

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



TESIS DOCTORAL

**Química en las regiones de formación estelar
galácticas y extragalácticas**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

David Ginard Pariente

DIRECTORES

**Asunción Fuente Juan
Jesús Gallego Maestro**

Madrid, 2017



Doctorado en Astrofísica
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid
Tesis

Química en las regiones de formación estelar galácticas y extragalácticas

Alumno:

David GINARD PARIENTE ^I

Directora:

Asunción FUENTE JUAN ^{II} (OAN)

Tutor:

Jesús GALLEGO MAESTRO ^{III} (UCM)

Octubre 2016

^Idavidginard@gmail.com

^{II}a.fuente@oan.es

^{III}jgallego@ucm.es

A mis padres

Directora:

Asunción Fuente Juan

Tutor:

Jesús Gallego Maestro

Tribunal titular:

Presidenta: Elisa de Castro (Universidad Complutense de Madrid)

Santiago García Burillo (Observatorio Astronómico Nacional)

Belén Tercero Martínez (Instituto de Ciencias de Materiales de Madrid)

Álvaro Sánchez Monge (I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln)

Secretaria: Africa Castillo Morales (Universidad Complutense de Madrid)

Tribunal suplente:

David Montes (Universidad Complutense de Madrid)

Antonio Usero Villanueva (Observatorio Astronómico Nacional)

Javier Rodríguez Goicoechea (Instituto de Ciencias de Materiales de Madrid)

Paolo Pilleri (Université de Toulouse)

Armando Gil de Paz (Universidad Complutense de Madrid)

Evaluadores externos:

Belén Tercero Martínez (ICMM-CSIC)

Antonio Usero Villanueva (OAN-IGN)

Defensa:

Facultad de Ciencias Físicas

Sala de Grados

Universidad Complutense de Madrid

Madrid, Octubre de 2016

Tesis escrita con L^AT_EX.
Distribución MiK_TE_X(versiones 2.8 y 2.9).
T_EXnicCenter como editor de L^AT_EX.

Agradecimientos

Desde que yo recuerde, la astronomía ha estado entre mis aficiones. Muchas noches han sido dedicadas a mirar el cielo a ojo descubierto, con prismáticos o con telescopios. Ni el frío, ni las horas intempestivas nocturnas han sido impedimento para que, con el acompañamiento de mis padres en un principio, tanto en un pueblo de Ávila (Navalacruz) como en uno de Mallorca (Artà), el afán por el conocimiento del cielo se haya ido incrementando.

Por eso el primer agradecimiento es para ellos.

En especial quiero agradecer a mi madre por todas las horas, días, meses y años que ha estado ahí. En las épocas buenas, malas y regulares. Ya sabes que sin ti, este documento no podría ver la luz. Gracias.

En 2009, conocí a Tomás Alonso-Albi en el curso de Funcionarios del Estado. Los dos aprobamos la oposición en el mismo año. Él para el Cuerpo de Astrónomos y yo para el Cuerpo de Ingenieros Aeronáuticos. En aquella época, Tomás estaba con la tesis. Él me comentaba lo que hacía, me lo enseñaba, etc. Con lo que me mostraba y me explicaba fue suficiente para que yo quisiese intentar hacer algo parecido. Unos tres meses después comenté que me encantaría participar en sus investigaciones. Poco tiempo después tuve una entrevista con Asunción Fuente Juan en el Observatorio Astronómico Nacional.

Quiero agradecer a Tomás Alonso-Albi por haberme abierto las *puertas de la astrofísica*. Gracias también por haber sido un buen compañero, amigo, por tu tiempo, explicaciones, etc. Todos estos años han sido mejores por haberte conocido. Gracias.

En mayor lugar, quiero dar las gracias a Asunción Fuente por haberme permitido desde el año 2009 participar en las diferentes investigaciones, confiando en mí durante todos estos años, por ayudarme, aconsejarme, corregirme, enseñarme, tratarme como uno más en todos los ámbitos, etc. Gracias también por ser comprensiva con mis horarios. He hecho todo lo posible para que el trabajo que he realizado con vosotros en este tiempo haya sido profundo y completo. Gracias también por permitirme participar en las observaciones. Para mí todo lo anterior ha sido muy importante, gratificante y a la vez duro. Gracias, asimismo, Asunción por guiarme en la tesis. Ha sido toda una experiencia positiva este trabajo.

Estas líneas van para Jesús Gallego, mi tutor del doctorado. Gracias Jesús por tus consejos. Las conversaciones que hemos tenido han sido muy aclaratorias y positivas para mí. Gracias.

En 2014 realicé el Máster en Astrofísica en la Universidad Complutense de Madrid. Quiero agradecer a todos mis profesores (Jesús Gallego, María José Fernández, Jaime Zamorano, Armando Gil, David Montes, África Castillo) su buen hacer. Os tengo que decir que me encantó. Aprendí muchísimo. Profundizasteis en el temario. No me fue fácil y las prácticas tampoco. Estudié mucho. Gracias por todo.

No me puedo olvidar de mis compañeros de máster. Siempre os acordasteis de mi. Gracias por incluirme en todo. Espero y deseo que tengáis un buen futuro profesional.

Y poco más me queda por decir. Sólo espero que os guste y sea de provecho este documento.

Un abrazo a todos.

David Ginard Pariente

En Madrid

Año 2016

Índice

Acrónimos	I
Resumen / Abstract	V
Objetivos / Aims	IX
Metodología de la tesis	XIII
I Influencia de la formación estelar en la química del gas	3
1. La formación estelar en nuestra galaxia y galaxias externas	7
1.1. Formación estelar en nuestra galaxia	7
1.1.1. Formación de estrellas de baja masa.	8
1.1.2. Formación de estrellas de alta masa.	12
1.2. Formación estelar en otras galaxias.	15
1.2.1. Galaxias con brotes de formación estelar: starburst.	16
2. Regiones PDR	19
2.1. Introducción	19
2.2. Calentamiento del gas	22
2.2.1. Calentamiento por fotoionización de átomos	22
2.2.2. Calentamiento por efecto fotoeléctrico.	24
2.2.3. Calentamiento gas-polvo.	28
2.2.4. Calentamiento fotónico y desexcitación colisional o fotodisociación.	29
2.2.5. Procesos de calentamiento no debidos a la radiación UV.	32
2.3. Enfriamiento del gas	34
2.3.1. Enfriamiento en regiones PDR	35
2.4. Procesos químicos	37
2.4.1. Procesos químicos en las PDRs.	38
2.5. Trazadores de PDRs	51
2.5.1. Atómicos	52
2.5.2. Iones	53

2.5.3. PAHs	55
2.5.4. Hidrocarburos	55
2.5.5. Nitrilos	57
2.5.6. Moléculas deuteradas	58
2.5.7. Otras moléculas	58
2.5.8. Moléculas sulfuradas	59

II Química en las regiones de formación estelar galácticas 61

3. Monoceros R2: Estudio espectral de la UC HII en Mon R2	65
3.1. Introducción	66
3.2. Observaciones	68
3.3. Identificación de líneas	72
3.4. Observaciones de alta resolución: Detección de SO^+ y C_4H	73
3.5. Condiciones físicas del gas. Densidades de columna.	75
3.6. Comparación con prototípicas PDRs.	79
3.6.1. HCN/HNC	82
3.6.2. CN/HCN	83
3.6.3. CS/HCS^+	83
3.6.4. SO^+ , SO , SO_2 y H_2CS	84
3.6.5. SiO	84
3.6.6. C_2H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$ y C_4H	85
3.6.7. HCO	86
3.6.8. H_2CO	87
3.6.9. Moléculas complejas: CH_3OH , CH_3CN , y HC_3N	87
3.6.10. Deuteración: DCN , C_2D	88
3.7. Trazadores químicos	89
3.8. Resumen y conclusiones	93
3.9. Summary and Conclusions	94
3.10. Tablas y figuras	96

III Química en las regiones de formación estelar extragalácticas 125

4. M 82	129
4.1. Introducción	129
4.2. Observaciones y reducción de datos	133
4.3. Resultados	138
4.3.1. Plano galáctico	142
4.3.2. Distribución vertical de la emisión molecular	143

4.4.	Densidades de columna en las posiciones seleccionadas	148
4.4.1.	CN, N ₂ H ⁺ , c-C ₃ H ₂ y CS	148
4.4.2.	Otras especies: H ₂ CO, HC ₃ N y CH ₃ CN	152
4.5.	Modelo químico	153
4.6.	Química molecular en el núcleo: PDR vs. choques	158
4.7.	Summary and results	161
4.8.	Mapas y tablas	161
 IV Resumen / Resultados / Conclusiones		169
5.	Resumen, resultados y conclusiones. Próximos pasos.	171
5.1.	Resumen de la tesis, resultados obtenidos y conclusiones relevantes . . .	171
5.1.1.	Mon R2	172
5.1.2.	M 82	175
5.2.	Summary of the thesis, results and conclusions	180
5.2.1.	Mon R2	180
5.2.2.	M 82	184
5.3.	Próximos pasos	188
5.4.	Next steps	189
6.	Referencias	191
7.	Publicaciones / Propuestas / Observaciones / Actividades	201
7.1.	Publicaciones en revistas con sistema de arbitraje	201
7.2.	Datos en Vizier Online	202
7.3.	Observaciones	202
7.4.	Propuestas	203
7.5.	Actividades: Soft skills y seminarios especializados	203
 V Apéndices		205
A.	Radiotelescopios	207
A.1.	Telescopios terrestres	207
A.2.	Pico de Veleta	208
A.3.	NOEMA / Plateau de Bure	209
B.	Modelo de transferencia radiativa	213
B.1.	Radiación	213
B.2.	Equilibrio termodinámico	216
B.3.	Equilibrio termodinámico local	217
B.4.	Método de los diagramas rotacionales: aproximación LTE	220

B.5. Método LVG: aproximación no LTE	221
B.6. Probabilidad de escape	222
C. Código MEUDON	225
C.1. Características generales	225
C.2. Hipótesis, variables y parámetros	226
C.3. Estructura del código	227
C.4. Propiedades de los granos	227
C.5. Resolución de la ecuación de transferencia radiativa en el campo UV . . .	228
C.6. Excitación	230
D. Procesos de cambio de energía: procesos radiativos y colisionales	231

Índice de tablas

3.1. Tabla resumen de las observaciones	71
3.2. Moléculas detectadas.	74
3.3. Coeficientes colisionales.	77
3.4. Comparación con prototípicas PDRs.	82
3.5. Parámetros de entrada para el modelo basado en el Código Meudon.	90
3.6. Parámetros físicos del IF	97
3.7. Parámetros físicos del MP1	98
3.8. Parámetros físicos del MP2.	99
3.9. Observaciones de SO, SO ₂ , SO ⁺ y C ₄ H.	107
3.10. Transiciones observadas e intensidades de líneas.	108
3.11. Transiciones observadas e intensidades de líneas. (continuación)	109
3.12. Transiciones observadas e intensidades de líneas. (continuación)	110
3.13. Resumen de líneas de recombinación	111
3.14. Resumen de líneas de recombinación (continuación).	112
4.1. Observaciones	139
4.2. Regiones seleccionadas para el modelo químico ¹	152
4.3. Abundancias fraccionales y razones de abundancia.	165
4.4. Modelos químicos ¹	166
4.5. Parámetros Gaussianos del espectro observado ¹	167
4.6. Parámetros Gaussianos del espectro observado ¹	168
A.1. Tabla de las características del 30m	209

Índice de figuras

1.1. Fases en la formación de una estrella de baja masa.	10
2.1. Esquema de una PDR.	20
2.2. Calentamiento por efecto fotoeléctrico en granos y PAHs	25
2.3. Curvas de calentamiento por efecto fotoeléctrico	28
2.4. Calentamiento fotónico por H ₂	29
2.5. Intensidad de CII (izquierda) y de OI (derecha) en función de G ₀	53
2.6. Panorámica nocturna de la Vía Láctea	63
3.1. Imágenes de Monoceros R2	66
3.2. Mapa de intensidad integrada ¹³ CO 2→1 y mapa IRAC	68
3.3. Espectro en (0",0"), (+15", -15") y (0",+40")	70
3.4. Diagramas rotacionales: H ₂ CO, SO y H ¹³ CO ⁺	78
3.5. Comparación de las abundancias de CO ⁺ y HOC ⁺	79
3.6. Comparación de las abundancias de SO ⁺	80
3.7. Comparación de las abundancias de CN y HCN	80
3.8. Comparación de las abundancias de CO ⁺	81
3.9. Comparación de las abundancias de C ₄ H y HCO	81
3.10. Comparación de las abundancias de las especies más representativas	86
3.11. Relaciones de densidad de columna acumuladas	91
3.12. Diagramas rotacionales en el IF (offset (0", 0"))	100
3.13. Diagramas rotacionales en el IF. Continuación	101
3.14. Diagramas rotacionales en el MP1 (offset (+15", -15"))	102
3.15. Diagramas rotacionales en el MP1. Continuación	103
3.16. Diagramas rotacionales en el MP2 (offset (+0", +40"))	104
3.17. Diagramas rotacionales en el MP2. Continuación	105
3.18. Diagramas rotacionales en el MP2. Continuación	106
3.19. Líneas identificadas en el offset (0",0")	113
3.20. Líneas identificadas en el offset (0",0")	114
3.21. Líneas identificadas en el offset (0",0")	115
3.22. Líneas identificadas en el offset (0",0")	116
3.23. Líneas identificadas en el offset (+15",-15")	117
3.24. Líneas identificadas en el offset (+15",-15")	118

3.25. Líneas identificadas en el offset (+15",-15")	119
3.26. Líneas identificadas en el offset (+15",-15")	120
3.27. Líneas identificadas en el offset (0",40")	121
3.28. Líneas identificadas en el offset (0",40")	122
3.29. Líneas identificadas en el offset (0",40")	123
3.30. Líneas identificadas en el offset (0",40")	124
4.1. Imagen mosaico de M 82	130
4.2. Espectro interferométrico hacia E1 (offset (+14", +5"))	135
4.3. Mapa de emisión del continuo y de intensidad integrada	137
4.4. Mapas de intensidad integrada	138
4.5. Diagramas p-v	140
4.6. Diagramas p-v a lo largo de un corte que pasa por E1, E2, W2 y W1 . . .	141
4.7. Correlaciones entre las razones de las temperaturas de brillo	144
4.8. Diagramas p-v	146
4.9. Mapas espectrales de la línea N ₂ H ⁺ 1→0	147
4.10. Razones [CN]/[N ₂ H ⁺], [CS]/[N ₂ H ⁺] y [CN]/[CS]	151
4.11. Predicciones del modelo	154
4.12. Razón [CN]/[N ₂ H ⁺]	159
4.13. Mapas espectrales de la línea CN 1→0	162
4.14. Mapas espectrales de la línea CS 3→2	163
4.15. Mapas espectrales de H(41)α	164
A.1. Imágenes del telescopio Pico de Veleta	208
A.2. Interferómetro del Plateau de Bure.	210

Acrónimos

A&A	Astronomy and Astrophysics
AGN	Núcleos de galaxias activas
BIMA	Berkeley Illinois Maryland Association (ahora CARMA)
CDMS	Cologne database for molecular spectroscopy
CLASS	Continuum and line analysis single-dish software
ETL	Equilibrio termodinámico local
EMIR	Eight mixer receiver. IRAM 30m, E090, E150, E230 y E330
FIR	Infrarrojo lejano
FTS	Fast Fourier Transform spectrometer. IRAM 30m
FWHM	Anchura total a media altura
FUV	Radiación ultravioleta lejana
GILDAS	Grenoble image and line data analysis system
GMC	Nubes moleculares gigantes
GP	Pico molecular compacto
HERA	Heterodyne receiver array. IRAM 30m
HPBW	Anchura del haz a media altura
HST	Telescopio espacial Hubble
IF	Frente de ionización
IGN	Instituto Geográfico Nacional
IR	Infrarrojo
IRAC	Spitzer infrared array camera

IRAM	Instituto de radioastronomía milimétrica
ISM	Medio interestelar
JPL	Jet Propulsion Laboratory
LSR	Estándar de reposo local
LTE	Equilibrio termodinámico local
LVG	Método de los gradientes en velocidad
MADEX	Madrid excitation code
MB	Haz principal
MIR	Infrarrojo medio
MP	Pico molecular
NGC	New General Catalogue
NIR	Infrarrojo cercano
NLTE	No LTE
NOEMA	NOrthern Extended Millimeter Array (Anteriormente llamado Plateau de Bure (PdBI))
OAN	Observatorio Astronómico Nacional
PAH	Hidrocarburo policíclico aromático
PdBI	Interferómetro de Plateau de Bure (NOEMA)
PDR	Región de fotodisociación
SB	Starburst
SDSS	Sloan Digital Sky Service
SED	Distribución espectral de energía
SFR	Tasa de formación estelar
SN	Supernova
SS	Supershell
UC	Ultra compacta
UCM	Universidad Complutense de Madrid
UV	Ultravioleta
VESPA	Versatile Spectrometer array. IRAM 30m
WideX	Wideband express. IRAM
WILMA	Wide band line multiple autocorrelator. IRAM 30m
VLBI	Interferometría de muy larga base
VLSR	Velocidad del estándar del reposo local
XDR	Región dominada por rayos X
YSO	Objeto estelar joven

Resumen / Abstract

Resumen

El entendimiento que se tiene sobre la astrofísica moderna a través de sus leyes, ecuaciones y magnitudes no hubiera sido posible sin las observaciones realizadas y analizadas a principios del siglo XIX por J. von Fraunhofer (1787-1826) sobre la luz del Sol, la cual cuando atraviesa un espectroscopio (aparato capaz de descomponer la luz en sus colores fundamentales), da lugar a un espectro continuo de luz sobre el cual aparecen superpuestas líneas verticales, que son indicadores de algunos de los elementos químicos de los que está formada nuestra atmósfera solar. Este descubrimiento introdujo un nuevo método de análisis indirecto, que permite conocer la constitución química de las estrellas lejanas y clasificarlas. La astrofísica también estudia la composición y la estructura de la materia interestelar, nubes de gases y polvo que ocupan amplias zonas del espacio y que en una época eran consideradas absolutamente vacías. A día de hoy conocemos que esas zonas, ocultas a longitudes de onda visible, son verdaderos viveros de formación estelar.

Tampoco es reciente el estudio del medio interestelar. Comenzó con el advenimiento de las nuevas técnicas observacionales que permitían observar a altas frecuencias. Hasta casi los años 40, las investigaciones estaban restringidas a lo que se podía obtener de las ondas electromagnéticas en el rango óptico. En un principio, los astrónomos, se basaban en observaciones de forma visual, sin ningún instrumento. Más tarde se empezaron a utilizar los telescopios ópticos. Ambos métodos estaban muy condicionados a la transparencia de la atmósfera, tanto la nuestra como la de la región que se pretendía observar.

No fue hasta 1931 que Karl Jansky y Grote Reber (en 1937) demostraron que la radiación que registraban en sus antenas era de origen extraterrestre. Comenzaban los primeros pasos de la radioastronomía. Rápidamente objetos que anteriormente eran invisibles al óptico, aparecían claramente en los rangos de observación radio. Pero no se pueden considerar resultados realmente innovadores hasta el periodo de 1960 a 1980, época de construcción de las primeras grandes antenas de disco. A día de hoy, nos encontramos con la construcción de radiotelescopios de ondas milimétricas, infrarrojas, interferómetros de muy alta resolución y radiotelescopios espaciales que evitan nuestra

atmósfera.

La sabiduría sobre los procesos que gobiernan la formación estelar se ha ido obteniendo durante más de un siglo. Tanto la radioastronomía como la astronomía en el infrarrojo lejano son las herramientas a día de hoy para llevar a cabo estos análisis. Se ha descubierto que del medio interestelar, las fases que pueden albergar formación estelar son las nubes oscuras, los glóbulos de Bok y principalmente las nubes moleculares. En general la mayor parte de la formación estelar tiene lugar en los brazos espirales de las galaxias (Larson 2003). En nuestra galaxia, la Vía Láctea, ocurre además en el centro.

Debido a una irregularidad (o al efecto de varias) como una turbulencia, una onda de choque, campos magnéticos, ondas de densidad, variaciones repentinas de parámetros físicos como la temperatura y acumulación de elementos metálicos, entre otros, se produce el inicio de la posible formación estelar. El proceso aún no se conoce en detalle, pero lo que es sabido es que esa inestabilidad conlleva un cambio en las condiciones de equilibrio del medio interestelar, provocando un colapso gravitatorio, aumentando la densidad. La radiación ultravioleta proveniente de la nueva estrella formada o del grupo de ellas, incide en la región más cercana alrededor de la estrella, provocando que el hidrógeno se encuentre ionizado. A esta región se la denomina región HII. La gran temperatura de la zona conlleva una expansión del gas en la nube y un aumento de su tamaño. Generalmente, adyacente a la región HII, se encuentra la región intensiva en fotones, PDR, iluminada también por el campo ultravioleta.

Se ha comprobado desde los comienzos de la astrofísica moderna que las zonas contiguas a la fuente de radiación ultravioleta, tienen diferentes condiciones físicas y químicas. En el medio interestelar la molécula más abundante es el hidrógeno molecular, cuya abundancia en condiciones estándar supera en más de cuatro ordenes de magnitud la suma de todas las demás. Aún así el H_2 es un mal trazador del medio molecular por carecer de momento dipolar al ser la molécula homonuclear. La segunda molécula más abundante es el monóxido de carbono, CO. En este caso su dipolo eléctrico es distinto de 0 con lo que existen transiciones radiativas que se pueden detectar en cuanto hay densidades muy pequeñas $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$ en el ISM. Las observaciones que se han realizado de la molécula CO han dado como resultado correlaciones entre el medio molecular y la formación estelar.

En la astroquímica relacionada con la formación estelar, se está en un periodo en el que se suceden distintas investigaciones con el fin de obtener los diversos trazadores de las regiones, las relaciones entre las luminosidades y las masas de gas molecular, asimismo con las tasas de formación estelar, las relaciones de densidades de columna de moléculas, las abundancias relativas, así como los mecanismos de realimentación. Todas estas cuestiones que se están intentando resolver son el hecho fundamental del punto de

partida de esta tesis.

Los resultados y conclusiones de la tesis se van exponiendo a lo largo del documento y se encuentran en el resumen del capítulo 5 de la página 171.

Abstract

The understanding that we have on modern astrophysics through their laws, equations and magnitudes would not have been possible without the observations, made and analyzed in the early nineteenth century by J. von Fraunhofer (1787-1826), on the light of the sun, which it passes through a spectroscope (device able to break down light into its primary colors), and results in a continuous spectrum of light with vertical lines overlapping, which are indicators of some of the chemical elements that appear in our solar atmosphere. This discovery introduced a new method of indirect analysis, which identifies the chemical composition of distant stars and classify them. Astrophysics also studies the composition and structure of the interstellar matter, clouds of gas and dust that occupy large areas of space and that at one time, were considered absolutely empty. Today, we know that these areas, hidden to visible wavelengths, are true nurseries of star formation.

Nor is recent study of the interstellar medium. It began with the advent of new observational techniques that allowed us to observe at high frequencies. Almost 40 years ago, investigations were restricted to what could be obtained from electromagnetic waves in the optical range. At first, astronomers were based on visual observations, without any instrument. Later they began using optical telescopes. Both methods were very conditioned to the transparency of the atmosphere. It was not until 1931 that Karl Jansky and Grote Reber (1937) demonstrated that radiation registered by their antennae was of extraterrestrial origin. Those discoveries began the first steps of radio astronomy. Quickly, objects that were previously invisible to optical frequencies clearly appeared in the observation radio window. But they cannot be considered truly innovative results till the period from 1960 to 1980, when the first large dish antennas were built. Today, we have millimeter wave radio telescopes, infrared, high resolution interferometers and space radio telescopes that prevent our atmosphere. The wisdom of the processes that govern star formation has been gathered for more than a century. Both radio astronomy and astronomy in the far infrared are the tools used today to carry out these analyzes. It has been discovered that the interstellar medium, the phases that can host star formation are dark clouds, Bok globules and mainly molecular clouds. In general most of the star formation takes place in the spiral arms of the galaxies (Larson 2003). In our galaxy, the Milky Way, also occurs in the middle. Due to an irregularity (or the effect of several) as a turbulence, a shock wave, magnetic field, density waves, sudden variations in physical parameters such as temperature and accumulation of metallic elements, among others,

produce the beginning of the star formation. The process is not in detail yet known, but what is known is that this instability leads to a change in the interstellar medium equilibrium conditions, causing a gravitational collapse, increasing the density. Ultra-violet radiation from the star or the new group formed impinges on the nearest region around the star, causing the hydrogen to be ionized. This region is called region HII. The large zone temperature leads to the expansion of the gas cloud and to increase its size. Generally, adjacent to the HII region is the region intensive in photons, called photodissociation region (PDR), also illuminated by the ultraviolet field. It has been found since the beginning of modern astrophysics that adjacent areas to the ultraviolet radiation sources, have different physical and chemical conditions. In the interstellar medium, the most abundant molecule is molecular hydrogen, whose abundance in standard conditions is more than four orders of magnitude the sum of all the others. The H_2 molecule is a bad tracer for the lacking of molecular dipole moment, because it is an homonuclear molecule. The second most abundant molecule is carbon monoxide, CO. In this case, the electric dipole is not 0. Radiative transitions can be detected with very small densities $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$ in the ISM. The observations that have been made of the CO molecule have resulted in correlations between molecular medium and star formation.

In astrochemistry, related to star formation, we are in a period in which several investigations occur in order to obtain the different tracers of the regions, the relations between the luminosities and masses of molecular gas, the rates of star formation, the column densities ratios, the relative abundances and feedback mechanisms. All these issues are the fact of the starting point of this thesis.

The results and conclusions of this thesis are been exposed throughout this document and are included in the summary of the chapter 5, page 180.

Objetivos / Aims

Objetivos

Como ya se ha comentado en la introducción, la radiación UV producida por la estrella formada en los primeros estadios calienta e ioniza el gas circundante produciendo una región HII. Las regiones HII fotoionizadas están asociadas a las zonas de formación estelar. Alrededor del gas ionizado, se crea una región de fotodisociación donde si bien el gas es neutro sólo sobreviven los átomos y las moléculas más resistentes a la radiación UV.

