abundancias de SiO se han calculado asumiendo emisión ópticamente delgada (ver SEC. 3.5) y se han empleado las temperaturas de excitación,  $T_{ex}$ , derivadas por Requena-Torres et al. (2007) a partir del estudio multi-transición de CH<sub>3</sub>OH en esta posición del flujo molecular (ver TABLA 6.4). Con el

fin de comparar estas abundancias con las predichas por nuestro modelo, en la TABLA 6.4 hemos incluido los tiempos del fluido neutro  $t_n$  (EC. 6.2) asociados a las velocidades centrales de cada intervalo. En el caso del gas de alta velocidad, hemos empleado las abundancias de SiO ( $\sim 10^{-6}$  y  $2 \times 10^{-6}$  a 40 y 50 km s $^{-1}$  respectivamente) obtenidas por Martín-Pintado et al. (1992). Finalmente, en la FIG. 6.6, hemos representado las abundancias de SiO de la TABLA 6.4 en función del tiempo del fluido neutro  $t_n$  para cada uno de los regímenes de velocidad encontrados en L1448-mm (nótese que hemos introducido sólo algunas de las abundancias de SiO calculadas en el rango de velocidades moderadas del choque).

TABLA 6.4: *Áreas y abundancias de SiO, CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O medidas en el gas ambiente, el precursor y el gas de velocidad moderada de L1448-mm*

$V_{LSR}$ (km s $^{-1}$ )	$t_n$ (años)	$T_{ex}$ (K)	SiO		CH <sub>3</sub> OH		H <sub>2</sub> O	
			Área (K km s $^{-1}$ )	$\chi$ (SiO)	Área (K km s $^{-1}$ )	$\chi$ (CH <sub>3</sub> OH)	Área (K km s $^{-1}$ )	$\chi$ (o-H <sub>2</sub> O)
4.7	2.4	9	$\leq 0.004$	$\leq 1.0 \times 10^{-12}$	0.10(4)	$1.0 \times 10^{-9}$	...	...
5.2	5.3	10	0.071(8)	$1.5 \times 10^{-11}$	0.64(6)	$5.7 \times 10^{-9}$	...	...
6.5	10.5	15	0.11(4)	$1.5 \times 10^{-9}$	0.19(3)	$1.1 \times 10^{-7}$	0.048	$7.7 \times 10^{-6}$
7.5	13.5	15	0.10(4)	$3.0 \times 10^{-9}$	0.13(3)	$1.6 \times 10^{-7}$	...	...
8.5	16.3	15	0.07(4)	$3.2 \times 10^{-9}$	0.10(3)	$1.9 \times 10^{-7}$	0.045	$7.2 \times 10^{-6}$
9.5	19.0	15	0.05(4)	$3.4 \times 10^{-9}$	0.07(3)	$2.0 \times 10^{-7}$	...	...
10.5	21.8	15	$\leq 0.04$	$\leq 2.9 \times 10^{-9}$	0.07(3)	$2.0 \times 10^{-7}$	...	...
11.5	24.6	15	0.05(4)	$4.3 \times 10^{-9}$	0.07(3)	$2.8 \times 10^{-7}$	0.040	$6.4 \times 10^{-6}$
12.5	27.5	15	0.04(4)	$5.0 \times 10^{-9}$	0.06(3)	$2.9 \times 10^{-7}$	...	...
13.5	30.6	15	0.05(4)	$6.9 \times 10^{-9}$	...	...	0.035	$5.6 \times 10^{-6}$
14.5	34.0	15	$\leq 0.04$	$\leq 7.3 \times 10^{-9}$	...	...	...	...
15.5	37.6	15	0.04(4)	$1.3 \times 10^{-8}$	...	...	...	...
16.5	41.7	15	$\leq 0.04$	$\leq 8.8 \times 10^{-9}$	...	...	0.025	$4.0 \times 10^{-6}$
17.5	46.3	15	0.05(4)	$1.5 \times 10^{-8}$	...	...	...	...
18.5	51.6	15	$\leq 0.04$	$\leq 1.1 \times 10^{-8}$	...	...	...	...

Considerando que, o bien el SiO es directamente eyectado de los granos (Martín-Pintado et al. 1992), o bien el silicio se convierte rápidamente en SiO (ver Pineau des Fôrets et al. 1997), la FIG. 6.6 muestra las abundancias teóricas de SiO predichas por el modelo del pulverizado de granos, cuando el haz del telescopio contiene dos choques, uno con velocidad  $v_s=30$  km s $^{-1}$  y otro con  $v_s=60$  km s $^{-1}$ . Los parámetros de estos choques se recogen en la TABLA 6.5. Como se aprecia en la FIG. 6.6, las abundancias de SiO

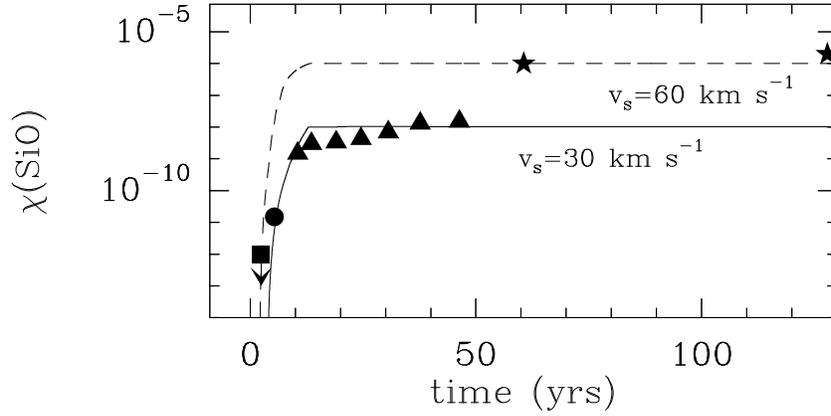


FIGURA 6.6: Comparación de las abundancias de SiO observadas en el gas ambiente (cuadrado), en la componente del precursor (círculo), en el gas de velocidad moderada (triángulos) y en el gas de alta velocidad (estrellas) de L1448-mm, con las eyectadas de los granos de polvo por pulverizado en dos choques de tipo C con  $v_s=30$  y  $60 \text{ km s}^{-1}$  (ver los parámetros derivados para estos choques en la TABLA 6.5). La flecha vertical indica que este dato es un límite superior de la abundancia de SiO.

generadas a lo largo de la propagación del choque con  $v_s=30 \text{ km s}^{-1}$ , ajustan perfectamente con las observadas en la posición L1448-mm ( $0'', -20''$ ) reproduciendo, incluso, el aumento progresivo de dichas abundancias a medida que nos desplazamos en velocidad desde el gas de la nube ambiente a la componente de velocidad moderada (CAP. 4 y Jiménez-Serra et al. 2005). En efecto, la erosión de los mantos por colisiones con CO es capaz de simular no sólo las abundancias de SiO en la nube ambiente ( $\leq 10^{-12}$ , representada por un cuadrado en la FIG. 6.6), sino también en la componente del precursor ( $\sim 2 \times 10^{-11}$ , círculo) y en el gas de velocidad moderada (desde  $\sim 10^{-9}$  a  $\sim 10^{-8}$  en triángulos), confirmando la teoría propuesta en los CAPS. 3 y 4. Estos resultados demuestran que la emisión estrecha de SiO detectada en los choques jóvenes de L1448-mm, se debe a la erosión reciente de los mantos producida por la interacción del precursor magnético en choques de tipo C de velocidad baja.

Sin embargo, para ajustar las abundancias de SiO medidas en el gas de alta velocidad del choque, hemos necesitado considerar un choque con una velocidad mayor de  $v_s=60 \text{ km s}^{-1}$ . La velocidad de deriva,  $v_d$ , generada en este choque es capaz de destruir totalmente los núcleos de olivina y de aumentar la abundancia de SiO pulverizado hasta valores del orden de algunos  $10^{-6}$  (FIG. 6.6; Martín-Pintado et al. 1992).

Otra posible alternativa que podría explicar el aumento progresivo de las abundancias de SiO en el flujo bipolar L1448-mm, consistiría en la existencia de dos choques de tipo C que se encontraran en dos fases diferentes de su evolución. De esta manera, mientras

TABLA 6.5: *Parámetros de los choques C obtenidos del ajuste de las abundancias de SiO.*

$v_s$ (km s <sup>-1</sup> )	$n(\text{H}_2)$ (cm <sup>-3</sup> )	$\Delta$ (pc)	$T_{n,max}$ (K)	$z_n$ (cm)	$z_i$ (cm)	$z_T$ (cm)	$a_T$ (K <sup>1/6</sup> cm <sup>-1</sup> )	$z_n/z_i$
30	10 <sup>5</sup>	0.0036	2000	2.1×10 <sup>15</sup>	5.0×10 <sup>14</sup>	8.0×10 <sup>14</sup>	2.0×10 <sup>-15</sup>	4.2
60	10 <sup>5</sup>	0.0072	6000	4.1×10 <sup>15</sup>	9.2×10 <sup>14</sup>	1.1×10 <sup>15</sup>	1.8×10 <sup>-15</sup>	4.5

que las abundancias de SiO observadas en el rango de velocidades de la componente del precursor y del gas de velocidad moderada, se habrían generado en los primeros estadios del choque, las abundancias de  $\sim 10^{-6}$  medidas para esta molécula en el gas de alta velocidad de L1448-mm, podrían explicarse por la interacción del choque en las fases más tardías de su evolución. En el CAP. 7 exploraremos con más detalle esta segunda posibilidad.

## 6.7 Abundancias de CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O pulverizadas de los mantos

Como expusimos en la SEC. 6.1, además del SiO, las moléculas de CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O constituyen otros productos del pulverizado de los granos de polvo. En esta sección, discutiremos si las abundancias de estas dos especies moleculares predichas por el modelo, son consistentes con las observadas en el flujo molecular L1448-mm.

Para realizar la comparación entre estas abundancias, hemos considerado la emisión detectada de CH<sub>3</sub>OH en la posición L1448-mm (0'', -20'') y representada en la FIG. 6.5 (panel inferior). En la TABLA 6.4, se recogen las velocidades centrales, áreas, tiempos del fluido neutro y abundancias de CH<sub>3</sub>OH derivadas del espectro de la FIG. 6.5. Las abundancias de esta especie se han calculado siguiendo el mismo procedimiento que el empleado para las abundancias de SiO (SEC. 6.6), y las hemos representado en función de  $t_n$  en el panel superior de la FIG. 6.7. La abundancia de CH<sub>3</sub>OH derivada en la componente del precursor de L1448-mm (0'', -20'') se indica por medio de un círculo en la FIG. 6.7, mientras que las asociadas al gas de velocidad moderada, por medio de triángulos en rojo. Las abundancias de esta molécula generadas por el pulverizado de los mantos helados dentro de un choque con  $v_s=30$  km s<sup>-1</sup> (ver parámetros en la TABLA 6.5) también se muestran en la FIG. 6.7. Por comparación, también mostramos en esta figura las abundancias teóricas y observadas de SiO de la FIG. 6.6, en negro.

Como se aprecia en la FIG. 6.7, la curva evolutiva de las abundancias *sintéticas* de CH<sub>3</sub>OH se ajusta relativamente bien a las observadas, especialmente aquéllas asociadas al gas de velocidad moderada que difieren en menos de un factor 5 con respecto a las abundancias medidas. Junto con los resultados obtenidos para SiO, esto es consistente con el hecho de que el aumento progresivo de las abundancias de SiO y CH<sub>3</sub>OH observado en L1448-mm (0'', -20'') para velocidades  $v \leq 20-30 \text{ km s}^{-1}$ , es debido al pulverizado de los mantos helados de los granos producido por la interacción de un único choque de velocidad  $v_s = 30 \text{ km s}^{-1}$ .

Por otro lado, sabemos que H<sub>2</sub>O es el compuesto mayoritario de los hielos de los granos de polvo (Tielens & Allamandola 1987). Se espera, por tanto, que esta molécula también experimente un aumento de su abundancias en varios órdenes de magnitud (hasta  $\sim 10^{-4}$ ) en regiones de flujos bipolares (Draine et al. 1983; Kaufman & Neufeld 1996). Análogamente a las moléculas de SiO y CH<sub>3</sub>OH, en la FIG. 6.7 presentamos la comparación de las abundancias de H<sub>2</sub>O pulverizada de los mantos, con las observadas en el flujo molecular L1448-mm. Para estimar las abundancias de H<sub>2</sub>O en este flujo bipolar, hemos empleado las observaciones de SWAS de la transición  $J=1_{10} \rightarrow 1_{01}$  de o-H<sub>2</sub>O presentadas por Benedettini et al. (2002) en su FIG. 1. Debido a la peor resolución espectral de estas observaciones en comparación con las de SiO y CH<sub>3</sub>OH de la FIG. 6.5, las abundancias de H<sub>2</sub>O sólo se han podido determinar en intervalos de  $2.5 \text{ km s}^{-1}$ . Asumiendo emisión ópticamente delgada, las abundancias de o-H<sub>2</sub>O se pueden calcular a partir de (Neufeld et al. 2000):

$$\frac{n(o-H_2O)}{n(H_2)} = 2.0 \times 10^{-5} \frac{d^2}{n_5 M q_{-11}} \int T_A^* dv \quad (6.24)$$

donde  $d$  es la distancia de L1448-mm en kpc ( $d=0.30 \text{ kpc}$ ),  $n_5$  es la densidad de H<sub>2</sub> en unidades de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  [asumimos que  $n(H_2)=10^5 \text{ cm}^{-3}$ ; ver CAP. 5],  $M$  es la masa del flujo en unidades de  $M_\odot$  y  $q_{-11}$  es el coeficiente colisional de excitación en unidades de  $10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  de la transición  $J=1_{10} \rightarrow 1_{01}$  del o-H<sub>2</sub>O. Para las temperaturas de excitación del gas de velocidad moderada de  $T_{ex}=15 \text{ K}$  (TABLA 6.4), este coeficiente vale  $q_{-11}=1.17 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Phillips et al. 1996). Las áreas y las abundancias derivadas de la emisión del o-H<sub>2</sub>O del espectro de SWAS se muestran en la TABLA 6.4.

En la FIG. 6.7, hemos incluido también las abundancias pulverizadas de H<sub>2</sub>O para el choque con  $v_s=30 \text{ km s}^{-1}$  de la TABLA 6.5 (ver SEC. 6.6). En esta figura, se puede ver que las abundancias observadas de o-H<sub>2</sub>O son más de un factor 10 menores que las predichas por el modelo. Esto podría deberse a dos posibles razones. La primera de ellas consiste en que la emisión de la línea de o-H<sub>2</sub>O no sea realmente ópticamente delgada, como muestra la autoabsorción a velocidades de la nube ambiente en las observaciones de SWAS realizadas para otros flujos moleculares como NGC 1333-IRAS4, L1157-mm o IC1396N (Neufeld et al. 2000; Benedettini et al. 2002). Esto conllevaría un valor de la

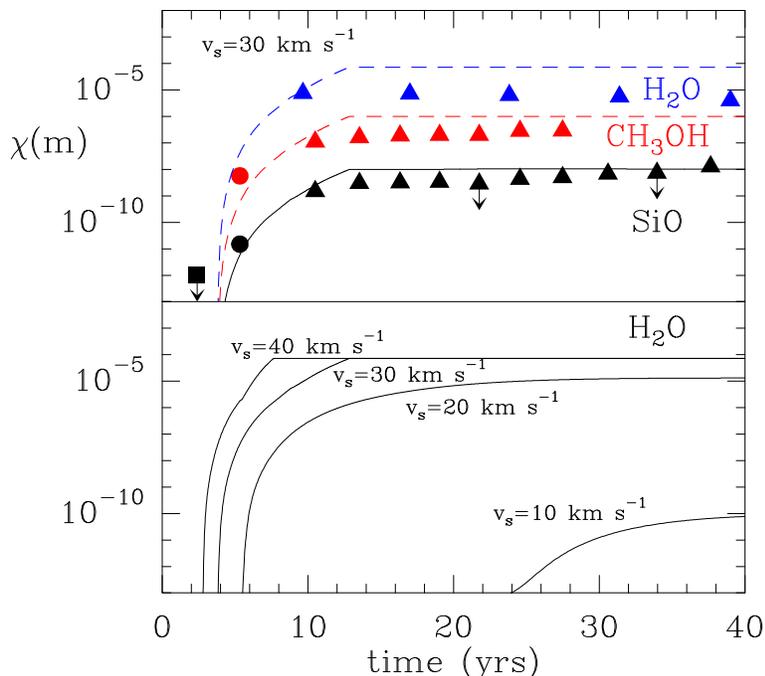


FIGURA 6.7: **Panel superior:** Comparación de las abundancias de  $\text{SiO}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  y  $\text{H}_2\text{O}$  observadas en el gas ambiente (cuadrado), en la componente del precursor (círculos) y en el gas de velocidad moderada (triángulos) de L1448-mm, con las predichas por el modelo de pulverizado de granos para un choque de tipo C con  $v_s = 30 \text{ km s}^{-1}$ . Las flechas verticales indican límites superiores de la abundancia de  $\text{SiO}$ . **Panel inferior:** Abundancias de  $\text{H}_2\text{O}$  predichas por el modelo para choques con velocidades de 10, 20, 30 y  $40 \text{ km s}^{-1}$  y densidad inicial del gas  $n_0 = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

abundancia de o- $\text{H}_2\text{O}$  considerablemente mayor que las presentadas en la TABLA 6.4.

La segunda razón atendería al hecho de que los haces del 30 m y de SWAS difieren de forma significativa. Mientras que el haz del 30 m para la transición  $J=2 \rightarrow 1$  de  $\text{SiO}$  es de  $\sim 30''$ , el haz de SWAS es del orden de  $\sim 240''$ , por lo que, teniendo en cuenta un posible efecto de dilución, las abundancias observadas de o- $\text{H}_2\text{O}$  podrían aumentar hasta ser de varios  $\sim 10^{-4}$ , consistentes con lo predicho por el modelo (FIG. 6.7).

En la FIG. 6.7 (panel inferior), mostramos las predicciones del modelo para las abundancias de  $\text{H}_2\text{O}$  pulverizada de los mantos de los granos para una serie de choques de tipo C con diferentes velocidades  $v_s = 10, 20, 30 \text{ y } 40 \text{ km s}^{-1}$ . Como se aprecia en esta figura, las colisiones con CO inyectan  $\text{H}_2\text{O}$  a la fase gas hasta alcanzar abundancias tan elevadas como  $\sim 10^{-5}$  en choques de baja velocidad ( $v_s \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ ). Para choques con  $v_s = 30 \text{ km s}^{-1}$ , la abundancia de  $\text{H}_2\text{O}$  puede aumentar hasta prácticamente  $\sim 10^{-4}$  (ver FIG. 6.7). Esto es consistente con los resultados obtenidos previamente en otros modelos

de choques de tipo C (ver p.ej. Caselli et al. 1997; Kaufman & Neufeld 1996).

## 6.8 Resumen y conclusiones

En el CAP. 3 hemos mostrado que la detección de emisión estrecha de SiO es debida al pulverizado de los granos de polvo del MI a través de la interacción reciente del precursor magnético de los choques de tipo C en regiones con flujos bipolares jóvenes. Puesto que ningún modelo de pulverizado de granos es capaz de reproducir las pequeñas abundancias asociadas a esta emisión ( $\sim 10^{-11}$ ), en este capítulo presentamos la primera modelización de la evolución temporal de las primeras fases del pulverizado de los mantos helados y de los núcleos de los granos a lo largo del choque. Para ello, hemos desarrollado un modelo paramétrico que reproduce con relativa precisión la evolución temporal de las variables físicas del choque como velocidad, temperatura y densidad, de manera independiente para los fluidos iónico y neutro del gas interestelar (SECS. 6.2 y 6.4). La sencillez de este modelo ha permitido el estudio detallado del pulverizado de granos, poniendo especial énfasis en los primeros instantes del choque en la fase del precursor magnético (ver SEC. 6.4).

A partir de los resultados del CAP. 4, hemos considerado que, además de los núcleos de los granos de polvo, el silicio atómico, o SiO, es también un compuesto minoritario de los mantos helados. El pulverizado de los granos se ha analizado considerando no sólo los agentes colisionantes ligeros y abundantes en nubes oscuras como H<sub>2</sub> o He, sino también especies atómicas y moleculares pesadas como C, O, Si, Fe y CO. En la SEC. 6.5, hemos estimado las abundancias de silicio atómico eyectadas por el pulverizado de los mantos y de los núcleos de los granos en función de la edad del choque para cada una de las partículas incidentes incluidas en el modelo. A pesar de que las abundancias de las especies pesadas son varios órdenes de magnitud menores que las de H<sub>2</sub> y He, hemos demostrado que dichas especies son las responsables de la eyección de prácticamente todo el material de los granos. En concreto, nuestros resultados de la SEC. 6.5 muestran que la molécula de CO, incluida por primera vez en un modelo del pulverizado de granos, resulta ser la partícula colisionante más eficaz en este proceso. Gracias a la presencia de este proyectil, la velocidad del choque umbral necesaria para inyectar abundancias apreciables de silicio atómico a la fase gas, se reduce de forma significativa con respecto a otros modelos de pulverizado. Como consecuencia directa de esto, las abundancias de SiO asociadas a la emisión estrecha observada en el flujo bipolar joven L1448-mm, se pueden explicar a través del pulverizado de los mantos helados de los granos por el impacto con CO en choques de baja velocidad (SEC. 6.5).

El modelo es incluso capaz de reproducir el aumento progresivo de las abundancias de SiO y CH<sub>3</sub>OH observado en este flujo molecular (ver CAP. 4). El pulverizado de los mantos helados por moléculas de CO en un choque con  $v_s=30 \text{ km s}^{-1}$  genera unas

abundancias de SiO y CH<sub>3</sub>OH consistentes con las observadas en el gas ambiente, en la componente del precursor y en la componente de velocidad moderada del gas (SECS. 6.6 y 6.7). Sin embargo, las grandes abundancias de SiO detectadas en el gas de alta velocidad de L1448-mm, sólo pueden ser explicadas por la destrucción de los núcleos en un choque con  $v_s=60 \text{ km s}^{-1}$ . Aunque estos resultados parecen indicar la presencia de dos choques con velocidades diferentes en esta región del flujo bipolar, no podemos descartar la posibilidad de que el aumento progresivo de las abundancias de SiO y CH<sub>3</sub>OH pueda ser también producido por la existencia de dos choques de tipo C en dos estadios evolutivos distintos (ver más adelante en el CAP. 7).

Para el caso de H<sub>2</sub>O, el modelo es capaz de predecir las tendencias observadas en las abundancias de esta molécula en función de la velocidad radial. Sin embargo, el hecho de que dichas abundancias discrepen en más de un factor 10 con respecto a las obtenidas por Neufeld et al. (2000) y Benedettini et al. (2002) a partir de las observaciones de la línea fundamental del o-H<sub>2</sub>O con SWAS, puede ser debido o bien a que dichas abundancias hubieran sido subestimadas al asumir emisión ópticamente delgada en estos trabajos, o bien a un efecto de dilución (ver SEC. 6.7).

El modelo de pulverizado de granos por choques de tipo C que presentamos en este capítulo, constituye una herramienta eficaz para explicar las abundancias de moléculas tales como SiO, CH<sub>3</sub>OH o H<sub>2</sub>O en flujos bipolares jóvenes donde la evolución temporal y la presencia de fenómenos transitorios, pueden jugar un papel fundamental en la química de estas regiones. Las predicciones de las abundancias de H<sub>2</sub>O realizadas por este modelo (SEC. 6.7) serán de una gran utilidad a la hora de interpretar los resultados obtenidos en regiones de formación estelar con el instrumento HIFI a bordo del futuro satélite *Herschel*.

# CAPÍTULO 7

## Evolución temporal de la emisión molecular en los choques de tipo C

Con el estudio de la evolución temporal del pulverizado de los mantos helados y de los núcleos de los granos de polvo interestelar en el CAP. 6, hemos obtenido la variación de las abundancias en fase gas de SiO a lo largo de toda la región de disipación del choque. Conocidas las abundancias de esta especie molecular, así como la estructura física del choque, podemos deducir los perfiles de línea de SiO que se espera observar en las diferentes fases evolutivas del choque. Puesto que conocemos la cinemática y la temperatura de los fluidos iónico y neutro del gas, se pueden derivar también la evolución de los perfiles de emisión de moléculas tales como HCO<sup>+</sup>, HCN o HNC (y de sus especies isotópicas) a lo largo de las distintas edades del choque. Los resultados que se presentan en este capítulo muestran claramente que la emisión molecular de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C observada en el flujo bipolar joven L1448-mm (CAP. 3), se debe realmente a la combinación de los perfiles de línea moleculares generados en estadios diferentes de la evolución del choque, donde la emisión estrecha de SiO constituye la *huella dactilar* de la interacción temprana del precursor magnético con el gas sin perturbar de la nube ambiente.

### 7.1 Introducción

Las escalas de tiempo características de los flujos bipolares jóvenes ( $t_{dyn} \sim 1000$  años; CAP. 2), son realmente cortas si las comparamos con las que se necesitan para alcanzar el estado estacionario en choques de tipo C ( $\sim 10^4$  años para densidades típicas de  $\sim 10^4$  cm<sup>-3</sup> en nubes moleculares oscuras; Chièze et al. 1998; Lesaffre et al. 2004; CAP. 1). Esto indicaría que sería posible detectar variaciones en la emisión molecular de estos objetos debido a la propagación de las ondas de choque a través del gas tranquilo de dichas nubes. En el CAP. 2, hemos mostrado que el flujo bipolar L1448-mm, cuyo chorro de alta

velocidad muestra claramente variabilidad en su emisión molecular (Girart & Acord 2001), es el candidato ideal para el estudio de la evolución temporal de la emisión de moléculas tales como SiO,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  o  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , que se espera como consecuencia de la propagación de estos choques en nubes oscuras.

Uno de los métodos más comúnmente empleados en la determinación tanto de las propiedades físicas del gas, como de los procesos que modifican dichas condiciones, consiste en la comparación de los perfiles de línea moleculares observados con los predichos por los modelos teóricos. En el caso de los flujos moleculares, los perfiles de línea de transiciones rotacionales de SiO y CO, o de transiciones vibracionalmente excitadas de  $\text{H}_2$ , se suelen comparar con los perfiles obtenidos a partir de modelos MHD que incluyen la excitación del gas y la transferencia de radiación a lo largo de toda la región de disipación del choque (ver p.ej. Smith & Brand 1990; Schilke et al. 1997; Cabrit et al. 2004; Schultz et al. 2005). Estos modelos, capaces de predecir la variación de los perfiles de línea en función de la densidad del gas ambiente, de la velocidad del choque (Schilke et al. 1997), de la intensidad del campo magnético, de la presencia o no de un frente de choque de tipo J (ver CAP. 1) dentro del choque de tipo C (Cabrit et al. 2004), de la geometría del choque de proa (o *bow shock*), y de la orientación del choque con respecto a la línea de visión (Schultz et al. 2005), no tienen en cuenta, sin embargo, la posible (y esperable) evolución de dichos perfiles con la edad del choque. En efecto, el denominador común de todos estos modelos consiste en asumir que la emisión molecular observada se trata realmente de un promedio de la radiación generada en toda la región de disipación del choque, o en su defecto, en el gas en equilibrio dentro de las regiones post-choque. En particular, en el modelo de Schilke et al. (1997), los perfiles de línea sintéticos de SiO reproducen de forma cualitativa la emisión de esta molécula en el régimen de alta velocidad observada en el flujo bipolar L1448-mm. Sin embargo, dicho modelo es incapaz de predecir la emisión estrecha de SiO detectada recientemente en los choques jóvenes de este flujo molecular (Jiménez-Serra et al. 2004).

En el CAP. 3, hemos propuesto que esta emisión es consecuencia directa de la interacción de los primeros estadios de los choques de tipo C, con el gas sin perturbar de la nube molecular. No sólo la emisión estrecha de SiO, sino que el incremento de las abundancias de iones moleculares (CAP. 3; Jiménez-Serra et al. 2004) y de otras especies trazadoras del gas procesado por choques (CAP. 4; Jiménez-Serra et al. 2005), y el aumento de la densidad electrónica en la componente del precursor a  $\sim 5.2\text{-}5.6 \text{ km s}^{-1}$  (CAP. 5; Jiménez-Serra et al. 2006), también son consistentes con la presencia del precursor magnético en el flujo bipolar joven L1448-mm.

Desde un punto de vista teórico, las escalas de tiempo asociadas a la eyección de material de los granos de polvo son muy cortas en comparación con las del gas post-choque (ver CAP. 6). Esto implica que el precursor magnético es el responsable del incremento substancial de las abundancias de moléculas tales como SiO,  $\text{CH}_3\text{OH}$  o  $\text{H}_2\text{O}$  en regiones

de flujos bipolares. En el CAP. 6, hemos demostrado que el pulverizado progresivo de los mantos helados y de los núcleos de los granos por parte del precursor, puede reproducir el aumento progresivo de las abundancias de estas especies moleculares a medida que nos desplazamos desde el rango de velocidades típico de la nube ambiente hasta la componente del precursor y los regímenes de velocidad moderada y alta observados en L1448-mm. Por tanto, se esperaría que dicho aumento conllevara también variaciones en los perfiles de emisión moleculares de SiO, CH<sub>3</sub>OH y H<sub>2</sub>O asociados a la evolución temporal de los choques.

El propósito de este capítulo consiste en presentar los resultados obtenidos por el primer modelo de choques de tipo C dependiente del tiempo que incluye no sólo el pulverizado de los granos de polvo (CAP. 6), sino también la excitación y la transferencia de la radiación generada por las moléculas inyectadas a la fase gas en el choque. Este modelo nos permitirá predecir la evolución temporal de los perfiles de emisión de todas las transiciones de SiO, que se esperan observar en las distintas fases evolutivas de estos choques. La fase del precursor magnético muestra que los fluidos iónico y neutro del gas poseen propiedades físicas y cinemáticas distintas (CAP. 1). Puesto que hemos detectado este tipo de diferencias entre la emisión de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C en el flujo bipolar L1448-mm (ver CAPS. 3 y 5), en este capítulo también reproduciremos los perfiles de línea de estas moléculas con el fin de determinar si dichas diferencias son producidas de forma natural por la interacción de los primeros estadios de la evolución de los choques de tipo C con el gas sin perturbar de la nube ambiente.

En las secciones siguientes exponemos el procedimiento que hemos empleado para la determinación de los perfiles de línea de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C en cada una de las diferentes fases evolutivas del choque de tipo C. Para calcular la emisión de SiO, hemos utilizado las abundancias pulverizadas de esta molécula obtenidas en el CAP. 6. Para el caso de las especies iónica y neutra H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C, hemos asumido que el flujo emitido por estas especies en cada capa plano-paralela del gas dentro de la región de disipación del choque, es constante (ver SEC. 7.4).

## 7.2 El modelo de choque de tipo C

La evolución de las propiedades físicas de los fluidos neutro e iónico en el choque de tipo C viene definida por medio de las ecuaciones paramétricas establecidas en la SEC. 6.2 (ECS. 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 y 6.5). Hemos considerado que el choque posee geometría plano-paralela (ver esquema en la FIG. 7.1). Las velocidades de los fluidos iónico y neutro evolucionan en el sistema de referencia del gas pre-choque. En la FIG. 7.1, el choque se propaga de derecha a izquierda a través del gas de la nube ambiente con una velocidad

de choque  $v_s$ . Hemos asumido que el choque posee un perfil estacionario. En la SEC. 7.8 discutiremos la validez de esta aproximación.

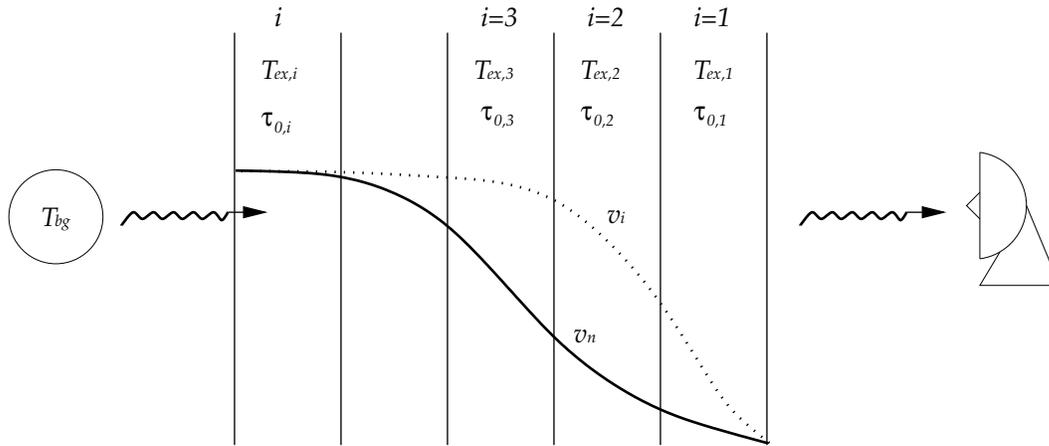


FIGURA 7.1: Esquema de la geometría asumida para el choque de tipo C. La región por la que se propaga el choque (de derecha a izquierda en el dibujo) se ha dividido en  $i$  capas plano-paralelas de gas, que se corresponden con diferentes tiempos de evolución del choque. Cada capa de gas posee su propia temperatura de excitación,  $T_{ex,i}$ , y profundidad óptica máxima,  $\tau_{0,i}$ . Se ha asumido que el choque es estacionario (ver modelo de la estructura física del choque en la SEC. 6.2).

### 7.3 Cálculo del pulverizado de los granos de polvo

El pulverizado de los mantos helados y de los núcleos de los granos de polvo se ha realizado siguiendo el procedimiento descrito en la SEC. 6.3. Dicho pulverizado se produce fundamentalmente por el impacto de moléculas de CO con los granos de polvo en las primeras fases de la interacción del choque de tipo C (ver SEC. 6.5). La eyección del material molecular que contiene átomos de silicio se realiza tanto desde los mantos helados como desde los núcleos de los granos para las fracciones de silicio asumidas en las SECS. 6.3.2 y 6.3.3. Independientemente del proceso de formación de la molécula de SiO en fase gas (ver discusión en la SEC. 6.6), asumimos desde este momento que las abundancias de Si generadas en el pulverizado se corresponden exactamente con las de SiO. El número de moléculas de SiO inyectadas a la fase gas por unidad de volumen y de tiempo (*i.e.* la tasa de pulverizado) se calcula por medio de la EC. 6.6, donde el rendimiento de pulverizado  $\langle Y(E) \rangle_\theta$  de los mantos y de los núcleos se ha determinado con las ECS. 6.16 y 6.19, respectivamente (SECS. 6.3.1, 6.3.2 y 6.3.3).

Como hemos mencionado en la SEC. 7.1, el objetivo de este capítulo consiste en comparar los perfiles y las velocidades radiales de las líneas de SiO observadas en el flujo

molecular L1448-mm con los obtenidos a partir del modelo. Para ello, necesitamos conocer la variación de las abundancias de SiO con la velocidad radial que corresponde a cada una de las fases evolutivas del choque. Los resultados del pulverizado de granos del CAP. 6 nos proporcionan, sin embargo, la evolución de las abundancias de SiO con la edad del choque, o tiempo asociado al fluido neutro,  $t_n$  (EC. 6.2), por lo que debemos realizar la transformación de la tasa de pulverizado por unidad de tiempo,  $\left[\frac{dn(\text{SiO})}{dt}\right]$ , a la tasa por unidad de velocidad radial,  $\left[\frac{dn(\text{SiO})}{dv_n}\right]$ :

$$\left[\frac{dn(\text{SiO})}{dv_n}\right] = \frac{1}{v_n} \frac{dz}{dv_n} \left[\frac{dn(\text{SiO})}{dt}\right] \quad (7.1)$$

donde la tasa de pulverizado de SiO por unidad de volumen y de tiempo se calcula con la EC. 6.6 (ver CAP. 6),  $z$  es la coordenada espacial del choque y  $v_n$  es la velocidad del fluido neutro. La distancia  $z$  está relacionada con esta velocidad por medio de la EC. 6.1 (SEC. 6.2). Por lo tanto, la derivada  $\frac{dz}{dv_n}$  será:

$$\frac{dz}{dv_n} = z_n \left(\frac{v_s - v_0}{v_s - v_n}\right) \frac{1}{[v_0^2 - v_n^2 + 2v_s(v_n - v_0)]^{\frac{1}{2}}} \quad \text{con } v_n > v_0 \quad (7.2)$$

$z_n$  es el parámetro que gobierna el desacoplamiento en velocidades del fluido neutro con respecto al fluido iónico,  $v_s$  es la velocidad del choque y  $v_0$  es la velocidad radial de la nube ambiente (SEC. 6.2). La densidad volumétrica de moléculas de SiO,  $n(\text{SiO})$ , inyectadas a la fase gas por el pulverizado de los granos de polvo en la capa plano-paralela  $i$ -ésima del choque con velocidad  $v_{n,i}$ , se determina finalmente empleando el algoritmo de Euler para ecuaciones diferenciales de primer orden:

$$n(\text{SiO})_{i+1} = n(\text{SiO})_i + \Delta v_{n,i} \left[\frac{dn(\text{SiO})}{dv_n}\right]_i \quad (7.3)$$

donde  $\Delta v_{n,i}$  es la diferencia de velocidades del fluido neutro entre dos instantes consecutivos,  $t_{n,i}$  y  $t_{n,i+1}$  ( $\Delta v_{n,i} = v_{n,i+1} - v_{n,i}$ ), y que adquiere un valor fijo para toda la región de disipación del choque. Una vez conocida la densidad volumétrica de SiO en la fase gas, podemos estimar la abundancia relativa a H<sub>2</sub> por medio de  $\chi(\text{SiO}) = n(\text{SiO})/n(\text{H}_2)$ .

## 7.4 Cálculo de las densidades de columna de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C

El cálculo de los perfiles y de las velocidades radiales de las líneas moleculares de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C, implica conocer previamente la temperatura de excitación del gas y la profundidad óptica a lo largo del choque (ver SEC. 7.6). Para ello, es necesario

determinar las densidades de columna de estas especies moleculares en cada una de las capas plano-paralelas en las que hemos dividido la región por la que se propaga el choque de tipo C (ver FIG. 7.1). En el caso de SiO, las densidades de columna de esta molécula se pueden hallar fácilmente a partir de sus abundancias,  $\chi(\text{SiO})$ :

$$N(\text{SiO})_i = \chi(\text{SiO})_i n(\text{H}_2)_i \Delta z_i \quad (7.4)$$

$n(\text{H}_2)_i$  es la densidad volumétrica de moléculas de  $\text{H}_2$  en la capa de gas  $i$ -ésima dada por la EC. 6.3 (CAP. 6).  $\Delta z_i$  es el grosor de dicha capa y vale  $\Delta z_i = z_{i+1} - z_i$ , donde la coordenada espacial  $z_i$  se determina directamente de la EC. 6.1 despejando:

$$z_i = z_n \cosh^{-1} \left( \frac{v_s - v_0}{v_s - v_{n,i}} \right) \quad \text{con } v_{n,i} < v_s \quad (7.5)$$

En el caso de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , hemos asumido una densidad de columna constante a lo largo de toda la región de disipación. Esta suposición es consistente con los resultados de modelos MHD que incluyen la química del oxígeno y del nitrógeno (ver p.ej. Pineau des Forêts et al. 1990 y Markwick et al. 2000). En efecto, estos modelos muestran que las abundancias (y por lo tanto, las densidades de columna) de los isótopos principales de estas moléculas (*i.e.*  $\text{HCO}^+$  y  $\text{HNC}$ ) no varían de forma significativa en dicha región.