La caracterización y estudio de las regiones HII, en estrellas y galaxias, son piezas clave para comprender la química y física de las nubes moleculares y en general del medio interestelar. Gracias al avance tecnológico de los telescopios milimétricos y sub milimétricos se observan y detectan nuevas moléculas que posibilitan la mejor determinación del estudio de la influencia de las regiones HII en la nube circundante.

El objetivo de esta tesis es la caracterización de la química de las regiones de formación estelar masiva, en particular de las regiones HII. En un principio se centraron los esfuerzos de estudio en la región HII ultra compacta Mon R2 por ser la región de formación estelar más cercana a nosotros ($D \sim 830$ pc, (Herbst & Racine 1976)), una de las más estudiadas y la única que se puede resolver con telescopios de antena única. A partir del trabajo de Mon R2 se fue por 2 direcciones distintas; el proyecto se ramificó. Por una parte se profundizó en la química de Monoceros R2 y por otra parte se centró el estudio en la zona central de la galaxia de intensa formación estelar M82, con el objetivo de aplicar lo aprendido en una PDR galáctica al estudio de galaxias starburst. En esta tesis, se presentan 2 zonas prototípicas de regiones de fotodisociación (PDRs), una galáctica y otra extragaláctica y comparar los resultados de ambas. Las PDRs alrededor de las regiones HII se caracterizan por tener altas densidades ($n(\text{H}_2) > 10^5 \text{ cm}^{-3}$) y flujo UV intenso ($G_0 > 10^4$ Habing field).

De acuerdo con los argumentos expuestos los objetivos particulares han sido:

- Analizar la influencia de la radiación ultravioleta en las condiciones físicas y químicas de las regiones de fotodisociación asociadas a las regiones de formación estelar masiva. Para ello hemos caracterizado la química molecular alrededor de la región HII ultracompacta Mon R2.
- Desarrollar un modelo químico capaz de explicar las observaciones de Mon R2.
- Obtener trazadores moleculares que indiquen la existencia de PDRs y que sirvan para determinar sus condiciones físicas (G_0 y n).
- Estudiar la química del gas en la galaxia starburst M 82 para investigar la influencia de los brotes de formación estelar en las condiciones físicas y químicas de las nubes.
- Examinar las relaciones entre los valores de los trazadores de las PDRs y los brotes de formación estelar.
- Determinar las condiciones físicas de las nubes moleculares y su impacto en los futuros eventos de formación estelar y por tanto, en la evolución de la galaxia.

Aims

As it is already mentioned in the introduction, UV radiation from the star formed in the first years of life, heats and ionizes the surrounding gas producing an HII region. Around the ionized gas, a photodissociation region is created, where, the gas is mainly neutral and only survive atoms and the molecules more resistant to UV radiation. High densities and high ionization degree are indicators of photodissociation regions.

The characterization and study of the HII regions, in stars and galaxies, are key to the understanding of the chemistry and physics of molecular clouds and in general, of the interstellar medium. Thanks to technological advances in the millimeter and sub-millimeter telescopes, we can observe and detect new molecules that enable a better determination of the physical conditions of these regions.

The goal of this thesis is the characterization of the chemistry of star-forming regions, regions HII. Initially, the efforts of the study focused on the ultracompact region HII Mon R2 as the star formation region closest to us ($D \sim 830$ pc, (Herbst & Racine 1976)), one of the best studied and the only one that can be resolved with single antenna telescopes.

From the work of Mon R2, the project was divided into two. On the one hand, we extended our study of Mon R2 to new species and on the other hand, we started a chemical study focused on the central area of the intense star-forming galaxy M 82. In this thesis, these two branches have been used to study two prototypical photodissociation regions, galactic and extragalactic one, and compare the results of both.

According to the arguments the specific objectives were:

- To analyze the influence of ultraviolet radiation on the physical and chemical conditions of photodissociation and star formation regions. For that, we have characterized the Mon R2 region molecular chemistry.
- To perform a chemistry model that explains the Mon R2 observations.
- To get molecular tracers indicating the existence of a PDR and their relationship with the physical conditions (G_0 and n).
- To study the gas chemistry of the starburst galaxy M 82 to investigate the influence of the star formation bursts in the physical and chemical conditions of the clouds.
- To examine the relationship between the values of the PDR and starburst molecular tracers.
- To obtain the molecular clouds physical conditions and their impact on the future star formation events and therefore, in the galaxy evolution.

Metodología de la tesis

La tesis se ha estructurado en 5 partes principales:

1. Influencia de la formación estelar en la química del gas (feedback)
2. Química en las regiones de formación estelar galácticas
3. Química en las regiones de formación estelar extragalácticas
4. Resultados / Resumen / Conclusiones
5. Apéndices

En la parte I se realiza una introducción somera de la formación estelar, distinguiendo entre los procesos de formación en nuestra galaxia y en otras galaxias. Asimismo se expone un análisis más en profundidad de las regiones de fotodisociación. Se detalla el conocimiento que se tiene a día de hoy de las regiones internas de una PDR, el esquema de una dimensión plano paralela, los procesos de calentamiento (por fotoionización de átomos, por efecto fotoeléctrico en granos y PAHS, del gas-polvo, fotónico y desexcitación colisional o fotodisociación y los no debidos a la radiación UV), de enfriamiento del gas, la química en PDRs (analizando cada zona de la PDR por separado incluyendo las reacciones químicas que se producen de los elementos más característicos) y por último en esta primera parte se incluye una pequeña discusión sobre los trazadores que indican que nos encontramos en una región de fotodisociación. Se contemplan los atómicos, iones, PAHs, hidrocarburos, nitrilos, moléculas deuteradas y otras moléculas.

En la parte II se contempla el estudio espectral de la UC HII en Mon R2, basado en una publicación. Es la más cercana y la única que se puede resolver con telescopios de antena única. Se presenta una pequeña introducción de la zona teniendo en cuenta los últimos resultados de las investigaciones. Se revisan las propiedades de la región, se exponen las observaciones realizadas, las líneas detectadas, el estudio molecular y se investiga su química, incluida una discusión sobre los trazadores químicos.

En la parte III se pretende caracterizar la química a escala de ~ 100 pc de M 82, para investigar los efectos de feedback que se producen en la actividad de formación estelar. Esta exposición está basada en una publicación. Se muestra una introducción a la región como preliminar a las observaciones de alta resolución de un conjunto de líneas moleculares obtenidas mediante el Interferómetro del Plateau de Bure (PdBI) (NOEMA). El set de moléculas incluye trazadores PDR como CN y $c\text{-C}_3\text{H}_2$ y trazadores conocidos de gas frío y denso como N_2H^+ , CS y C^{18}O . Se combinan los datos de todas estas moléculas para obtener información de la distribución espacial, condiciones físicas y de la química de la reserva de gas molecular en el starburst M 82.

La parte IV expone los principales resultados y conclusiones. Se hace un resumen de todo el estudio llevado a cabo, a la vez que se aborda la posible continuidad de esta tesis en el futuro.

Por último, la parte V está formada por los apéndices de radiotelescopios, modelo de transferencia radiativa, MEUDON y procesos de cambio de energía. La información contenida en ellos ha sido de utilidad para la realización de esta tesis.

Aunque esta tesis se presenta en formato memoria, está formada por dos publicaciones principalmente. Una para la parte II y la otra incluida en la parte III. Ambas han sido publicadas por la revista *Astronomy and Astrophysics*. Se han traducido al castellano íntegramente manteniendo el resumen y conclusiones en inglés tal como se indica en la normativa vigente en 2016, artículo 10.2 de la Normativa de desarrollo del Real Decreto 99/2011, de 28 de enero (BOE 10/02/2011) que regula los estudios de doctorado en la Universidad Complutense de Madrid.

Los resultados de esta tesis, basados en los capítulos 3 y 4 de las páginas 65 y 129 respectivamente, están basados en las observaciones de 1 a 3 mm realizadas con el telescopio del IRAM de 30 metros y con el Interferómetro del Plateau de Bure (PdBI) (a día de hoy NOEMA). Las abundancias de las especies en el medio interestelar son relativamente pequeñas, con lo que se requieren instrumentos de alta sensibilidad. A mayor resolución espacial tanto más sencillo es diferenciar las zonas de distinta composición química. Esta es la razón de la utilización de ambos radiotelescopios. Se ha cubierto el rango de 83.746 a los 94.942 GHz, desde los 103.197 a los 110.622 GHz y desde los 204.583 hasta los 220.059 GHz para las observaciones de Mon R2 con el IRAM 30m. Los receptores a 3 mm y 1 mm de EMIR se centraron en 85.339 GHz y 217.937 GHz. El telescopio de Pico de Veleta resulta muy adecuado para la obtención de datos de un gran número de especies o de transiciones con una resolución espacial moderada. Para llevar a cabo el estudio de M 82, mediante el PdBI, se observó en 2005 la línea de CN $1\rightarrow 0$ (113.491 GHz) y en diciembre de 2010 y mayo de 2011, se observaron las líneas de N_2H^+ $1\rightarrow 0$ (93.173 GHz), CS $3\rightarrow 2$ (146.969 GHz), $c\text{-C}_3\text{H}_2$ $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$ (145.089 GHz), H_2CO

$2_{0,2} \rightarrow 1_{0,1}$ (145.603 GHz) y $\text{HC}_3\text{N } 16 \rightarrow 15$ (145.601 GHz). Se observó asimismo $\text{H}(41)\alpha$ a 92.034 GHz y $\text{CH}_3\text{CN } 5_k \rightarrow 4_k$ $k=0,1,2,3$ a ~ 91.987 GHz.

Para el análisis de los datos y el tratamiento de las imágenes se han usado básicamente dos conjuntos de programas: GILDAS (<https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>) y JPARSEC (<http://conga.oan.es/~alonso/doku.php?id=jparsec>). En el caso particular de la galaxia M 82 se ha empleado también para la interpretación el código numérico Meudon de Regiones de Fotodisociación.

Parte I

Influencia de la formación estelar en la química del gas (feedback)

El estudio del medio interestelar (ISM) muestra la posible evolución química de las galaxias, estrellas, planetas, ya que el material presente en el medio interestelar puede alcanzar las condiciones físicas y químicas para formar nuevas estrellas, planetas, galaxias, etc. El análisis de la evolución química de los elementos más sencillos, partiendo del gas y del polvo presente en el ISM hasta la formación de estructuras mayores, como sistemas planetarios, es crucial para su entendimiento. Debido a que la existencia de cada átomo, de cada molécula (neutra o en los diferentes estados de excitación) es muy dependiente de las condiciones de contorno del ISM que la rodea, se pueden utilizar y estudiar en profundidad desde el punto de vista de la química para que, con su detección, se puedan obtener conclusiones de la región en la que está presente, los procesos químicos que ha sufrido, las condiciones físicas, las posibles reacciones posteriores, las distintas formaciones de estructuras, etc. Es decir, su estudio puede llevar a la obtención de las diferentes fases posteriores hasta obtener una visión global del ISM.

Se conoce que el medio interestelar es, en una aproximación muy somera, todo el material que no forme parte de estructuras (estrellas, planetas). En general está formado por gas, polvo, rayos cósmicos, campos magnéticos y radiación estelar. Las estrellas aún no siendo implícitamente ISM, a lo largo de su ciclo de vida, sueltan energía y masa al medio: radiación estelar, vientos estelares, rayos cósmicos, estallidos de supernovas, outflows, etc. Los gases eyectados se van mezclando gradualmente en el ISM y formarán parte de nuevas reacciones químicas que den la formación de nuevas estrellas. Por tanto el ISM y la formación estelar están en continua relación. Siendo muy dependientes el uno del otro. El ISM se va alterando aumentando y disminuyendo su composición química dependiendo de los procesos que tengan lugar. Las reacciones nucleares, la aportación de elementos (pesados y no pesados) y de energías conducen a que se puedan dar las condiciones para la formación estelar. Tal como se ha comentado anteriormente, el ISM y las estrellas coexisten y evolucionan conjuntamente.

Pero no todas las condiciones que tiene el ISM son las adecuadas para que se pueda producir formación estelar. Las estrellas se encuentran tan separadas que hacen que el ISM esté a tan sólo 2.73 K o temperaturas unos pocos grados por encima de 0 K. Las densidades observadas en nuestra galaxia son de $n \sim 1$ átomo de H cm^{-3} . Se puede comprender que con estas densidades tan bajas la formación estelar no es posible. Hay que entender que las condiciones físico-químicas del medio fundamentalmente cambian de una posición a otra. Por ejemplo, a distancias cortas de las estrellas, la temperatura del ISM aumenta enormemente. En nubes densas y frías la densidad media también se incrementa. A medida que la química se va enriqueciendo se van dando las condiciones para una factible formación de estrellas.

La formación estelar se da en las nubes moleculares gigantes. Estas nubes contienen, básicamente, hidrógeno molecular H_2 y helio, mientras que la abundancia de otros ele-

mentos, su metalicidad, depende de los procesos sucedidos a la nube, como los restos de una supernova, el paso por una zona de mayor densidad, colapso de otras, etc. Son regiones frías (10–30 K) y densas (10^3 – 10^4 moléculas de H_2 por cm^{-3}) con dimensiones que varían entre 10 y 100 pc. Las nubes moleculares no son estructuras uniformes y el gas y el polvo dentro de ellas se distribuye a lo largo de estructuras filamentosas muy complejas con zonas de alta densidad que se corresponden con regiones de formación estelar.

La formación estelar tiene lugar en zonas ricas en moléculas. En núcleos moleculares fríos, la mayoría de la química se produce en fase de gas a temperaturas muy bajas, obteniéndose radicales y moléculas insaturadas. En la fase de colapso, por ser las nubes tan frías, puede tener lugar la formación de hielos con el consiguiente aumento de densidad. Una gran cantidad de moléculas se acumulan en ese hielo que rodea a los granos de polvo. Se producen numerosas reacciones en los mantos. Por cualquier cambio en las condiciones físicas que rodean a los mantos, un aumento repentino de la temperatura por ejemplo, las moléculas formadas pueden evaporarse e incorporarse a la fase gas, para luego seguir diversos caminos. Las nuevas moléculas pueden ser dispersadas por vientos, excitadas por fotones ultravioleta, acretadas a discos circunestelares y depositadas en nuevos mantos de hielo, entre otros. Esas moléculas a las que les incide radiación UV darán lugar a regiones dominadas por fotones (PDRs).

Para entender los procesos de formación estelar no sólo hay que estudiar las nubes moleculares sino otras regiones como las regiones HII y las regiones dominadas por fotones (PDRs o regiones de fotodisociación). Las regiones HII aunque no se consideran por su gran aportación de masa al ISM ofrecen unos procesos visibles en IR, mm y submm importantes para entender los procesos de formación estelar. Del mismo modo, las regiones de fotodisociación son zonas muy importantes que hay que considerar y tener en cuenta en la formación estelar. Su volumen está delimitado principalmente por las regiones HII y las nubes moleculares. Esta tesis básicamente se centra en ellas.

A continuación se explicará someramente la formación estelar en nuestra galaxia y galaxias externas para luego abordar más en profundidad las regiones PDR en el capítulo 2 de la página 19.

Capítulo 1

La formación estelar en nuestra galaxia y galaxias externas

En este capítulo se examinan las características principales de la formación estelar, distinguiendo entre los procesos que se dan en nuestra galaxia (estrellas de baja y alta masa) y los que suceden en las galaxias de brote estelar.

1.1. Formación estelar en nuestra galaxia

Tal como se comentó, el proceso de formación estelar tiene lugar en el seno de las nubes moleculares. Éstas, en nuestra galaxia la Vía Láctea, se concentran a lo largo de los brazos espirales. La Vía Láctea ha quedado clasificada como una galaxia espiral tipo SBbc con cuatro brazos espirales. Mediante turbulencias del gas, ondas de choque, campos magnéticos y otras irregularidades se suceden desequilibrios focalizados en las nubes que producen colapsos gravitatorios cuando una pequeña parte de la nube adquiere mayor densidad que otra zona. Este proceso de colapso es el que da origen a la formación de una nueva estrella o grupo de ellas. La radiación UV provoca una región alrededor de la estrella donde el hidrógeno está ionizado (HII). Debido a la alta temperatura se producen expansiones en el gas que está alrededor de la estrella, con lo que la región HII aumenta de tamaño. Estas expansiones y su calentamiento pueden producir tanto disipaciones como fragmentaciones de la nube. La energía inyectada por las estrellas formadas puede ralentizar, incluso detener la formación estelar futura (feedback).

Se suele distinguir entre formación estelar de baja masa y de alta masa, según si el tiempo de formación estelar sea mayor o menor que el tiempo de Kelvin Helmholtz, $t_{KH} = GM_*^2/RL$, siendo M_* , R y L la masa, el radio y la luminosidad de la estrella respectivamente. Protoestrellas de baja masa ($M_* < 8 M_\odot$) se forman en un tiempo menor

al t_{KH} y poseen luminosidades dominadas por la acreción. Protoestrellas con masas superiores a $8 M_{\odot}$ se forman en una escala superior a t_{KH} y sus luminosidades están dominadas por las reacciones nucleares mientras están acretando gas.

En un principio, se estudió la formación de nuestro Sol y los planetas. Han sido muchas las teorías que han ido dando soluciones a los procesos que se dan en la formación estelar. Pero no fue hasta 1977 que F. Shu estableció la primera teoría sobre el colapso gravitatorio de nubes moleculares (Shu 1977). Posteriormente, Lada, basándose en la pendiente, α_{IR} , de la curva de la distribución espectral de energía (SED) a longitudes de onda entre 2.2 y 25 μm , clasificaron los objetos jóvenes estelares (YSOs) en tres clases (I, II y III). A continuación se explica el proceso de formación estelar de estrellas de baja masa.

1.1.1. Formación de estrellas de baja masa.

Se clasifican como estrellas de baja masa aquellas cuya masa es menor de ~ 1 masas solares.

La primera fase del proceso de formación estelar empieza con la contracción del gas presente en el glóbulo de Bok (pequeñas nubes oscuras y opacas aisladas). Es una fase pre estelar en la que se va contrayendo la nube. La $T_{bol} \sim 10 - 20$ K. En esta etapa no se puede definir aún la masa de la estrella (o protoestrella), $M_{*}=0$, porque no existe. En los modelos de colapso se toma como hipótesis que los núcleos moleculares están aislados, son objetos esféricos y que básicamente se producen por las interacciones de la gravedad y los gradientes de presión. Estos núcleos suelen estar formados por H_2 , He, elementos metálicos y granos de polvo. Los efectos de los campos magnéticos y de la rotación no se suelen incluir en los modelos, pero sí se tienen en cuenta como una turbulencia a escalas menores, entonces se incluyen como una presión efectiva. En el comienzo de la contracción, la densidad continúa siendo muy baja, $\rho \sim 10^{-19}$ g cm⁻³, el gas es ópticamente delgado a los fotones infrarrojos emitidos por los granos de polvo, por lo tanto, el enfriamiento de los granos puede disipar con eficacia la energía gravitacional asociada al colapso, con lo que el proceso se mantiene isoterma. Ver panel a de la figura 1.1 de la página 10.

YSO de clase 0

A continuación, durante el colapso de la nube, se produce un aumento de densidad en la zona más interna de la nube y se produce un núcleo de ~ 1 pc con densidades de

10^4 - 10^5 moléculas de H_2 por centímetro cúbico. Sea la masa de la nube del colapso M , su temperatura T , el radio R , k la constante de Boltzmann $k=1.38 \cdot 10^{-16}$ erg K^{-1} , G la constante de la gravitación universal, μ el peso molecular medio, m_H el peso atómico del hidrógeno, ρ la densidad del gas y n la densidad específica (ρ/m_H). Si se iguala la energía potencial gravitatoria de la nube E_g , con la energía interna de las partículas que la forman, E_{th} , se deduce la denominada *masa de Jeans*, que indica el valor crítico de la masa de la nube a partir del cual comienza el colapso gravitacional.

$$M_J = \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{1/2} \left(\frac{5kT}{2G\mu m_H}\right)^{3/2} \approx 45M_\odot \left(\frac{T^3}{n}\right)^{1/2} \quad (1.1.1)$$

A medida que la nube va colapsando, su densidad va aumentando y la masa de Jeans disminuyendo, pudiendo llegar a tener un valor de pocas masas solares. Esto lleva a que la nube se puede fragmentar en partes más pequeñas.

Los núcleos de baja masa fragmentados dan lugar a protoestrellas individuales de baja masa. En un principio, existe alrededor de la protoestrella una envoltura de mayor masa cuyo material la va alimentando. Esta fase de alimentación y de colapso de la protoestrella se produce en una escala de tiempo menor ($\sim 10^5$ años) que para la fase de colapso inicial anterior. La densidad de gas y polvo se hace muy elevada, 10^{12} cm^{-3} y la emisión se hace ópticamente espesa, con lo que el gas no es transparente a la radiación infrarroja del polvo. En la parte central de la protoestrella se puede alcanzar los 10^{20} cm^{-3} , 1500 a 2000 K y un tamaño menor a 1 pc. Los fotones quedan atrapados por el gas y el colapso se vuelve adiabático. El gas se calienta con la energía gravitacional asociada a la contracción y el rápido aumento de la presión del gas hace disminuir la contracción gravitacional cercana al centro, produciendo un núcleo adiabático. Mientras que el núcleo adiabático aumenta su masa y se va contrayendo más por efecto de la gravedad, su temperatura aumenta (Larson 1969). Cuando la temperatura es de unos 2000 K, el hidrógeno empieza a disociarse. El consumo de calor por los procesos de disociación provoca que la presión térmica disminuya y se continúe con el colapso hasta que la disociación de H_2 se complete. Aún siguiéndose produciendo el colapso, se mantiene la temperatura (Hunter 1977) y la radiación térmica excita el gas denso de la envoltura que va cayendo sobre la protoestrella.

La reducción del tamaño de la envoltura a medida que ésta cae hacia la protoestrella hace incrementar progresivamente su velocidad de rotación, debido al principio de

conservación del momento angular. Su exceso se transmite a los alrededores de la protoestrella. El material se distribuye radialmente al eje de giro de la protoestrella. De esta manera se va creando un disco de acreción (ver panel c de la figura 1.1 de la página 10). Dicho disco tiene 2 funciones: disipar el momento angular hacia el exterior y trasladar el material hacia el interior para que pueda ser acretado por la protoestrella. Los flujos bipolares que aparecen a lo largo de las líneas de campo magnético de la protoestrella son debidos a que en las cercanías de la misma el momento angular no puede ser disipado por el disco. Esta expulsión de material disminuye el exceso de momento angular y resulta en una cavidad en la envoltura, en ambos sentidos a lo largo del eje de rotación. El choque de material de los flujos bipolares con el gas colindante produce un frente de choque con gas ionizado, denominado objeto de Herbig-Haro. En este caso, nos encontramos según la clasificación de Lada, con un YSO de clase 0, en el que está definida la protoestrella, $t = 0$, continúa la acreción y aparecen los primeros vestigios del disco y los flujos bipolares. Esta etapa puede durar un periodo de $0 \text{ años} < t < 30000 \text{ años}$. La $T_{bol} < 70 \text{ K}$. La masa de la nueva protoestrella, M_* , es mucho menor que la masa de la envoltura de su alrededor.

En esta fase, las protoestrellas no son visibles debido a que la radiación de la protoestrella es extinguida por la envoltura.

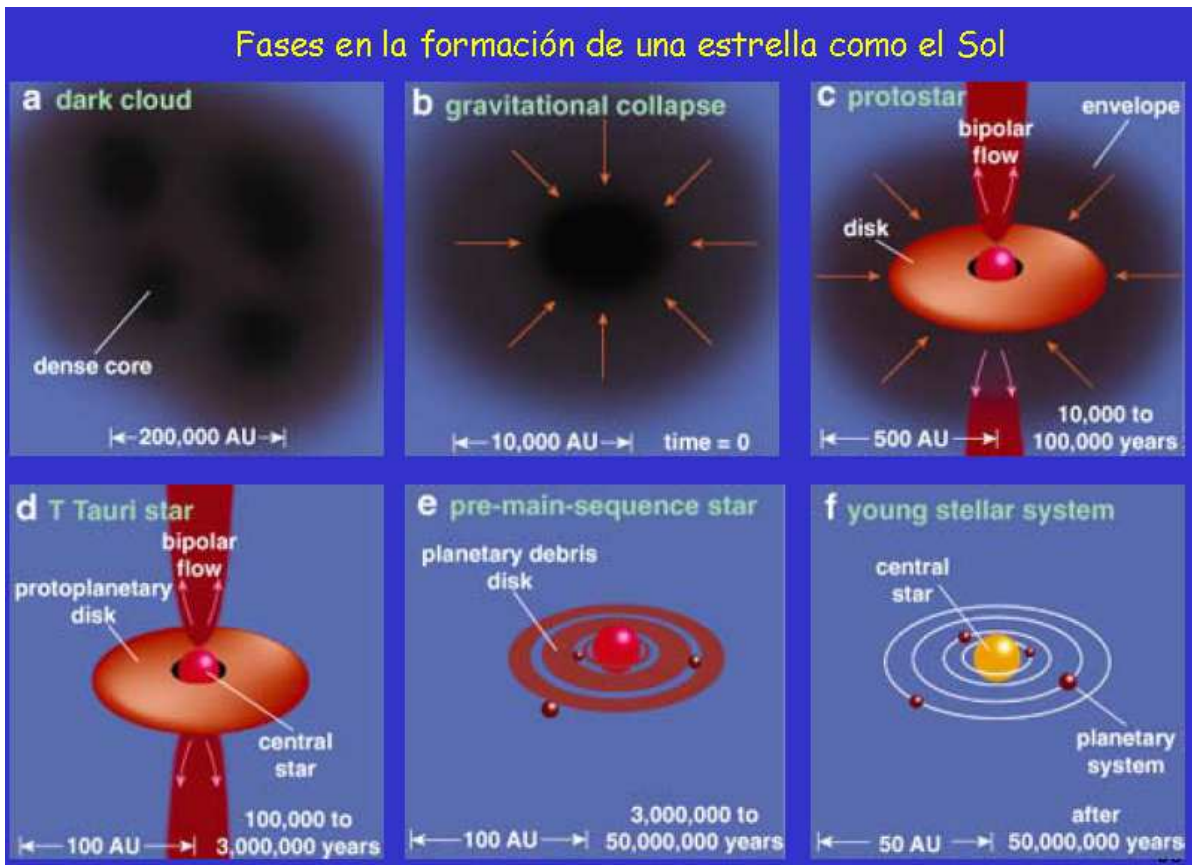


Figura 1.1: Fases en la formación de una estrella de baja masa.