Ahora bien, con el fin de que se conserve el flujo emitido por estas especies en cada capa plano-paralela de gas, necesitamos introducir un factor de corrección que tenga en cuenta el ensanchamiento del perfil de emisión de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  con la evolución del choque. Este factor de corrección está relacionado con la velocidad promedio del fluido iónico o neutro en la capa de gas  $i$ -ésima,  $v_{n,i}$  y  $v_{ion,i}$ , y con el aumento en velocidad experimentado por estas dos componentes en dicha capa,  $\Delta v_{n,i}$  y  $\Delta v_{ion,i}$ . Estos factores de corrección,  $\xi_{n,i}$  y  $\xi_{ion,i}$ , se determinan como:

$$\xi_{n,i} = \frac{\Delta v_{n,i}}{v_{n,i} - v_0} \quad (7.6)$$

$$\xi_{ion,i} = \frac{\Delta v_{ion,i}}{v_{ion,i} - v_0} \quad (7.7)$$

Los subíndices  $n$  e  $ion$  se refieren a los fluidos neutro e iónico, respectivamente. Si introducimos estos factores de corrección en la EC. 7.4, las densidades de columna de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  en la capa plano-paralela  $i$ -ésima del choque se calculan como:

$$N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)_i = \xi_{ion,i} \chi(\text{H}^{13}\text{CO}^+)_i n(\text{H}_2)_i \Delta z_i \quad (7.8)$$

$$N(\text{HN}^{13}\text{C})_i = \xi_{n,i} \chi(\text{HN}^{13}\text{C})_i n(\text{H}_2)_i \Delta z_i \quad (7.9)$$

## 7.5 Cálculo de las anchuras de los perfiles de línea moleculares

En función de las condiciones de excitación y de opacidad, cada capa plano-paralela del choque de tipo C generará su propia emisión que a su vez se transferirá a lo largo del resto de capas que configuran el choque (ver FIG. 7.1 y SEC. 7.7). Hemos asumido que la contribución individual de cada capa  $i$ -ésima, de manera local, poseerá un perfil de emisión que sigue una distribución gaussiana de velocidades del gas con una anchura a media altura (FWHM o *full width half maximum*) de  $\Delta v_{tot,i}$ . El perfil de línea molecular finalmente medido por el observador será la suma de todas las contribuciones individuales de todas las capas del choque, tras haber realizado la transferencia de radiación (SEC. 7.7).

La anchura del perfil de línea local en cada capa puede producirse por turbulencia, por calentamiento térmico del gas o por movimientos sistemáticos del mismo como expansión. En el caso de un choque de tipo C, los únicos procesos que influyen en la anchura total del perfil son el calentamiento térmico del gas y, en menor medida, la turbulencia. La anchura observada,  $\Delta v_{tot,i}$ , será por tanto:

$$\Delta v_{tot,i}^2 = \Delta v_{th,i}^2 + \Delta v_{tur,i}^2 \quad (7.10)$$

donde  $\Delta v_{th,i}$  y  $\Delta v_{tur,i}$  son las anchuras térmica y turbulenta del gas en la capa  $i$ -ésima del choque. Asumimos que la anchura térmica es la debida a un gas que sigue una distribución maxwelliana de velocidades a una temperatura cinética,  $T_{kin,i}$ :

$$\Delta v_{th,i} = \left( \frac{8 \ln 2 k_b T_{kin,i}}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.11)$$

donde  $k_b$  es la constante de Boltzmann ( $k_b=1.38 \times 10^{-16}$  erg K<sup>-1</sup>) y  $m$  es la masa de la partícula que emite la radiación.

Aunque la temperatura del fluido neutro,  $T_n$ , difiere en más de un orden de magnitud de la del fluido iónico,  $T_i$  (ver FIG. 6.2), hemos considerado que la temperatura cinética del gas,  $T_{kin}$ , para ambas componentes viene dada por la temperatura del fluido neutro,  $T_n$ . Esto es debido a que se espera que los iones sean rápida y eficientemente *enfriados* por colisiones con partículas neutras, mucho más abundantes que las especies iónicas en el gas denso de las nubes moleculares oscuras (P. Caselli, comunicación privada).

Podemos establecer una estimación de la anchura turbulenta del gas en la nube oscura de L1448-mm a partir de las anchuras de línea moleculares observadas en las componentes del gas de la nube ambiente y del precursor magnético en este flujo molecular ( $\Delta v \sim 0.5$  km s<sup>-1</sup>; ver p.ej. TABLAS 3.2, 4.2, 5.2). Teniendo en cuenta que la an-

chura térmica de un gas que se encuentra a una temperatura cinética de  $\sim 10$  K es  $\Delta v_{th} \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , hemos considerado que la anchura turbulenta es  $\Delta v_{tur} \sim 0.45 \text{ km s}^{-1}$ .

## 7.6 Cálculo de las temperaturas de excitación y profundidades ópticas

En la SEC. 7.5 ya hemos mencionado que la línea de emisión medida se corresponde con la suma de las contribuciones individuales de cada una de las capas plano-paralelas en las que se ha dividido el choque, tras haber tenido en cuenta la transferencia de dicha radiación a lo largo de la región de disipación (ver SEC. 7.7). Las líneas locales de emisión con perfiles gaussianos generadas en cada capa están caracterizadas por una temperatura de excitación,  $T_{ex,i}$ , y por una profundidad óptica máxima de la línea,  $\tau_{0,i}$ . Para determinar estas dos magnitudes, hemos utilizado un código numérico que realiza el cálculo de las poblaciones en equilibrio de los niveles moleculares empleando la aproximación de Sobolev o LVG (para más detalles, ver CAP. 3). Para determinar las poblaciones de los niveles moleculares, se asume que dichas poblaciones se encuentran en equilibrio estadístico (*i.e.*  $dn_i/dt=0$ ). La resolución del sistema de ecuaciones de las poblaciones para cada una de las capas plano-paralelas del choque, a partir de la temperatura cinética y de la densidad de  $\text{H}_2$ , nos permite conocer la temperatura de excitación del gas en la capa  $i$ -ésima:

$$T_{ex,i} = - \frac{h\nu/k_b}{\ln \left[ \frac{N_{u,i} g_l}{N_{l,i} g_u} \right]} \quad (7.12)$$

donde  $\nu$  es la frecuencia de la transición molecular entre los niveles  $u$  (de *upper*, nivel superior) y  $l$  (de *lower*, nivel inferior),  $N_{u,i}$  y  $N_{l,i}$  son las poblaciones de estos niveles para la capa  $i$ -ésima de gas, y  $g_u$  y  $g_l$ , sus degeneraciones.  $k_b$  y  $h$  son las constantes de Boltzmann y Planck, respectivamente.

Los coeficientes colisionales usados en el código LVG son los calculados por Dayou & Balança (2006) para  $\text{SiO}$ , por Flower et al. (1999) para  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  (estos coeficientes se corresponden en realidad con los de  $\text{HCO}^+$ , pero *pesados* para el isótopo  $^{13}\text{C}$  y extrapolados hasta  $T_{kin}=2000$  K por Schöier et al. 2005), y por Green & Thaddeus (1974) para  $\text{HN}^{13}\text{C}$  (recalculados y extrapolados por Schöier et al. 2005).

Bajo una serie de condiciones físicas del gas, es posible que la aproximación LVG determine temperaturas de excitación  $T_{ex} < 0$ . Para evitar este tipo de problemas de cálculo, asumimos que, bajo aquellas condiciones en las que  $T_{ex} < 0$ , el gas alcanza el ETL ( $T_{ex}=T_{kin}$ , que en este caso es  $T_{kin}=T_n$ ).

La profundidad óptica máxima de la línea,  $\tau_{0,i}$ , correspondiente a la capa  $i$ -ésima, se obtiene a partir de la población del nivel superior,  $N_{u,i}$ , y de la temperatura de excitación,

$T_{ex,i}$ :

$$\tau_{0,i} = \left(\frac{c}{\nu}\right)^3 \frac{A_{ul}N_{u,i}}{8\pi\Delta\nu_{tot,i}} \left(e^{\frac{h\nu}{k_b T_{ex,i}}} - 1\right) \quad (7.13)$$

$c$  denota la velocidad de la luz, mientras que  $A_{ul}$  es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea.  $\Delta\nu_{tot,i}$  designa la anchura de la línea a media altura que se ha calculado previamente en la SEC. 7.5.

Una vez conocidas la temperatura de excitación del gas y la profundidad óptica en cada capa plano-paralela, podemos llevar a cabo la transferencia de la radiación a lo largo de toda la región de disipación por el observador.

## 7.7 Ecuación de transporte de la radiación

Supongamos una estrella que radía como un cuerpo negro a una temperatura,  $T_{bg}$ . En la línea de mirada, entre dicho cuerpo y nosotros, se interpone una nube molecular que posee una profundidad óptica,  $\tau_0$  (ver FIG. 7.2). Al interaccionar la radiación procedente de la estrella con el gas de la nube molecular, este último se excita absorbiendo parte de la radiación incidente y re-emitiendo parte de la misma a unas determinadas frecuencias  $\nu$  dadas por el perfil de la línea. La cantidad de radiación que escapa finalmente de la nube se determina a través de la ecuación de transporte radiativo:

$$J_\nu(T) = J_\nu(T_{bg}) e^{-\tau_0} + J_\nu(T_{ex})(1 - e^{-\tau_0}) \quad (7.14)$$

donde el primer término refleja la fracción de radiación que absorbe el gas molecular, mientras que el segundo término determina la emisividad de dicho gas (FIG. 7.2).  $J_\nu(T)$  viene dada en unidades de temperatura de radiación y se define como:

$$J_\nu(T) = \frac{h\nu/k_b}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1} \quad (7.15)$$

La EC. 7.14 nos proporciona la radiación total (continuo de la estrella *más* las líneas moleculares generadas por la excitación del gas en la nube) observada una vez que se ha transferido a través de dicha nube (FIG. 7.2). Puesto que en nuestro caso estamos interesados únicamente en la emisión de la línea molecular, tenemos que sustraer la radiación del continuo. La ecuación de transferencia de radiación queda como:

$$J_\nu(T_L) = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})](1 - e^{-\tau_0}) \quad (7.16)$$

En la aproximación de Rayleigh-Jeans, esta temperatura de radiación coincide con la temperatura de brillo,  $T_b$ , del objeto, por lo que la EC. 7.16 se transforma en:

$$T_L = [T_{ex} - T_{bg}](1 - e^{-\tau_0}) \quad (7.17)$$

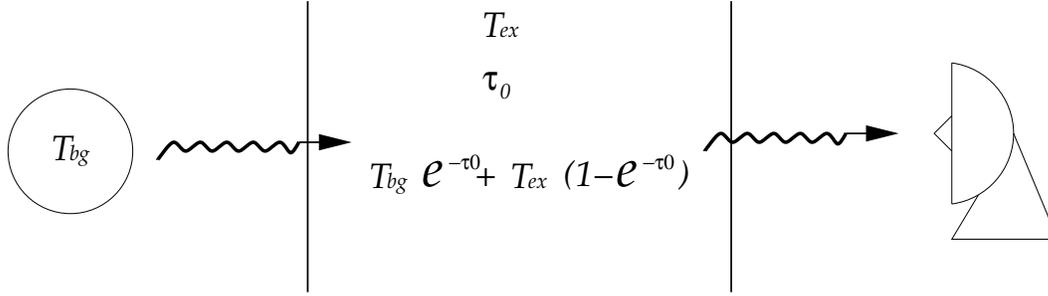


FIGURA 7.2: Esquema de la transferencia de la radiación procedente de una estrella que emite como un cuerpo negro a una temperatura  $T_{bg}$ , a través del gas molecular de una nube oscura que posee una temperatura de excitación  $T_{ex}$  y una profundidad óptica  $\tau_0$ . El término  $T_{bg} e^{-\tau_0}$  refleja la fracción de radiación absorbida por el gas molecular, y  $T_{ex} (1 - e^{-\tau_0})$  determina la fracción emitida por este mismo.

En el caso del choque de tipo C, debemos tener en cuenta que la radiación generada en cada capa  $i$ -ésima de gas se transfiere a su vez a lo largo del resto de capas plano-paralelas en que está dividido el choque (ver FIG. 7.1). Haciendo extensivo el esquema presentado al principio de esta sección (FIG. 7.2), cada capa absorberá una fracción de radiación proporcional a  $e^{-\tau}$ , y emitirá otra fracción proporcional a  $(1 - e^{-\tau})$  a una temperatura  $T_{ex}$ . La línea molecular que observemos finalmente será, por tanto, la suma de todas las contribuciones individuales de cada capa:

$$T_L(j) = T_{bg} e^{-\sum_i^n \tau_i(j)} + \sum_i^n T_{ex,i} (1 - e^{-\tau_i(j)}) e^{-\sum_{i+1}^n \tau_i(j)} \quad (7.18)$$

Mientras que el índice  $i$  denota la capa plano-paralela del gas dentro del choque, el índice  $j$  designa todo el rango de velocidades del espectro observado de la línea molecular. O lo que es lo mismo, el rango de velocidades correspondiente al fluido neutro, si la línea que estamos calculando es la de SiO o la de  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , o correspondiente a los iones, si la línea determinada es la de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ .

Si la profundidad óptica en función de la velocidad,  $\tau_i(j)$ , viene dada por una distribución Maxwelliana de velocidades, entonces:

$$\tau_i(j) = \tau_{0,i} e^{-4 \ln 2 [v(j) - v_{LSR}(i)]^2 / \Delta v_{tot}(i)^2} \quad (7.19)$$

$\tau_{0,i}$  es la profundidad óptica máxima de la línea de emisión generada en la capa de gas  $i$ -ésima, que se calcula por medio de la EC. 7.13 a partir del valor de la temperatura de excitación,  $T_{ex,i}$  (EC. 7.12).  $v(j)$  recorre todo el rango de velocidades del espectro de la línea observada y  $v_{LSR}(i)$  es la velocidad del fluido iónico, para el caso de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , o neutro, para SiO o  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , en la capa plano-paralela  $i$ -ésima del gas.  $\Delta v_{tot}(i)$  es la anchura del perfil de emisión molecular en dicha capa (ver ECS. 7.10 y 7.11).

En la SEC. 7.8 mostramos la estructura física del choque de tipo C con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ , empleado para el cálculo de los parámetros cinemáticos y de las propiedades físicas de las capas plano-paralelas. En la SEC. 7.9 presentamos la evolución de las abundancias de SiO en fase gas generadas por el pulverizado de los granos de polvo en el choque con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ . La evolución temporal, para las distintas fases del choque, de los perfiles de línea de SiO y de las especies iónica y neutra  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , se muestran en las SECS. 7.11 y 7.12, respectivamente. Finalmente, en la SEC. 7.13 realizamos la comparación de estas predicciones con los perfiles de línea moleculares observados en los choques jóvenes del flujo bipolar L1448-mm.

## 7.8 Estructura física del choque de tipo C

La evolución de las variables físicas del choque tales como velocidad y temperatura de los fluidos iónico y neutro ( $v_n, v_i, T_n$  y  $T_i$ ) y densidad de  $\text{H}_2$  ( $n_n$ ) se ha determinado a partir del modelo paramétrico propuesto en la SEC. 6.2. A partir de la velocidad radial central observada para la componente del gas de la nube ambiente y del gas de alta velocidad del flujo bipolar L1448-mm, hemos asumido que las velocidades inicial y máxima que alcanza el gas en el choque son  $v_0=4.7 \text{ km s}^{-1}$  y  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente (ver los perfiles de línea de SiO en el CAP. 3 o bien en la SEC. 7.13). A diferencia del CAP. 6, la estructura física del choque se ha obtenido considerando variaciones constantes, o *pasos*  $h$ , de la velocidad del fluido neutro,  $v_n$ , de  $0.07 \text{ km s}^{-1}$ . Hemos asumido que la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$  es  $n_0=10^5 \text{ cm}^{-3}$ , que coincide con las densidades obtenidas para la componente de la nube ambiente en la SEC. 5.4 (ver TABLA 5.4). La temperatura máxima de las partículas neutras en el choque de tipo C es de  $T_{n,max} \sim 6000 \text{ K}$  (ver FIG. 4 en Le Bourlot et al. 2002). Hemos considerado que el ángulo del choque con respecto a la línea de mirada es  $\theta=70^\circ$  (SEC. 6.3.3). Los parámetros  $z_n, z_i, z_T$  y  $a_T$  que definen la estructura del choque (SEC. 6.2) se han determinado a partir del ajuste de los perfiles de línea de SiO que predice el modelo para la fase del precursor magnético, con la emisión estrecha de esta molécula observada en L1448-mm (SEC. 7.13). La TABLA 7.1 recoge los valores de dichos parámetros, junto con los que hemos asumido de  $v_s, n_0$  y  $T_{n,max}$  para el choque.

TABLA 7.1: *Parámetros que reproducen la estructura física del choque de tipo C.*

$v_s$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\Delta$ (pc)	$T_{n,max}$ (K)	$z_n$ (cm)	$z_i$ (cm)	$z_T$ (cm)	$a_T$ ( $\text{K}^{1/6}\text{cm}^{-1}$ )	$z_n/z_i$
70	$10^5$	0.0084	6000	$4.8 \times 10^{15}$	$6.6 \times 10^{14}$	$2.0 \times 10^{15}$	$9.7 \times 10^{-16}$	7.3

En la FIG. 7.3, mostramos la estructura física del choque de tipo C con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ . Las variables físicas de las componentes iónica y neutra del gas siguen los perfiles típicos de un choque de tipo C en estado estacionario. En la fase del precursor magnético, las partículas iónicas y neutras experimentan un desacoplamiento rápido en velocidades que provoca el calentamiento casi-instantáneo de los iones (hasta alcanzar  $T_i \sim 2.4 \times 10^5 \text{ K}$ ), mientras los neutros mantienen temperaturas relativamente bajas ( $T_n \leq 100 \text{ K}$ ) a lo largo de toda la fase del precursor (hasta  $z \sim 0.001 \text{ pc}$  o  $t_n \sim 15 \text{ yrs}$ ; FIG. 7.3). En la región de disipación, la temperatura de los neutros,  $T_n$ , alcanza los  $\sim 6000 \text{ K}$ , y la densidad de  $\text{H}_2$  aumenta progresivamente por la compresión del gas hasta valer  $n_n \sim 1.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

Como hemos visto en la SEC. 7.1, los modelos dependientes del tiempo de Chiéze et al. (1998) muestran que, para escalas de tiempo menores que  $t \leq 10^4$  años, la estructura del choque de tipo C (como la expuesta en la FIG. 7.3) presenta una discontinuidad de tipo J en la región post-choque cerca del *pistón* (CAP. 1). Esto implica que el perfil del choque queda modificado de forma substancial con respecto al obtenido asumiendo la condición de estacionariedad. Puesto que el flujo bipolar L1448-mm es muy joven ( $t_{dyn} \sim 10^3$  años), uno podría considerar que esta suposición fuera errónea para este objeto. Sin embargo, los modelos MHD dependientes del tiempo propuestos recientemente por Lesaffre et al. (2004), muestran que choques de tipo C en medios con densidades típicas de  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (como en L1448-mm) pueden alcanzar el estado estacionario en escalas de tiempo de tan sólo  $t \sim 1.5 \times 10^3$  años, consistente con la edad dinámica de este flujo bipolar. Aún así, los modelos de Lesaffre et al. (2004) predicen este tipo de comportamiento para choques de tipo C con  $v_s \leq 30 \text{ km s}^{-1}$ , por lo que no podemos descartar la posibilidad de que, para choques con velocidades superiores (como el que tratamos en esta sección), el estado estacionario del choque consista en un perfil típico de choque de tipo C con una componente de tipo J adicional en la región post-choque.

El hecho de que hayamos escogido una velocidad de choque ( $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ ) tan elevada también podría ser considerada, *a priori*, como poco realista para un choque de tipo C. Draine et al. (1983) y Smith & Brand (1990) establecieron que el límite de velocidad a partir del cual las moléculas de  $\text{H}_2$  empiezan a disociarse en este tipo de choques es  $v_s \sim 40\text{-}45 \text{ km s}^{-1}$ . Sin embargo, los trabajos posteriores de Smith et al. (1991), y sobre todo de Le Bourlot et al. (2002) y Cabrit et al. (2004), han mostrado que la resolución

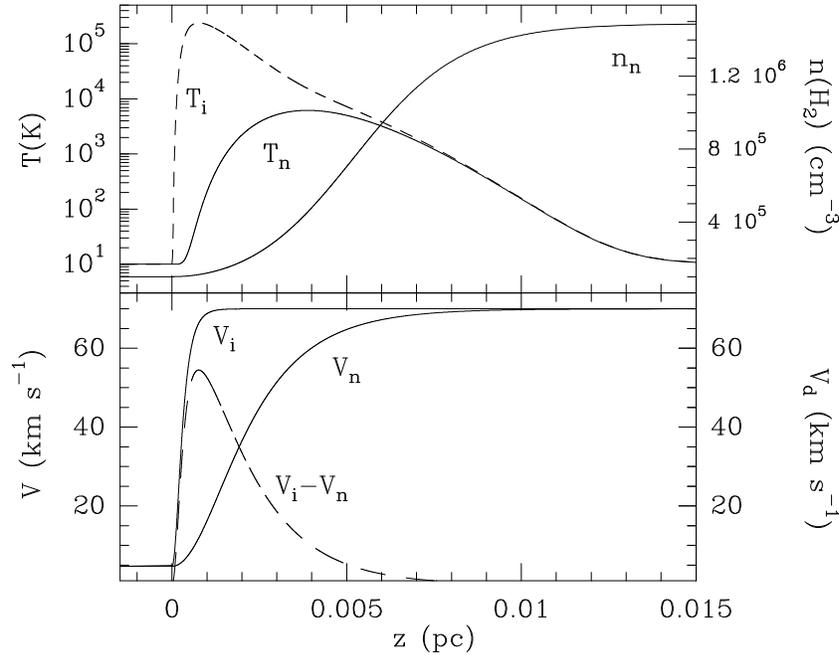


FIGURA 7.3: *Evolución de la velocidad y temperatura de las componentes iónica y neutra del gas, y de la densidad de moléculas de  $H_2$ , dentro de un choque de tipo C con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v_0=4.7 \text{ km s}^{-1}$ ,  $n_0=10^5 \text{ cm}^{-3}$  y  $T_0=10 \text{ K}$ .*

acoplada de las ecuaciones de la dinámica del choque junto con las de la química y la ionización del gas, revela que choques de tipo C con velocidades de  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  pueden llegar a subsistir en nubes moleculares oscuras con densidades de  $H_2$  moderadas y valores del campo magnético altos, sin llegar a experimentar un *punto sónico* (o *sonic point*) en el que el choque de tipo C se convierta en otro de tipo J. Esto es posible gracias a que los tiempos de disociación de la molécula de  $H_2$  son finitos y mucho menores que las escalas de tiempo asociadas a toda la región de disipación del choque (ver Le Bourlot et al. 2002). Por lo tanto, es factible que la velocidad del choque de tipo C pueda exceder en varias decenas de  $\text{km s}^{-1}$  el límite superior impuesto inicialmente por Draine et al. (1983) y Smith & Brand (1990).

## 7.9 Pulverizado de los granos de polvo en el choque de tipo C

Hemos considerado que el pulverizado de los granos de polvo interestelar se produce por el impacto con  $H_2$  y He, y con especies atómicas y moleculares más pesadas tales como C, O, Si, Fe y CO (ver SEC. 6.3). Tras introducir la estructura física del choque con

$v_s=70 \text{ km s}^{-1}$  (SEC. 7.8), los resultados de la evolución de las abundancias de SiO pulverizado se muestran en la FIG. 7.4. En el panel superior de esta figura, hemos representado dicha evolución en función del tiempo del fluido neutro,  $t_n$ . El material contenido en los mantos helados y los núcleos de los granos, es eyectado en escalas de tiempo muy cortas ( $t_n \leq 10$  años; FIG. 7.4) en comparación con la edad total del choque ( $t_{dyn} \sim 1000$  años).

Consistentemente a lo encontrado en la SEC. 6.5, el átomo de He es el agente de pulverizado más eficaz en la erosión de los mantos helados de los granos para choques de alta velocidad. En efecto, las abundancias de SiO generadas por el impacto del resto de especies consideradas en el pulverizado, alcanzan un primer *plateau* correspondiente a la eyección de todo el silicio de los mantos de los granos por colisiones con He (FIG. 7.4). Sin embargo, en el caso del pulverizado de los núcleos de silicatos, la molécula de CO, y posteriormente, el átomo de O, son los agentes responsables de la inyección total a la fase gas del material contenido en los núcleos. A pesar de que  $\text{H}_2$  es mucho más abundante que CO y O en nubes moleculares oscuras, la mayor masa de estas últimas especies hace que la energía de impacto sea superior a la del  $\text{H}_2$ , y por tanto, mayor sea también la probabilidad de eyección de átomos de Si de la superficie del grano de polvo (ver SEC. 6.5). Las colisiones con CO y O con los granos generan las abundancias de SiO de  $\sim 10^{-6}$  en fase gas, consistentes con las observadas en el gas de alta velocidad del flujo molecular L1448-mm (ver SEC. 6.6).

En el panel inferior de la FIG. 7.4, se representan las abundancias de SiO en función de la velocidad del fluido neutro,  $v_n$ , normalizada a la velocidad del choque,  $v_s$ , y expresada en porcentaje ( $[(v_n - v_0)/v_s] * 100$ ). En esta figura, se ha incluido también la evolución de la velocidad de deriva,  $v_d$ . De la FIG. 7.4, se desprende que la destrucción total de los núcleos de los granos de polvo se completa una vez que las partículas neutras han aumentado su velocidad en sólo un 5% la velocidad total del choque,  $v_s$ . Esto coincide con el hecho de que la velocidad de deriva,  $v_d$ , alcanza prácticamente su valor máximo dentro del choque (ver línea gruesa continua en la FIG. 7.4). En particular, las abundancias de SiO eyectadas de los mantos helados comienzan a ser *observables* (*i.e.* presentan valores superiores a  $\sim 10^{-12}$ ) para velocidades de deriva de  $v_d \sim 6 \text{ km s}^{-1}$ . Los núcleos de los granos empiezan a ser erosionados (ver el inicio del segundo aumento de las abundancias de SiO tras el primer *plateau*; FIG. 7.4) para  $v_d \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . Esto es consistente con la reducción significativa de la velocidad límite del choque necesaria para el pulverizado de los núcleos de los granos, encontrada en la SEC. 6.5.

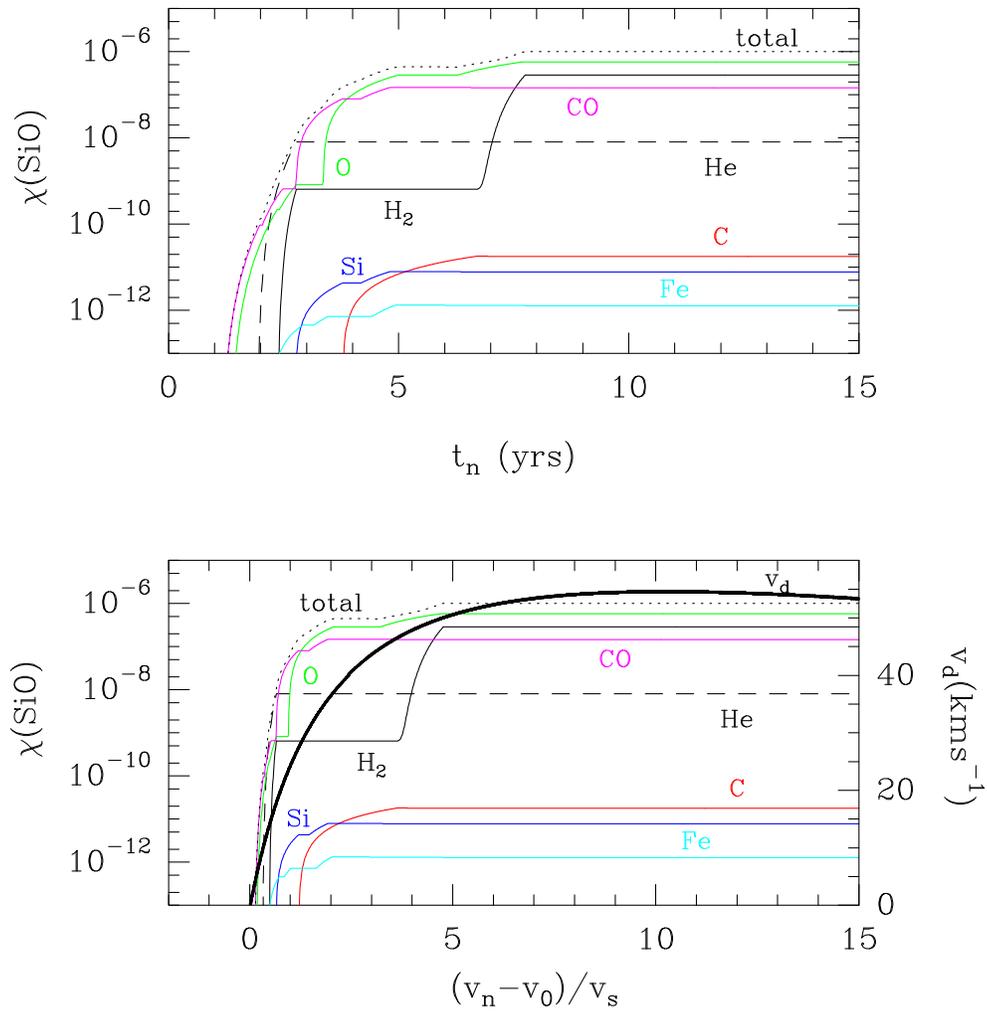


FIGURA 7.4: Evolución de las abundancias de SiO pulverizado de los granos de polvo por el impacto de H<sub>2</sub>, He, C, O, Si, Fe y CO, en función del tiempo (panel superior) y de la velocidad del fluido neutro en porcentaje (panel inferior), para un choque con  $v_s = 70 \text{ km s}^{-1}$ . En el panel inferior se muestra la evolución de la velocidad de deriva,  $v_d$ , en función de  $v_n$  (ver línea con trazado grueso).

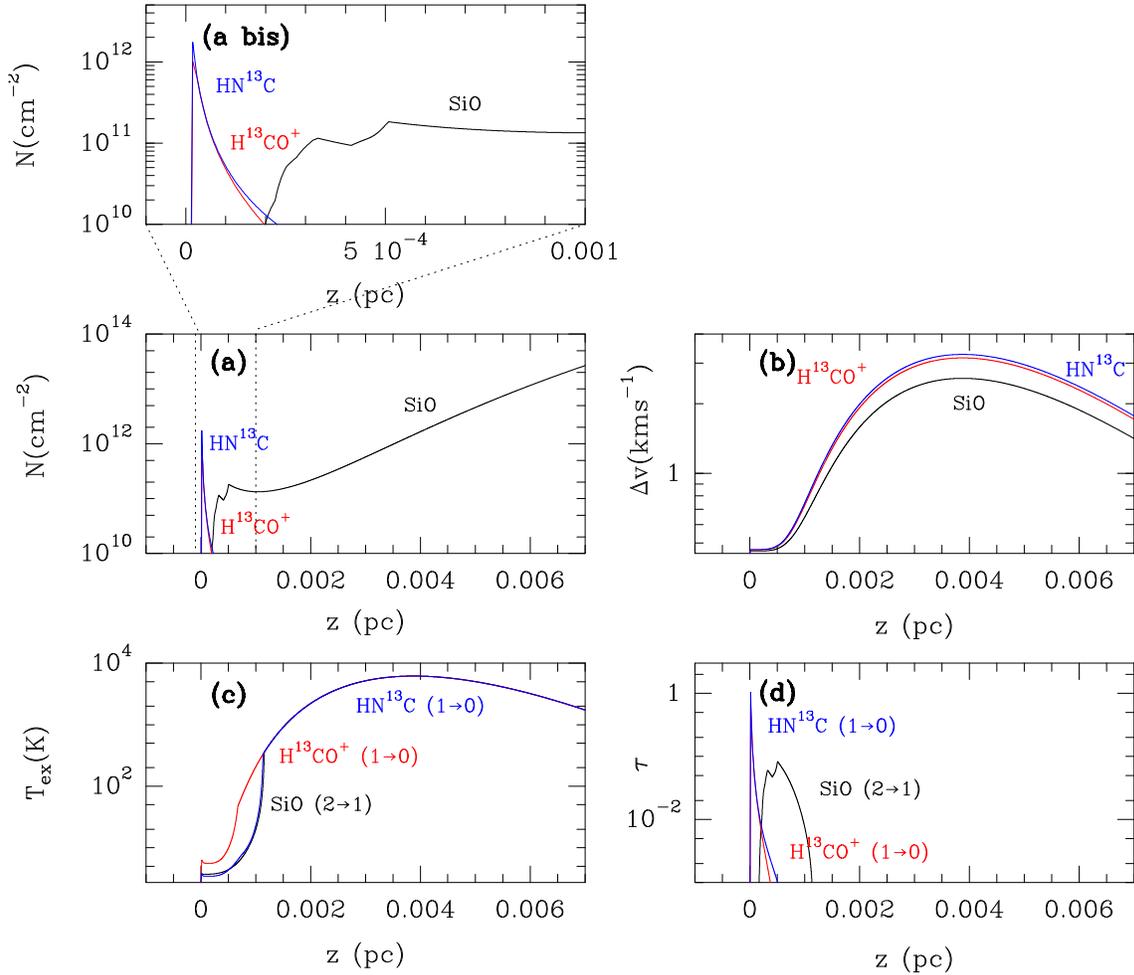


FIGURA 7.5: (a) Densidades de columna y (b) anchuras de línea calculadas para  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , y (c) temperaturas de excitación y (d) opacidades máximas de línea estimadas para las transiciones  $J=2\rightarrow 1$  de  $\text{SiO}$  y  $J=1\rightarrow 0$  de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  para cada capa plano-paralela, en función de la distancia  $z$  dentro de la región de disipación del choque. En el panel (a) bis, mostramos una ampliación del gráfico de las densidades de columna de  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  para el intervalo  $0 \leq z \leq 0.001$  pc.

## 7.10 Densidades de columna y parámetros de los perfiles de línea

Una vez conocidas las abundancias de SiO en fase gas generadas por el pulverizado de los granos, y la estructura física del choque, podemos proceder al cálculo de las densidades de columna, anchuras de línea, temperaturas de excitación y profundidades ópticas máximas de las líneas de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C. En la FIG. 7.5 (panel (a)), hemos representado la evolución de las densidades de columna de SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C a lo largo de la región de disipación del choque hasta distancias  $z=0.007$  pc. Nótese que esta distancia se corresponde con una velocidad del fluido de los neutros de  $v_n=0.93 v_s$  (ver FIG. 7.3). En la FIG. 7.5, puede verse que la densidad de columna de SiO experimenta dos crecimientos pronunciados dentro de los  $\sim 0.001$  pc iniciales de la región de disipación, debido a la eyección del silicio atómico de los mantos helados (con máximo en  $z\sim 3\times 10^{-4}$  pc) y de los núcleos de los granos de polvo (a partir de  $z\sim 5\times 10^{-4}$  pc; panel (a bis)). Esto es consistente con los resultados del pulverizado de granos presentados en la SEC. 7.9. El valor máximo alcanzado por  $N(\text{SiO})$  en ese intervalo de distancias  $z$  es de  $\sim 2\times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup> (FIG. 7.5). A pesar de que la abundancia de SiO se mantiene prácticamente constante en el resto de la región de disipación (SEC. 7.9), la densidad de columna de esta molécula crece finalmente hasta alcanzar valores de  $N(\text{SiO})\sim 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>. Esto es debido a que, en esta región del choque, variaciones constantes de la velocidad del fluido neutro ( $h=0.07$  km s<sup>-1</sup>; ver SEC. 7.8) están asociados a espesores de capa,  $\Delta z$ , cada vez mayores, generando el aumento final de las densidades de columna de SiO predicho por el modelo (ver EC. 7.4).

En el caso de las especies H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C, hemos asumido que las densidades de columna iniciales de estas moléculas son  $N(\text{H}^{13}\text{CO}^+)=N(\text{HN}^{13}\text{C})=10^{12}$  cm<sup>-2</sup>. Estos valores han sido extraídos de las densidades de columna derivadas para H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C en la componente del gas de la nube ambiente del flujo bipolar L1448-mm (ver CAP. 5, TABLA 5.4). Sin embargo, como se muestra en la FIG. 7.5 (paneles (a) y (a bis)), el hecho de que estas densidades se hayan corregido con los factores  $\xi_{n,i}$  y  $\xi_{ion,i}$  (SEC. 7.4), hace que las densidades de columna de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y de HN<sup>13</sup>C experimenten una disminución progresiva a medida que los fluidos iónico y neutro avanzan dentro del choque.

La anchura del perfil de línea de la emisión molecular en cada capa plano-paralela  $i$ -ésima, se muestra en el panel (b) de la FIG. 7.5. Mientras que el máximo de la anchura de línea de SiO es de  $\Delta v(\text{SiO})\sim 2.6$  km s<sup>-1</sup>, las anchuras obtenidas de H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> y HN<sup>13</sup>C son ligeramente mayores ( $\Delta v(\text{HN}^{13}\text{C})\sim 3.3$  km s<sup>-1</sup>), tal y como se espera de la dependencia de  $\Delta v$  con la masa  $m$  de la partícula emisora de la radiación (ver EC. 7.11). Estos máximos se producen cuando la temperatura del fluido neutro es también máxima para  $z\sim 0.004$  pc (ver FIGS. 7.3 y 7.5), puesto que la mayor contribución a la anchura total de las líneas moleculares es la debida a la anchura térmica.

En los paneles (c) y (d) de la FIG. 7.5, presentamos los resultados de las temperaturas de excitación,  $T_{ex}$ , y de las opacidades máximas de línea,  $\tau_0$ , obtenidas a través de la aproximación LVG para las transiciones  $J=2\rightarrow 1$  de SiO, y  $J=1\rightarrow 0$  de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ . Estas transiciones serán las que posteriormente compararemos con las observaciones realizadas en el flujo molecular L1448-mm (SEC. 7.13). Las temperaturas de excitación presentan un cambio pronunciado en su aumento a lo largo del choque en torno a  $z\sim 0.0005$  pc para  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , y  $z\sim 0.001$  pc para SiO y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ . Este cambio se debe a que  $T_{ex}$  se ajusta a su valor en el ETL para aquellas regiones del choque en las que las condiciones físicas del gas producen la aparición de emisión máser espúrea en el modelo de excitación LVG.

En cuanto a las profundidades ópticas de línea, la FIG. 7.5 muestra que la emisión de SiO es ópticamente delgada ( $\tau_0 < 1$ ) a lo largo del choque. En el caso de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , y excepto en los primeros estadios del choque en los que las densidades de columna son relativamente altas ( $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ), la emisión de estas moléculas es también ópticamente delgada (FIG. 7.5). Esto indica que la aplicación de la aproximación LVG para el cálculo de los perfiles de línea moleculares no introduce errores importantes.