YSO de clase I

La protoestrella evolucionada continúa acreutando material, mientras se va produciendo la reducción de tamaño de la envoltura, el hidrógeno se ha disociado totalmente y la temperatura central de la protoestrella ha ido incrementándose hasta los 5000-6000 K. La masa de la protoestrella M_* es mayor que la masa de la envoltura. La $T_{bol} \sim 70 - 650$ K. Entonces se producen los procesos de ionización del hidrógeno y la contracción isoterma del núcleo de la protoestrella. A continuación, primeras y segundas ionizaciones del helio se suceden. Asimismo, se producen contracciones isotermas (a 10000 K y 20000 K respectivamente) del núcleo de la protoestrella. Según la clasificación de Lada, nos encontramos con un YSO de clase I. La pendiente de la SED es $0 \leq \alpha_{IR}$. Esta etapa puede extenderse un tiempo de 30000 años $< t < 200000$ años. El disco está completamente formado y continúan los flujos bipolares. Esta fase puede continuar bastante en el tiempo hasta que se produce la entrada en la fase de pre secuencia principal alrededor de 1000000–3000000 de años. Los objetos de clase I son los YSOs más jóvenes detectables a $2 \mu\text{m}$. Están relacionados con la nube molecular y muestran todavía residuos de la envoltura de gas y polvo. Su emisión se debe principalmente al disco de acreción, el cual es opaco en todas las longitudes de onda. Cuando la protoestrella se hace visible se la conoce con el nombre de estrella pre-secuencia principal. Ver panel d de la figura 1.1 de la página 10.

YSO de clase II

Mientras exista acreción de material a la protoestrella y no se disipe todo el momento angular, perdurarán los flujos bipolares. El disco de acreción será tanto más plano cuanto más se haya disipado momento angular y reste poco. En ese caso los flujos bipolares cesarían (ver panel e de la figura 1.1 de la página 10). En el caso de estrellas de baja masa, un 99.8 % de la masa queda concentrada en la protoestrella. En cambio el momento angular queda en el disco. En esta etapa de formación estelar, se continúa en la fase de estrella pre secuencia principal. Nos encontramos con un objeto YSO de clase II, según la clasificación de Lada, en el que la pendiente de la SED toma valores de $-1,5 \leq \alpha_{IR} \leq 0$. En esta etapa los flujos bipolares, al final, cesan. El disco se puede mantener (aunque es menos masivo que el de las de Clase I y ópticamente opaco a longitudes de onda menores que $10 \mu\text{m}$) y / o ir formando planetas. La masa del disco puede llegar a tener una masa de $M_{disco} \sim 0,01 M_{\odot}$. La $T_{bol} \sim 650 - 2880$ K. Esta etapa puede suceder alrededor de $t > 1000000$ años. Los YSOs de clase II corresponden a estrellas T Tauri, en los que ya no existe envoltura.

YSO de clase III

El disco de acreción tras unos 10^6 años cesa. En este caso se produce un último colapso de la protoestrella alcanzándose los 10^6 K de temperatura y la estrella recién formada empieza la fase de secuencia principal (durante unos 10^7 años). El disco puede dar lugar a un sistema planetario (ver panel f de la figura 1.1 de la página 10). Estos tipos de YSOs de clase III poseen una pendiente de la SED tal que $\alpha_{IR} \leq -1,5$. La $T_{bol} > 650 - 2880$. El disco puede haber desaparecido del todo. La parte del disco que pudiese existir se comporta como ópticamente delgado.

1.1.2. Formación de estrellas de alta masa.

La teoría explicada en la sección anterior se adecua a la formación de estrellas de baja masa (estrellas de menos de 8 masas solares) que tienen una larga fase de presecuencia principal. No es aplicable a la formación de estrellas masivas, binarias, ni a los cúmulos estelares. Existen al menos dos diferencias principales entre la formación estelar de estrellas de baja y alta masa. En primer lugar, conforme se va aumentando la masa de la estrella aumenta el tiempo de acreción ($t_{ac} \propto M_*$) y disminuye el tiempo de contracción ($t_{KH} \propto 1/M_*$) (Kahn 1974). Una de las paradojas es que la estrella comenzaría la combustión del H antes de acretar toda la masa. La presión de radiación detendría la acreción y nunca llegaría a tener masas elevadas ($>8 M_{\odot}$). En segundo lugar, las estrellas masivas se forman en cúmulos (Testi et al. 1999).

Observacionalmente se sabe que la formación de estrellas masivas se produce en nubes moleculares gigantes con masas de miles de masas solares, extinciones visuales del orden de 100, temperaturas en el intervalo 10-20 K y núcleos muy densos ($N(H_2) \sim 10^{23} - 10^{24} \text{ cm}^{-2}$). Los núcleos formantes de estrellas de alta masa son lo suficientemente grandes para que las turbulencias internas dominen los movimientos térmicos (Myers & Fuller 1992; Caselli & Myers 1995). Los procesos que originan la formación de estrellas masivas no están bien entendidos aún. Generalmente la alta luminosidad de los cúmulos facilita su detección, pero las distancias a las que se encuentran, la alta extinción y las menores escalas de tiempo, hacen que las observaciones sean variables.

Se han desarrollado principalmente dos modelos para explicar la formación de estrellas de alta masa. El modelo de acreción competitiva (competitive accretion) o de coalescencia y el de colapso gravitacional (core accretion) (Tan et al. 2014).

- Modelo de acreción competitiva. En los modelos de acreción competitiva, una zona extensa de la nube alimenta a una condensación masiva que dará lugar a un cúmulo

de estrellas. En este caso la masa inicial del núcleo central no necesita ser mayor a la masa de las estrellas, puesto que durante todo el proceso se está alimentando del gas circundante $M_{nucleo} < M_*$. Wang et al. (2010) sugirieron que en este modelo de acreción competitiva, las protoestrellas masivas acretan su masa gradualmente, en el mismo intervalo de tiempo que la evolución del núcleo general.

El núcleo de gran masa inicial se fragmentaría para formar protoestrellas de menor masa, alguna de las cuales posteriormente colisionaría en el centro para formar objetos de mayor masa. La acreción de gas por las protoestrellas del cúmulo no es uniforme. Unas de ellas acretan mucho más que otras, dependiendo de las condiciones físicas que rodean a las protoestrellas. La estrella tendrá mayor capacidad de acreción conforme su masa se incrementa. Al final del proceso se obtiene una distribución de masa estelar variable. Encontrándose estrellas de alta masa (por encima de 10 masas solares) y de baja masa (de media 0.43 masas solares).

- Modelo de colapso gravitacional. Este modelo extiende la teoría estándar de formación de estrellas de baja masa de Shu & Adams (1987); Shu et al. (1987b,a), en la que las condiciones iniciales del proceso considera que los glóbulos moleculares (protoclusters) con masas de cientos a miles de masas solares, auto gravitantes, se rompen en núcleos gaseosos que, posteriormente, colapsan para formar cúmulos estelares, pequeños sistemas múltiples o estrellas únicas. Versiones diferentes de estos modelos indican propiedades variables de los núcleos, como las densidades esperadas finales, perfiles iniciales de densidad, presiones y los estados dinámicos. Una característica de estos modelos es que la función de masas del núcleo pre estelar tiene una expresión similar a la función inicial de masas, con masas estelares $m_* = \epsilon_c M_{nucleo}$, donde $\epsilon_{nucleo} \sim 0.5$, condicionado por la realimentación del flujo bipolar protoestelar (Matzner & McKee 2000). Se tiene en cuenta en esta teoría que toda la masa que tendrán las estrellas formadas ya existe en el sistema molecular progenitor. Esta teoría intenta explicar las razones que hacen que un núcleo masivo, conteniendo $\sim 10^2$ masas de Jeans, no se fragmente en un cluster que contenga estrellas más pequeñas. Krumholz & McKee (2008) sugirieron que debe ser por la realimentación radiativa, proveniente de las protoestrellas de baja masa cercanas, que calientan el gas circundante aumentando la masa de Jeans. La teoría del colapso gravitacional también intenta dar respuesta a que la existencia de los discos de acreción no sea ubicua en todas las estrellas de alta masa y binarias. Este modelo indica que la acreción del núcleo en un disco es muy efectiva, resistiendo la realimentación. El gas colapsa en un objeto autogravitante antes de que comience la formación estelar. La envoltura, de donde se acreta el gas, va sufriendo una transición a medida que nos acercamos al objeto prestelar. Las órbitas más cercanas al núcleo se convierten en un disco. Si el disco es masivo, no se espera que tenga un campo de velocidades Kepleriano, con lo que podría, a gran escala, estar formado por brazos espirales, dándole un aspecto asimétrico (Krumholz & Bonnell

2007; Krumholz 2007).

Existe un tercer modelo de formación estelar de estrellas de alta masa, denominado Modelo de Núcleos Turbulentos, en el que McKee & Tan (2002), basados en las hipótesis que la presión interna viene dada en forma turbulenta y / o en forma de campos magnéticos, presión no térmica, la estructura de formación estelar puede ser aproximada por una esfera politrópica, en contraposición al colapso de la esfera isoterma que se supone en el modelo de Colapso Gravitatorio de Shu (1977).

Las simulaciones numéricas son una herramienta para investigar la formación estelar de alta masa. En las ecuaciones se tiene en cuenta la geometría de la nube, los términos gravitacionales, la mecánica de fluidos, partículas individuales representando estrellas, los campos magnéticos y los flujos bipolares, entre otros. Bonnell et al. (2004) y Dobbs et al. (2005) indicaron que, mediante simulaciones hidrodinámicas, la formación de estrellas de alta masa provendría de la acreción de nubes autogravitantes colapsadas de masas $\sim 0.1 M_{\odot}$. Peters et al. (2010a,c,b) simularon, en una esfera autorotante lenta, la formación de clusters masivos incluyendo en sus modelos la radiación y los campos magnéticos. Encontraron que las estrellas de alta masa obtenían su masa de regiones autogravitantes, pero que la masa que se acretaba estaba limitada por la posible fragmentación en estrellas de menor masa. Más tarde, Hennebelle et al. (2011), mostraron que al tener en cuenta los campos magnéticos, se evitaba la fragmentación y se obtenían estrellas de mayor masa. Un resultado importante de las simulaciones 3D es que la presión de radiación de la estrella (masiva) que se está formando no es capaz de parar la acreción. La radiación es capaz de ionizar el gas de baja densidad pero la acreción continúa a través de estructuras densas como puede ser un disco ópticamente espeso o las paredes de la cavidad excavada por el flujo bipolar o filamentos.

En estas simulaciones hay que tener en cuenta las condiciones iniciales a los modelos. Generalmente son propiedades físicas como las densidades superficiales de masa (Σ), masa, temperatura, campo magnético inicial (polarizaciones), cinemática y dinámica iniciales, entre otros. Las propiedades químicas iniciales al modelo también influyen. Por ejemplo, la fracción de deuterio de las especies y la fracción de ionización puede indicar si se está en el régimen de formación estelar de baja o alta masa (Fontani et al. 2011b,a). La definición precisa de la función inicial de masas es otra condición inicial.

Los resultados obtenidos de las diferentes simulaciones llevadas a cabo no han concluido si las estrellas de alta masa se forman por un único modelo (acreción competitiva / colapso gravitatorio) o por una mezcla de ambos, incluyendo el modelo turbulento. El modelo de colapso gravitacional deberá profundizar en el entendimiento de la fragmentación de masas, del gas turbulento, la formación de discos de acreción y de los flujos bipolares. El modelo de acreción competitiva se centrará en la realimentación de los

modelos magneto hidrodinámicos y las observaciones de núcleos masivos sin estrellas.

1.2. Formación estelar en otras galaxias.

En la Vía Láctea y otras galaxias cercanas que se pueden observar con una alta resolución espacial, se ha encontrado que la formación estelar tiene lugar en las nubes moleculares gigantes densas (GMC). Observaciones con CO indican que están asociadas con grandes cantidades de gas molecular ($10^6 - 10^8 M_\odot$) confinadas a volúmenes pequeños del orden de ~ 2 kpc. La formación estelar comienza tan pronto como la nube GMC se ha formado, al no haber encontrado casi ninguna GMC que no esté formando estrellas.

La evolución de las galaxias tiene como característica la formación de estrellas. El estudio de cómo se han formado las estrellas de una galaxia en función del tiempo, las características de esas estrellas, su distribución espacial, etc. es esencial para entender la historia evolutiva del Universo. La *Tasa de Formación Estelar* o (SFR) es el parámetro por excelencia para estudiar la formación estelar en galaxias. La SFR es la velocidad o ritmo al que se están formando estrellas en una galaxia o, lo que es lo mismo, la cantidad de gas que se transforma en estrellas por unidad de tiempo. En general $\tau_{SF} \equiv M_{gas}/\dot{M}_{gas}$. Para galaxias espirales de diferentes morfologías se tiene que $\tau_{SF} \approx 1 - 5 \cdot 10^9$ años (Kennicutt 1998d,b,a,c).

Las propiedades de las poblaciones estelares no dependen únicamente de la tasa y de la eficiencia de la formación estelar, sino del tipo de estrellas que se forman. La función inicial de masas (IMF) lo tiene en cuenta. La IMF se puede definir como:

$$\int_{m_l}^{m_u} m\phi(m)dm = 1M_\odot \quad (1.2.1)$$

siendo m_l y m_u los límites de masa inferiores y superiores y tal que $\phi(m)dm$ es el número relativo de estrellas nacidas con masas en el intervalo $m \pm dm/2$. La IMF se asume como una función continua. En general la forma matemática de la función inicial de masas debería variar en cada galaxia y en cada posición de una misma galaxia. Resultados observacionales han sugerido que la IMF puede tener básicamente la misma forma independientemente de la galaxia de estudio. Para la gran mayoría de estrellas, la masa no es un observable directo y se puede estimar a través de su luminosidad aparente. En este caso después de medir las distancias y las magnitudes aparentes de las estrellas, éstas se convierten a magnitudes absolutas y de ello se deriva la función de luminosidad. Ésta se transforma en función de masas usando la relación entre las masas y luminosidades de estrellas obtenida de los modelos de evolución estelar. La función

inicial de masas, IMF, se obtiene de la función de masas después de corregir el hecho de que algunas estrellas nacidas antes pueden haber muerto.

La IMF, además de poderse obtener a través de la luminosidad observada, se puede calcular también mediante otros observables de las galaxias, indicadores de formación estelar, tales como la líneas de recombinación (especialmente $H\alpha$), emisión continua en el UV, emisión continua en el radio, reemisión térmica en el FIR, etc. Para todos los observables de las galaxias, siempre es necesario obtener la modelización de las poblaciones estelares y computar la evolución de estos observables. Para ello siempre se debe definir una función inicial de masa (IMF). Entre ellas se encuentran la de Salpeter, Miller-Scalo, Kennicutt, etc. En función de los diferentes observables, la tasa de formación estelar se puede expresar como las siguientes:

$$SFR \approx \frac{L_{H\alpha}}{1,12 \cdot 10^{41} \text{ erg/s}} M_{\odot}/\text{año} \text{ (Kennicutt 1983, Kennicutt 1998)}$$

$$SFR \approx \frac{L_{FUV}}{7,14 \cdot 10^{27} \text{ erg/s}} M_{\odot}/\text{año} \text{ (Kennicutt 1988, Moustakas et al. 2006)}$$

$$SFR \approx \frac{L_{FIR}}{2,2 \cdot 10^{43} \text{ erg/s}} M_{\odot}/\text{año} \text{ (Moustakas et al. 2006)}$$

$$SFR \approx 2,9 \cdot 10^{-9} \frac{L_B}{L_{B_{\odot}}} M_{\odot}/\text{año} \text{ (Gallagher 1984)}$$

1.2.1. Galaxias con brotes de formación estelar: starburst.

Existe un tipo de galaxias en dónde se da mayormente la formación estelar. Son las galaxias de brote de formación estelar o starburst. En este tipo de galaxias se alcanzan tasas de formación estelar hasta mil veces mayores que en las galaxias que forman estrellas a un ritmo normal. La Vía Láctea posee una SFR de $\sim 3 M_{\odot}/\text{año}$. No hay un consenso de como definir *starburst*, pero la idea es que la formación estelar en una galaxia con brotes de formación estelar debe ser algo transitoria porque si fuera un estado permanente, todo el gas disponible en la galaxia se consumiría en una escala de tiempo mucho menor a la de la vida de la propia galaxia (Galaxies in the Universe, Sparke and Gallagher). El tiempo durante el que una galaxia puede sostener por sí sola una misma tasa de formación estelar está limitado, en última instancia, por la cantidad de materia interestelar. En este tipo de galaxias starburst, las tasas de formación estelar son tales que, de mantenerse constantes, todo el medio gaseoso se consumiría en 10^7 a 10^8 años. El término “brote” también alude a la brevedad de esta fase en escalas cósmicas (10^7 a 10^8 años, de 0.1 al 1% de la vida del Universo), mientras que la formación estelar se califica de “masiva” porque durante este periodo son las estrellas de gran masa ($M_{*} \geq 8 M_{\odot}$) las que dominan la producción de energía. Las galaxias starburst son extremadamente luminosas en el infrarrojo lejano. Emiten hasta el 98% de su luminosidad total en ese espectro. El polvo de estas galaxias

es el que absorbe una gran cantidad de radiación energética UV producida en las regiones de formación estelar y lo reemite en forma de emisión FIR.

La formación estelar es en muchos casos nuclear, mostrando signos de interacciones, morfologías irregulares, fusiones, etc (Extragalactic astronomy and cosmology, Schneider). La formación estelar intensa lleva acompañados diversos fenómenos y estructuras: super-star clusters (SSCs), burbujas, frentes de choque que propagan la formación estelar y supervientos entre otros. También pueden co-existir formación estelar y AGN. En el Universo local ($z \ll 1$) las galaxias starburst generan el $\sim 10\%$ de la radiación y forman el $\sim 25\%$ de las estrellas masivas (Heckman et al. 1998; Brinchmann et al. 2004b,a). Los brotes de formación estelar no afectan a la totalidad de una galaxia, sino que están confinados en regiones circunucleares de $\sim 100\text{--}1000$ pc de radio.

Un requisito del inicio de la formación estelar es el colapso gravitatorio de las nubes de gas molecular, al que se oponen la presión del medio, localmente, y la rotación galáctica, a mayor escala. Se estima que el colapso, una vez iniciado, es súbito y masivo, como cabe esperar en un brote de formación estelar. No obstante, la inestabilidad gravitacional no parece una condición suficiente para el comienzo de los brotes de formación estelar. Las colisiones entre nubes moleculares, la inyección de energía en el medio por las estrellas (Silk 1997) o la turbulencia del medio (Krumholz & McKee 2005), condicionan la tasa de formación estelar. También el paso de frentes de choque y de ionización impulsados por las propias estrellas masivas puede ser suficiente para promover y propagar los brotes de formación estelar.

Una vez que un brote de formación estelar comienza en una región starburst la mayoría de las estrellas nacen dispersas. Un $\sim 20\%$ de las estrellas más masivas se encuentran por miles en supercúmulos estelares de un tamaño inferior a ~ 10 pc (Meurer et al. 1995). La formación de supercúmulos está favorecida por la gran densidad de las regiones starburst, ya que las regiones que colapsan tienden a ser extensas. A causa de sus altas temperaturas de brillo ($T_* > 25 \cdot 10^3$ K) las estrellas masivas radian intensamente en el rango del ultravioleta, donde las energías fotónicas son similares a las energías de ionización y disociación de los átomos y moléculas del medio interestelar (≥ 1 eV). Los espectros de las galaxias starburst muestran intensas líneas de iones atómicos que confirman la formación exacerbada de regiones HII en torno a las zonas de formación estelar. Más allá de las regiones HII, la radiación FUV restante es aún capaz de inducir la disociación de las moléculas de hidrógeno. La formación intensiva de regiones de fotodisociación es consecuencia de la interacción de la radiación con el polvo y con el gas interestelar y es un claro indicio de la realimentación de las estrellas masivas en el medio molecular interestelar.

Un ejemplo de starburst es la galaxia M 82 que produce $\sim 2\text{--}4 M_\odot/\text{año}$. Prácticamen-

te la misma cantidad de nuevas estrellas que la Vía Láctea, pero en una región de sólo 600 pc (Galaxies in the Universe, Sparke and Gallagher). Las starburst no son simples versiones a gran escala de nuestra galaxia, sino que la gran mayoría del gas es formante de nuevas estrellas. En M 82, dónde se puede medir directamente la presión del gas, es 100 veces mayor que el de nuestro vecindario. La intensidad de las líneas de emisión de HCN es cinco veces mayor en starbursts que en el gas difuso.

Capítulo 2

Regiones PDR

En este capítulo se examinan las características principales de las regiones de fotodisociación, incluyendo una sección de balance energético con los procesos de calentamiento y enfriamiento. A continuación se presenta una discusión sobre la química característica de estas regiones.

2.1. Introducción

Las regiones de fotodisociación (PDR), también conocidas como las regiones dominadas por fotones están omnipresentes en el medio interestelar. Están formadas predominantemente por gas neutro y polvo iluminado por radiación ultravioleta lejana (FUV). La FUV determina la física y la química del gas. Están localizadas en el volumen comprendido entre las nubes moleculares densas y las regiones difusas de gas atómico e ionizado. Las PDRs son las capas de transición entre el gas directamente ionizado, irradiado por los campos de radiación UV y el gas neutro frío protegido de la radiación (Tielens & Hollenbach 1985). Los fotones FUV suelen surgir de las estrellas masivas creadoras de regiones HII, pero otras veces de núcleos activos de galaxias que producen emisión intensa ultravioleta y en rayos X.

Las PDRs se encuentran en diferentes regiones, desde las galaxias de formación estelar, nebulosas de reflexión a discos protoplanetarios. A menudo están físicamente adyacentes a regiones HII (o H^+). Las PDRs dominan la emisión en el FIR e IR, siendo también emisoras de líneas en milimétricas, submilimétricas, etc. En ellas ocurre el intercambio de energía entre las estrellas masivas y el medio interestelar que las rodea. La comprensión de los procesos químicos y físicos que suceden en estas regiones es necesaria para el estudio de la evolución de las nubes moleculares, de las galaxias, de los discos protoplanetarios e incluso de la falta de masa en algunas galaxias.

PDRs cercanas a regiones de formación estelar (SFRs) albergan una química compleja. En ellas se produce la transición de la fase en la que el hidrógeno es predominantemente atómico a la fase en la que el hidrógeno está en forma molecular. Las responsables de la emisión molecular de las galaxias externas son las nubes moleculares. En los SB y los AGN, al aumentar la temperatura y la densidad en amplias zonas, las intensidades de las líneas, especialmente de alta excitación, son mayores. Estas regiones con altas tasas de formación estelar contienen regiones dominadas por fotones. PDRs gigantes se observan en galaxias con numerosos clusters de estrellas jóvenes masivas, así como en núcleos activos.

Los estudios de las PDRs nos permiten entender los efectos de los fotones FUV en la química y en la estructura del medio interestelar neutro en galaxias, así como comprobar las condiciones dentro de las regiones de formación estelar.

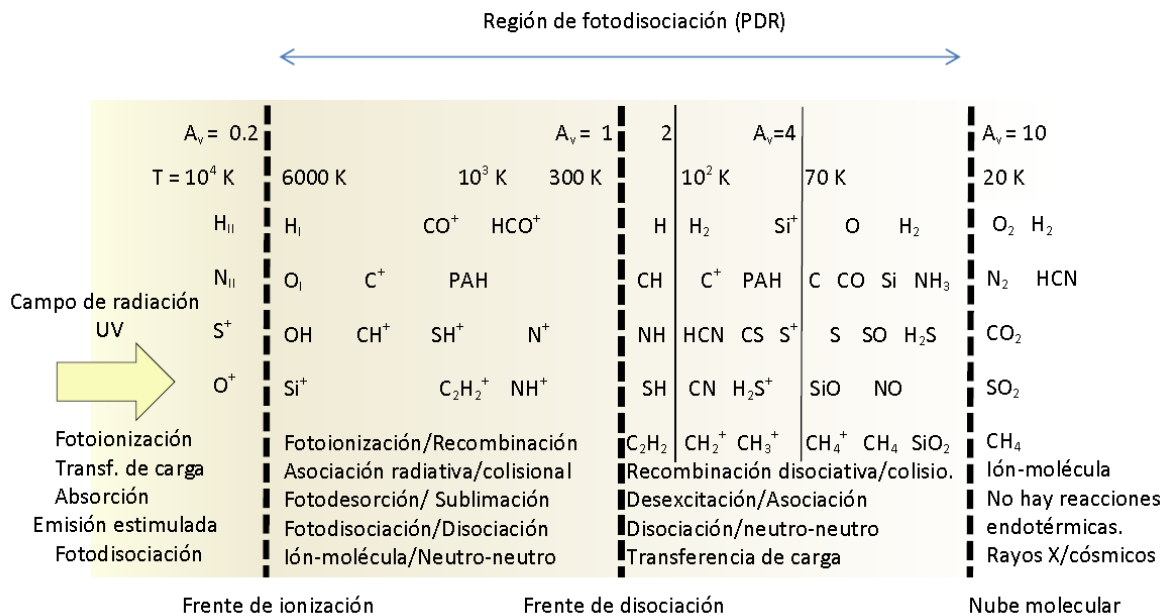


Figura 2.1: Esquema de una PDR.