## 7.11 Evolución temporal de los perfiles de línea de SiO

En la SEC. 7.10, hemos establecido los valores de los parámetros necesarios para el cálculo de los perfiles de línea individuales generados en cada capa plano-paralela de gas en que hemos dividido el choque de tipo C (ver FIG. 7.1). Ahora bien, cada perfil de emisión molecular generado en la capa  $i$ -ésima, se ha de transferir a lo largo del resto de capas con índices menores que  $i$  hasta llegar al observador (FIG. 7.1). En esta sección, presentamos los resultados de la transferencia de radiación de la emisión de SiO obtenidos para distintas fases evolutivas del choque. Para ello, hemos *congelado* la evolución del choque en los diez instantes a lo largo de la región de disipación, que aparecen en la TABLA 7.2. Los valores de la velocidad del fluido neutro (tanto en valor absoluto como en porcentajes),  $v_n$ , y del tiempo asociado a dicho fluido,  $t_n$ , para cada una de estas fases, se recogen en la TABLA 7.2. En la FIG. 7.6, mostramos la estructura física del choque con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$  en función del tiempo del fluido neutro,  $t_n$ , y las distintas fases para las que hemos calculado los perfiles de línea de SiO.

La transferencia de radiación se ha realizado considerando una resolución en velocidades de  $\delta v=0.07 \text{ km s}^{-1}$  para generar los espectros sintéticos. En este caso, la velocidad  $v(j)$  de la EC. 7.19, se determina a través de  $v(j)=0.07 \times j \text{ km s}^{-1}$ . Esta resolución es un factor 2 mejor que la usada en nuestras observaciones presentadas en el CAP. 3. Para los valores de  $v_{LSR}(i)$ ,  $\Delta v_{tot}(i)$ ,  $T_{ex,i}$  y  $\tau_{0,i}$  de las ECS. 7.18 y 7.19, empleamos los resultados de  $v_n$  de la SEC. 7.8 (ver FIGS. 7.3 o 7.6), y de  $\Delta v_{tot}$ ,  $T_{ex}$  y  $\tau_0$  de la SEC. 7.10 (ver FIG.

TABLA 7.2: *Correspondencia entre la velocidad y el tiempo del fluido neutro para las distintas fases del choque de tipo C mostradas en la FIG. 7.6.*

Instante del Choque	$v_n$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$(v_n - v_0)/v_s$ (%)	$t_n$ años
1	5.3	0.86	3
2	7.0	3.3	6
3	10	7.6	10
4	20	22	20
5	30	36	30
6	40	50	45
7	50	65	72
8	60	79	150
9	66	88	380
10	69	92	1520

7.5). Por último, hemos asumido que la radiación de fondo  $T_{bg}$  de la EC. 7.18 corresponde sólo a la radiación de fondo de microondas.

En la FIG. 7.7, mostramos la evolución de los perfiles de línea de la transición  $J=2\rightarrow 1$  de SiO a lo largo de la vida del choque de tipo C con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ . Como se puede comprobar en esta figura, hemos representado estos perfiles en función de la velocidad del fluido neutro. Esto se debe a que, a pesar de que los granos de polvo están acoplados con el fluido iónico (ver CAP. 1), las moléculas de SiO recién eyectadas de la superficie de los granos, se *frenan* de forma casi instantánea por colisiones con  $\text{H}_2$  dentro del fluido neutro. De esta manera, la molécula de SiO termina adquiriendo rápidamente la velocidad de este fluido. En efecto, si realizamos la estimación de las escalas de tiempo necesarias para el frenado de una molécula de SiO dentro del gas neutro con densidad volumétrica  $n_{\text{H}_2}=10^5 \text{ cm}^{-3}$  y temperatura cinética  $T_{kin}=10 \text{ K}$ , obtenemos que el tiempo de frenado es  $t_f \sim 21$  días (nótese que  $t_f^{-1} \approx 3.2 \times 10^{-12} T_{kin}^{1/2} (K) n_{\text{H}_2} (cm^{-3}) a^2 (\text{Å})$ , donde  $a=0.7414 \text{ Å}$  para la distancia internuclear del  $\text{H}_2$ ; Huber & Herzberg 1979).

En la FIG. 7.7, vemos que la emisión de SiO evoluciona desde un perfil de línea estrecho centrado a velocidades cercanas a la de la nube ambiente ( $v_0=4.7 \text{ km s}^{-1}$ ; SEC. 7.8) a un perfil ancho cuyo máximo de emisión está situado en torno a la velocidad del choque ( $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ ). Contrariamente a lo que uno cabría esperar de los resultados de modelos MHD previos (ver p.ej. Schilke et al. 1997; Cabrit et al. 2004; Schultz et al. 2005), en los primeros instantes del choque (paneles (1) y (2) de la FIG. 7.7), la emisión de SiO se caracteriza por un perfil de línea totalmente gaussiano centrado en una velocidad

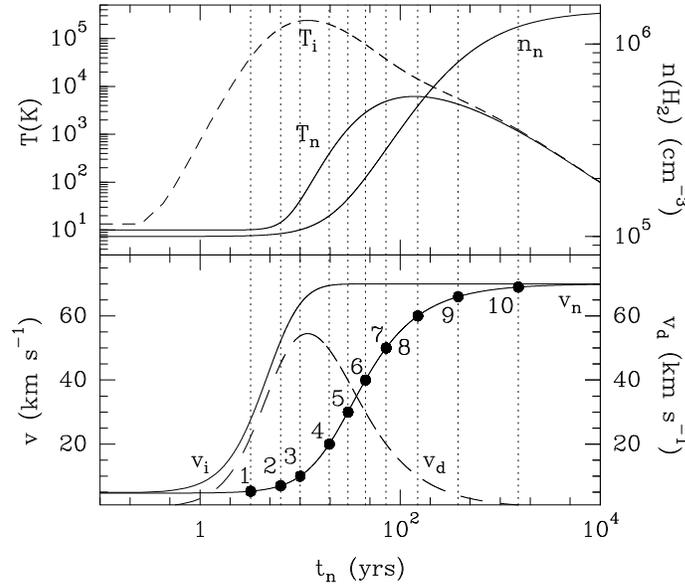


FIGURA 7.6: Estructura física del choque con  $v_s=70\text{ km s}^{-1}$  en función del tiempo del fluido neutro,  $t_n$ . Los números y líneas verticales de puntos indican los instantes para los que hemos congelado la evolución temporal del choque (TABLA 7.2). Los perfiles de línea de SiO mostrados en la FIG. 7.7, son los obtenidos en estas fases del choque.

próxima a  $v_0$  (en particular,  $v_n\sim 5.2\text{ km s}^{-1}$ ), y cuya anchura a media altura es de sólo  $\Delta v\sim 0.55\text{ km s}^{-1}$  (ver FIG. 7.8, donde se muestra en detalle dicho perfil).

Como se puede apreciar en la FIG. 7.8, la línea de SiO predicha por el modelo está desplazada hacia el rojo con respecto a la velocidad radial de la nube ambiente. El hecho de que el pulverizado de granos no sea lo suficientemente eficaz al inicio del choque evita que podamos observar emisión de esta molécula en la componente ambiente a  $v_0=4.7\text{ km s}^{-1}$  (ver SEC. 7.9 y CAP. 6). Sin embargo, la interacción del precursor, con velocidades de deriva de  $v_d\sim 20\text{ km s}^{-1}$  (ver fase 1 en la FIG. 7.6), produce la eyección de prácticamente todo el silicio presente en los mantos de los granos. La abundancia de SiO a  $t_n=3$  años es de  $\sim 10^{-8}$  (ver FIG. 7.4 en la SEC. 7.9). Esta abundancia podría contrastar *a priori* con la derivada en la componente del precursor magnético en L1448-mm, de  $\chi(\text{SiO})\sim 10^{-11}$  (CAP. 3 y Jiménez-Serra et al. 2004). En la SEC. 7.13 veremos que la abundancia de SiO de  $\sim 10^{-11}$  observada en este flujo bipolar, es consistente con un efecto de *dilución* de la emisión estrecha de esta molécula dentro del haz principal de  $\sim 30''$  del radiotelescopio de 30 m de diámetro de IRAM.

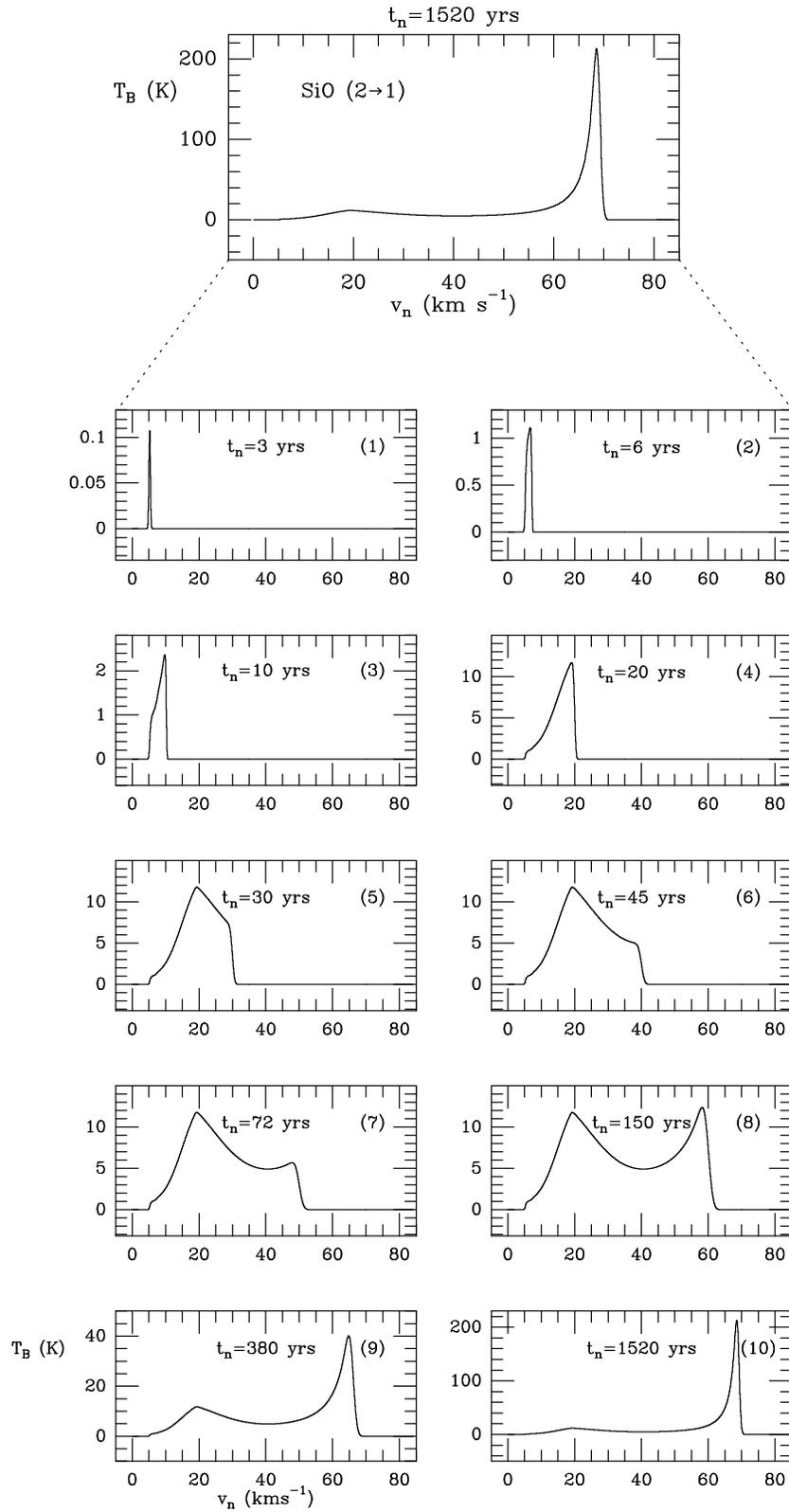


FIGURA 7.7: Evolución temporal de los perfiles de emisión de la transición  $J=2 \rightarrow 1$  de SiO a lo largo de las distintas fases de la propagación de un choque de tipo C con  $v_s = 70 \text{ km s}^{-1}$ . En cada panel, indicamos el tiempo del fluido neutro, o edad del choque.

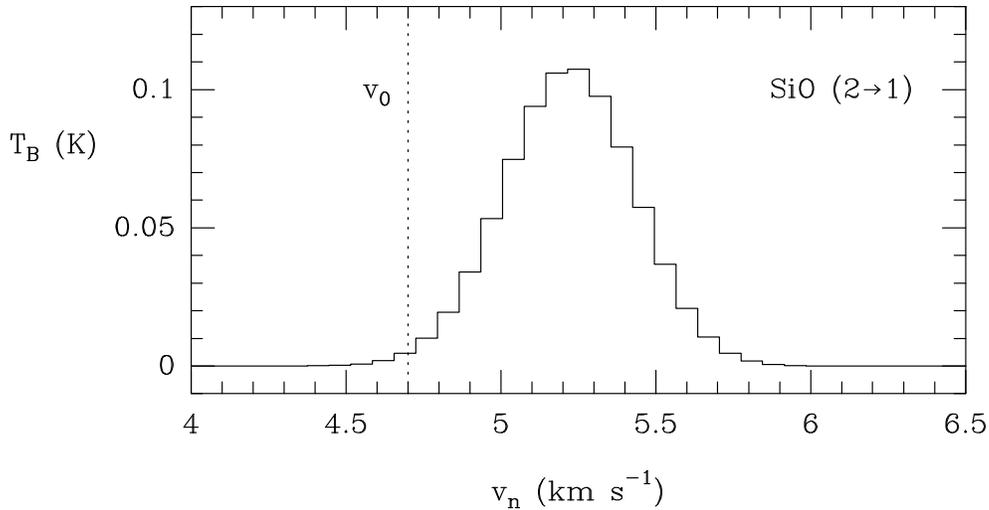


FIGURA 7.8: *Detalle del perfil de línea de la transición  $J=2\rightarrow 1$  de SiO para la fase del precursor magnético del choque de tipo C con  $t_n=3$  años. La línea vertical de puntos indica la velocidad radial de la nube ambiente ( $v_0=4.7 \text{ km s}^{-1}$ ).*

Uno de los resultados más sorprendentes de este capítulo consiste en la predicción de perfiles de línea de SiO *estrechos* producidos por la interacción de los primeros estadios de la evolución de los choques de tipo C. Esta es sin duda la primera vez en que un estudio teórico de la evolución temporal de los choques de tipo C, predice perfiles de línea de este tipo para la emisión molecular de SiO en flujos bipolares jóvenes. Cabe destacar el contraste existente entre el perfil de línea de SiO de la FIG. 7.8 con los obtenidos previamente por Schilke et al. (1997). La anchura tan pequeña de estas líneas de emisión era de esperar puesto que la temperatura del fluido neutro en la fase del precursor magnético sigue siendo muy similar a la temperatura cinética del gas de la nube ambiente (ver puntos 1 y 2 en la FIG. 7.6), puesto que este fluido no ha sufrido aún la perturbación del choque (Draine 1980; Draine et al. 1983). Por tanto, la mayor contribución a la anchura final de la línea de SiO vendrá dada únicamente por la anchura turbulenta  $\Delta v_{tur} \sim 0.45 \text{ km s}^{-1}$  frente a la anchura térmica  $\Delta v_{th} \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$  (ver FIG. 7.5).

A medida que se propaga el choque, el perfil estrecho de SiO se ensancha y se desplaza hacia el rojo, presentando además un ala de emisión hacia al azul para escalas de tiempo de  $10 \text{ años} \leq t_n \leq 45 \text{ años}$  (FIG. 7.7). El perfil de la línea de SiO sigue evolucionando hasta que su intensidad alcanza un primer máximo en torno a  $v_n \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . Este pico de emisión, que se mantiene centrado en  $v_n \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ , coincide con el cambio de ritmo en el aumento de la temperatura de excitación del gas (de no-ETL a ETL) y la disminución de la profundidad óptica,  $\tau_0$ , a valores por debajo de  $\sim 10^{-3}$  (FIG. 7.5).

Para  $t_n \geq 20$  años, el perfil de línea de SiO comienza a desarrollar un ala de emisión hacia el rojo (paneles (5) y (6) de la FIG. 7.7). Cuando el tiempo del fluido neutro

es  $t_n=72$  años (panel (7); FIG. 7.7), la intensidad de la emisión de SiO crece de forma dramática debido al incremento rápido de la densidad de columna de SiO en las últimas fases del choque con  $N(\text{SiO}) \geq 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  para  $z$  mayores que  $\sim 0.004 \text{ pc}$  (FIG. 7.5). El perfil de línea de SiO se ensancha debido al aumento de la temperatura cinética del gas (ver FIGS. 7.5 y 7.6) mostrando finalmente un segundo máximo de emisión. Dicho máximo no sólo se desplaza hacia el rojo a medida que el choque se propaga, sino que también gana en importancia con respecto al primer máximo centrado en  $v_n \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . La intensidad del primer pico de emisión de SiO representa sólo un 5% de la intensidad del segundo máximo que aparece para  $t_n \sim 1500$  años. Estos últimos perfiles de línea de SiO son consistentes con los obtenidos previamente por Schilke et al. (1997), tal y como cabía esperar de la emisión generada exclusivamente en la región post-choque (Martín-Pintado et al. 1992).

Es importante mencionar que, no sólo la edad total del choque,  $t_n \sim 1500$  años, es similar a la edad dinámica derivada para el flujo bipolar L1448-mm,  $t_{dyn} \sim 3000$  años (CAP. 2), sino que los tiempos del fluido neutro en las primeras fases evolutivas del choque (paneles (1) a (4) de la FIG. 7.7), son del mismo orden de magnitud que las escalas de tiempo derivadas para los choques jóvenes observados en este flujo bipolar (Girart & Acord 2001).

## 7.12 Evolución temporal de los perfiles de línea de $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ y $\text{HN}^{13}\text{C}$

En las FIGS. 7.9 y 7.10 mostramos la evolución temporal de los perfiles de línea obtenidos para la transición  $J=1 \rightarrow 0$  de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , en las distintas fases del choque con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$  (TABLA 7.2). En la FIG. 7.11, hemos representado además los espectros predichos por el modelo para la emisión de estas dos especies moleculares a  $t_n=3$  años en torno al régimen de velocidades del gas de la nube ambiente. Esta es la primera vez que se estudia los perfiles de línea de los fluidos iónico y neutro a lo largo de toda la región de disipación del choque. A partir de las FIGS. 7.9, 7.10 y 7.11, es evidente que las partículas iónicas y neutras presentan comportamientos diferentes. La emisión de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  en los primeros instantes del choque se caracteriza por un perfil de línea estrecho ( $\Delta v_{tot} \sim 0.8 \text{ km s}^{-1}$ ), gaussiano, y centrado en la velocidad radial de la nube ambiente ( $v_n \sim 4.7 \text{ km s}^{-1}$ ; FIG. 7.11). La intensidad del pico es de  $\sim 0.6 \text{ K}$ . Sin embargo,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  posee un perfil de emisión que, aunque estrecho ( $\Delta v_{tot} \sim 1.1 \text{ km s}^{-1}$ ; FIG. 7.11), no es gaussiano, y muestra un ala de velocidad hacia el rojo con una velocidad terminal de  $v_{ter} \sim 27 \text{ km s}^{-1}$  (FIG. 7.10). Este valor de  $v_{ter}$  coincide con la velocidad del fluido iónico a  $t_n=3$  años (FIG. 7.6). El perfil de línea de esta molécula presenta el máximo de emisión (intensidad del pico de  $\sim 1.8 \text{ K}$ ) desplazado hacia el rojo ( $\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$ ) con respecto a la velocidad radial de la nube ambiente, como cabe esperar de la interacción temprana del precursor magnético de los choques de tipo C (Draine 1980; Draine et al. 1983).