En la figura 2.1 se presenta el esquema en una dimensión plano paralela de una PDR. Se indican para cada zona las extinciones visuales, las temperaturas y los átomos / iones / moléculas más características. Suponiendo que la radiación UV incide por el lado de la izquierda, los fotones de alta energía UV mantienen muy ionizada toda la región cercana. A medida que nos movemos en el esquema hacia la derecha, la extinción visual (A_v) va aumentando, la intensidad del campo de radiación va disminuyendo (en el esquema se muestra con un color amarillo que pasa de opaco en la zona izquierda a transparente (blanco) en la derecha) y con ello la ionización^I (dependiendo del potencial de ionización

^IEn el apéndice D, en la página 231, se presentan los procesos de interacción entre la materia y radiación. Se distinguen entre radiativos y colisionales.

de la especie). La zona más cercana a la fuente emisora de radiación UV es la zona donde el gas está ionizado, región HII. El frente de ionización es el volumen de transición de la región de alta ionización a la región donde la mayor parte del hidrógeno se encuentra en forma de átomos neutros, predominante en HI. La temperatura característica de la región HI es de 10^3 - 10^4 K. A continuación, a $A_v \sim 2$ mag se encuentra el frente de disociación. Es un volumen de gas donde se da la transición de HI a H₂. En esta región de la PDR el campo de radiación ha disminuido lo suficiente para encontrar algunas moléculas muy sencillas (pequeños hidruros como CH, SH, NH) y emisión fluorescente de PAHs. La transición C⁺/C/CO se da a $A_v \sim 4$ mag. dando comienzo a una compleja química molecular. A 10 mag. se produce la transición del oxígeno atómico al molecular. Las temperaturas han disminuido drásticamente, hasta, por ejemplo, 20 K. La PDR comprendería el volumen de gas y polvo entre el frente de ionización y la nube molecular. Podemos apreciar en el esquema 2.1 que las condiciones físico químicas de una PDR básicamente dependen de:

- La eficiencia del calentamiento $(G_0/n)^{II}$. La intensidad del campo de radiación FUV se expresa en términos del campo Habing = $1,2 \cdot 10^{-4}$ erg cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹ = $1,6 \cdot 10^{-3}$ erg cm⁻² s⁻¹ = 10^8 fotones cm⁻² s⁻¹. La intensidad del campo de radiación FUV también puede venir expresada en unidades del campo de Draine cuya equivalencia es 1,7 campos Habing \sim 1 campo Draine.
- La composición química (dependiendo de la A_v). Se tiene la transición H/H₂ a $A_v \sim 2$ mag. La transición C⁺/C/CO se da a $A_v \sim 4$ mag. El cambio O/O₂ tiene lugar a $A_v \sim 10$ mag.

En la parte inferior del esquema 2.1 se indican los procesos y reacciones químicas características de cada zona. Se expondrán en detalle en la sección 2.4 de la página 37.

Como ejemplos de PDRs se tiene las formadas por nebulosas de reflexión (NGC 7023 o la nebulosa Cabeza de Caballo) o las formadas por las nebulosas de emisión. Como ejemplo de nebulosa de emisión se tiene la Barra de Orión, que marca la interfaz entre la región entre la nube molecular de Orión y la región HII iluminada por las estrellas que forman el asterismo del Trapecio, o las que existen en los bordes de las cavidades formadas por los flujos bipolares debidos a la formación estelar. Son características también las PDRs que se encuentran en la región UC HII Mon R2, así como la de la galaxia de intensa formación estelar M82.

Las condiciones físicas y químicas en la región se determinan mediante la combinación de las observaciones espectroscópicas con los cálculos teóricos. Algunos de los procesos

^{II}G= $G_0 \exp(-1.8 A_v)$

físicos más importantes incluyen el calentamiento y enfriamiento del gas. Estos procesos físicos implican procesos químicos.

2.2. Calentamiento del gas

En la ecuación del balance energético, uno de sus términos engloba aquellos procesos que calientan el gas. En esta sección se describen los procesos de calentamiento del gas particularizando principalmente en los que se producen en una región de fotodisociación. El calentamiento del gas puede venir provocado por la radiación ultravioleta, por los rayos cósmicos, por choques, campos magnéticos o por rayos X. El calentamiento del gas provoca que las moléculas que lo forman se exciten y emitan y sea observable, puesto que generalmente esta emisión está por encima de los 2.7 K, temperatura característica de la emisión del fondo.

En las regiones de fotodisociación PDR, la interacción de los fotones FUV con la materia gobierna la estructura, la dinámica, la química y el balance térmico de la nube así como su formación estelar asociada, (Hollenbach & Tielens 1999). La radiación ultravioleta proviene generalmente de las estrellas cercanas. La intensidad del campo de radiación que afecta a la PDR es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la estrella. La temperatura del gas y del polvo son siempre mayores cercanas a la estrella y decrecen con la distancia. Dentro de la PDR, la temperatura del gas es mayor que la temperatura del polvo en la zona más cercana a la radiación ($A_v < 2$ mag.), mientras que son similares en zonas más alejadas de la radiación incidente. Los procesos que provocan el calentamiento del gas dependen de la zona de la PDR donde se producen.

Los procesos más importantes que influyen en el calentamiento del gas por la radiación incidente FUV son la fotoionización de átomos, el efecto fotoeléctrico, la interacción gas-polvo, la desexcitación colisional del H_2 y la fotodisociación.

2.2.1. Calentamiento por fotoionización de átomos

Debido a la irradiación del campo UV sobre la estructura de la nube, el aumento de energía puede venir provocado por la fotoionización de átomos. En este caso el acoplamiento entre la radiación incidente y el gas se produce por fotoionización. El electrón toma parte de la energía del fotón ($\sim 1-20$ eV) y la transforma en energía cinética. Esta energía cinética se comparte con otros átomos y electrones en el gas. La escala de tiempo

$t_{e,e}$ de la transferencia de energía de un electrón (E_e) a otro es del orden de:

$$t_{e,e} \cong 10^4 \frac{E_e}{1eV}^{3/2} \frac{1}{n_e} \text{ s} \quad (2.2.1)$$

y la escala de tiempo de la transferencia de energía de un electrón a un átomo:

$$t_{e,H} \cong 2 \cdot 10^7 \frac{E_e}{1eV} \frac{1}{n_H} \text{ s} \quad (2.2.2)$$

Se distinguen las regiones HII donde existen fotones muy energéticos y las regiones HI donde no hay fotones menos energéticos que 13.6 eV. En las HII el calentamiento del gas está dominado por la ionización de H. Mientras que en las regiones HI la fotoionización de PAHs (ver sección 2.5.3) y de pequeños granos de polvo es lo dominante.

Cerca del frente de disociación, donde el gas está más caliente y la radiación incidente es máxima, sobretodo en la interfaz HII / HI, las temperaturas de rotación que se obtienen, por lo general, son mayores que las que se calculasen en una dirección perpendicular a dicho frente, es decir, hacia posiciones más protegidas de la radiación FUV. Los granos de polvo proveen la mayor fuente de opacidad del continuo y atenúan la radiación incidente absorbiendo y dispersando luz en el visible y en longitudes ultravioletas. Existe una fuerte correlación entre la extinción visual y la química de las PDR.

Teniendo en cuenta la densidad de la especie i como n_i , $\alpha_i(\nu)$ la sección eficaz de fotoionización y ν_i el valor umbral de la fotoionización, el calentamiento por fotoionización $n\Gamma$ de un elemento i , se puede escribir como:

$$n\Gamma_i = n_i \int_{\nu_i}^{\infty} 4\pi N(\nu) \alpha_i(\nu) h(\nu - \nu_i) d\nu \quad (2.2.3)$$

La intensidad media de fotoionización se describe como

$$N(\nu) = \frac{J(\nu)}{h\nu}$$

siendo $J(\nu)$ la intensidad media de los fotones ionizantes. La energía media por fotoionización $3/2kT_i$ se define como:

$$3/2kT_i \int_{\nu_i}^{\infty} N(\nu) \alpha_i(\nu) d\nu = \int_{\nu_i}^{\infty} N(\nu) \alpha_i(\nu) h(\nu - \nu_i) d\nu \quad (2.2.4)$$

Como se aprecia, la intensidad media de fotoionización depende del espectro de la radiación pero no del valor absoluto de la intensidad media. No depende del valor absoluto de la sección eficaz.

En las fronteras de las PDRs, regiones intensivas en HII, la fotoionización de HI es el término predominante de calentamiento. La energía media viene determinada por la energía de ionización del hidrógeno, 13.6 eV:

$$3/2kT_H \int_{\nu_H}^{\infty} N(\nu)\alpha_H(\nu)d\nu = \int_{\nu_H}^{\infty} N(\nu)\alpha_H(\nu)h(\nu - \nu_H)d\nu \quad (2.2.5)$$

Típicamente T_H es del orden de 0.5-0.7 T_{eff} , alrededor de 25000 K.

En las regiones HI casi no existen fotones ionizantes del hidrógeno ($E < 13,6 \text{ eV}$) y son otros elementos los que contribuyen al calentamiento. Entre ellos, es el carbono el que por ser el más abundante produce mayor contribución al balance energético. En este caso las energías ionizantes van de 11.3 eV (límite para el carbono) hasta los 13.6 eV del hidrógeno. La ecuación queda:

$$3/2kT_C \int_{\nu_C}^{\nu_H} N(\nu)\alpha_C(\nu)d\nu = \int_{\nu_C}^{\nu_H} N(\nu)\alpha_C(\nu)h(\nu - \nu_C)d\nu \quad (2.2.6)$$

En este caso, la T_C es del orden de 9000 K.

En el gas neutro, el carbono atómico puede ser ionizado por fotones con energías entre $11.2 < h\nu < 13.6 \text{ eV}$. El electrón fotoionizado adquiere una energía cinética $h\nu - h\nu_C$, donde $h\nu_C$ es la energía de ionización, contribuyendo al calentamiento del gas.

2.2.2. Calentamiento por efecto fotoeléctrico.

El proceso de calentamiento más importante en el ISM neutro es el efecto fotoeléctrico en grandes moléculas de PAHs y pequeños granos de polvo. Los fotones ultravioleta lejanos absorbidos por un grano de polvo crean electrones energéticos de varios eV. Mientras que estos electrones se difunden en los granos, pierden energía a través de colisiones. Sin embargo, durante este proceso de difusión, también pueden alcanzar la superficie con suficiente energía para ser mayor que la función trabajo W del grano (energía necesaria para emitir un electrón^{III}) y que el potencial de Coulomb ϕ_c , con

^{III}Energía de un fotón absorbido = Energía necesaria para liberar 1 electrón + energía cinética del electrón emitido.

$$h\nu = h\nu_0 + 1/2mv^2$$

$$h\nu = \Phi + E_k$$

donde h es la constante de Planck, ν_0 es la frecuencia de corte o frecuencia mínima de los fotones para que tenga lugar el efecto fotoeléctrico, Φ es la función de trabajo, o mínima energía necesaria para llevar un electrón del nivel de Fermi al exterior del material y E_k es la máxima energía cinética de los electrones que se observa experimentalmente. Si la energía del fotón ($h\nu$) no es mayor que la función de trabajo (Φ), ningún electrón será emitido. Si los fotones de la radiación que inciden tienen una menor

lo que pueden escapar del grano y ser inyectados en la fase de gas con un exceso de energía cinética. En la figura 2.2 se presentan unas imágenes esquemáticas (A. G. G. M. Tielens, 2005) del mecanismo de calentamiento por efecto fotoeléctrico. En ambas se aprecia como un fotón $h\nu$ es absorbido por un PAH (imagen de la derecha) o grano (imagen de la izquierda) y crea un fotón electrón, e^- , que, en el caso del grano, se difunde a través de él hasta que pierde el exceso de energía mediante colisiones y escapa de la superficie. Para los PAHs la difusión no tiene lugar. Se indica asimismo en las imágenes las eficiencias ϵ_{grano} y ϵ_{PAH} .

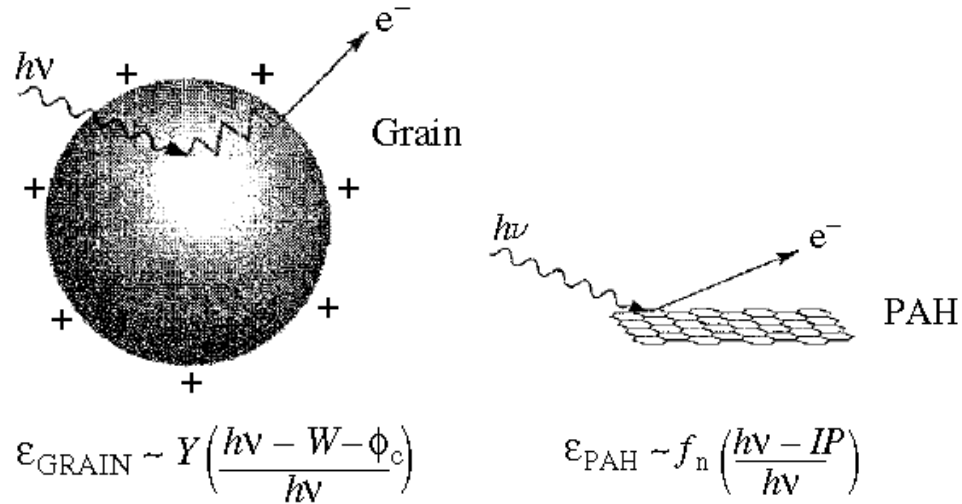


Figura 2.2: Calentamiento por efecto fotoeléctrico en granos y PAHs. Figura extraída del libro de A. G. G. M. Tielens, 2005.

Efecto fotoeléctrico en granos.

Debido a que los fotones FUV (“Far Ultraviolet”), de energías entre $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$, penetran hasta varias magnitudes de extinción visual en las nubes, se produce la emisión de electrones de los granos de polvo. Dicha emisión produce un calentamiento importante en las nubes moleculares. Como se ha comentado anteriormente, la diferencia de energía entre la energía del fotón y la función de trabajo del grano se transformará en energía cinética del electrón resultando un calentamiento del gas. La función trabajo, W , depende de su carga, que a su vez depende de la temperatura y de la densidad de electrones.

La energía media por ionización es:

$$3/2kT_{grano} \int_{\nu_i}^{\nu_H} N(\nu)\alpha_{grano}(\nu)d\nu = \int_{\nu_i}^{\nu_H} N(\nu)\alpha_{grano}(\nu)E_{cin}d\nu \quad (2.2.7)$$

energía que la de la función de trabajo, los electrones no obtienen suficiente energía como para emitirse.

dónde α_{grano} es la sección eficaz de ionización, E_{cin} la energía cinética del foto electrón, y $h\nu_i = W + \phi_c$ la energía del fotón requerida para la ionización. Con un potencial típico de ionización de 5 eV y tomando una sección eficaz y un campo de radiación ionizante independiente de la energía, se obtiene una energía media por ionización de un grano neutro $\bar{E}_{cin}/k \approx 50000$ K. Para un campo de radiación, la eficiencia del efecto fotoeléctrico en un grano por fotón FUV absorbido, ϵ_{grano} viene dado por el término Y (que mide la probabilidad del escape del electrón) multiplicado por la fracción de la energía del fotón extraída como energía cinética por el electrón:

$$\epsilon_{grano} \approx Y \frac{h\nu - W - \phi_c}{h\nu} \quad (2.2.8)$$

Se ha asumido que no se pierde energía dentro del grano. El valor Y depende del tamaño de grano a , la escala de longitud de la colisión l_e (≈ 10 Å), la escala de longitud de absorción FUV dentro de un grano l_a (≈ 100 Å) y la energía del fotón $h\nu$. Para granos de tamaño grande y energías altas, los fotones se absorben hasta unos ≈ 100 Å dentro del grano y los electrones rara vez escapan debido a que $Y \approx l_e/l_a \approx 0,1$. En cambio para tamaños de grano del orden de $a \approx l_e$, el valor $Y \approx 1$.

El efecto fotoeléctrico es un proceso predominante en el calentamiento cuando la carga que tiene el grano es un balance entre la fotoionización y la recombinación del electrón. Este balance está indicado por el valor γ que indica la eficiencia del efecto fotoeléctrico:

$$\gamma = \frac{G_0 T^{1/2}}{n_e} \quad (2.2.9)$$

Siendo Z_d la carga del grano, se tiene que el potencial electrostático del grano es:

$$\phi_c = Z_d e^2 / a \approx 7 \cdot 10^{-4} \gamma \text{ eV} \quad (2.2.10)$$

La eficiencia de este proceso de calentamiento disminuye con el parámetro γ . La importancia del efecto fotoeléctrico en regiones de fotodisociación PDRs, respecto al medio interestelar difuso ($\gamma \approx 1500 \text{ cm}^3 \text{ K}^{1/2}$), es menor porque al ser mayor en una PDR, ($\gamma \approx 10^5 \text{ cm}^3 \text{ K}^{1/2}$), la relación del flujo FUV sobre la densidad electrónica G_0/n_e implica que los granos (y PAHs) de polvo estarán más cargados, con lo que este proceso de calentamiento no es eficiente.

Calentamiento por efecto fotoeléctrico en PAHs

Este proceso de calentamiento es más eficiente en largas moléculas (PAHs) que en granos. El parámetro Y , en este caso de PAHs, es mucho mayor que para granos. Los

fotones FUV absorbidos por PAHs, en general, no provocan el desprendimiento de un foto electrón, ni el calentamiento del gas. El factor limitante es el potencial de ionización, IP , dado por:

$$IP = W + \phi_c = W + (Z + 0,5)e^2/C = W + (Z + 0,5)\pi e^2/2a \quad (2.2.11)$$

Generalmente el IP de un PAH cargado será mayor de 13.6 eV. En la expresión anterior se toma W como la función de trabajo del grafito (Takahashi et al. 1985) ϕ_c el potencial de Coulomb, Z la carga del PAH, a el radio del PAH, C su capacitancia. Tomando como hipótesis que el PAH no está cargado inicialmente, $Z=0$, la eficiencia del calentamiento por efecto fotoeléctrico en pequeños PAHs, ϵ_{PAH} , viene dada por la ecuación:

$$\epsilon_{PAH} = \frac{1}{2}f(Z = 0)\frac{h\nu - IP}{h\nu} \quad (2.2.12)$$

Se comprueba que con una energía típica del fotón de 10 eV y un potencial de ionización de 7 eV, la eficiencia máxima es de 0.15. El término $f(Z = 0)$ es la fracción neutra de PAHs. Se puede obtener de la ecuación de balance de ionización. Depende de γ , G_0 , T y n_e . En PDRs, los PAHs son más eficientes, contribuyendo más que los granos en el calentamiento por efecto fotoeléctrico.

Tasa de calentamiento.

La tasa de calentamiento por efecto fotoeléctrico viene dada por:

$$n\Gamma_{pe} = \int_{a-}^{a+} dan(a) \sum \int_{\nu_i(a)}^{\nu_H} N(\nu)\alpha_{grano}(\nu)E_{cin}(a, i)d\nu \quad (2.2.13)$$

Se presentan en la figura 2.3 dos imágenes (A. G. G. M. Tielens, 2005). En la imagen de la izquierda, curva de calentamiento, se representa en abscisas el número de átomos de carbono y en ordenadas el calentamiento. Se aprecia como la contribución al calentamiento por efecto fotoeléctrico de granos grandes es menor que la contribución de PAHs y tamaños de grano inferiores. La curva está realizada tal que áreas iguales bajo la curva corresponden a iguales contribuciones al calentamiento. En la imagen de la derecha, curva de eficiencia, se representa en abscisas el parámetro de carga γ y en ordenadas la eficiencia ϵ . Se aprecia que para bajos parámetros de carga (proporcional a la tasa de ionización respecto a la tasa de recombinación), la eficiencia es máxima porque los

PAHs y los granos están en estado neutro. En cambio, para altos parámetros de carga, los granos y los PAHs se cargan, con lo que la eficiencia disminuye.

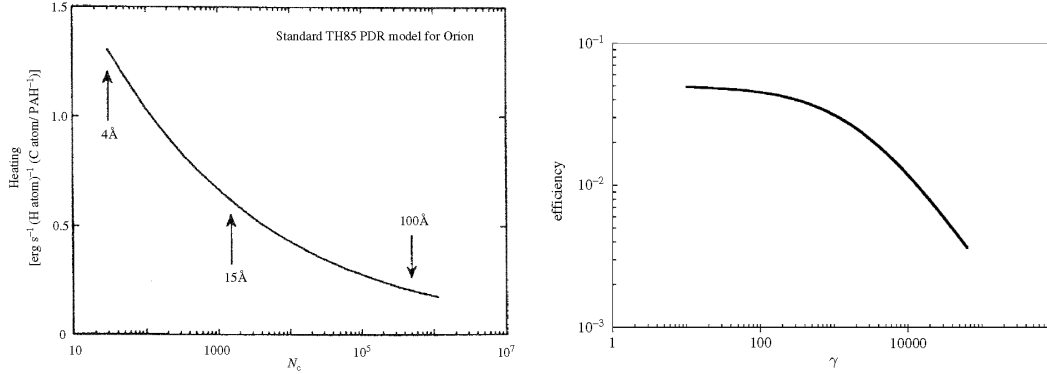


Figura 2.3: Curvas de calentamiento (izquierda) y de eficiencia (derecha) por efecto fotoeléctrico. Figuras extraídas del libro de A. G. G. M. Tielens, 2005.

La probabilidad de que un fotoelectrón escape al gas y la energía con que lo hace son tanto menores cuanto mayor es la carga eléctrica (positiva) del grano o del PAH. La probabilidad de escape decrece igualmente en granos de gran tamaño, en los que es más complicado que los fotoelectrones alcancen la superficie antes de recombinarse. En promedio, aproximadamente el 50 % del calentamiento fotoeléctrico lo proporcionan los PAH y los granos $< 15 \text{ \AA}$ y otro tanto los granos de entre 15 \AA y 100 \AA , mientras que la contribución de los granos $> 100 \text{ \AA}$ es irrelevante.

2.2.3. Calentamiento gas-polvo.

Este proceso de calentamiento se produce por las colisiones entre los granos y el gas. Es entonces cuando el gas puede ser calentado indirectamente. Los granos de polvo se calientan por la absorción de fotones FUV y después las colisiones realizan el acoplamiento termodinámico entre el gas y el polvo. Esto ocurre si el polvo está más caliente que el gas. Si es al contrario, se produciría el efecto de enfriamiento. La ecuación de calentamiento es:

$$\Gamma_{gd} = 2,0 \cdot 10^{-33} n^2 T^{1/2} (T_d - T) \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (2.2.14)$$

2.2.4. Calentamiento fotónico y desexcitación colisional o foto-disociación.

Las especies gaseosas pueden ser vibracionalmente, electrónicamente o rotacionalmente excitadas por el campo de radiación continuo infrarrojo del polvo o por la radiación UV. Es entonces cuando los procesos derivados de la desexcitación colisional del nivel excitado calientan el gas. Este mecanismo es importante en medios de alta densidad.

Por su gran abundancia el H_2 puede contribuir significativamente al calentamiento del gas. Si en la nube incide radiación FUV, el H_2 puede recibir fotones y elevarse a un estado electrónico excitado.

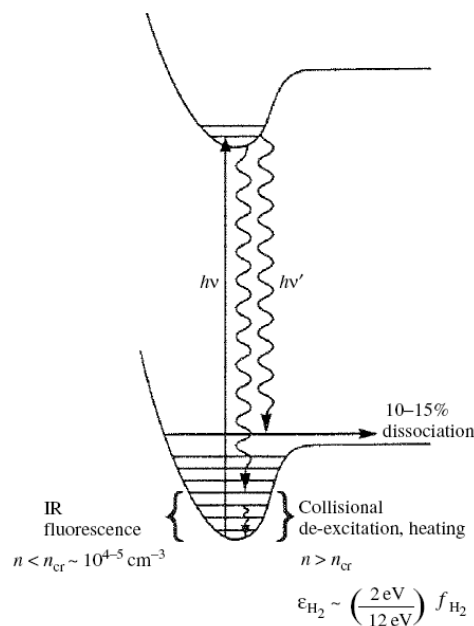


Figura 2.4: Calentamiento fotónico por H_2 . Figura extraída del libro de A. G. G. M. Tielens, 2005.

Se presenta en la figura 2.4 un diagrama esquemático del bombeo H_2 , la fluorescencia, la disociación y el calentamiento a través de la absorción de fotones FUV y desexcitación colisional. Se aprecia en el esquema que la absorción de un fotón ($h\nu$), seguido de un decaimiento radiativo ($h\nu'$), puede dejar a la molécula de H_2 vibracionalmente excitada en el estado electrónico fundamental. El exceso de energía vibracional se puede disipar, en el 90% de los casos, emitiendo un fotón IR produciendo fluorescencia (en el caso de que $n < n_{cr}$) o a través de colisiones que calientan el gas (en el caso de que $n > n_{cr}$). En el otro 10% de los casos, la molécula de H_2 decae al continuo vibracional del estado electrónico fundamental y la molécula de H_2 se disocia. La excitación por fotones de la molécula de H_2 seguido por desexcitaciones colisionales de las especies excitadas vibracionalmente es una fuente de calentamiento importante en la zona atómica de las PDR. A continuación se

presentan más en profundidad los diferentes tipos de procesos del calentamiento fotónico y desexcitación:

- En el 90 % de los casos, con la absorción del fotón y el alcance de la energía vibracional necesaria, el H_2 pasa a estar en un estado electrónicamente excitado y luego decae radiativamente a los estados vibracionalmente excitados del estado electrónico fundamental. La energía que está en exceso puede ser emitida como un fotón NIR o la molécula puede ser desexcitada a través de colisiones, generalmente a altas densidades ($n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$, dependiente de T), transformando la energía interna en calentamiento del gas. A densidades bajas, no se producen las colisiones, con lo que el decaimiento del H_2 , vibracionalmente excitado al estado fundamental es radiativo. Su ritmo es muy bajo, $R=2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$, con lo que no produce calentamiento pero sí un espectro de fluorescencia. Las densidades críticas para que se produzca o no calentamiento son muy dependientes de la temperatura y son muy altas a temperaturas bajas.
- En el otro 10 % de los casos, el calentamiento por fotodisociación está más presente. Generalmente se produce en las regiones moleculares densas iluminadas por campos ultravioletas lejanos. Después de la fotodisociación de una molécula, los fragmentos resultantes transforman parte de la energía en cinética calentando el gas.

En general, debido a la gran abundancia de la molécula de H_2 , su fotodisociación será la que contribuya más a este tipo de calentamiento. La fotodisociación se produce a través de la absorción de fotones en la banda de los 912-1100 Å (transiciones Lyman y Werner). En este caso, el H_2 alcanza la energía necesaria para pasar del estado electrónico fundamental a un estado excitado y luego decae radiativamente al continuo vibracional del estado electrónico fundamental, dando lugar a la fotodisociación de H_2 y produciendo fluorescencia, devolviendo unos 0,25 eV al gas.

Para analizar la fotodisociación, se considera un recinto de densidad constante, plano paralelo, iluminado desde un lado. La tasa de fotodisociación de H_2 viene dada por:

$$k_{UV}(H_2)n(H_2) = \beta_{ss}(N(H_2))\exp[-\tau_d]k_{UV}(0)n(H_2) \quad (2.2.15)$$

dónde $n(H_2)$ es la densidad de H_2 , τ_d es la profundidad óptica del polvo a 1000 Å, $N(H_2)$ es la densidad columnal de H_2 en la nube y k_{UV} es la tasa no apantallada de fotodisociación ($\approx 4 \cdot 10^{-11} G_0 \text{ s}^{-1}$). Este factor de auto apantallamiento se puede expresar dentro del intervalo $N_0 = 10^{14} \leq N(H_2) \leq 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ como:

$$\beta_{ss} = \left(\frac{N(H_2)}{N_0} \right)^{-0,75} \quad (2.2.16)$$

En un estado en reposo, la formación de H_2 y su fotodisociación están igualados, tal que:

$$k_{UV}(H_2)n(H_2) = k_d(H_2)nn_H \quad (2.2.17)$$

En presencia de un campo FUV esta ecuación anterior ya no está balanceada. Se puede expresar en función del campo FUV.

$$\frac{k_d(H_2)n}{4k_{UV}(0)} = 1,9 \cdot 10^{-7} \frac{n}{G_0} \quad (2.2.18)$$

La ecuación 2.2.18 indica que a mayor G_0 , mayor K_{UV} , mayor tasa de fotodisociación.

Los átomos resultantes de la disociación se alejan con cierta energía que contribuye al calentamiento del gas. La ecuación de calentamiento en este caso es:

$$n\Gamma_{pd} = 4 \cdot 10^{-14} n(H_2)k_{pump} \quad \text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (2.2.19)$$

La tasa de bombeo se expresa como:

$$k_{pump} = 3,4 \cdot 10^{-10} \beta(\tau)G_0 \exp[-2,6A_v] \text{ s}^{-1} \quad (2.2.20)$$

dónde el factor numérico es la tasa de bombeo en el campo de radiación interestelar medio. Los otros dos factores tienen en cuenta la atenuación: $\beta(\tau)$ considera la reducción del bombeo del campo de radiación debido al auto apantallamiento de las moléculas de hidrógeno que proveen una profundidad óptica τ a la superficie de la nube. El factor exponencial considera la absorción del polvo.

La fracción del flujo de fotones FUV que bombean el H_2 refleja la competencia que existe por esos fotones FUV entre el H_2 y el polvo. Esta fracción depende de los parámetros de donde se encuentre.

- En la zona de transición HI / H_2 , si la $G_0/n \leq 4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$, el auto apantallamiento de la molécula de H_2 es considerable con lo que la transición de H_2 se realiza cercana a la superficie y muchos de los fotones que pueden impulsar la molécula son absorbidos por ella en vez de por el polvo. En este caso, la eficiencia es comparable con la producida por el efecto fotoeléctrico. Por el contrario, en zonas de baja densidad $G_0/n \geq 4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$, es el polvo el que domina la absorción de los fotones y entonces, el proceso de calentamiento por desexcitaciones colisionales no es importante.
- En capas más profundas, el aumento de emisión infrarroja de la línea de OI seguido por desexcitación colisional puede tener su importancia. La fotoionización del carbono y de otras especies, generalmente es de menor importancia, al igual que

el calentamiento mediante procesos de acople gas-grano de polvo. Cuando el polvo está más caliente que el gas, el efecto es importante.

- El efecto de los rayos cósmicos en el calentamiento de zonas profundas, donde la extinción visual es elevada, $A_v > 10$, es eficiente. La influencia de los rayos cósmicos es mayor que la de la radiación FUV en regiones apantalladas.

2.2.5. Procesos de calentamiento no debidos a la radiación UV.

En una PDR los procesos de calentamiento debidos a la incidencia de la radiación ultravioleta son muy importantes y dominan generalmente a los no debidos a la radiación. Hay que tener en cuenta que existen otras contribuciones al calentamiento del gas que en casos particulares pueden ser del mismo orden o mayores que las derivadas de la radiación ultravioleta. El calentamiento turbulento (caso general del calentamiento por frentes de choque), el calentamiento por rayos X, por rayos cósmicos, por difusión ambipolar o gravitacional son ejemplos de procesos no debidos a la radiación UV, que influyen en el aumento de la temperatura, aumento de la energía interna, etc. de una nube.

- Calentamiento turbulento: El gas se puede calentar por los efectos de dinámica de fluidos. El acoplamiento del movimiento macroscópico de un fluido puede provocar un aumento de calor. Las ondas de choque, el movimiento supersónico (régimen compresible), la viscosidad, los campos de presiones debidos a efectos dinámicos, etc. provocan una conversión de la dinámica del gas en calor. Un parámetro que indica la posible producción del calentamiento turbulento es el *número de Reynolds* definido como $Re = UL/v = \rho vL/\mu$. Los fluidos incompresibles, cuando el número de Reynolds es grande, sufren un cambio al pasar de un régimen laminar a uno turbulento. En este caso $Re \gg 1$, con lo que la viscosidad es despreciable, excepto en una superficie delgada llamada capa límite. En el medio interestelar el número de Reynolds es grande ($\sim 10^6 - 10^8$) con lo que el ISM puede desarrollar turbulencia. En un gas los efectos de la viscosidad disipan por difusión los momentos del sistema. Otro parámetro indicador del posible calentamiento turbulento es el coeficiente de Prandtl-Glauert definido como $Pr = \mu C_p / K$, siendo μ el coeficiente de viscosidad y C_p el coeficiente de presión^{IV}. Si se cumple que $RePr \gg 1$ se estaría produciendo

^{IV}El coeficiente de presión es un número adimensional que describe la presión relativa a través de un campo de flujo en dinámica de fluidos. El coeficiente de presión es usado en aerodinámica e hidrodinámica. Cualquier punto inmerso en el flujo de un fluido tiene su propio y único coeficiente de presión.

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{0,5\rho_\infty V_\infty^2} \quad (2.2.21)$$

En esta ecuación p es la presión estática del fluido en el punto en el que el coeficiente de presión es

un movimiento adiabático con lo que la conducción de calor sería despreciable y por tanto, el calentamiento por movimiento turbulento sería a su vez despreciable.

- Calentamiento por rayos X. Al igual que en el calentamiento por rayos cósmicos, el electrón desprendido por los rayos X puede ser lo suficientemente energético para provocar una segunda ionización. Siendo N_{XR} la intensidad media del fotón debido a los rayos X y σ la sección eficaz, la tasa de ionización queda:

$$n_{\zeta XR} = 4\pi \int N_{XR}(\nu) e^{-\sigma(\nu)N} \sigma(\nu) d\nu \quad (2.2.22)$$

Al igual que para los rayos cósmicos, debido a las pérdidas por efecto Coulomb, la tasa total de ionización y por tanto, la tasa de calentamiento total, incluyendo los efectos de las ionizaciones secundarias, dependen de la cantidad de electrones contenidos en el gas. La tasa de ionización y de calentamiento disminuye al aumentar la profundidad en la nube. Esto es debido a la atenuación. Debido a la presencia de más de un componente espectral del fondo difuso de rayos X acoplado con el creciente camino libre para los rayos X duros, las tasas de ionización y calentamiento disminuyen con menor pendiente con las densidades de columna que una simple exponencial. Cuando el grado de ionización aumenta, se pierde más energía del primer electrón debido a pérdidas por efecto Coulomb y por tanto, la tasa de calentamiento aumenta cuando la tasa de ionización disminuye.

La tasa de calentamiento por rayos X es menor que la provocada por el efecto fotoeléctrico debido a los fotones FUV, que simplemente refleja el bajo flujo de fotones y la baja sección eficaz de ionización de átomos en el rango de los rayos X.

- Calentamiento por rayos cósmicos. En zonas de las PDRs con altas extinciones visuales (hasta $A_v \sim 100$ mag.) los rayos cósmicos, en general, son más eficientes que los fotones (eficientes hasta $A_v < 10$ mag.). Los rayos cósmicos de baja energía ($\sim 1-10$ MeV) son más eficientes ionizando y calentando el gas. La energía cinética (~ 35 eV) del electrón primario, que ha resultado de la ionización por el protón de alta energía, se puede disipar por colisiones elásticas con otros electrones o a través de ionización (segundas ionizaciones) o excitaciones de átomos de gas o moléculas. La ecuación de calentamiento queda:

$$n\Gamma_{CR} = 3 \cdot 10^{-27} n \frac{\zeta_{CR}}{2 \cdot 10^{-16}} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (2.2.23)$$

tal que $\zeta_{CR} \sim 3 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$. La eficiencia depende de la composición del gas, de la densidad y del grado de ionización.

evaluado, p_∞ es la presión del flujo libre, es decir, que se encuentra fuera de cualquier perturbación creada por el cuerpo extraño, ρ_∞ es la densidad del fluido en el flujo y V_∞ es la velocidad de flujo libre del fluido. Un C_p mayor que uno indica que el flujo libre es compresible.

- Calentamiento debido a la difusión ambipolar. En un gas parcialmente ionizado, como en el núcleo de una nube molecular, los iones y especies neutras pueden experimentar un pequeño cambio en la velocidad, por ejemplo debido a la acción del campo magnético sobre las partículas cargadas. La fricción entre los iones y las especies neutras calientan el gas. La difusión ambipolar juega un papel importante en el calentamiento del gas en los casos que se produce la disminución lenta de la intensidad de los campos magnéticos desde la formación de los núcleos moleculares pre estelares hasta la formación de una estructura esférica isoterma. También este tipo de calentamiento es importante en los choques tipo C producidos en las nubes moleculares. El ritmo de calentamiento es proporcional a $\sim \rho_n \rho_i \gamma v_d^2$ donde ρ_n y ρ_i son las densidades de masa de las partículas neutras y de los iones, $\gamma = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ y v_d es la velocidad de la componente neutra frente a la ionizada.
- Calentamiento gravitacional. El colapso gravitatorio calentará el gas por compresión. Este proceso de calentamiento es fundamental durante la fase de colapso de los núcleos de nubes moleculares.

2.3. Enfriamiento del gas

Al igual que el gas se puede calentar, como se ha visto en la sección anterior, el gas se puede enfriar mediante procesos químicos y físicos. Las nubes en el proceso de enfriamiento pueden emitir, radiar, fotones, que se detectan como emisión en el rango infrarrojo o radio. Por tanto, otro término del balance energético es el relacionado con los procesos de enfriamiento.

Se conoce que cuando una transición de un átomo o molécula es excitada colisionalmente y desexcitada radiativamente, el gas pierde energía y se enfría. Si se tiene en cuenta la tasa de enfriamiento radiativo, debida al pasar de un nivel i a uno j de una especie x :

$$n^2 \Lambda_x(\nu_{ij}) = n_i A_{ij} h \nu_{ij} \beta(\tau_{ij}) \frac{S_x(\nu_{ij}) - P(\nu_{ij})}{S_x(\nu_{ij})} \quad (2.3.1)$$

donde n_i es la densidad de población de la especie x en el nivel i , A_{ij} es la probabilidad de transición espontánea, $h \nu_{ij}$ es la diferencia energética entre los niveles i y j , τ_{ij} es la profundidad óptica promediada en la línea y $\beta(\tau_{ij})$ es la probabilidad de que un fotón creado a una profundidad óptica τ_{ij} escape de la nube y $S_x(\nu_{ij})$ es la función fuente siguiente:

$$S_x(\nu_{ij}) = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} \left[\frac{g_i n_j}{g_j n_i} - 1 \right]^{-1} \quad (2.3.2)$$

donde g_i y g_j son los pesos estadísticos de los niveles. El campo de fondo de radiación

$P(\nu_{ij})$ suele tener dos términos: la radiación cósmica de microondas a 2.7 K y la emisión infrarroja del polvo a temperatura T_d a una profundidad óptica $\tau_d(\nu_{ij})$, tal que:

$$P(\nu_{ij}) = B(\nu_{ij}, T = 2,7K) + \tau_d(\nu_{ij})B(\nu_{ij}, T_d) \quad (2.3.3)$$

El cálculo de población de niveles sigue la ecuación de equilibrio estadístico tal que:

$$n_i \sum_{j \neq i}^k R_{ij} = \sum_{j \neq i}^k n_j R_{ji} \quad (2.3.4)$$

$$R_{ij} = A_{ij} \beta(\tau_{ij})(1 + Q_{ij}) + C_{ij} \quad i > j \quad (2.3.5)$$

$$R_{ij} = \frac{g_j}{g_i} A_{ij} \beta(\tau_{ij}) Q_{ij} + C_{ij} \quad j > i \quad (2.3.6)$$

siendo A_{ij} los coeficientes de emisión espontánea de Einstein y C_{ij} las tasas colisionales desde el nivel i al j . La radiación de fondo responde a:

$$Q_{ij} = \frac{c^2}{2h\nu_{ij}^3} P(\nu_{ij}) \quad (2.3.7)$$

Una de las ecuaciones de equilibrio 2.3.4 será sustituida por la de conservación, siendo n_x la densidad de la especie x :

$$n_x = \sum_k^{j=0} n_j \quad (2.3.8)$$

En general el enfriamiento del gas interestelar puede ser muy complejo debido a que los procesos locales físicos (tales como la excitación colisional) se acoplan con las características de la nube a través de la transferencia radiativa.

2.3.1. Enfriamiento en regiones PDR

En una región de fotodisociación vamos a tener predominantemente gas neutro. En la ecuación de enfriamiento 2.3.1 se pueden ir tomando hipótesis para poder resolver la tasa de enfriamiento.

- En el límite del caso ópticamente delgado, en un sistema de dos niveles (como en la fina estructura de líneas del C^+), se define la densidad crítica como:

$$n_{cr} = \frac{A_{ul}}{\gamma_{ul}} \quad (2.3.9)$$

Siendo los coeficientes colisionales para dos niveles:

$$\gamma_{lu} = \frac{g_u}{g_l} \gamma_{ul} \exp[-E_{ul}/kT] \quad (2.3.10)$$

donde g_u y g_l son los pesos estadísticos del nivel superior e inferior. E_{ul} es la diferencia energética entre los dos niveles. Se puede escribir la ecuación anterior de la manera siguiente:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u/g_l \exp[-E_{ul}/kT]}{1 + n_{cr}/n} \quad (2.3.11)$$

Si la densidad es mayor que la crítica, las colisiones dominan los procesos de excitación, implicando que estamos en equilibrio termodinámico local con los niveles poblacionales dados por Boltzman según la ecuación B.2.2.

- Los coeficientes colisionales se pueden escribir como:

$$\gamma_{ul} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\mu}{2kT}\right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma_{ul}(v) v^3 \exp\left[-\frac{\mu v^2}{2kT}\right] dv \quad (2.3.12)$$

siendo μ la masa reducida del sistema y $\sigma_{ul}(v)$ la sección eficaz de desexcitaciones colisionales a la velocidad relativa v . Estos coeficientes dependen de la temperatura $T^{1/2}$ al depender de v . En general las densidades críticas para las transiciones permitidas son muy altas ($n > 10^4 \text{ cm}^{-3}$), con lo que no se estará en LTE. Debido a las bajas tasas de excitación, las transiciones vibracionales de moléculas también tendrán altas densidades críticas.

- Teniendo en cuenta la temperatura de excitación T_{ex} como:

$$T_{ex} \equiv \frac{E_{ul}}{k} \left[\ln\left(\frac{n_l g_u}{n_u g_l}\right) \right]^{-1} \quad (2.3.13)$$

Se cumple que si estamos en equilibrio termodinámico local (LTE), $n \gg n_{cr} \rightarrow T_{ex} = T$ tal como se vió en B.2. A bajas densidades, $n \ll n_{cr}$, T_{ex} será menor que T .

Sustituyendo en la ecuación de enfriamiento 2.3.1 las ecuaciones 2.3.2, 2.3.3 y teniendo en cuenta las ecuaciones 2.3.4 se tiene:

$$n^2 \Lambda = n_u A_{ul} h\nu_{ul} = \frac{g_u/g_l \exp[-h\nu_{ul}/kT]}{1 + n_{cr}/n + g_u/g_l \exp[-h\nu_{ul}/kT]} A_j n A_{ul} h\nu_{ul} \quad (2.3.14)$$

siendo $n_l + n_u = A_j n$.

En el caso que $n \ll n_{cr}$, la ecuación de enfriamiento 2.3.1 se reduce a:

$$n^2 \Lambda \approx n^2 A_j \gamma_{lu} h\nu_{lu} \quad (2.3.15)$$

En este caso en el límite inferior donde $n \ll n_{cr}$, todas las colisiones están seguidas de una desexcitación espontánea emitiendo un fotón.

Si en el estudio anterior se incluyen los efectos de la profundidad óptica, es decir las absorciones en los niveles poblacionales, la densidad crítica incluiría el término $\beta(\tau_{ul})$ en el numerador. De este modo la incidencia de un fotón y su adhesión provoca la disminución de la densidad a la que se cumplen las condiciones LTE. En cada absorción, el gas posee una oportunidad para desexcitar las especies y devolver la energía de excitación a la energía térmica del gas, con lo que se tendría un calentamiento.

Si por el contrario, se relajan las condiciones de equilibrio termodinámico y suponemos línea ópticamente espesa la ley de enfriamiento queda:

$$n^2\Lambda = \gamma_{lu}A_jn^2A_{ul}h\nu_{lu} \quad (2.3.16)$$

1. En regiones donde predominan especies atómicas neutras, el proceso de enfriamiento principal sucede a través de la excitación de estados electrónicos de baja energía y abundantes átomos. Como generalmente las temperaturas son menores que en otras regiones, los niveles de estructura fina con $E < 1000$ K predominan. Las regiones donde el H está neutro, pueden contener algunos electrones a través de la ionización de especies con potenciales de ionización por debajo del potencial de ionización del H, 13.6 eV. A densidades más bajas, $n < 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, la tasa de enfriamiento por CII a $158 \mu\text{m}$ es importante. A altas densidades el enfriamiento a través de la fina estructura de la línea a 63 y $145 \mu\text{m}$ de OI es importante.
2. En regiones moleculares, lejos de la radiación incidente, el principal medio de enfriamiento es el CO. Las líneas de CO generalmente son ópticamente espesas. Para estimar la tasa de enfriamiento hay que modelar la excitación mediante transferencia radiativa. Según el estudio de Goldsmith & Langer (1978), tomando como hipótesis $10 \text{ K} < T < 60 \text{ K}$ y que $10^2 < n_{H_2} < 10^5 \text{ cm}^{-3}$ se obtiene para la ecuación de enfriamiento 2.3.1:

$$\Delta = 1,2 \cdot 10^{-23} n_3^{0,4} T_{30}^{0,5 + (\log n)/2} \quad (2.3.17)$$

donde $n_3 = n_{H_2}/10^3 \text{ cm}^{-3}$ y $T_{30} = T/30$

2.4. Procesos químicos

Existe una variedad de procesos que conllevan la formación de moléculas en el medio interestelar. Se pueden agrupar en reacciones que ocurren únicamente en fase gas y las que ocurren en las superficies de los granos de polvo.

Los procesos que se estudian a continuación son en fase gas como los de formación-ligadura, como la asociación radiativa. La fotodisociación, recombinación disociativa y disociación colisional son del tipo fase de gas pero sufren procesos de destrucción en los que se fragmentan especies en otras más pequeñas. Del mismo modo, reacciones ión-molécula, de transferencia de carga, neutro-neutro, etc. son en fase gas. A continuación se presentan los procesos químicos que se producen en las PDRs.

2.4.1. Procesos químicos en las PDRs.

En las regiones de fotodisociación, la química y el balance térmico están regulados por los fotones ultravioleta lejanos FUV ($6eV < h\nu < 13,6eV$). El escenario mayormente aceptado es que una componente del gas extendido, con densidades medias de 10^{4-5} cm^{-3} , causa la estratificación química vista perpendicularmente al frente de disociación debida a la atenuación del campo UV. Se producen reacciones altamente endotérmicas, con grandes barreras de activación. Los fotones mantienen al hidrógeno y al oxígeno atómico y al carbono en forma de CII.

La química que se produce en los bordes de las PDRs calientes es similar a la química de las nubes difusas y a la de las regiones frontera de las nubes moleculares con las regiones neutras. En las regiones más calientes de las PDRs se producen algunas de las reacciones que en nubes difusas y en las regiones frontera de las nubes moleculares casi no se producen. Esto es debido a la existencia, en esas zonas calientes de las PDRs, de las energías de activación necesarias para que se produzcan. Otra diferencia con esas zonas es que los efectos dependientes del tiempo son importantes cerca del frente de disociación, donde la alta intensidad del campo FUV provoca la fotodisociación.

Se presentan a continuación las reacciones químicas que se pueden producir. En los procesos radiativos se tiene:

- Fotodisociación: fotón + molécula AB = átomo A + átomo B.
- Asociación radiativa: Átomo A + átomo B = fotón + molécula AB.
- Recombinación disociativa: ión A^+ + electrón = átomo C + átomo D.

En los procesos colisionales:

- Ión - molécula: ión A^+ + átomo B = ión C^+ + átomo D.
- Recombinación asociativa: ión A^- + átomo B = molécula AB + electrón.

- Transferencia de carga: ión A^+ + átomo B = átomo A + ión B^+ .
- Neutro - neutro: Átomo A + átomo B = átomo C + átomo D.
- Asociación colisional: átomo A + átomo B + átomo C = molécula AB + átomo C.
- Disociación colisional: molécula AB + átomo C = átomo A + átomo B + átomo C.

Estos dos últimos no se suelen producir en el medio interestelar. Los procesos y las reacciones químicas anteriores se producen, fundamentalmente, dependiendo de la zona de la PDR en la que se esté y del átomo / molécula reactante.

A continuación se presenta un análisis de las principales reacciones que se pueden dar en cada zona de la PDR.

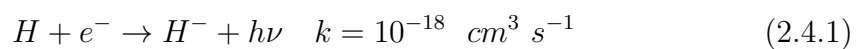
Procesos en la interfaz HII / HI.

En el frente de ionización el gas neutro se mueve lentamente en la PDR, se ioniza en el frente de ionización y fluye hacia la región HII. En esta zona se produce un incremento de las tasas de reacciones con electrones e iones debido al mayor grado de ionización. El grosor de esta superficie de separación HII / HI es mucho más pequeña que la propia región HII.

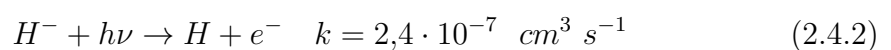
Tanto en esta región como en las dos siguientes (pero en menor grado a mayor extinción visual) los procesos de fotodesorción y sublimación se producen. Al ser la radiación FUV incidente muy alta, la probabilidad de la eyección de una partícula del grano por la absorción de un fotón es muy alta. La acción de los fotones FUV provocan que los elementos volátiles sean agregados al gas en estado ionizado.

A continuación se exponen ejemplos de reacciones características que se pueden desarrollar en esta región para los elementos más abundantes.

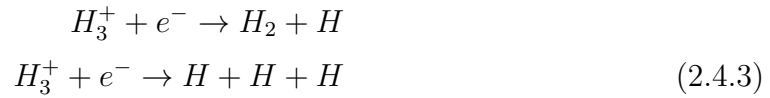
- Hidrógeno: El hidrógeno se encuentra en forma iónica (H^+ , H_2^+ , H_3^+) en esta capa y en trazas de H y H_2 dependiendo del balance de ionización. Se puede tener por asociación radiativa (A. G. G. M. Tielens, 2005):



Por fotodisociación:



Por recombinación disociativa:



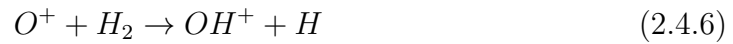
Por recombinación radiativa:



- Oxígeno: El oxígeno también se encuentra en forma iónica con trazas de OI. Debido a la alta abundancia de H^+ se produce por transferencia de carga:



Se puede producir a continuación mediante asociación radiativa:



Por recombinación disociativa:



A temperaturas altas > 1000 K, por recombinación disociativa:



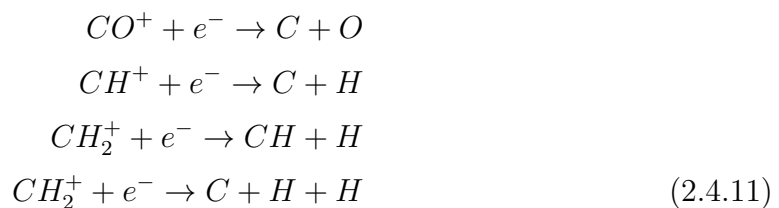
- Carbono: Por fotoionización el carbono se ioniza:



Por asociación radiativa se puede obtener:



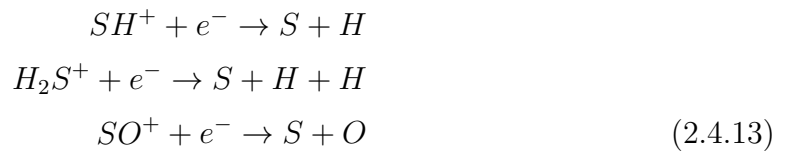
Por recombinación disociativa:



- Nitrógeno: El nitrógeno por fotoionización no se ioniza, que al igual que el O permanecen neutros, ya que como el H es el elemento más abundante, sólo las especies con potenciales de ionización < 13.6 eV serán ionizadas eficientemente, tal como el C^+ . El nitrógeno es poco reactivo.
- Azufre: El azufre ionizado se mantiene como el más abundante de los componentes sulfurados puesto que S_I se ioniza por la absorción de fotones UV (el potencial de ionización del azufre es 10.36 eV, frente al del carbono de 11.2603 eV) y por la transferencia de carga como por ejemplo:



La abundancia de los iones SH^+ , H_2S^+ y SO^+ disminuye ya que se destruyen por recombinación. Las reacciones con OH y las de abstracción decaen al escasear los reactantes.



- Silicio: Por la alta radiación FUV, parte del silicio que reside en los granos es inyectado al gas, bien por fotodesorción o por sublimación. La fotodesorción responde a:



dónde Si: representan los átomos de silicio que se encuentran adsorbidos en la superficie del grano.

Procesos en la región atómica predominante en HI.