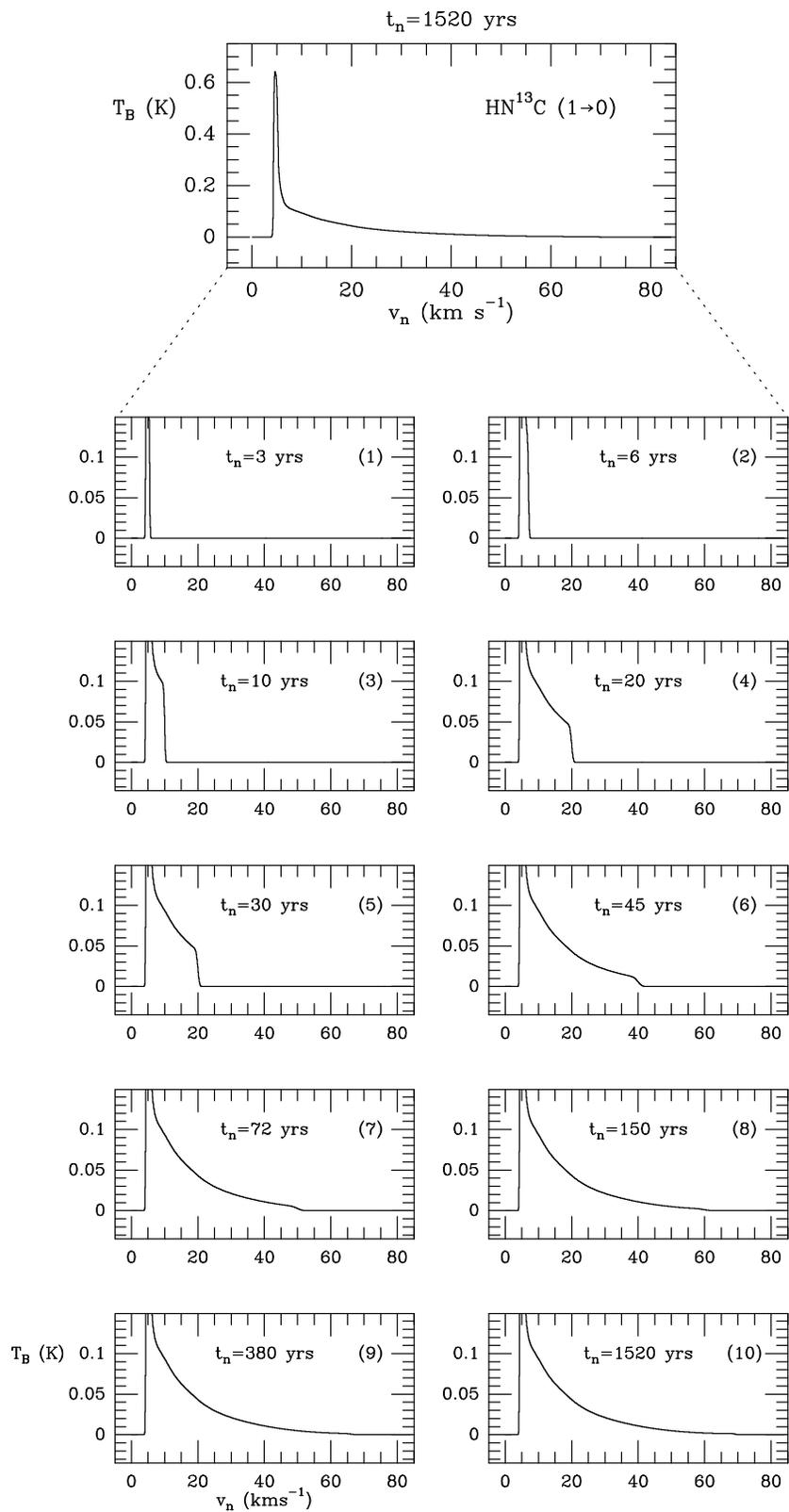


FIGURA 7.9: Evolución temporal de los perfiles de línea de la transición  $J=1 \rightarrow 0$  de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  a medida que el choque de tipo C con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$  se propaga por el gas de la nube ambiente. En cada panel indicamos la edad del choque (TABLA 7.2 y FIG. 7.6).

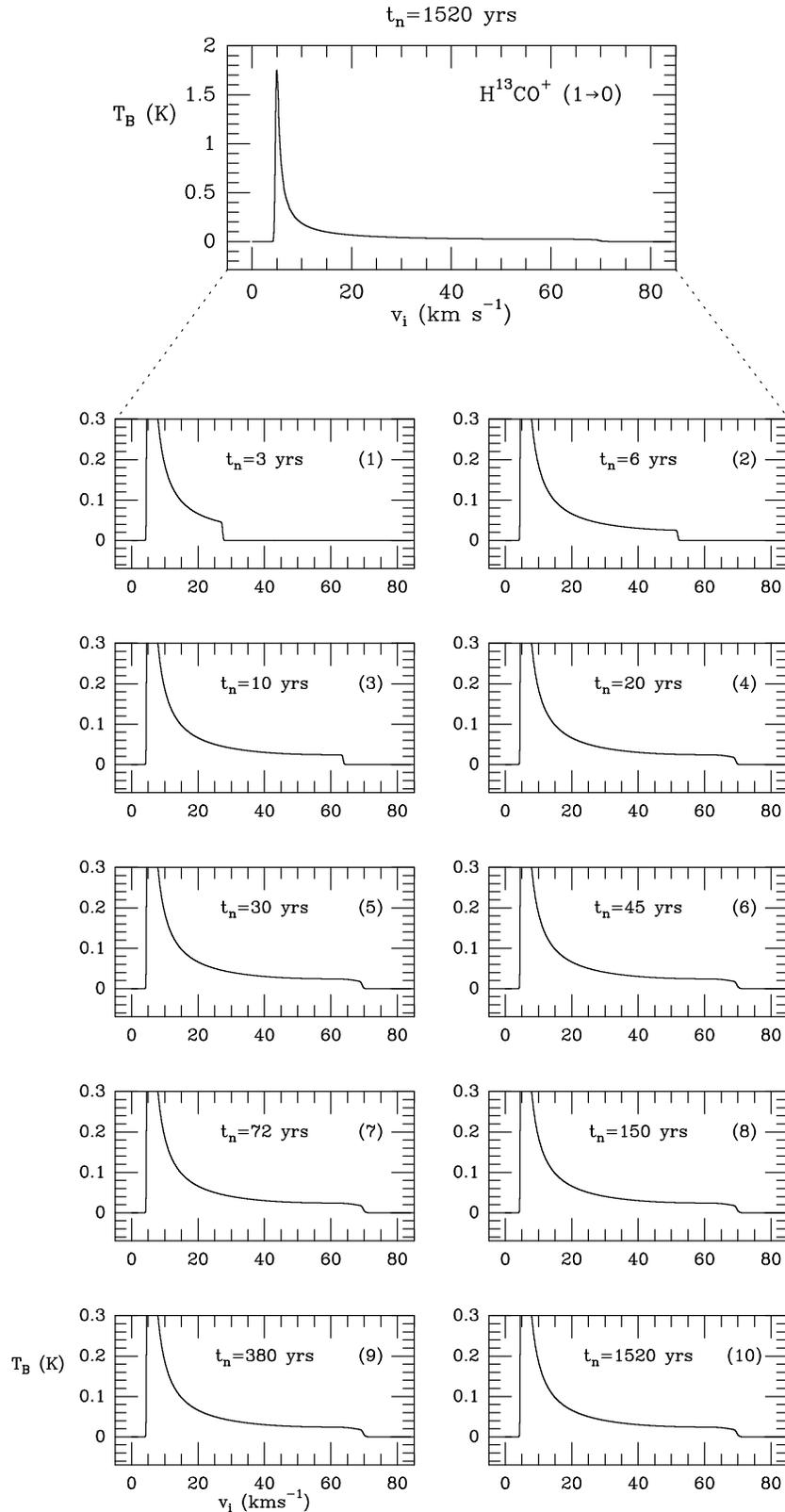


FIGURA 7.10: Evolución temporal de los perfiles de línea de la transición  $J=1 \rightarrow 0$  de  $H^{13}CO^+$  a medida que el choque de tipo C con  $v_s = 70\ km\ s^{-1}$  se propaga por el gas sin perturbar de la nube ambiente. A diferencia de  $HN^{13}C$ , los perfiles de  $H^{13}CO^+$  se han representado en función de la velocidad del fluido iónico,  $v_i$ . En cada panel indicamos la edad del choque (ver TABLA 7.2 y FIG. 7.6).

A medida que el choque se propaga, el perfil de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  desarrolla un ala de emisión hacia el rojo (FIG. 7.9), debido a que la temperatura del fluido neutro,  $T_n$ , aumenta (FIG. 7.6). A diferencia del  $\text{SiO}$  (FIG. 7.7), el máximo de emisión de esta molécula está centrado en la velocidad de la nube ambiente, independientemente de la fase evolutiva del choque. La única variación significativa que se aprecia en el perfil de línea de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  con la edad del choque, consiste en que la velocidad terminal,  $v_{ter}$ , del ala de emisión es cada vez mayor. Esta velocidad terminal coincide con la velocidad que el fluido neutro alcanza en cada una de las fases del choque (ver FIGS. 7.6 y 7.9). El hecho de que el ala ancha de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  sea cada vez menos intensa para tiempos del fluido neutro mayores, se debe a que la densidad de columna de esta molécula es cada vez menor en el choque a medida que evoluciona desde la fase del precursor hasta el gas post-choque (ver FIG. 7.5).

En cuanto a  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , el perfil de línea de esta molécula presenta su máximo de emisión centrado en  $v_i \sim 5.0 \text{ km s}^{-1}$  a lo largo de toda la evolución del choque. Al igual que  $\text{HN}^{13}\text{C}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  muestra un ala ancha de emisión hacia el rojo. Sin embargo, a diferencia de la especie neutra, el ión molecular posee velocidades terminales,  $v_{ter}$ , que exceden en incluso varias decenas de  $\text{km s}^{-1}$  aquéllas de  $\text{HN}^{13}\text{C}$  (ver p.ej. que  $v_{ter}(\text{H}^{13}\text{CO}^+) \sim 65 \text{ km s}^{-1}$  a  $t_n=10$  años, mientras que  $v_{ter}(\text{HN}^{13}\text{C}) \sim 10 \text{ km s}^{-1}$  en esta misma fase). De esta manera, la velocidad terminal del ala ancha de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  alcanza su valor máximo ( $v_{ter}(\text{H}^{13}\text{CO}^+) \sim v_s \sim 70 \text{ km s}^{-1}$ ) para tiempos del fluido neutro de  $t_n=20$  años, muy inferiores a los que necesita el fluido neutro.

En la siguiente sección, compararemos todos estos resultados con la emisión de  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  observada en los choques jóvenes del flujo bipolar L1448-mm, y que ya presentamos en el CAP. 3.

## 7.13 Comparación con las observaciones

En la FIG. 7.12, mostramos la comparación entre los perfiles de línea de las transiciones  $J=2 \rightarrow 1$  y  $J=3 \rightarrow 2$  de  $\text{SiO}$  obtenidos en el instante  $t_n=3$  años del choque, y los espectros de alta resolución en velocidades observados en la posición  $(0'', 0'')$  del flujo bipolar L1448-mm (CAP. 3). Las líneas sintéticas de  $\text{SiO}$   $J=2 \rightarrow 1$  y  $J=3 \rightarrow 2$  presentan perfiles gaussianos cuyo máximo de emisión está centrado en la componente del precursor a  $V_{LSR} = 5.2 \text{ km s}^{-1}$ . Las anchuras de las líneas derivadas por el modelo son también muy similares a las observadas para la emisión estrecha de  $\text{SiO}$  en este flujo bipolar ( $\Delta v \sim 0.55 \text{ km s}^{-1}$ ; Jiménez-Serra et al. 2004). Nótese además que la predicción del modelo de la intensidad en el pico para la transición  $J=2 \rightarrow 1$ , es muy similar a la observada. En el caso de la transición  $\text{SiO}$   $J=3 \rightarrow 2$ , aunque la intensidad máxima de la línea sintética parece diferir en un factor 2 con respecto a la medida, dicha intensidad es consistente con lo observado dentro del nivel  $3\sigma$  del ruido del espectro (el nivel  $1\sigma$  es de  $\Delta T = 0.035 \text{ K}$ ).

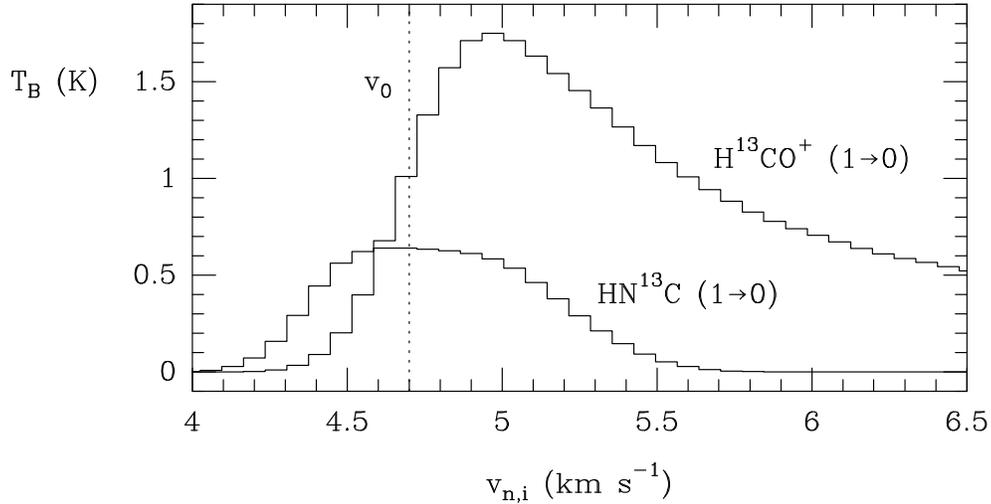


FIGURA 7.11: *Detalle de los perfiles de línea predichos por el modelo para la transición  $J=1\rightarrow 0$  de  $H^{13}CO^+$  y  $HN^{13}C$  en la fase del precursor magnético del choque con  $t_n=3$  años. Los perfiles de  $HN^{13}C$  y  $H^{13}CO^+$  se han representado en función de su propia velocidad. La línea vertical de puntos indica la velocidad radial de la nube ambiente a  $v_0=4.7\text{ km s}^{-1}$ .*

Es también posible que el modelo subestime la densidad de  $H_2$  en el precursor magnético.

Para el caso de  $H^{13}CO^+$  y  $HN^{13}C$ , en la FIG. 7.13 se representa tanto los perfiles sintéticos como los observados de la transición  $J=1\rightarrow 0$  de estas especies, para el mismo tiempo del fluido neutro  $t_n=3$  años que el considerado en la FIG. 7.12. Las líneas de  $H^{13}CO^+$  y  $HN^{13}C$  que predice el modelo describen el comportamiento esperado en las primeras fases de la interacción del choque de tipo C. El perfil de línea sintético de  $HN^{13}C$  (panel derecho, FIG. 7.13) reproduce claramente la emisión observada en L1448-mm. En particular, no sólo el máximo de emisión está centrado en  $V_{LSR}=4.7\text{ km s}^{-1}$  (SEC. 7.12) sino que la intensidad de dicho pico es similar a la medida en este flujo bipolar. La única diferencia apreciable consiste en que el espectro observado de  $HN^{13}C$  muestra un ala de emisión hacia el rojo (nótese que el perfil no es perfectamente gaussiano; FIG. 7.13), lo que podría indicar la presencia de una pequeña fracción de fluido neutro que ya hubiera experimentado la interacción del choque. Esto es consistente con la detección del desplazamiento hacia el rojo en  $\sim 0.7\text{ km s}^{-1}$  del pico de intensidad del perfil de  $HN^{13}C$   $J=1\rightarrow 0$  en la posición  $(0'', -20'')$  del flujo bipolar L1448-mm (ver TABLA 5.2). El hecho de que la línea de SiO presente un ala de velocidad moderada en dicha posición apoya también la idea de que se trata de una fase posterior en la evolución del choque de tipo C (ver más abajo).

En cuanto a los perfiles de  $H^{13}CO^+$ , vemos que esta especie iónica presenta su máximo de línea desplazado hacia el rojo sólo  $\sim 0.3\text{ km s}^{-1}$  con respecto a la componente del gas de

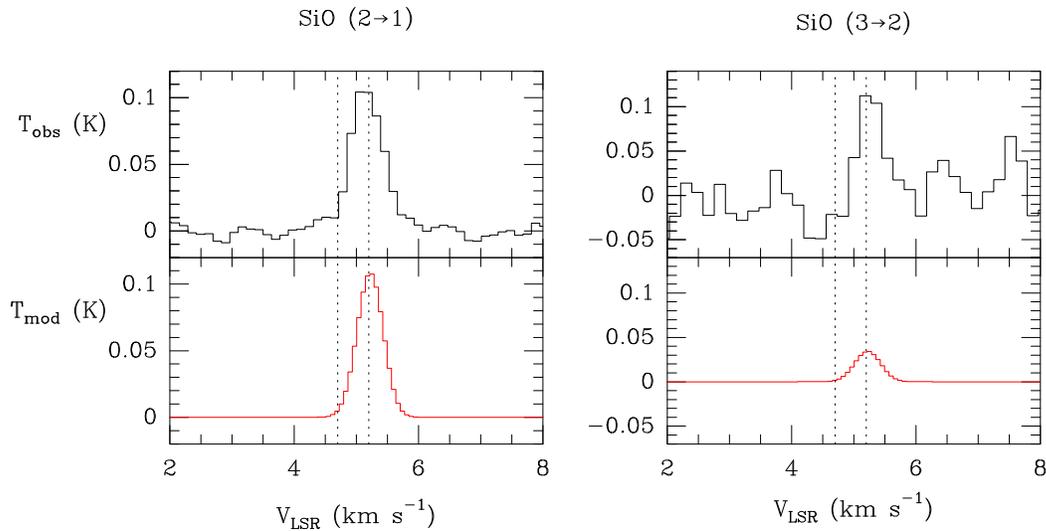


FIGURA 7.12: Comparación de los resultados del modelo para el instante  $t_n=3$  años de los perfiles de línea de las transiciones  $J=2\rightarrow 1$  y  $J=3\rightarrow 2$  de  $\text{SiO}$ , con la emisión observada en L1448-mm. Las líneas verticales de puntos indican las componentes del gas de la nube ambiente a  $4.7\text{ km s}^{-1}$  y del precursor magnético a  $5.2\text{ km s}^{-1}$  detectadas en esta fuente.

la nube ambiente (SEC. 7.12). Este desplazamiento, sin embargo, no es suficiente como para ajustar el perfil sintético de la transición  $\text{H}^{13}\text{CO}^+ J=1\rightarrow 0$  con el espectro observado en L1448-mm. Podemos decir por tanto que, aunque el modelo consigue reproducir cualitativamente la tendencia de los iones a ser desplazados con respecto al fluido neutro (ver p.ej. Draine 1980), este modelo presenta limitaciones a la hora de realizar el ajuste cuantitativo del perfil de línea de esta molécula. El hecho de que no se haya detectado en L1448-mm la emisión de velocidad moderada hacia el rojo predicha por el modelo para  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , puede ser debido a que la observación de conmutación en frecuencia no permite separar dicha emisión ancha de las ondulaciones (o *ripples*) característicos de este tipo de espectros.