Debido a la alta incidencia del campo FUV, las reacciones de fotodestrucción, tales como la fotodisociación, fotoionización, asociación radiativa, recombinación disociativa y la disociación colisional en menor grado, se suceden manteniendo las especies atómicas en su mayoría como el HI, el oxígeno, carbono, azufre, etc. En esta región se produce un aumento de las tasas de las reacciones endotérmicas y con barrera de activación (neutro-neutro en particular), gracias a la mayor temperatura del gas y a la presencia de moléculas y átomos en estados excitados debidas a las reacciones de fotodestrucción producidas anteriormente. Es importante la presencia de H_2 en estados vibracionalmente excitados (H_2^*), como resultado de la excitación electrónica inducida por la radiación y de la posterior desexcitación. Se producen, por tanto, reacciones de *abstracción* con otros átomos

neutros e ionizados. Reacciones tipo división asociativa, recombinación disociativa, ión-molécula, asociación colisional y neutro-neutro tienen lugar. Por ejemplo, fotoelectrones de PAHs y de los granos calientan las masas de gas desde 85 K (Hogerheijde et al. 1995) hasta más de 500 K en el frente de disociación (Allers et al. 2005) y desexcitaciones colisionales de H_2 vibracionalmente excitado provoca que la temperatura de la superficie pueda subir de 1000 K. Esta zona predominante en HI engloba un recinto delimitado por extinciones visuales de 0.2 (frente de ionización) a 1 mag. (frente de disociación). A continuación se exponen ejemplos de reacciones características que se pueden desarrollar en esta región para los elementos más abundantes.

- Hidrógeno: El Hidrógeno se encuentra en forma atómica en esta capa y en trazas de H_2 . El H permite muchas reacciones con otros elementos. Esto permite que se inicien reacciones de abstracción, muy endotérmicas, con otros átomos neutros (X) o ionizados (X^*):



Los iones H^+ , H_2^+ y H_3^+ se producen: el primero se puede producir por fotodisociación del ion carbónico CH^+ ,



el segundo por fotodisociación de algunos iones oxigenados (H_2O^+ , H_3O^+)



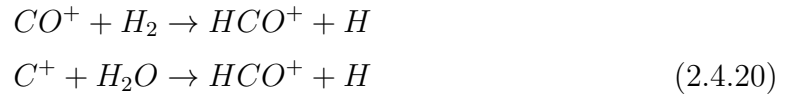
y el tercero mediante la reacción:



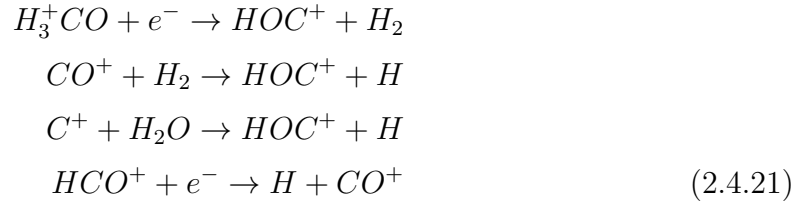
- Oxígeno: El alto campo UV que se recibe en esta región mantiene todo el oxígeno en forma atómica. El oxígeno atómico reacciona con trazas de hidrógeno molecular para formar OH. Posteriormente el OH puede ser fotodisociado. Varias especies pueden reaccionar con C^+ y formar CO^+ . Aunque el oxígeno atómico no puede ser fotoionizado por los fotones FUV, sí que genera una pequeña cantidad de O_{II} por el impacto de los rayos cósmicos o por intercambio de carga con protones:



En esta capa, HCO^+ se crea mediante las reacciones:



También se puede producir su isotopómero HOC^+ , que se transformaría en HCO^+ al colisionar con H_2 . Por recombinación disociativa se pueden destruir ambos isotopómeros.



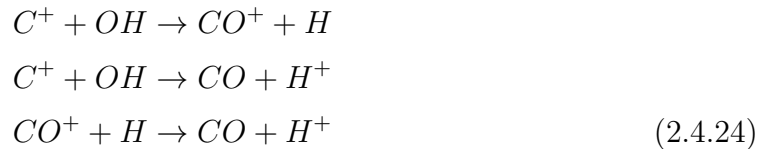
- Carbono: A bajas extinciones visuales, la mayor parte del carbono se encuentra según C^+ . Reaccionando con H_2 forma CH^+ . Mediante reacciones de abstracción encadenadas se producen cationes CH_n^+ en abundancia. Por recombinación se producen pequeños radicales CH_n . El carbono atómico aparece por la recombinación disociativa de CII , CH^+ y CH_2^+ y por la fotodisociación de los hidrocarburos CH_n .



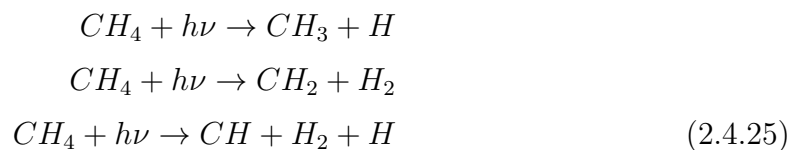
La formación de CO^+ se produce mediante:



En esta región se encuentra también abundante CO formado a partir de CII y OH bien directamente, bien indirectamente, a partir de CO^+ :

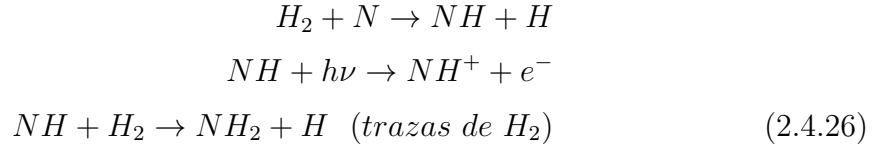


Los hidrocarburos y los PAHs son fácilmente fotodisociados por la radiación UV:

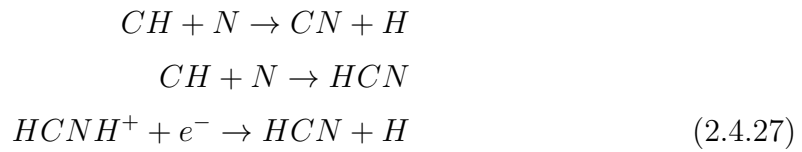


- Nitrógeno: En esta capa la mayoría del nitrógeno del gas es atómico. Su química

es similar a la del carbono. Por reacciones de abstracción se forma NH y de la fotoionización de este, NH⁺. Por sucesivas reacciones de abstracción se producen NH_n y NH⁺.



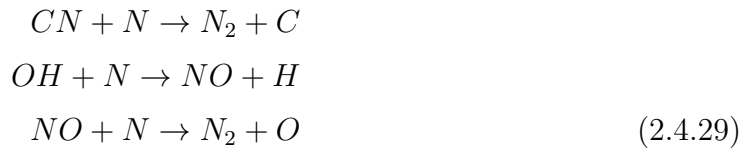
En esta región CN y HCN se generan por dos vías: la reacción de N I con radicales CH_n y la recombinación disociativa de HCNH⁺.



HCN y CN se destruyen principalmente por fotodisociación, lo que, en el primer caso, resulta en una fuente de CN adicional.



A mayores extinciones visuales, la fotodestrucción es menos abundante y CN aumenta su abundancia. El nitrógeno molecular se empieza a formar:



En regiones cercanas a la capa de transición H I/H₂, la mayor parte del carbono queda en forma de CO, lo que perjudica la formación de CN y HCN. CN se destruye en reacciones con átomos de nitrógeno y de oxígeno además de por fotodisociación.

- Azufre: En esta región la mayoría del azufre está en forma de S⁺. Por reacciones de abstracción se producirán hidruros como H₂S⁺, SH, SH⁺ o H₂S.



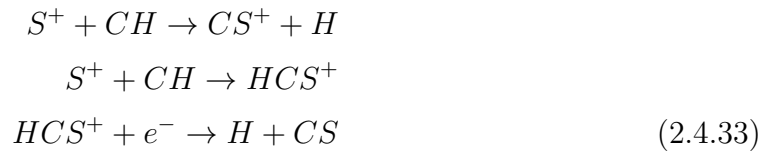
Mediante disociación se pueden destruir, tal como:



Por reacciones con OH se obtendrán SO, SO₂ y SO⁺.



Por reacciones con CH se puede obtener CS⁺ y HCS⁺. Por recombinación disociativa de HCS⁺ se obtiene CS.

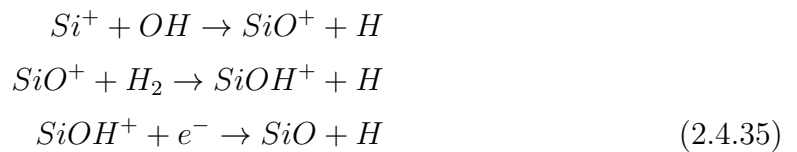


La vía de formación de SO y SO₂ es:

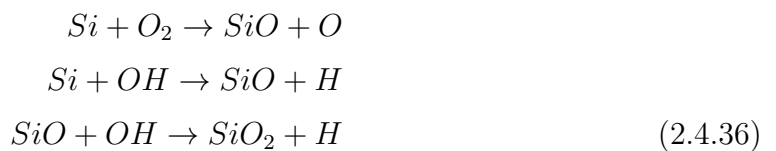


El SO₂ se destruye rápidamente. El principal mecanismo de destrucción es la fotodisociación. A profundidades mayores, la fotodestrucción de CS disminuye. Una vez que el carbono se ha hecho neutro, la producción de CS por recombinación disociativa de HCS⁺ disminuye.

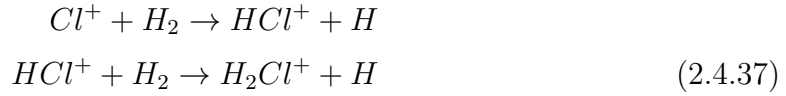
- Silicio: El silicio desorbido en la región anterior queda en forma SiII donde puede iniciar la formación de SiO según:



A extinciones visuales mayores, el silicio tiende a neutralizarse y las formas predominantes podrían ser el silicio atómico y SiO. Éste se podría formar según:



- Cloro:



- Fluor: La formación de CF^+ se puede producir mediante:



Y destruido por recombinación disociativa (Neufeld et al. 2006).



Procesos en la región de transición predominante en H_I/H_2 y otras especies de menor abundancia que pasan de neutras a moleculares. ($1 < A_v < 9$ mag)

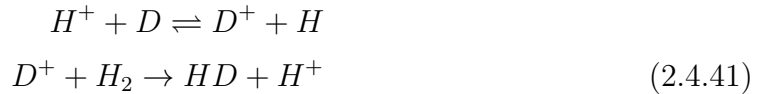
En PDRs donde $G_0/n \sim 1$, la localización del frente de disociación corresponde a una extinción visual de 2 mag. A esa profundidad óptica el autoapantallamiento del H_2 se produce y la transición de H a H_2 es rápida, suponiendo un estado de equilibrio. Las reacciones de abstracción no son importantes hacia el interior de la PDR al disminuir tanto la temperatura del gas como la abundancia de estados vibracionalmente excitados como el de (H_2^*). Tanto en esta región como en la anterior los procesos químicos en los que intervienen los granos de polvo son frecuentes. Los fotones FUV pueden iniciar reacciones fotoquímicas en los mantos de hielo de los granos. De la fotólisis de las moléculas que forman los hielos (H_2O , NH_3 , CO , CH_3OH) resulta a menudo un residuo orgánico no volátil de especies complejas muy oxigenadas o nitrogenadas. La radiación UV no sólo afecta a la química del gas y a los mantos de los granos por separado, sino que también favorece el intercambio material entre ambas fases mediante procesos de fotodesorción y sublimación, a lo que se contraponen el depósito del gas sobre los granos y la reformación de los mantos. La fotodestrucción de los PAH de tamaño intermedio es una fuente de carbono para el gas. La fotodisociación de moléculas saturadas conduce a radicales que pueden reaccionar después con otros compuestos. Además gracias a la energía que aportan los fotones UV (de varios eV) las reacciones pueden ocurrir por nuevas vías, tales como los procesos colisionales de recombinación, recombinación disociativa, desexcitación, asociación, disociación y neutro-neutro. Esta zona engloba extinciones visuales de 1 a 9 mag. En la zona más profunda, la transición $C^+/C/CO$ ocurre cuando el campo de radiación es lo suficientemente atenuado. La presencia de azufre neutro puede inter-

cambiar la carga con C^+ . En PDRs de altas densidades y campos de radiación, la alta temperatura conlleva a la formación de grandes cantidades de CO, $X(\text{CO}) \approx 10^{-4}$. A continuación se exponen ejemplos de reacciones características que se pueden desarrollar en esta región para los elementos más abundantes.

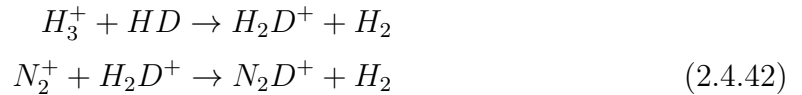
- Hidrógeno: La abundancia de los iones de hidrógeno disminuye rápidamente hacia el interior de la nube. A una extinción visual de 2 mag. ocurre la transición de hidrógeno atómico a molecular. El H_2 se forma en granos.



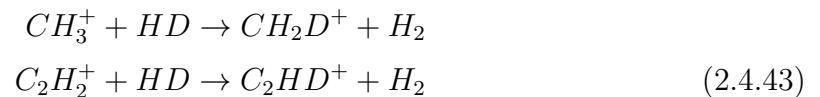
- Deuterio: Le Petit et al. (2002); Dalgarno et al. (1973) encontraron que HD se forma eficientemente en fase gaseosa, en una sucesión de reacciones iniciadas por la ionización del hidrógeno atómico por los rayos cósmicos. Cuando los protones se han formado, las reacciones que se suceden son:



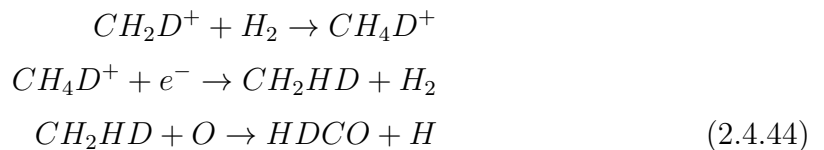
El H_3^+ es iniciador de las siguientes reacciones:



A extinciones visuales donde la temperatura cinética está comprendida en el intervalo $30 \text{ K} < T_k < 70 \text{ K}$ la eficiencia de la deuteración mediante CH_3^+ y $C_2H_2^+$ es alta.

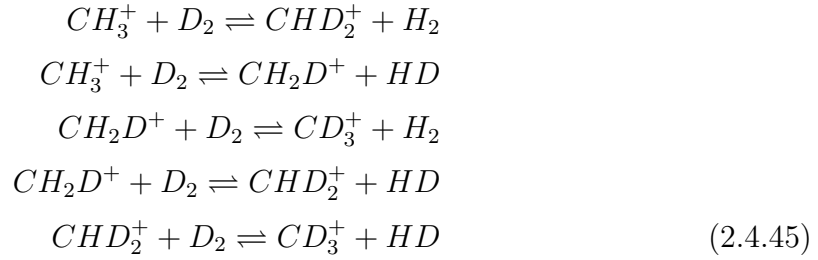


Según Roueff et al. (2007) se puede producir deuteración originada por CH_2D^+ obteniendo HDCO mediante las siguientes reacciones:



DCN se puede sintetizar a través de CH_2^+ . Por el contrario DNC se obtiene gene-

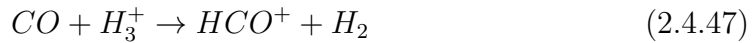
ralmente mediante el ión H_2D^+ . Asimismo se pueden obtener:



- Oxígeno: La creación de OH y de sus derivados en reacciones de abstracción decae y la producción de OII disminuye por la escasez de protones. El agua se produciría por recombinación disociativa de H_3O^+ .

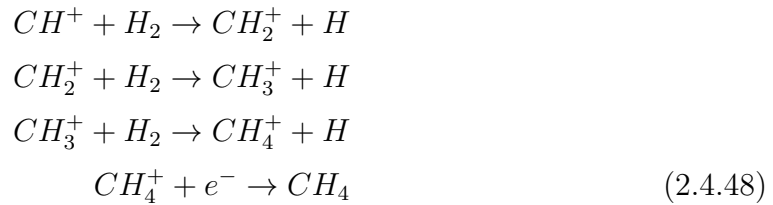


Los isotopómeros HOC^+ y HCO^+ , aunque en menor cantidad que en la región precedente, se producen mediante:

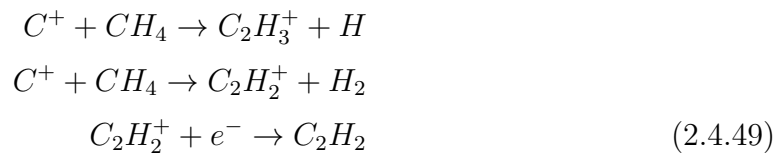


Excepto el oxígeno que forma parte del CO, fundamentalmente todo el oxígeno está en forma atómica hasta que se llega a una extinción visual de 8 mag que empieza a ocurrir la transición de atómico a molecular.

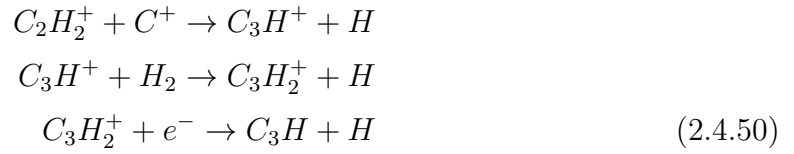
- Carbono: En esta capa de transición hacia la predominancia de especies moleculares, dónde ya el carbono queda en forma de monóxido de carbono, la fotodisociación de CO se produce por absorción en líneas, sin embargo el papel del autoapantallamiento es menor por ser inferior la abundancia del carbono. El campo UV ya no afecta con lo que ya no se produce la fotoionización del carbono atómico. A una extinción visual de 4 mag el C^+ se transforma en C y CO. El radical CH^+ puede reaccionar con H_2 de una manera consecutiva:



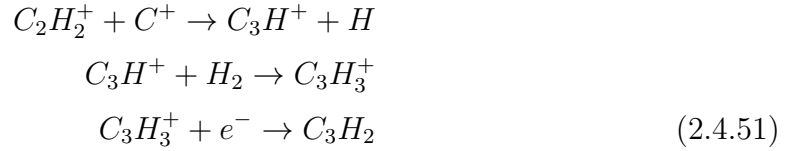
A extinciones bajas, donde el C^+ puede existir se pueden dar las reacciones:



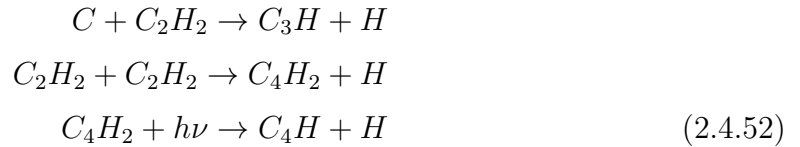
Asimismo:



O también:



Reacciones neutro-neutro son posibles también:



Las cadenas más largas pueden sobrevivir, pero las demás al fotodisociarse liberarían pequeñas cadenas como por ejemplo C_2 , C_2H_2 , etc. Éstas reaccionan con las especies presentes en el gas formando pequeños hidrocarburos como C_4H o $c-C_3H_2$.

- Nitrógeno: La mayor parte del carbono ha quedado en forma de CO, lo que perjudica la formación de CN y HCN. Se encuentra en esta región de transición nitrógeno molecular. El CN proviene de la recombinación disociativa de $HCNH^+$, del HCN fotodisociado y de la combinación del nitrógeno con OH:



Si existe C_2H_2 se puede obtener cianoacetileno con una tasa de $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ a 10 K:

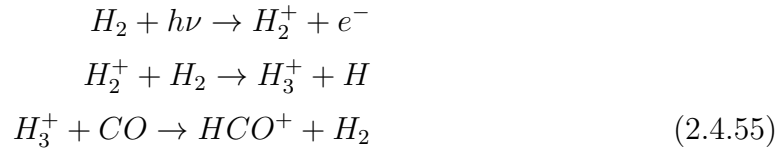


- Azufre: Debido a que estamos profundos en la nube, la extinción visual es alta, la abundancia de SO y SO_2 aumenta y supera la de azufre atómico, debido a que la foto destrucción es menor. El átomo de azufre puede mantenerse ionizado en gran parte de esta zona, dependiendo de la A_v y G_0/n , debido a su bajo potencial de ionización.

Procesos en la región con $A_v > 10$ mag. Química de nube oscura.

En esta región las reacciones de fotodestrucción disminuyen radicalmente. La densidad y la temperatura son bajas. La poca energía de los elementos reactantes no permite las reacciones endotérmicas (dadas en las zonas anteriores) o las que necesitan de energía de activación alta. La abundancia de los iones de hidrógeno está regulada por la ionización que inducen las partículas de alta energía de los rayos cósmicos o los rayos X. Los rayos cósmicos directamente ionizan un átomo o molécula a través de colisiones (Abel et al. 2008; Dalgarno et al. 1999). Los electrones eyectados a través de las colisiones de rayos cósmicos son lo suficientemente energéticos para producir segundas ionizaciones. Ambos procesos son fundamentales en el calentamiento de las zonas profundas de las PDRs. Los rayos cósmicos pueden excitar átomos y moléculas. Las más importantes H y H₂, cuyas desexcitaciones producen una pequeña radiación UV que puede disociar / ionizar el medio de alrededor. En general la abundancia de iones ha disminuido abruptamente, con lo que las reacciones de tipo radiativo prácticamente son mínimas. Asociación, recombinación, recombinación disociativa, disociación, transferencia de carga y neutro-neutro se producen. A continuación se exponen ejemplos de reacciones características que se pueden desarrollar en esta región para los elementos más abundantes.

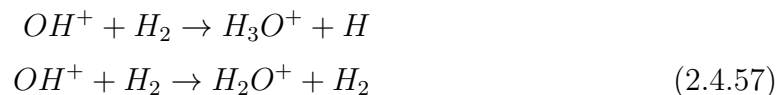
- Hidrógeno: La abundancia de los iones de hidrógeno está influenciada por la ionización de los rayos cósmicos.



- Oxígeno: La química del oxígeno se inicia de la misma manera que en nubes oscuras. El oxígeno se transforma en OH y H₂O a través de la reacción de H₃⁺ con O.



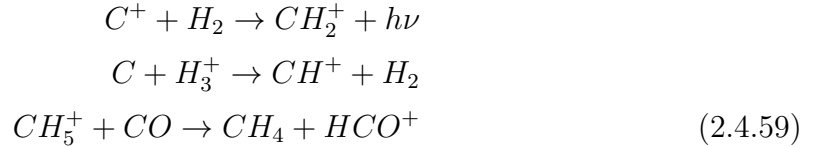
De OH⁺ se forma H₃O⁺ en sucesivas reacciones de abstracción. A partir de H₃O⁺, por recombinación disociativa, OH y H₂O. El oxígeno molecular y el agua se hacen abundantes al disminuir las tasas de fotodisociación y lo mismo ocurre con HCO⁺ por ser menos frecuente la recombinación. El agua y el oxígeno molecular se pueden depositar sobre los granos, lo que reduce sustancialmente sus abundancias en fase gaseosa.



- Carbono: El impacto de los iones He^+ , producidos por los rayos cósmicos, sobre CO produce C^+ . Además C se puede producir por transferencia de carga:

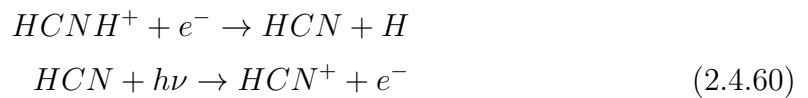


La formación de hidruros carbónicos se produce mediante:



- Nitrógeno: En esta región, típica de las nubes oscuras, el nitrógeno está principalmente en forma molecular N_2 . El nitrógeno atómico no acepta un protón de H_3^+ a bajas temperaturas. N reaccionará con OH para formar NO, que reaccionará otra vez con N para formar N_2 que es lo que principalmente abunda a extinciones mayores de 10 mag, (A. G. G. M. Tielens, 2005). Es una molécula muy estable. N_2 puede reaccionar con H_3^+ para formar N_2H^+ , que disociativamente se recombina otra vez para formar N_2 . Los átomos sueltos de N estarán disponibles para formar HCN y NH_3 . La reacción en fase de gas para formar NH_3 todavía no está bien comprendida. En este caso, el mecanismo de formación dominante del amoniaco es la hidrogenación de los átomos de nitrógeno en la superficie de los granos.

La abundancia de HCN desciende por la recombinación disociativa de HCNH^+ y se destruye principalmente por el impacto de rayos cósmicos. A mayores extinciones visuales, la abundancia de HCN excede la de CN.



2.5. Trazadores de PDRs

Las condiciones físico químicas de una PDR (en particular de cada zona interna) influyen en los tipos de trazadores (y sus valores) que se encuentran. La intensidad del campo de radiación y la extinción visual A_V juegan un importante papel en la detección de los trazadores. La abundancia de muchas especies va disminuyendo con la A_V . H_2O , HNC, CS, SO_2 , SO son moléculas que aumentan con la extinción visual, siendo casi inexistentes dentro de una PDR. Estas especies son muy sensibles a la A_V y por lo tanto, no son buenos trazadores de G_0 (por defecto). Las PDRs, las cuales reprocesan mucha de la energía de radiación emitida por estrellas jóvenes masivas, se enfrían mediante la

emisión infrarroja (submilimétrica) de las líneas atómicas y moleculares. Estas líneas junto a la emisión del polvo son parte de los trazadores que se usarán para obtener la estructura física y las condiciones de excitación. Se pueden encontrar diferentes trazadores como los atómicos, iones, hidrocarburos policíclicos aromáticos (PAHs), nitrilos, moléculas deuteradas y moléculas sulfuradas, entre otras. A continuación se presenta un análisis de los diferentes trazadores y los resultados obtenidos.