De la comparación de los resultados de nuestro modelo con la emisión molecular de  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  observada en el régimen de velocidad de la nube ambiente en L1448-mm, se deduce que todas las peculiaridades que presenta dicha emisión en este flujo bipolar joven se explican por medio de la interacción temprana de los choques de tipo C, o lo que es lo mismo, por la interacción del precursor magnético, tal y como fue propuesto por Jiménez-Serra et al. (2004). La única forma de obtener (de forma teórica) perfiles de línea estrechos y relativamente intensos de  $\text{SiO}$ , es en efecto con la interacción del precursor. De otro modo, la temperatura del fluido neutro es tan elevada en fases posteriores del choque que dichos perfiles se ensanchan y se desplazan en velocidad, irremediamente, varias decenas de  $\text{km s}^{-1}$  (SEC. 7.11), tal y como obtuvieron otros autores en el pasado (ver p.ej.

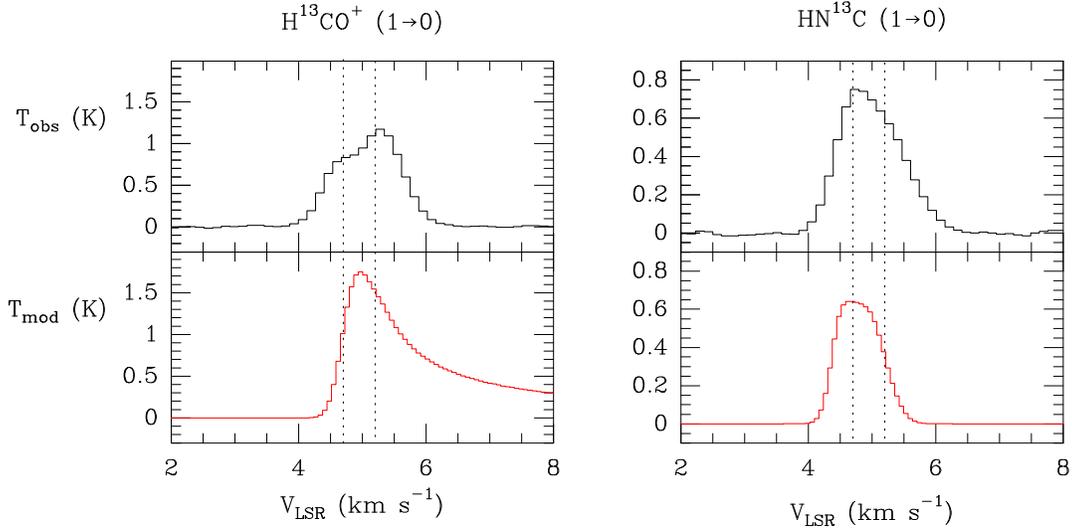


FIGURA 7.13: Comparación de los perfiles de línea de la transición  $J=1\rightarrow 0$  de  $H^{13}CO^+$  y  $HN^{13}C$  obtenidos a partir del modelo para el instante  $t_n=3$  años del choque, con los observados en L1448-mm (CAP. 3). Como en la FIG. 7.12, las líneas verticales de puntos indican las componentes en velocidad de la nube ambiente y del precursor.

Schilke et al. 1997; Cabrit et al. 2004). Además, no sólo SiO presenta el comportamiento esperado en la fase del precursor, sino que los perfiles de línea de otras especies tanto iónicas, como  $H^{13}CO^+$ , como neutras, como  $HN^{13}C$ , son también consistentes (al menos cualitativamente) con el desacoplamiento en velocidades que presentan los fluidos iónico y neutro en esta fase temprana de la interacción de los choques de tipo C.

Basándonos en los resultados de la emisión estrecha de SiO del CAP. 3, la abundancia que uno esperaría medir de esta molécula en la componente de velocidad del precursor es de  $\chi(\text{SiO})\sim 10^{-11}$  (SEC. 3.5 y TABLA 3.3). Sin embargo, la abundancia obtenida por el modelo de pulverización de los granos de polvo es varios órdenes de magnitud mayor que la observada ( $\chi(\text{SiO})\sim 10^{-8}$ ; SEC. 7.9). Esta discrepancia entre abundancias puede ser fácilmente entendida como un efecto de la dilución de la emisión estrecha de SiO en el haz principal del radiotelescopio de 30 m de IRAM. Es más, la comparación de esta abundancia de SiO teórica con la medida en este flujo bipolar, puede ser utilizada para estimar el tamaño de la región del gas afectado por la interacción del precursor. Si asumimos que la abundancia de SiO en el precursor es la que predice el modelo de  $\chi(\text{SiO})\sim 10^{-8}$ , entonces:

$$N(\text{SiO}) \sim 10^{-8} n(\text{H}_2) L_{\text{prec}} \text{ cm}^{-2} \quad (7.20)$$

donde  $L_{prec}$  es el tamaño de la región del precursor. Considerando una densidad de  $H_2$  del gas de  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , y que  $L_{prec} \sim 4 \times 10^{15} \theta_{prec}(\prime\prime) \text{ cm}$  para una distancia de  $\sim 300 \text{ pc}$ , con  $\theta_{prec}$  como el tamaño de la región del precursor en unidades de segundos de arco, la densidad de columna de SiO se estima como:

$$N(SiO) \sim 4 \times 10^{12} \theta_{prec}(\prime\prime) \text{ cm}^{-2} \quad (7.21)$$

Empleando las ECS. 3.1 y 3.2, y asumiendo una anchura de  $\Delta v_{obs} \sim 0.6 \text{ km s}^{-1}$  para la línea  $J=2 \rightarrow 1$  de SiO en el precursor (ver TABLA 3.2), la densidad de columna de esta molécula se puede calcular también como:

$$N(SiO) \sim 1 \times 10^{12} T_B \text{ cm}^{-2} \quad (7.22)$$

Igualando las expresiones de las ECS. 7.21 y 7.22, se obtiene que la intensidad de la emisión estrecha de SiO  $J=2 \rightarrow 1$  es  $T_B \approx 4 \theta_{prec}(\prime\prime) \text{ K}$ . A partir de la intensidad de línea de SiO observada con el 30 m de  $T_{obs} \sim 0.1 \text{ K}$ , y teniendo en cuenta que la región del precursor es prácticamente una fuente puntual dentro del haz del radiotelescopio ( $T_{obs}$  se puede estimar por medio de  $T_{obs} = T_B \left( \frac{\theta_{prec}}{\theta_{haz}} \right)^2$ ), obtenemos que el tamaño angular de dicha región es de  $\theta_{prec} \sim 3''$ . Este tamaño, que equivale a  $\sim 10^{16} \text{ cm}$ , es consistente con el predicho por el modelo paramétrico de la estructura física del choque de tipo C de  $\Delta z \approx 6 \times 10^{15} \text{ cm}$  (ver FIG. 7.3).

Como hemos visto en la SEC. 7.11, la línea de emisión estrecha de SiO se ensancha y desplaza hacia el rojo a medida que el choque evoluciona y se propaga a través del gas tranquilo de la nube ambiente. En la FIG. 7.14, mostramos la comparación de la emisión de SiO observada en L1448-mm en todo el rango de velocidades, con la superposición de los perfiles sintéticos de SiO predichos para dos instantes con  $t_n=3$  años y  $t_n=250$  años, para un choque de tipo C con  $v_s=70 \text{ km s}^{-1}$ . La intensidad del perfil estrecho de SiO obtenido por el modelo se ha multiplicado por un factor  $\sim 240$ . Para el gas de velocidad moderada y alta, hemos seleccionado el instante  $t_n$  del choque que ajusta el cociente relativo de intensidades entre los dos picos de emisión a  $V_{LSR}=10 \text{ km s}^{-1}$  y  $V_{LSR}=64 \text{ km s}^{-1}$  del espectro observado de SiO. Según esto, el perfil de línea total de SiO medido en L1448-mm se debe, por tanto, a la presencia de dos choques de tipo C en dos estadios evolutivos diferentes. Mientras que el primero se encontraría en la fase del precursor magnético, el segundo habría alcanzado el gas post-choque más evolucionado.

## 7.14 Resumen y conclusiones

En este capítulo hemos presentado el primer modelo teórico de choques de tipo C que calcula la evolución de los perfiles de línea moleculares de especies neutras e iónicas

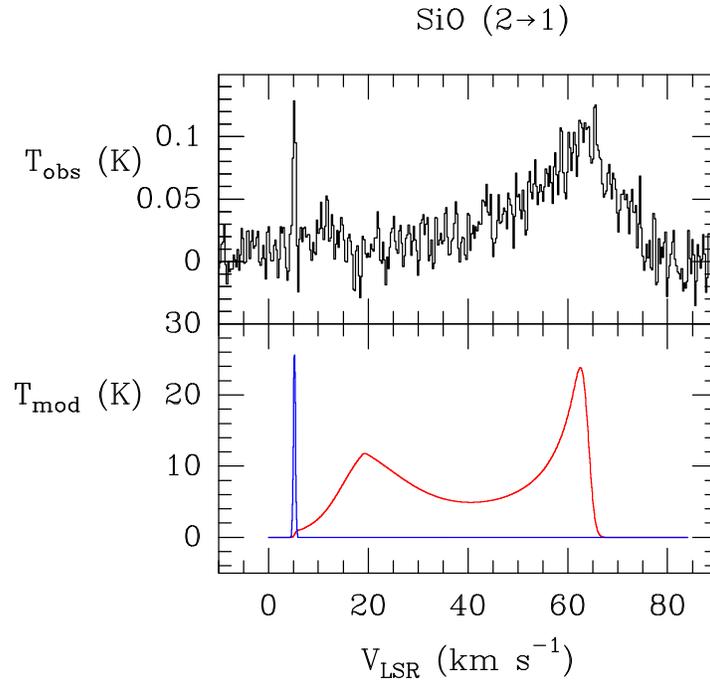


FIGURA 7.14: Comparación de la emisión total de SiO observada en el flujo molecular L1448-mm con la superposición de los perfiles de línea obtenidos de esta molécula para los instantes del choque con  $t_n=3$  años, en azul, y  $t_n=250$  años, en rojo.

tales como SiO,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  para distintos instantes del choque. Este modelo incluye no sólo el pulverizado de los granos de polvo, ya estudiado en el CAP. 6, sino también la excitación molecular y la transferencia de radiación a lo largo de toda la región de disipación del choque. Los resultados del modelo muestran que los perfiles de la emisión de SiO característicos de la fase del precursor magnético, son muy estrechos y presentan su máximo a velocidades ligeramente desplazadas hacia el rojo con respecto a la velocidad típica de la nube ambiente. Además, los perfiles de línea de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  y  $\text{HN}^{13}\text{C}$  predichos por el modelo muestran comportamientos completamente diferentes, tal y como se observa en L1448-mm. Para tiempos posteriores en la evolución del choque, el modelo también reproduce los distintos regímenes de velocidad detectados en este flujo bipolar. En particular, la existencia de la componente del precursor, del gas de velocidad moderada y del gas de alta velocidad, es consistente con la presencia de dos choques de tipo C que se encuentran, respectivamente, en la fase del precursor magnético y en la del gas evolucionado post-choque.

Todo esto indica que, tal y como propusieron Jiménez-Serra et al. (2004), tanto la emisión estrecha de SiO, como el aumento de la abundancia de los iones en L1448-mm, son realmente producidos por la interacción reciente del precursor magnético en

los choques jóvenes de este flujo bipolar. Podemos por tanto concluir que este tipo de *estructuras peculiares* en flujos moleculares jóvenes, constituyen las *huellas de identidad* de la interacción del precursor magnético con el gas sin perturbar de la nube ambiente.

# CAPÍTULO 8

## Conclusiones y perspectivas

### 8.1 Conclusions

In very young molecular outflows, it is expected that changes in the molecular emission could be observed due to the propagation of shocks through the ambient material. So far, the L1448-mm outflow is the only object where time variability of the SiO emission in the high velocity jet has been detected, indicating the presence of very young shocks. In this work, we have studied, observationally and theoretically, the effects of the first stages of the propagation of C-shocks on the physical and chemical properties of the gas in molecular dark clouds. In particular, these results show that we have detected, for the first time, the *fingerprints* of the interaction of the magnetic precursor of C-shocks toward the young shocks of the L1448-mm outflow. This implies that the propagation of shocks must be fully considered in the study of the physical and chemical properties of the gas in these young objects. The main conclusions of this work are summarized as follows:

- We have presented the first detection of the narrow SiO emission centered at almost ambient velocities (at  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ ) toward the very young molecular outflows in L1448-mm and L1448-IRS3. The derived SiO abundance is of  $\sim 10^{-11}$ , which implies an enhancement by a factor of 10 with respect to the upper limits of the SiO abundance derived for the quiescent gas of this molecular dark cloud.
- We have also reported the first detection of HCO in a dark cloud. The derived HCO abundance is of  $\sim 10^{-11}$ , which is consistent with gas phase chemistry. In contrast with the narrow SiO emission of the precursor component at  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ , HCO traces the quiescent material of the ambient cloud at  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ .
- The observed line profiles of  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  and  $\text{HN}^{13}\text{C}$  show different behaviors tracing the state of the ion and neutral fluids in the ambient gas at  $4.7 \text{ km s}^{-1}$  and the precursor component at  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  of the L1448-mm outflow. While the line peaks

of the neutral species are centered at  $4.7 \text{ km s}^{-1}$ , the ions show their maximum emission at  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ . This implies that the ion abundance has been enhanced by up to a factor of 10 in the precursor component at  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  with respect to the neutrals.

- The detection of the narrow SiO emission, and the enhancement of the ion abundance in the  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  velocity component, are consistent with the expected behavior of these species in the magnetic precursor of C-shocks. These features have been therefore proposed as *signatures* of the interaction of the precursor with the unperturbed material of the surrounding ambient cloud.
- The observed line profiles and the derived abundances of key molecules in the grain chemistry such as SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO, CS, H<sub>2</sub>S, OCS, and SO<sub>2</sub> in L1448-mm, show three different velocity components toward the young shocks of this outflow: the ambient gas, the precursor component and the postshock gas.
- The abundances of these molecules show a clear trend to be enhanced from the pre-shock gas, to the precursor component and the postshock gas. Indeed, the SiO, CH<sub>3</sub>OH, SO, and CS abundances are enhanced by one order of magnitude in the precursor component with respect to the quiescent gas, and by three orders of magnitude in the postshock gas. This is consistent with the idea that these shock molecular tracers are progressively ejected from grain mantles as the shock evolves from the precursor stage to the evolved postshock gas.
- Since the typical time-scales of the magnetic precursor are very short, the study of the chemistry associated with this C-shock stage offers the unique opportunity to establish what molecules have been recently ejected from grains, and what species have been formed afterwards in the gas phase. This provides information about the original composition of the icy mantles of the dust grains in star forming regions. The lack of detection of H<sub>2</sub>S in the postshock gas, and of SO<sub>2</sub> and OCS in the precursor and postshock components of L1448-mm, implies that SO and CS are the most abundant sulfur-bearing species in the grain mantles of L1448-mm. The ejection of mainly SO and CS rather than H<sub>2</sub>S or OCS from grains, suggests that the sulfur chemistry strongly depends on the *chemical history* of the grain mantles in outflows and hot cores.
- We have used multiline observations of strongly polar ion and neutral molecules such as SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, HN<sup>13</sup>C and H<sup>13</sup>CN, to reveal the electron density enhancements expected in the magnetic precursor stage of C-shocks. While in the ambient gas the excitation of the ions and neutrals is explained by H<sub>2</sub> collisional excitation for a single density of  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> shows an over excitation in the precursor component

that requires  $\text{H}_2$  densities of a factor of  $\geq 10$  larger than those derived from the neutral species. The over excitation of  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  in the precursor component can be explained by the additional excitation by collisions with electrons. We estimate an electron density enhancement by a factor of  $\sim 500$  in the precursor component, which implies a fractional ionization of  $5 \times 10^{-5}$ , as predicted by MHD shock modelling for the magnetic precursor stage.

- We have presented a parametric model that mimics the steady state profile of the physical parameters of C-shocks. The simplicity of this model has allowed, for the first time, the detailed analysis of the time evolution of the sputtering of the icy grain mantles and the olivine grain cores in regions with recent outflow activity.
- The results of the evolution of the sputtering of dust grains show that CO is the most efficient sputtering agent for the icy mantles and the grain cores in low velocity shocks. Collisions with this molecule can eject a considerably large fraction of silicon from the mantles for shocks with only  $v_s \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . This implies a reduction by  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  of the *threshold shock velocity* of the sputtering with respect to other models.
- This study also reveals that only the early stages of the shock evolution, characterized exclusively by the interaction of the magnetic precursor, are relevant for the process of the sputtering of dust grains.
- The comparison of the predicted abundances of SiO,  $\text{CH}_3\text{OH}$  and  $\text{H}_2\text{O}$  with the abundances observed in the different velocity regimes of the young shocks of the L1448-mm outflow, requires the presence of two different shocks, with  $v_s = 30 \text{ km s}^{-1}$  and  $v_s = 60 \text{ km s}^{-1}$ , to reproduce the measured abundances. Another alternative is the presence of two shocks in different stages of evolution.
- We find that the SiO abundance of  $\sim 10^{-11}$  associated with the very narrow SiO emission detected in this outflow, can be explained as an early product of the sputtering of the mantles by CO in low velocity shocks if the Si/SiO abundance in the grain mantles is  $\sim 10^{-4}$  with respect to that of water.
- The approximation presented in this work, not only furnishes an input for future more comprehensive MHD modelling of the shock structure in young molecular outflows, but allows to perform direct comparisons with the molecular line profiles observed toward these regions.
- We have presented the first C-shock, molecular excitation and radiative transfer model that calculates the evolution of the line profiles of SiO and of ion and neutral

species such as  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  and  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , for different flow times along the propagation of the shock through the unperturbed ambient gas.

- The results of the model show that the predicted line profiles of SiO at the magnetic precursor stage, have very narrow linewidths and are centered at velocities close to the ambient cloud velocity, as observed toward the L1448-mm outflow.
- The model also reproduces the enhancement of the ions in the precursor stage. All this suggests that the narrow SiO emission and the enhancement of the ions in the precursor component of L1448-mm, are clear effects of the recent interaction of the magnetic precursor of C-shocks in the young shocks of this outflow.
- Consistently with previous works, the broad SiO emission associated with the high velocity jet is also predicted for the downstream postshock gas of the shock. This implies that the different velocity components observed in the molecular emission of L1448-mm (precursor, moderate velocity and high velocity gas) are produced by the coexistence of two different shocks at two different evolutionary stages (in particular, at  $t_{inst}=3$  and 250 yr).

## 8.2 Perspectives

In this work, we have studied the effects of the early stages of the propagation of C-shocks on the physical and chemical properties of the gas in molecular dark clouds. In particular, we have focussed on the effects produced by the magnetic precursor of C-shocks. We have shown that the detection of very narrow SiO emission at velocities close to the ambient cloud velocity, and the enhancement and the over-excitation of the ion fluid observed toward the L1448-mm outflow, are certainly *fingerprints* of the interaction of the precursor in very young molecular outflows.

Although these results have shed light on the physics and chemistry associated with the early stages of the propagation of C-shocks, it still remains uncertain how this propagation takes place in young bipolar outflows. In particular, these results lack of information related to the morphology of the molecular emission arising from regions recently affected by the magnetic precursor in these objects. Since the predicted size of the magnetic precursor region is very small, the use of interferometric techniques is imperative to study the morphology of this emission. The follow-up study therefore consists of observing the narrow SiO emission and some low- and high- rotational line transitions of ion and neutral species such as  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  and  $\text{HN}^{13}\text{C}$ , toward the central region of the L1448-mm outflow using the PdB and the SMA (*Submillimeter Array*) interferometers. These molecular emission images would provide information about the correspondence between the evolution of the line profiles of molecular species such as SiO,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  and  $\text{HN}^{13}\text{C}$ ,

with the spatial distribution of the material affected by the shocks associated with the molecular outflow. These images would observationally constrain the actual size of the magnetic precursor region and of the dissipation region for the C-shocks in this outflow.