2.5.1. Atómicos

Tal como se vió en la sección 2.3.1, el enfriamiento de las PDRs generalmente sucede a través de una fina estructura de líneas de abundantes átomos e iones. En este caso, las líneas de CII $158 \mu\text{m}$ y OI $63 \mu\text{m}$ son intensas y sus valores pueden usarse como trazadores. El diagrama basado en las diferencias en densidades críticas y energías de excitación, hace que su relación sea un indicador de las densidades y las temperaturas en el rango de condiciones típicas de una PDR: desde 100 a 500 K y de 10^3 - 10^5 cm^{-3} . Ambas son líneas dominantes de enfriamiento y miden el calentamiento total del gas. La relación CII / OI aumenta cuando aumenta la densidad o cuando disminuye el campo de radiación FUV. Ésta se puede determinar directamente de las observaciones, con lo que la densidad y el campo de radiación puede ser estimado. Las intensidades absolutas de la estructura atómica fina de las líneas pueden ser usadas para la obtención de las condiciones físicas. La línea CII domina los procesos de enfriamiento para $G_0 \leq 10^3$. La línea de OI es más predominante a más altos G_0 . En general, la intensidad de la línea está en el intervalo de 10^{-2} - 10^{-3} del total de intensidad del continuo infrarrojo lejano. La línea CII aumenta con el aumento del campo de radiación a bajos G_0 . CII a $158 \mu\text{m}$ es la línea predominante de enfriamiento en el ISM neutro caliente (Dalgarno & McCray 1972). Emite principalmente desde las capas superficiales de las PDR, donde está incidiendo la radiación FUV proveniente de las regiones HII. OI a $63 \mu\text{m}$ se emite principalmente del gas denso y caliente. Es la segunda línea de enfriamiento. CII y OI son emitidas de las superficies de las PDR.

Se presentan a continuación 2 imágenes obtenidas de Hollenbach et al. (1991) que presentan una comparación de las intensidades de línea observadas y calculadas de CII a $158 \mu\text{m}$ (en la imagen izquierda) y de OI a $63 \mu\text{m}$ (en la imagen derecha). En abscisas se indica el campo incidente FUV, G_0 y en ordenadas la intensidad. En las figuras aparecen diferentes símbolos que representan diferentes PDRs asociadas con regiones HII (cuadrados), con nebulosas planetarias, nebulosas de reflexión y nubes oscuras (triángulos) y núcleos galácticos (círculos). La línea punteada indica la eficiencia del 3% a la hora de convertir la energía incidente FUV en enfriamiento del gas. Se aprecia en la figura de la izquierda que las observaciones cerca de las regiones HII, nebulosas planetarias,

nebulosas de reflexión son consistentes con la emisión de PDRs con $n_0 \simeq 10^3\text{-}10^5 \text{ cm}^{-3}$, $G_0 \simeq 10\text{-}10^5$ y factor de llenado del haz la unidad.

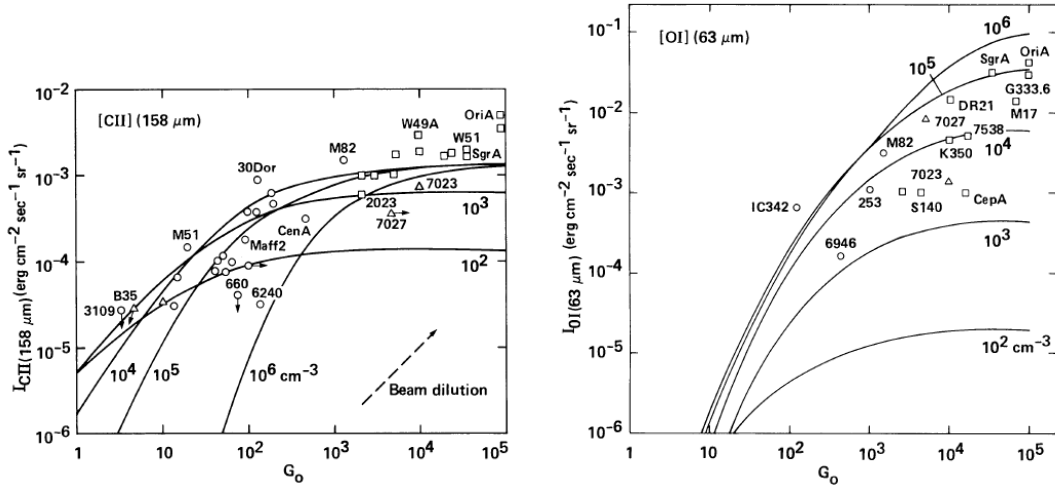


Figura 2.5: Intensidad de CII (izquierda) y de OI (derecha) en función de G_0 . Figuras obtenidas de Hollenbach et al. (1991).

Los puntos observados asumen un factor de llenado unidad. Las fuentes representadas por cuadrados poseen factores de llenado la unidad o mayores. Mientras que las galaxias externas (círculos) lo tienen menor que la unidad. A la hora de obtener y conocer cuáles son los trazadores atómicos de una PDR, aunque sean cualitativamente útiles las curvas anteriores, al presentar el diferente factor de llenado del haz, es preferible utilizar razones entre las intensidades de dos líneas o entre líneas y el continuo.

La relación $[CII] / [OI]$ provee un diagnóstico de la intensidad del campo FUV. NII es un trazador del gas difuso de baja excitación. Las líneas de emisión de OI ($63 \mu\text{m}$ y $145 \mu\text{m}$) y las de CII $157 \mu\text{m}$ son trazadores de PDR. La relación $[CII] 157 \mu\text{m} / [NII] 122 \mu\text{m}$ también es indicadora de PDR cuando su valor es significativamente más alto que en el gas ionizado, indicando que la mayoría del CII proviene de las PDRs.

2.5.2. Iones

CO^+ es un ión reactivo que sólo puede sobrevivir en capas altamente ionizadas de las PDR y en XDRs. Se ha encontrado en la NGC 7027, M17, en la barra de Orion, en Monoceros R2, S140 y NGC 2023, todas ellas prototípicas regiones de fotodisociación. Según Fuente et al. (2008a) se han encontrado grandes abundancias de los iones reactivos CO^+ , HCO^+ y HOC^+ en el núcleo de la galaxia starburst M82. Se comprobó que la emisión proviene de la densa PDR incluida en la M82 ($n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Fuente et al.

(2006) obtuvieron un valor de 40 para la relación $[\text{HCO}^+]/[\text{HOC}^+]$, significando que se encuentran en gas molecular ionizado por fotones ultravioletas.

Altas razones de $N[\text{CO}^+]/N[\text{HCO}^+]$ indican que nos encontramos en una PDR. Tomando como hipótesis una relación $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ de 89, los valores de la relación $N[\text{HCO}^+]/N[\text{HOC}^+]$ entre 44 y 136 son indicadores de PDR. En nubes densas se encuentran valores mayores, del orden de 2000-6000.

CH^+ y SH^+ trazan regiones con alta iluminación FUV. Las anchuras de líneas son diferentes no por las diferentes condiciones de excitación, sino por la diferencia en la química de ambos iones (Nagy et al. 2013) o porque se originan en flujos creados por fotoevaporación de clumps (Gorti & Hollenbach 2002; Mackey & Lim 2010).

CF^+ traza también las capas expuestas a la radiación UV. Los modelos actuales de su química predicen que CF^+ es el segundo más importante reservorio de fluor (después de HF) en las regiones donde C^+ es abundante (en el medio interestelar ya que es un trazador del gas neutro donde CO no se ha formado todavía) (Langer et al. 2010). Su densidad de columna es proporcional a la abundancia de fluor, como en la nebulosa Cabeza de Caballo (Guzmán et al. 2012). La destrucción de CF^+ está dominada por recombinación disociativa con electrones.

Las reacciones ion-molécula, como por ejemplo con los cationes C_2H^+ y C_3H^+ , son precursoras de la formación de pequeños hidrocarburos. Se han detectado series de líneas de la cadena lineal $l\text{-C}_3\text{H}^+$. C_3H^+ es un intermediario esencial en la síntesis en fase gaseosa de hidrocarburos a través de reacciones ion-molécula. $l\text{-C}_3\text{H}^+$ presenta un espectro rotacional simple con transiciones $J+1 \rightarrow J$.

2.5.3. PAHs

Los hidrocarburos ^V policíclicos aromáticos son cadenas largas formadas por átomos de carbono e hidrógeno. Suelen ser moléculas planas con átomos de carbono situados en los vértices de las configuraciones de panal de abeja y los átomos de hidrógeno en los bordes. Los enlaces covalentes entre ellos y con los cuatro electrones de valencia del carbono producen la estructura plana. En general, pequeños granos de polvo con 20 a 100 átomos de carbono son PAHs. Los PAHs son igualmente indicadores de regiones en donde existe radiación incidente UV. El espectro IR observado es muy característico de las especies aromáticas. Los PAHs son moléculas con lo que algunos de sus procesos físicos y químicos son distintos de los que se producen en el polvo. En particular la emisión infrarroja es debida a procesos donde la absorción de un fotón FUV lleva a excitación electrónica que se transfiere generalmente vibracionalmente y luego se irradia también mediante modos vibracionales de las especies. Los procesos de ionización y recombinación de los PAHs también difieren de los de los granos. La estructura de niveles de energía de los PAHs depende de su tamaño y estructura molecular. Los PAHs son semiconductores y sus propiedades ópticas en el rango del ultravioleta están dominadas por transiciones electrónicas y en el rango infrarrojo por transiciones vibracionales.

2.5.4. Hidrocarburos

La fotodisociación de los PAHs libera al gas pequeños fragmentos carbónicos (C_2 , C_3, \dots) que al reaccionar con las especies presentes en el gas (C^+ , H) pueden formar

^VLos hidrocarburos son los compuestos básicos de la Química Orgánica. Los hidrocarburos son compuestos orgánicos formados únicamente por átomos de carbono e hidrógeno. La estructura molecular consiste en una unión de átomos de carbono y átomos de hidrógeno. Las cadenas de átomos de carbono pueden ser lineales o ramificadas, y abiertas o cerradas. Los que tienen en su molécula otros elementos químicos se denominan hidrocarburos sustituidos. Los hidrocarburos se pueden clasificar en alifáticos y aromáticos. Los alifáticos, a su vez se pueden clasificar en alcanos, alquenos y alquinos según los tipos de enlace que unen entre sí los átomos de carbono. Las fórmulas generales de los alcanos, alquenos y alquinos son C_nH_{2n+2} , C_nH_{2n} y C_nH_{2n-2} . De acuerdo al tipo de estructuras que pueden formar, los hidrocarburos se pueden clasificar como:

- Hidrocarburos acíclicos, los cuales presentan sus cadenas abiertas. A su vez se clasifican en hidrocarburos lineales a los que carecen de cadenas laterales e hidrocarburos ramificados, los cuales presentan cadenas laterales.
- Hidrocarburos cíclicos ó cicloalcanos, que se definen como hidrocarburos de cadena cerrada. Éstos a su vez se clasifican como monocíclicos, que tienen una sola operación de ciclización o policíclicos, que contienen varias operaciones de ciclización.

Según los enlaces entre los átomos de carbono, los hidrocarburos se clasifican en hidrocarburos alifáticos, los cuales carecen de un anillo aromático e hidrocarburos aromáticos, los cuales presentan al menos una estructura que cumple la regla de Hückel (estructura cíclica, que todos sus carbonos sean de hibridación sp^2 y que el número de electrones en resonancia sea par no divisible entre 4).

pequeños hidrocarburos como C_2H , C_2H_2 , $c-C_3H_2$ y C_4H . La presencia de C_2H y $c-C_3H_2$ es habitual en los límites de las PDRs, mostrando una distribución de emisión similar. Sin embargo, la morfología de la emisión depende de los niveles de energía de la transición, con los máximos de las líneas más excitadas cerca del borde de la nube y las de menos excitación con picos dentro de la nube donde el gas está menos expuesto al campo de radiación FUV. Las altas abundancias detectadas de cadenas lineales pequeñas no pueden ser explicadas con modelos puros de fase de gas (Fuente et al. 2003; Teyssier et al. 2004; Pety et al. 2005). Propusieron que la fotoerosión de los hidrocarburos policíclicos aromáticos y pequeños granos de carbono podría contribuir a producir las pequeñas cadenas. Asimismo se pueden encontrar isótopos, isómeros e isotopómeros de la molécula tales como los detectados en la barra de Orión, ^{13}CCH , $C^{13}CH$, $c-C_3H_2$, $l-C_3H_2$, $l-H_2C_3$. Las observaciones y los modelos sugieren que la relación de densidades de columna

$$\frac{N[C_2H]}{N[c-C_3H_2]}$$

aumenta si aumenta el valor de χ/n_H ^{VI}. Se han observado valores de $\chi > 10^5$ en la zona ultracompacta HII de Monoceros R2, 10^4 en la barra de Orión, $6 \cdot 10^3$ en la galaxia starburst M82, $\chi = 1$ en nubes difusas. Se han obtenido valores de la relación de densidades de columna de 125 en la zona ultracompacta HII de Monoceros R2, 32 en la barra de Orión, 27 en la M82, 25 en NGC 7023, 20 en nubes difusas, 17 en la nebulosa Cabeza de Caballo, 9 en TMC1. Valores de la tasa por encima de 10 indican presencia de radiación UV ($\chi > 1$). Por encima de 30 manifiestan campos de radiación intensos ($\chi > 10^3$). La relación es mínima en fuentes muy apantalladas. En la tabla 3.6 de la página 79 se muestra la variación de las razones de densidad de columna de diversas moléculas en diferentes PDRs prototípicas. Se incluye asimismo los valores del campo de radiación.

También la relación de moléculas de hidrocarburos cíclicos a lineales es un indicador de la actividad fotoquímica. Valores altos de la relación manifiesta zonas apantalladas a la UV. Por el contrario, valores bajos son indicadores de regiones a alta χ . Esto es consistente con el esperado aumento de materia en la línea de mirada a medida que nos desplazamos una distancia d desde el borde de la PDR hacia zonas de picos moleculares, tal como expuso Arab et al. (2012). La emisión de los PAHs muestra las zonas atómicas

^{VI}La intensidad del campo de radiación incidente en una nube de gas puede variar desde el campo estándar ($\chi=Draine$) hasta $\chi \sim 10^7$ en regiones intensas de formación estelar (Hollenbach & Tielens 1997). Para un elemento $p(x, y, z)$ la intensidad de la radiación incidente $\chi(p)$ medida en unidades del campo de radiación de Draine (1978) se calcula con la siguiente ecuación

$$\chi(p) = \int_0^{4\pi} \chi_0(\theta, \phi) e^{-\tau_{UV} A_V(\theta, \phi)} \frac{d\Omega}{4\pi} \approx \frac{1}{N_l} \sum_{q=0}^{N_l} \chi_0(q) e^{-\tau_{UV} A_V(q)}$$

donde $\chi_0(\theta, \phi)$ es la magnitud de la intensidad del campo no atenuado (Draines) en la superficie de la nube en la dirección θ y ϕ y $\tau_{UV} = 3,02$ es un factor adimensional que convierte la extinción visual en atenuación ultravioleta. N_l es el número de píxeles uniformemente distribuidos en una esfera de radio unidad (Bisbas et al. 2012). La extinción visual $A_V(q) = A_{V_0} \int_0^L n_H dr$

de los bordes de las PDRs.

La relación

$$\frac{N[PAH]}{N[C^+ - H_2^* - hidrocarburos]}$$

es más intensa en zonas de alto UV (Pety et al. 2005). En las PDRs de bajo campo FUV las abundancias observadas de moléculas de hidrocarburos tales como C_2H , $c-C_3H_2$ o C_6H son mayores que las obtenidas en los modelos de gas puro. En este caso la existencia de correlación entre la emisión por los hidrocarburos y los PAHs sugiere que la erosión por fotones de PAHs y pequeños granos de hidrocarburos dominan la formación de moléculas de carbono. En cambio en zonas más intensamente irradiadas por FUV la situación no tiene porqué ser la misma. La molécula de gas alcanza mayores temperaturas, existen mayores abundancias de la molécula de H_2 excitada vibracionalmente y por tanto, se pueden producir reacciones endotérmicas y reacciones con barreras de energía de activación más eficientes. En general en regiones altamente irradiadas por FUV, para los hidrocarburos más complejos (los que tienen más de tres átomos de carbono), los modelos en fase gaseosa en estado estacionario no proporcionan un ajuste totalmente satisfactorio. Los modelos fotoquímicos que dependen del tiempo muestran que las abundancias obtenidas mediante el modelo estacionario difieren de las calculadas cuando se tiene en cuenta la evolución temporal (Cernicharo 2004).

2.5.5. Nitrilos

Nitrilos complejos como CH_3CN , CH_3NC , C_3N y HC_3N son detectables. La determinación de la relación isomérica entre ambas como

$$\frac{CH_3CN}{CH_3NC}$$

en PDRs es menor que la relación

$$\frac{HCN}{HNC} \sim 1$$

en el medio interestelar (Sarrasin et al. 2010; Mendes et al. 2012). La relación

$$\frac{HC_2NC}{HC_3N}$$

también es menor que uno. Razones altas de $[CN]/[HCN]$ del orden de 5 son indicadores de PDR, (Fuente et al. 2006). Este valor alto sólo se alcanza en las zonas más expuestas de la PDR a la radiación ultravioleta. Rodríguez-Franco et al. (1998) estudiaron y concluyeron que la molécula de CN se puede utilizar para estimar las condiciones físicas

del gas molecular que confina el material ionizado. Gratier et al. (2013) comprobaron que aunque CH_3CN es una cadena larga compleja, sus líneas son más brillantes en las PDRs que en los núcleos densos. Moléculas complejas como CH_3CN y HC_3N se detectan con facilidad en PDRs. En el caso de CH_3CN en regiones con baja iluminación FUV, su abundancia se explica por la fotodesorción o evaporación termal de los granos y a través del sputtering en choques.

2.5.6. Moléculas deuteradas

A pesar de las bajas abundancias de deuterio encontradas en el universo ($\text{D}/\text{H} \sim 10^{-5}$ (Linsky 2003)) se han observado abundancias altas asociadas con regiones frías tales como los núcleos pre estelares. Se han detectado moléculas como ND_3 , CD_3OH . Del mismo modo se encuentran en hot corinos debido a la evaporación de los granos. En las PDRs se detectan a su vez. En este caso su producción no proviene fundamentalmente de la evaporación de los granos, sino que las predicciones dadas por la química pura de fase gas a temperaturas $T \sim 50$ son consistentes con lo detectado (Parise et al. 2009) DCN , DCO^+ , HDCO , C_2D , DNC , CH_2DOH y HDO son ejemplos. En la barra de Orión, Parise et al. (2009) detectaron un clump con temperatura característica de 70 K, DCN cuya relación

$$\frac{\text{DCN}}{\text{HCN}} \sim 0,7\%$$

2.5.7. Otras moléculas

Moléculas tales como H_2O , CO_2 , CO , CH_3OH , CH_4 , NH_3 , HCO y H_2CO suelen formarse en las superficies de los granos o en fase gas. En las formadas en las superficies, se puede producir su desorción a fase de gas mediante procesos térmicos o no térmicos. En las PDRs los procesos térmicos (desorción termal y sputtering) dominan cuando nos encontramos con una PDR altamente iluminada por el campo FUV, tales como en la barra de Orión ($\chi=10^4$, Draine field). Para el formaldehído se deben alcanzar temperaturas de 45 K (Tielens & Allamandola 1987) y 80 K para el metanol (Green et al. 2009). Los procesos de desorción no térmicos, fotodesorción, dominan en las regiones de fotodisociación iluminadas por una baja intensidad del campo FUV, donde los granos del polvo están demasiado fríos para poder producirse la sublimación; caso de la PDR de la Cabeza de Caballo ($\chi=60$, Draine field, $n_H \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{polvo}} \sim 20 - 30 \text{ K}$). En este caso la abundancia del H_2CO respecto a los núcleos de hidrógeno es similar en el núcleo denso y en la PDR. Esto indica que los procesos que suceden en la superficie de los granos no contribuyen significativamente al valor de abundancia total que es reproducido por la química en fase gas. En cambio en la PDR el modelo de química en fase gas no

reproduce los valores de abundancia, los subestima. Hay que tener en cuenta la formación de formaldehído en la superficie de los granos de polvo y su siguiente fotodesorción a fase gas para poder explicar los valores detectados, ya que solamente la química de la fase gas no alcanza los valores encontrados (Guzmán et al. 2011). La relación de $[\text{HCO}]/[\text{H}^{13}\text{CO}^+]$ con valores de 3.6 indica que se está en una PDR, (García-Burillo et al. 2002). Moléculas como CO, OH no dependen del campo de radiación.

2.5.8. Moléculas sulfuradas

Bayet et al. (2009) indican que las moléculas sulfuradas son muy sensibles a los cambios en el campo de radiación lo que las hace buenas trazadoras del flujo FUV. Moléculas tales como H_2S o H_2CS muestran abundancias relativas linealmente disminuidas cuando aumenta el flujo FUV. Para las moléculas CS, OCS y SO_2 su reducción es mayor ~ 1000 . Sin embargo SO es menos sensible.

Parte II

Química en las regiones de formación estelar galácticas

Desde la antigüedad se está estudiando nuestra galaxia. En la Antigua Grecia, el astrónomo Demócrito (460 a. C.—370 a. C.) sugirió que el haz blanco en el cielo (ver figura 2.6) que vemos era en realidad un conglomerado de muchísimas estrellas demasiado tenues individualmente como para ser reconocidas a simple vista. Más tarde, en 1609 d. C. el astrónomo italiano Galileo Galilei hizo uso del telescopio y constató que Demócrito estaba en lo cierto, ya que adonde quiera que mirase, aquel se encontraba lleno de estrellas. De noche se ve como una borrosa banda de luz blanca alrededor de toda la esfera celeste. El fenómeno visual de la Vía Láctea se debe a estrellas y otros materiales que se hallan sobre el plano de la galaxia, como el gas interestelar.



Figura 2.6: Panorámica nocturna de la Vía Láctea vista desde la plataforma de Paranal, Chile, emplazamiento del telescopio gigante del ESO.

Actualmente se conoce que la galaxia se divide en el halo, disco y bulbo. El bulbo o núcleo galáctico se sitúa en el centro. Es la zona de la galaxia con mayor densidad de estrellas. En el halo se encuentran la mayor parte de los cúmulos globulares. Estas formaciones antiguas son reliquias de la formación galáctica. Lo más característico del disco son los brazos espirales, que según un estudio de 2013 sobre la distribución de cúmulos abiertos y regiones HII indicó que son 4: Escudo-Centauro, Perseo, Sagitario-Carina y el brazo Exterior. Este último sería en realidad el mismo que el brazo de Norma. Nuestro Sistema Solar se encuentra en el brazo Orión o Local, que forma parte del brazo espiral de Sagitario. Estas formaciones son regiones densas donde se compacta el gas y se da la formación de estrellas. Unos indicadores de los brazos espirales son las regiones HII. Una de las regiones más cercanas a nuestro sol e importantes de formación estelar dentro de nuestra galaxia es la zona de la constelación de Monoceros, situada al lado de la de Orión.

En esta parte de la tesis se presenta un estudio espectral de la UC HII en Mon R2.

Capítulo 3

Monoceros R2: Estudio espectral de la UC HII en Mon R2

Una de las regiones de formación estelar galácticas más estudiadas es la situada en la constelación de Monoceros. Monoceros R2 (Mon R2) se distingue claramente gracias a una cadena de nebulosas de reflexión que se extienden alrededor de 2° en el cielo. Estas nebulosas están asociadas con una nube molecular gigante que es una de las regiones intensas en formación estelar más cercana a nuestro sol. Este capítulo revisa las propiedades de la región. A continuación se presenta un estudio molecular en rango milimétrico de la región UC HII. Es la más cercana y la única que se puede resolver con telescopios de antena única. Se investiga la química molecular en la PDR alrededor de la región UC HII Mon R2.

3.1. Introducción

Mon R2 es una región de formación estelar compleja. Está a una distancia de 830 pc, (Herbst & Racine 1976).



Figura 3.1: Imágenes de Monoceros R2: a la izquierda, en visible obtenida del DSS2. A la derecha, en infrarrojos del telescopio VISTA en Paranal (Se han utilizado los filtros de banda Y a $1.02 \mu\text{m}$, J a $1.25 \mu\text{m}$ y K_S a $2.15 \mu\text{m}$.)

Se puede apreciar comparando ambas fotos de la figura 3.1 como en la imagen infrarroja de la derecha, las nubes de polvo que cubren la gran mayoría de la imagen de la izquierda se vuelven transparentes y una gran cantidad de estrellas jóvenes y sus outflow respectivos se hacen presentes.

Monoceros R2 alberga una región ultracompacta ¹ HII cerca de su centro creada

¹Las regiones UC HII se caracterizan por sufrir condiciones físicas y químicas extremas:

- radiación extrema ultravioleta tal que $G_0 > 10^5$ en unidades de campo UV Habing
- y densidades de gas a menudo mayores que $> 10^6 \text{ cm}^{-3}$

Las regiones ultracompactas HII están definidas como las regiones HII (regiones de gas ionizado) con un tamaño de sólo un año luz o menor (Churchwell 2002). Se espera que se expandan a velocidades del orden de la velocidad del sonido (10 km s^{-1}) hasta alcanzar el equilibrio en dimensiones de unos pocos parsec. En las regiones con una densidad de $n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, las regiones HII deben permanecer ultracompactas durante ~ 3000 años y sólo unas pocas docenas deben existir en la Galaxia.

Sin embargo, las observaciones sugieren que existen muchas más regiones UC HII y que su longevidad debe ser de uno a dos órdenes de magnitud mayor. Se han propuesto varios modelos para explicar esta *paradoja de su longevidad* pero todos tienen deficiencias. La paradoja podría resolverse si el gas molecular en el que se forma una estrella de tipo O fuese más denso y más caliente que lo previamente previsible, lo que resultaría en una esfera inicial de Stromgren mucho más pequeña de lo estimado originalmente. Esta sugerencia está apoyada por las observaciones que indican que, en núcleos de nubes moleculares densas, densidades de $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ y temperaturas de $\sim 100 \text{ K}$ no son atípicas (Rizzo et al. 2005). Los estudios de la física y la química de las regiones UC HII y de las PDR de su alrededor son pasos críticos para la comprensión de esta etapa evolutiva de una estrella.