As a first approximation, we have presented in this work a parametric model of the physical structure of C-shocks to study the evolution of the sputtering of dust grains and of the molecular line profiles in young C-shocks. Although the results provided by this approximation can qualitatively reproduce the peculiar molecular emission features observed toward the young shocks of the L1448-mm outflow, more comprehensive time dependent and MHD shock modelling is required. The comparison between the MHD modelling and the interferometric observations would *quantitatively* constrain the physical properties and the structure of shock waves in this region and in other very young molecular outflows.

Another important issue that can be tackled with the detection of the magnetic precursor of C-shocks in young molecular outflows, is the study of the chemical composition of dust grains in star forming regions. It has been shown that the young L1448-mm outflow shows a peculiar sulfur chemistry compared to that of evolved molecular outflows. The possible theories that would explain this peculiar chemistry are: (i) atomic sulfur is directly ejected from grains and rapidly reacts to form large abundances of CS and SO; or (ii) the large abundances of CS and SO are due to the *chemical history* of the icy mantles of dust grains in this region. One possible study which could help to confirm either of these two hypothesis is to observe de S I(25  $\mu\text{m}$ ) line with the Spitzer telescope. The detection of even larger abundances of S than those of CS and SO toward the young shocks of L1448-mm, would suggest that this atom is the main form of sulfur within the icy grain mantles in this star forming region. The other possibility is to model the gas phase sulfur chemistry after the removal of the grain mantle material in the magnetic precursor stage. We would assume different molecular precursors for the sulfur chemistry such as S, H<sub>2</sub>S, OCS. The study of different episodes of ejection/depletion from/onto dust grains produced by recursive shocks, would also provide information about the changes of the sulfur mantle composition as a consequence of the *history of grains* in these star forming regions.

Finally, it is important to note that the results presented in this work may be biased by the fact that only two objects, within the same star forming region, have been studied. The detection of narrow SiO emission, and of the enhancement and over-excitation of the ions in other young molecular outflows, would clearly confirm that these observational effects are not particular features of the young L1448-mm and L1448-IRS3 outflows, but the *fingerprints* of the recent interaction of the magnetic precursor of C-shocks. For this purpose, observations of several low- and high- rotational transitions of SiO, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> and HN<sup>13</sup>C toward the young molecular outflows like IRAS03282 or HH211, would be proposed to be carried out with single-dish telescopes like the IRAM 30 m and the JCMT.



# Publicaciones

## PUBLICACIONES EN REVISTAS INTERNACIONALES CON SISTEMA DE ARBITRAJE

1. *“Tracing the shock precursors in the L1448-mm/IRS3 outflows”*;  
**I. Jiménez-Serra**, J. Martín-Pintado, A. Rodríguez-Franco, & N. Marcelino 2004, *ApJ*, 603, L49
2. *“The time evolution of shock chemistry. Revealing the molecules ejected from grains”*;  
**I. Jiménez-Serra**, J. Martín-Pintado, A. Rodríguez-Franco, & S. Martín 2005, *ApJ*, 627, L121
3. *“A new intermediate mass protostar in the CEPHEUS A HW2 region”*;  
J. Martín-Pintado, **I. Jiménez-Serra**, A. Rodríguez-Franco, S. Martín, & C. Thum 2005, *ApJ*, 628, L61
4. *“First measurements of the electron density enhancement expected in C-shocks”*;  
**I. Jiménez-Serra**, J. Martín-Pintado, S. Viti, S. Martín, A. Rodríguez-Franco, A. Faure, & J. Tennyson 2006, *ApJ*, 650, L135
5. *“Organic chemistry in the dark clouds L1448 and L183. A Unique grain mantle composition”*;  
M. A. Requena-Torres, N. Marcelino, **I. Jiménez-Serra**, J. Martín-Pintado, S. Martín, & R. Mauersberger 2007, *ApJ*, 655, L37
6. *“High-resolution study of a star-forming cluster in the Cep-A HW2 region”*;  
C. Comito, P. Schilke, U. Endesfelder, **I. Jiménez-Serra**, & J. Martín-Pintado 2007, *A&A*, 469, 207
7. *“A Photoevaporating Rotating Disk in the Cepheus A HW2 Star Cluster”*;  
**I. Jiménez-Serra**, J. Martín-Pintado, A. Rodríguez-Franco, C. Chandler, C. Comito, & P. Schilke 2007, *ApJ*, 661, L187
8. *“Parametrization of C-shocks. Evolution of the Sputtering of Grains.”*;  
**I. Jiménez-Serra**, P. Caselli, J. Martín-Pintado, & T. W. Hartquist 2007, *A&A*, enviado



# Bibliografía

- Alfvén, H. 1951, en *Problems of Cosmical Aerodynamics*, Central Air Force Documents Office, p. 122
- Bachiller, R., & Cernicharo, J. 1986, *A&A*, 168, 262
- Bachiller, R., Cernicharo, J., Martín-Pintado, J., Tafalla, M., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Bachiller, R., André, P., & Cabrit, S. 1991, *A&A*, 241, L43
- Bachiller, R., Guilloteau, S., Dutrey, A., Planesas, P., & Martín-Pintado, J. 1995, *A&A*, 299, 857
- Bachiller, R., & Pérez Gutiérrez 1997, *ApJ*, 487, L93
- Bally, J., & Lada, C. J. 1983, *ApJ*, 265, 824
- Bally, J., Lada, C. J., & Lane, A. P. 1993, *ApJ*, 418, 322
- Benedettini, M., Viti, S., Giannini, T., Nisini, B., Goldsmith, P. F., & Saraceno, P. 2002, *A&A*, 395, 657
- Bergin, E. A., Melnick, G. J., & Neufeld, D. A. 1998, *ApJ*, 499, 777
- Bhattacharyya, S. S., Bhattacharyya, B., & Narayan, M. V. 1981, *ApJ*, 247, 936
- Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Cabrit, S., Couturier, A. P., Boulade, O., Cesarsky, C. J., Lagage, P. O., Sauvage, M., Bontemps, S., Nordh, L., et al. 1998, en *ASP. Conf. Ser. 132: Star Formation with the Infrared Space Observatory*, eds. J. Yun, & R. Liseau, (ASP), p. 326
- Cabrit, S., Flower, D. R., Pineau des Forêts, G., Le Boulrot, J., & Ceccarelli, C. 2004, *Ap&SS*, 292, 501
- Cardelli, J. A., Meyer, D. M., Jura, M., & Savage, B. D. 1996, *ApJ*, 467, 334
- Caselli, P., Hartquist, T. W., & Havnes, O. 1997, *A&A*, 322, 296
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Terzieva, R., & Herbst, E. 1998, *ApJ*, 499, 234
- Cernicharo, J., & Reipurth, B. 1996, *ApJ*, 460, L57
- Charnley, S. B. 1997, *ApJ*, 481, 396
- Charnley, S. B., Tielens, A. G. G. M., & Millar, T. J. 1992, *ApJ*, 399, L71

- Chernoff, D. F., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. 1982, *ApJ*, 259, L97
- Chiéze, J.-P., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1998, *MNRAS*, 295, 672
- Chu, S.-I., & Dalgarno, A. 1974, *Phys. Rev. A*, 10, 788
- Codella, C., Bachiller, R., & Reipurth, B. 1999, *A&A*, 343, 585
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., Cesaroni, R., Bacciotti, F., Lefloch, B., & McCaughrean, M. J. 2007, *A&A*, 462, L53
- Cox, D. P. 1972a, *ApJ*, 178, 143
- Cox, D. P. 1972b, *ApJ*, 178, 159
- Curiel, S., Raymond, J. C., Rodríguez, L. F., Cantó, J., & Moran, J. M. 1990, *ApJ*, 365, L85
- Curiel, S., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Gómez, J. F., & Anglada, G. 1999, *ApJ*, 527, 310
- Davis, C. J., Dent, W. R. F., Matthews, H. E., Aspin, C., & Lightfoot, J. F. 1994, *MNRAS*, 266, 933
- Davis, C. J., & Eislöffel, J. 1995, *A&A*, 300, 851
- Davis, C. J., Moriarty-Schieven, G., Eislöffel, J., Hoare, M. G., & Ray, T. P. 1998, *AJ*, 115, 1118
- Dayou, F., & Balança, C. 2006, *A&A*, 459, 297
- Dopita, M. A. 1976, *ApJ*, 209, 395
- Dopita, M. A. 1977, *ApJS*, 33, 437
- Dopita, M. A., & Sutherland, R. S. 2003, in *Astrophysics of the Diffuse Universe* (Berlin, New York: Springer), p. 212
- Draine, B. T. 1980, *ApJ*, 241, 1021
- Draine, B. T. 1991, en *Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation*, IAU Symp. No. 147, ed. E. Falgarone, F. Boulanger, & G. Duvert (Kluwer Academic Publishers: Dordrecht), p.185
- Draine, B. T. 1995, *Ap&SS*, 233, 111
- Draine, B. T., & Salpeter, E. E. 1979, *ApJ*, 231, 77
- Draine, B. T., Roberge, W. G., & Dalgarno, A. 1983, *ApJ*, 264, 485
- Draine, B. T., & Roberge, W. G. 1984, *ApJ*, 282, 491
- Draine, B. T., & McKee, C. F. 1993, *ARA&A*, 31, 373
- Duley, W. W., Millar, T. J., & Williams, D. A. 1980, *MNRAS*, 192, 945
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1997, *A&A*, 325, 758

- Faure, A., & Tennyson, J. 2001, *MNRAS*, 325, 443
- Faure, A., Gorfinkiel, J. D., & Tennyson, J. 2004, *MNRAS*, 347, 323
- Field, G. B., Rather, J. D. G., Aannestad, P. A., & Orszag, S. A. 1968, *ApJ*, 151, 953
- Field, D., May, P. W., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1997, *MNRAS*, 285, 839
- Flower, D. R. 1999, *MNRAS*, 305, 651
- Flower, D. R., & Pineau des Forêts, G. 1994, *MNRAS*, 268, 724
- Flower, D. R., & Pineau des Forêts, G. 1995, *MNRAS*, 275, 1049
- Flower, D. R., Pineau des Forêts, G., Field, D., & May, P. W. 1996, *MNRAS*, 280, 447
- Flower, D. R., & Pineau des Forêts, G. 1999, *MNRAS*, 308, 271
- Flower, D. R., & Pineau des Forts, G. 2003, *MNRAS*, 343, 390
- Geppert, W. D., Hamberg, M., Thomas, R. D., Österdahl, F., Hellberg, F., Zhaunerchyk, V., Ehlerding, A., Millar, T. J., et al. 2006, en *Faraday Discussions*, 133, 177
- Girart, J. M., & Acord J. M. P. 2001, *ApJ*, 552, L63
- Graedel, T. E., Langer, W. D., & Frerking, M. A. 1982, *ApJS*, 48, 321
- Green, S., & Thaddeus, P. 1974, *ApJ*, 191, 653
- Guelin, M., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *A&A*, 107, 107
- Gueth, F., & Guilloteau, S. 1999, *A&A*, 343, 571
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, *A&A*, 265, L49
- Haese, N. N., & Woods, R. C. 1979, *Chem. Phys. Letters*, 61, 396
- Herbst, E., & Leung, C. M. 1989, *ApJS*, 69, 271
- Hollenbach, D., & Shull, J. M. 1977, *ApJ*, 216, 419
- Hollenbach, D., & McKee, C. F. 1979, *ApJS*, 41, 555
- Hollenbach, D., & McKee, C. F. 1980, *ApJ*, 241, L47
- Hollenbach, D., & McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 342, 306
- Huber, K. P., & Herzberg, G. 1979, en *Molecular Spectra and Molecular Structure IV. Constants of Diatomic Molecules*. New York: Van Nostrand Reinhold.
- Irvine, W. M., Goldsmith, P. F., & Hjalmarsen, Å. 1987, en *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach, & H. A. Thronson, Jr. (Dordrecht: Reidel), p. 561

- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., & Marcelino, N. 2004, *ApJ*, 603, L49
- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., & Martín, S. 2005, *ApJ*, 627, L121
- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Viti, S., Martín, S., Rodríguez-Franco, A., Faure, A., & Tennyson, J. 2006, *ApJ*, 650, L135
- Jorgensen, J. K., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1246
- Kaufman, M. J., & Neufeld, D. A. 1996, *ApJ*, 456, 611
- Kwon, W., Looney, L. W., Crutcher, R. M., & Kirk, J. M. 2006, *ApJ*, 653, 1358
- Langer, W. D. 1985, en *Protostars and Planets II*, ed. D. C. Black & M. S. Matthews (Tucson: Univ. Arizona Press), p. 650
- Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., & Cabrit, S. 2002, *MNRAS*, 332, 985
- Lefloch, B., Castets, A., Cernicharo, J., & Loinard, L. 1998, *ApJ*, 504, L109
- Lefloch, B., Cernicharo, J., Reipurth, B., Pardo, J. R., & Neri, R. 2007, *ApJ*, 658, 498
- Lesaffre, P., Chièze, J.-P., Cabrit, S., & Pineau des Forêts, G. 2004, *A&A*, 427, 147
- Leung, C. M., Herbst, E., & Huebner, W. F. 1984, *ApJS*, 56, 231
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Markwick, A. J., Millar, T. J., & Charnley, S. B. 2000, *ApJ*, 535, 256
- Martín-Pintado, J., Bachiller, R., & Fuente, A. 1992, *A&A*, 254, 315
- Matthews, H. E., MacLeod, J. M., Broten, N. W., Madden, S. C., & Friberg, P. 1987, *ApJ*, 315, 646
- May, P. W., Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., Field, D., Allan, N. L., & Purton, J. A. 2000, *MNRAS*, 318, 809
- McKee, C. F., & Hollenbach, D. F. 1980, *ARA&A*, 18, 219
- Mouschovias, T. 1976, *ApJ*, 207, 141
- Mullan, D. J. 1971, *MNRAS*, 153, 145
- Neufeld, D. A., Snell, R. L., & Ashby, M. L. N., et al. 2000, *ApJ*, 539, L107
- Nisini, B., Benedettini, M., Giannini, T., Codella, C., Lorenzetti, D., Di Giorgio, A. M., & Richer, J. S. 2000, *A&A*, 360, 297
- Noriega-Crespo, A., Moro-Martín, A., Carey, S., Morris, P. W., Padgett, D. L., Latter, W. B., & Muzerolle, J. 2004, *ApJS*, 154, 402
- Ohishi, M., Irvine, W. M., & Kaifu, N. 1992, in IAU Symp. 150, *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, ed. P. D. Singh (Dordrecht: Kluwer), 171

- Palumbo, M. E., Geballe, T. R., & Tielens, A. G. G. M. 1997, *ApJ*, 479, 839
- Phillips, T. R., Maluendes, S., & Green, S. 1996, *ApJ*, 107, 467
- Pilipp, W., Hartquist, T. W., & Havnes, O. 1990, *MNRAS*, 243, 685
- Pilipp, W., & Hartquist, T. W. 1994, *MNRAS*, 267, 801
- Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., & Dalgarno, A. 1988, *MNRAS*, 235, 621
- Pineau des Forêts, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1990, *MNRAS*, 244, 668
- Pineau des Forêts, G., Roueff, E., Schilke, P., & Flower, D. R. 1993, *MNRAS*, 262, 915
- Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., & Chiéze, J.-P. 1997, en *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, IAU Symp. No. 182, eds. B. Reipurth & C. Bertout (Kluwer Academic Publishers), p. 199-212
- Prasad, S. S., & Huntress, W. T. Jr. 1982, *ApJ*, 260, 590
- Raymond, J. C., Cox, D. P., Smith, B. W. 1976, *ApJ*, 204, 290
- Requena-Torres, M. A., Marcelino, N., Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Martín, S., & Mauersberger, R. 2007, *ApJ*, 665, L37
- Richer, J. S., Hills, R. E., & Padman, R. 1992, *MNRAS*, 254, 525
- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, en *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), p. 867
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1986, en *Tools of Radioastronomy* (Springer), p. 381
- Ruden, S. P., Glassgold, A. E., & Shu, F. H. 1990, *ApJ*, 361, 546
- Saha, S., Ray, S., Bhattacharyya, B., & Barua, A. K. 1981, *Phys. Rev. A*, 23, 2926
- Schenewerk, M. S., Snyder, L. E., Hollis, J. M., Jewell, P. R., & Ziurys, L. M. 1988, *ApJ*, 328, 785
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1997, *A&A*, 321, 293
- Schilke, P., Pineau des Forêts, G., Walmsley, C. M., & Martín-Pintado, J. 2001, *A&A*, 372, 291
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, *A&A*, 432, 369
- Schwartz, R. D. 1983, *ARA&A*, 21, 209
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Shull, J. M., & McKee, C. F. 1979, *ApJ*, 227, 131
- Schultz, A. S. B., Burton, M. G., & Brand, P. W. J. L. 2005, *MNRAS*, 358, 1195
- Smith, M. D. 1991, *MNRAS*, 253, 175

- Smith, M. D., & Brand, P. W. J. L. 1990, *MNRAS*, 242, 495
- Smith, M. D., Brand, P. W. J. L., & Moorhouse, A. 1991, *MNRAS*, 248, 730
- Snyder, L. E., Schenewerk, M. S., & Hollis, J. M. 1985, *ApJ*, 298, 360
- Spitzer, L. 1962, en *Physics of Fully Ionized Gasses*, 2<sup>nd</sup> Ed. New York Wiley-Interscience
- Spitzer, L. 1978, en *Physical processes in the interstellar medium*, Ed. New York Wiley-Interscience, p. 214
- Stogryn, D. E., & Stogryn, A. P. 1966, *Mol. Phys.*, 11, 371
- Terebey, S., & Padgett, D. L. 1997, en *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, IAU Symp. No. 182, ed B. Reipurth & C. Bertout (Kluwer Academic Publishers), p. 507
- Tielens, A. G. G. M., & Allamandola, L. J. 1987, en *Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. G. E. Morfill, & M. Scholer (Dordrecht: Kluwer), p. 333
- Tielens, A. G. G. M., McKee, C. F., Seab, C. G., & Hollenbach, D. J. 1994, *ApJ*, 431, 321
- Turner, B. E., Chan, K.-W., Green, S., & Lubowich, D. A. 1992, *ApJ*, 399, 114
- van der Tak, F. F. S., Boonman, A. M. S., Braakman, R., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 133
- Viti, S., & Williams, D. 1999, *MNRAS*, 310, 517
- Viti, S., Girart, J. M., Garrod, R., Williams, D. A., & Estalella, R. 2003, *A&A*, 399, 187
- Viti, S., Collings, M. P., Dever, J. W., McCoustra, M. R. S., & Williams, D. A. 2004, *MNRAS*, 354, 1141
- Wagner, A. F., & Graff, M. M. 1987, *ApJ*, 317, 423
- Walmsley, C. M., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1999, *A&A*, 342, 542
- Wentzel, D. C. 1967, *ApJ*, 150, 453
- Whitney, C. A., & Skalafuris, A. J. 1963, *ApJ*, 138, 200
- Whittet, D. C. B., & Duley, W. W. 1991, *A&ARev.*, 2, 167
- Wolf-Chase, G. A., Barsony, M., & O'Linger, J. 2000, *AJ*, 120, 1467
- Wright, M. C. H., Plambeck, R. L., & Wilner, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 216
- Ziurys, L. M., Friberg, P., & Irvine, W. M. 1989, *ApJ*, 343, 301
- Zuckerman, B., Kuiper, T. B., & Rodriguez Kuiper, E. N. 1976, *ApJ*, 209, L137