Su comprensión es importante para distinguir los diferentes procesos en la formación de estrellas y en las regiones de fotodisociación irradiadas con alto UV. Las regiones UC HII se pueden utilizar como referente para el estudio de otros sistemas más complejos tales como las capas superficiales de los discos circunestelares y los núcleos de las galaxias starburst (intensas en formación estelar).

por la interacción de la fuente central de infrarrojos IRS1 (Wood & Churchwell 1989) con la nube molecular materna. Esta región UC HII es la más cercana y brillante de nuestra galaxia y la única que se puede resolver en milimétricas con telescopios de antena única. Por lo tanto es el caso de estudio óptimo para determinar las condiciones físicas y químicas de las regiones de formación de estrellas masivas.

El contenido molecular de esta región ha sido el objeto de varios estudios observacionales. La formación de la estrella B0V asociada a IRS1 creó un enorme flujo bipolar intenso en la molécula de CO (Meyers-Rice & Lada 1991), $\sim 15' = 3.6$ pc de longitud. Se ha comprobado actualmente que dicho flujo es una reliquia de la formación de la estrella B0V asociado a IRS1 (Massi et al. 1985; Henning et al. 1992). El mapa de CO 3 \rightarrow 2 demuestra que no hay fuertes choques en esa región, ni gas a alta velocidad, indicando que el flujo está inactivo. Las mayores velocidades del gas se detectan hacia IRS 3, lo que sugiere que esta joven estrella está asociada con un compacto ($<14''$) flujo bipolar (Giannakopoulou et al. 1997).

Otros estudios moleculares (Giannakopoulou et al. 1997; Tafalla et al. 1997; Choi et al. 2000; Rizzo et al. 2003, 2005) mostraron que la región UC HII está situada dentro de una cavidad delimitada por una nube molecular densa al sureste. El pico de esta formación molecular (MP) se encuentra en un desplazamiento ($+10'', -10''$) con respecto al pico del gas ionizado y tiene una densidad de columna de $2-6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

La detección de los iones reactivos CO^+ y HOC^+ mostraron una región densa dominada por fotones que rodea la región UC HII (Rizzo et al. 2003, 2005). Observaciones, realizadas mediante el telescopio espacial Spitzer, de PAHs (bandas infrarrojas medias) y de líneas rotacionales de H_2 revelaron una capa de gas molecular delgada ($n=4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $N(\text{H}_2)=1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$), caliente, con $T_k=574(\pm 20)$ K, entre la capa de gas ionizado y el gas molecular denso trazado por observaciones milimétricas anteriores (Berné et al. 2009). Se interpretó que esta capa molecular delgada no es uniforme, por las diferencias entre las distribuciones espaciales de emisión de las líneas rotacionales de H_2 y de los PAHs, consecuencia de las variaciones locales del campo UV y de la densidad. Constituye, de hecho, una cadena de PDRs con diferentes condiciones físicas.

Los resultados de los estudios anteriores indicando diferentes condiciones químicas en las distintas posiciones dentro de la región UC HII, han sido la base para el inicio de este trabajo. Las observaciones descritas en el apartado siguiente están dirigidas a caracterizar la química de las diferentes regiones para así obtener los trazadores y derivar conclusiones sobre la PDR.

3.2. Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio del IRAM de 30 metros en el Pico de Veleta (España) en julio de 2009.

Se hicieron observaciones a 3 y 1 mm en 3 posiciones seleccionadas que se esperaba que representasen diferentes condiciones físicas y químicas:

1. La posición IF (frente de ionización, el máximo del gas ionizado) y posición de la estrella ionizante IRS 1 en RA = 06h 07m 46.2s, DEC = -06° 23' 08.3" (J2000) que se toma como posición central.
2. Una posición cerca del pico de la cresta molecular MP ubicada en un desplazamiento de +15", -15" respecto al IF, denominado MP1.
3. Y el offset (0", +40") denominado MP2 que cubre la emisión extendida de los PAHs hacia el noroeste.

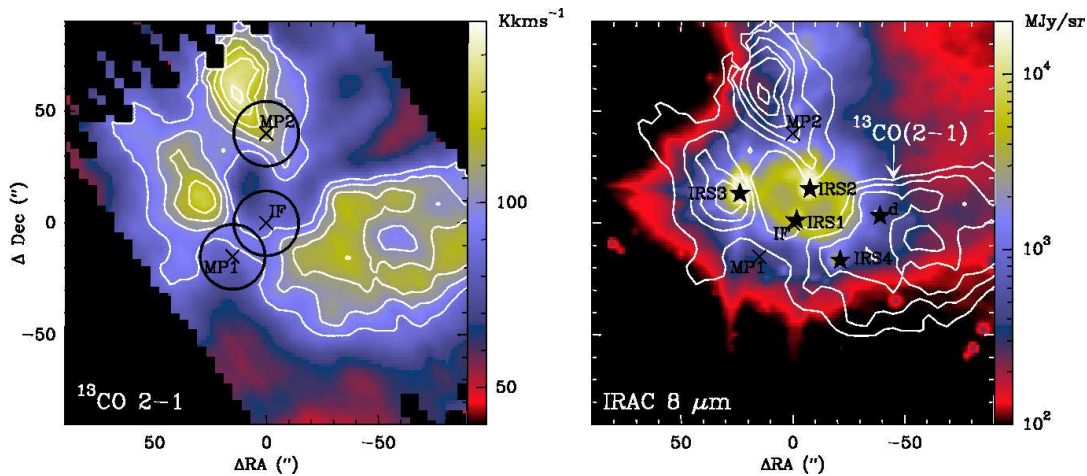


Figura 3.2: *Izquierda:* Mapa de intensidad integrada entre -5 y 15 km s⁻¹ de la línea ¹³CO 2→1 observada con el telescopio de 30 m del IRAM (el valor mínimo de la línea de contorno es 90 K km s⁻¹ y las siguientes en incrementos de 10 K km s⁻¹, de Pilleri et al. (2012a). Las tres posiciones observadas, IF, MP1, MP2, están indicadas. El haz a 3 mm del telescopio está indicado en cada posición. *Derecha:* Mapa IRAC a 8 μm de Mon R2. La emisión extendida está producida por las bandas de PAH a 7.7 μm. La figura muestra la existencia de una PDR extendida en la nube. Imágenes de Ginard et al. (2012).

Las posiciones (0", 0") y (+15", -15") constituyen un corte en el frente de ionización. La separación entre ellas es ~1.4 veces la mitad del haz del telescopio a 3 mm (ver figura 3.2). No tenía ningún sentido observar la posición (+10", -10") con la resolución angular

del telescopio de 30 metros a 3 mm (de 30" a 20" para 80 GHz - 116 GHz). La figura de la izquierda de la imagen 3.2 muestra la morfología de Mon R2 mediante la línea $^{13}\text{CO } 2 \rightarrow 1$ y la de la derecha, el continuo. Como era de esperar, según se aprecia en la imagen de la derecha de la figura 3.2, el máximo de la emisión a 8 μm se encuentra hacia la región HII y la estrella de infrarrojos IRS 3. La emisión extendida se detecta en toda la región HII que está asociada con la banda PAH en 7,7 μm . Esta emisión no se distribuye uniformemente alrededor de la región HII. Se extiende a una distancia de más de un minuto de arco de IRS 1 hacia el noroeste, mientras que disminuye muy rápidamente hacia el sureste. El offset (0", 40") se relaciona con la posición 3 de Berné et al. (2009). En esta posición la emisión de PAHs es la más intensa.

El receptor EMIR, del telescopio de 30 m, posee 4 bandas designadas por E090, E150, E230 y E330. Los números indican la frecuencia central, en GHz, aproximada. Mientras que las bandas E150 y E230 tienen mezcladores en SSB con una banda lateral disponible cada vez, las bandas E090 y E330 pueden ser operadas en 2SB con las dos bandas laterales (superior e inferior) disponibles simultáneamente. La banda E090 dispone además, de una tecnología que ofrece un ancho de banda de 8 GHz por banda lateral y polarización. De esta manera, se pudo observar simultáneamente los 8 GHz en la banda lateral inferior y los 8 GHz en la banda lateral superior, separados por un espacio de 8 GHz. El rechazo de la banda imagen se ha medido por el personal de IRAM siendo de ≈ 13 dB. Este modo de observación permite cubrir una banda de 16 GHz a 3 mm con una sola sintonización.

Inicialmente, se observó los 16 GHz con polarización única (desde 87.517 a los 94.942 GHz y desde los 103.197 a los 110.622 GHz) haciendo uso de la doble banda lateral del receptor de 3 mm (E090). Posteriormente, se completó el survey observando simultáneamente las bandas a 3 mm y a 1 mm (4 GHz a 3 mm y 4 GHz a 1 mm) y se integraron las dos polarizaciones. Los receptores a 3 mm y 1 mm de EMIR se centraron en 85.339 GHz y 217.937 GHz, respectivamente. En el receptor de 1 mm, se necesitó rechazar una de las polarizaciones, debido a la peor calidad de las líneas de base. Dos sintonías adicionales se utilizaron para observar las líneas de $\text{SO}^+ 9/2 \rightarrow 7/2$ (207.800 GHz) y de $\text{SO } 5_4 \rightarrow 3_2$ (206.176 GHz). Simultáneamente con las observaciones de estas líneas a 1 mm, se utilizó el receptor de 3 mm para obtener los espectros de alta resolución espectral de las líneas de $\text{HCO}^+ 1 \rightarrow 0$, $\text{HCN } 1 \rightarrow 0$, $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$, y de $\text{C}_4\text{H } 11 \rightarrow 10$ mostradas en la figura 3.3.

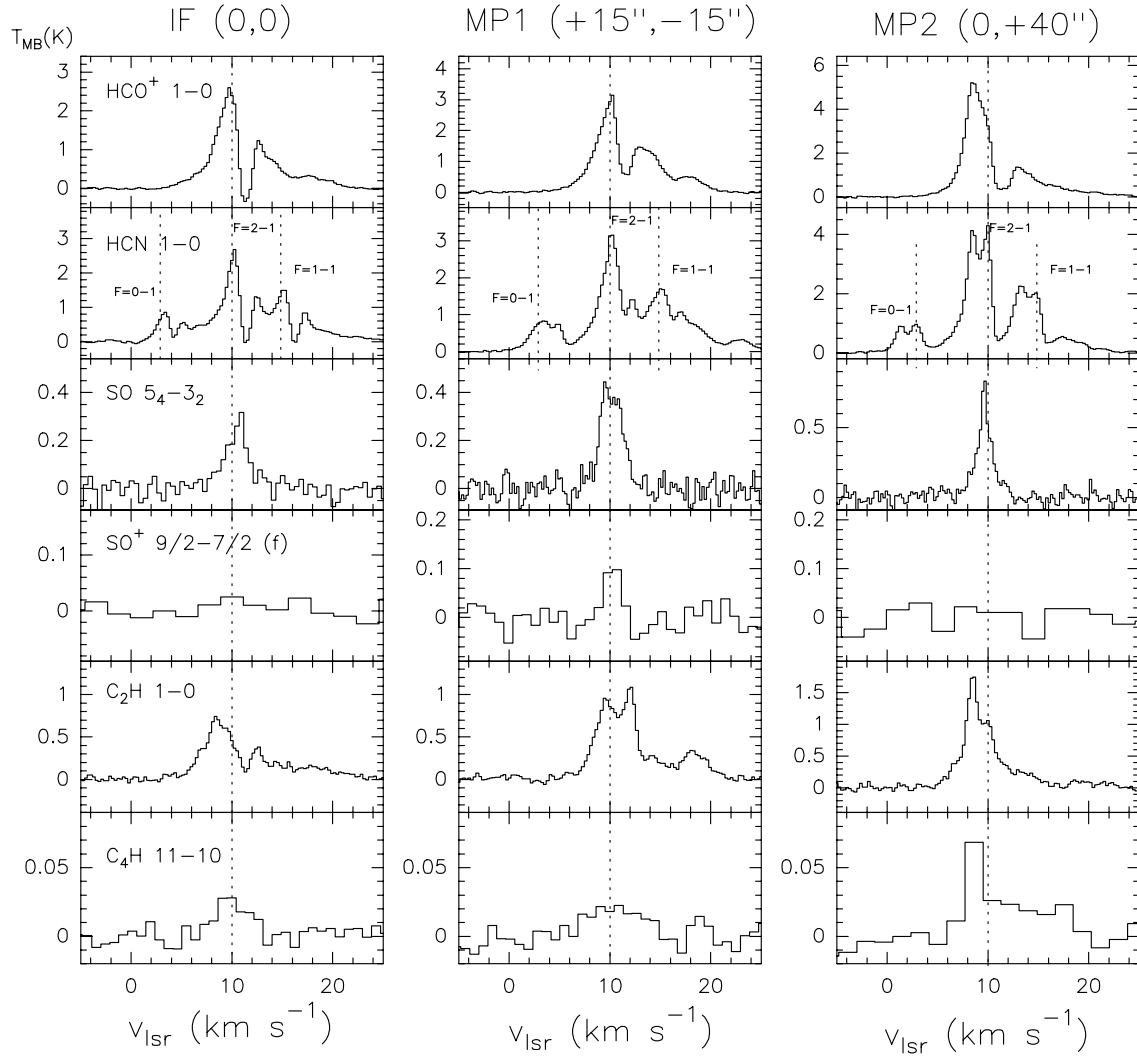


Figura 3.3: Espectro de alta resolución espectral observado con el telescopio 30 m en las posiciones $(0'', 0'')$, $(+15'', -15'')$ y $(0'', +40'')$. Todas las líneas se observaron con una resolución espectral de ~ 40 kHz. La resolución del espectro de las líneas $\text{SO}^+ 9/2 \rightarrow 7/2$ y el de $\text{C}_4\text{H } 11 \rightarrow 10$ ha sido degradado para obtener una más alta relación señal ruido. Espectros incluidos en Ginard et al. (2012).

Los rangos espectrales observados, HPBW, las eficiencias del haz del telescopio, el rms de las observaciones y el tiempo de integración se muestran en la tabla 3.1.

Tabla 3.1: Tabla resumen de las observaciones

Offset	Frec (GHz)	HPBW (")	η_{MB}	rms ¹ (mK)	t (min)
IF (0", 0")	[83.746, 87.461]	29	0.81	6	55
	[87.517, 91.232]	29	0.80	4	46
	[91.227, 94.942]	29	0.80	4	46
	[103.197, 106.913]	24	0.80	3	46
	[106.907, 110.622]	24	0.80	4	46
	[204.583, 208.294]	12	0.63	20	41
	[207.184, 210.900]	12	0.63	13	74
	[216.344, 220.059]	11	0.63	15	28
MP1 (15", -15")	[83.746, 87.461]	29	0.81	3	55
	[87.517, 91.232]	29	0.80	3	55
	[91.227, 94.942]	29	0.80	4	55
	[103.197, 106.913]	24	0.80	3	55
	[106.907, 110.622]	24	0.80	3	55
	[204.583, 208.294]	12	0.63	20	41
	[207.184, 210.900]	12	0.63	13	64
	[216.344, 220.059]	11	0.63	10	28
MP2 (0", +40")	[83.746, 87.461]	29	0.81	4	111
	[87.517, 91.232]	29	0.80	3	46
	[91.227, 94.942]	29	0.80	3	46
	[103.197, 106.913]	24	0.80	3	46
	[106.907, 110.622]	24	0.80	4	46
	[204.583, 208.294]	12	0.63	20	27
	[207.184, 210.900]	12	0.63	20	24
	[216.344, 220.059]	11	0.63	10	55

¹ rms en unidades de T_{MB} con WILMA (resolución espectral de 2 MHz).

El procedimiento de observación fue *position switching*^{II} con la posición de referencia situada en el offset (+400", -400"). Se comprobó que no hubiese emisión en esa posición. Para cubrir estos rangos espectrales se utilizó como backend el autocorrelador WILMA que proporciona una resolución espectral de 2 MHz. Esta resolución espectral no permite resolver las líneas a 3 mm y por lo tanto tenemos únicamente información de la intensidad integrada de las líneas. Algunas líneas se observaron simultáneamente con el autocorrelador Vespa, proporcionando una resolución espectral de ~ 40 kHz. Estos espectros de alta resolución espectral se muestran en la figura 3.3, y los parámetros para el ajuste Gaussiano a las líneas SO, SO₂, SO⁺, y C₄H se encuentran en la tabla 3.9 de la página 107. Todas las intensidades están en unidades de temperatura de brillo del haz

^{II}Uno de los modos de observación en el telescopio 30 m del IRAM es el *position switching*. En este modo el telescopio se mueve entre una posición ON y otra posición OFF. La posición OFF tiene que ser tal que esté libre de emisión y tan cerca como sea posible de la posición ON para así minimizar la influencia de las variaciones de la atmósfera. El procedimiento a seguir puede ser un único ON-OFF o por ejemplo, una serie simétrica de OFF-ON-ON-OFF. La última suele llevar a mejores líneas de base. Se ha usado *position switching* en vez de otros modos de observación como *wobbler switching* porque es el modo de observación adecuado para fuentes extendidas como la nuestra de Mon R2

principal (T_{MB}).

3.3. Identificación de líneas

Para identificar las líneas hemos usado 3 catálogos de líneas moleculares: el del Jet Propulsion Laboratory (JPL^{III}), CDMS^{IV} y el catálogo personal de José Cernicharo^V. Las observaciones se realizaron mediante receptores 2SB, con un rechazo de la banda imagen de ~ 13 dB. En las figuras 3.19, 3.23 y 3.27 de las páginas 113, 117 y 121, se muestra el espectro completo del survey. Se ven algunas líneas intensas de la banda de imagen. También se aprecian las líneas no identificadas (indicadas con la etiqueta *Unidentified*) tal que $\geq 4\sigma$. Se presenta en la tabla 3.10 de la página 108 una lista de las líneas detectadas ($\geq 3\sigma$), su identificación, sus frecuencias en las bandas señal e imagen (si es el caso) y las intensidades integradas. Ya que las líneas moleculares no están resueltas, los límites superiores a las intensidades integradas son $3 \times rms \times anchura\ del\ canal\ en\ velocidad$.^{VI} Los parámetros de ajuste Gaussianos de las líneas de recombinación se indican en la tabla 3.13 de la página 111.

En la posición central ($0''$, $0''$) hemos identificado 87 líneas de un total de 105 detectadas. El gran número de líneas de recombinación encontradas indica la presencia de gas ionizado. Se han encontrado una gran variedad de moléculas complejas que son típicas de nubes moleculares densas y calientes. En la posición MP1 se han detectado 101 líneas y todas, menos 5, han sido identificadas. En esta posición las líneas de recombinación son muy débiles. En la posición MP2 se han detectado 99 líneas con sólo 8 no identificadas. Tentativamente se ha detectado la línea $H_2CN\ 3_{0,2} \rightarrow 2_{0,2}$ en las posiciones MP1 y MP2. La molécula H_2CN fue primeramente detectada por Ohishi et al. (1994) en TMC1. Si se confirmase, esta región sería la segunda donde este radical se hubiese detectado y corroboraría que Mon R2 es una fuente con una química rica en carbono.

En la tabla 3.2 de la página 74, se muestra un resumen de las especies moleculares detectadas en el survey en las 3 posiciones. Se distingue entre las realmente detectadas y las detectadas tentativamente. Las tentativas corresponden a especies con una única línea detectada a $3-4\sigma$. En estos casos, se ha chequeado que no hubiesen otras líneas intensas (y no detectadas) de la misma especie dentro del rango espectral cubierto en el survey. En esta tabla 3.2 se han añadido por su importancia en la interpretación de la química de las PDRs, los iones reactivos CO^+ y HOC^+ previamente detectados por Rizzo et al.

^{III}(<http://spec.jpl.nasa.gov>)

^{IV}<http://www.astro.uni-koeln.de/cdms/catalog>

^VEn comunicación privada

^{VI}El error *rms*

(2003). Rizzo et al. (2003) no detectaron esos iones en la posición MP1, ni los buscaron en la posición MP2. Al igual que CO^+ y HOC^+ , se espera que el ión reactivo SO^+ tenga una abundancia fraccional muy baja en la zona apantallada de la nube. Se ha buscado SO^+ en cada una de las tres posiciones, pero únicamente se ha detectado en el MP. Se han detectado moléculas en las 3 posiciones. Algunas de ellas son conocidas por ser trazadoras de regiones de fotodisociación, tales como HCN , HCO , C_2H , $\text{c-C}_3\text{H}_2$, y C_4H . Otras como CH_3CN y CH_3OH , son moléculas complejas normalmente no encontradas en PDRs. Al final de la tabla 3.2 se presentan especies detectadas únicamente en las posiciones MP1 y MP2, tales como C_4H , HCO , SiO , C_2D , y SO_2 . Se han detectado, asimismo, cadenas de carbono sulfuradas C_2S en el MP2 y tentativamente en el frente de ionización IF. HNCO sólo se ha detectado en el MP. La detección de líneas de recombinación (que son trazadoras de regiones de gas ionizado) y moléculas complejas es consistente con la interpretación de que la región PDR es una región que se expande y envuelve a la zona UC HII tal como fue primeramente propuesto por Rizzo et al. (2005) y confirmado por Fuente et al. (2010) y por Pilleri et al. (2012a). Incluso en esta situación, se esperan encontrar más diferencias a causa de los diferentes campos UV incidentes y las distintas capas en las PDRs.

3.4. Observaciones de alta resolución: Detección de SO^+ y C_4H

En la figura 3.3 de la página 70 se muestra el espectro de las líneas $\text{HCO}^+ 1 \rightarrow 0$, $\text{HCN } 1 \rightarrow 0$, $\text{SO } 5_4 \rightarrow 3_2$, $\text{SO}^+ 9/2 \rightarrow 7/2$, $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$, y de $\text{C}_4\text{H } 11 \rightarrow 10$. Es la primera vez que se detecta SO^+ y C_4H en Mon R2. Estas líneas se observaron con la resolución de ~ 40 kHz del autocorrelador VESPA. Los ajustes Gaussianos a las líneas SO , SO^+ y C_4H se indican en la tabla 3.9 de la página 107. Hay diferencias significativas entre los perfiles de las líneas mostrados en la figura 3.3, lo que testifica la existencia de varios componentes gaseosos.

En la posición del frente de ionización IF, se muestra una absorción en las líneas $\text{HCO}^+ 1 \rightarrow 0$, $\text{HCN } 1 \rightarrow 0$ y $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$. Esta autoabsorción se presenta a una velocidad de $\sim 10.8 \text{ km s}^{-1}$, la cual es la velocidad central de la emisión de la línea $\text{SO } 5_4 \rightarrow 4_3$. Esto sugiere que la emisión de la línea de $\text{SO } 5_4 \rightarrow 4_3$ proviene de la nube alrededor de la región HII.

En la posición MP1, los perfiles de las líneas $\text{SO } 5_4 \rightarrow 4_3$ y $\text{SO}^+ 9/2 \rightarrow 7/2$ son más anchos y centrados en $\sim 10.0 \text{ km s}^{-1}$. El origen de estas alas es incierto. Las autoabsorciones que se ven en el IF, que se reproducen en la posición MP1, no son tan intensas.

Tabla 3.2: Moléculas detectadas.

IF (0'',0'')		MP1 (+15'',-15'')		MP2 (0'',+40'')	
Detectadas	Tentativas	Det.	Tent.	Det.	Tent.
CO ⁺					
HOC ⁺					
		SO ⁺			
¹³ CO		¹³ CO		¹³ CO	
C ¹⁸ O		C ¹⁸ O		C ¹⁸ O	
SO		SO		SO	
		¹³ CN		¹³ CN	
		C ¹⁵ N		C ¹⁵ N	
¹³ CS		¹³ CS		¹³ CS	
N ₂ H ⁺		N ₂ H ⁺		N ₂ H ⁺	
HCS ⁺		HCS ⁺		HCS ⁺	
HNC		HNC		HNC	
HCN		HCN		HCN	
H ¹³ CN		H ¹³ CN		H ¹³ CN	
HN ¹³ C		HN ¹³ C		HN ¹³ C	
HC ¹⁵ N		HC ¹⁵ N		HC ¹⁵ N	
DCN		DCN		DCN	
HCO ⁺		HCO ⁺		HCO ⁺	
H ¹³ CO ⁺		H ¹³ CO ⁺		H ¹³ CO ⁺	
C ₂ H		C ₂ H		C ₂ H	
c-C ₃ H ₂		c-C ₃ H ₂		c-C ₃ H ₂	
H ₂ CO		H ₂ CO		H ₂ CO	
HC ₃ N		HC ₃ N		HC ₃ N	
H ₂ CS		H ₂ CS		H ₂ CS	
CH ₃ CN		CH ₃ CN		CH ₃ CN	
CH ₃ OH		CH ₃ OH		CH ₃ OH	
CH ₃ C ₂ H		CH ₃ C ₂ H		CH ₃ C ₂ H	
	C ₄ H	C ₄ H		C ₄ H	
	C ₂ S			C ₂ S	
		HCO		HCO	
		SiO		SiO	
		C ₂ D		C ₂ D	
		SO ₂		SO ₂	
		HNCO			
			H ¹⁵ NC		
			H ₂ CN		H ₂ CN
			NH ₂ D		

De hecho, la línea $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$ presenta ambas alas con la autoabsorción en el máximo de la gaussiana.

Los perfiles de las líneas en la posición MP2 son más complicados (ver la figura 3.3) y de menor anchura que en las otras. Como en IF y MP1, en esta posición, se aprecia una autoabsorción en $\sim 10.8 \text{ km s}^{-1}$, la cual es la velocidad característica de la parte externa de la nube. La línea $\text{HCN } 1 \rightarrow 0$ también posee una autoabsorción en $\sim 9 \text{ km s}^{-1}$. Esta componente se ve en emisión en la línea $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$; asimismo es coincidente con el máximo de emisión de $\text{C}_4\text{H } 11 \rightarrow 10$.

Las líneas $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$ y $\text{C}_4\text{H } 11 \rightarrow 10$ tienen perfiles anchos, con un ala con corrimiento al rojo a velocidades de $\sim 18 \text{ km s}^{-1}$. Las semejanzas entre los perfiles de las líneas $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$ y $\text{C}_4\text{H } 11 \rightarrow 10$ confirman la interpretación que las dos especies tienen una química similar y provienen de la misma región. El origen de estas alas es incierto. Ya que se conoce que C_4H es abundante en PDRs de baja radiación UV y no se ha detectado en las alas de alta velocidad de los flujos bipolares (Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997), estas alas de alta velocidad pueden estar trazando la región de fotodisociación alrededor de la región HII (Pilleri et al. 2012a; Fuente et al. 2010). Sin embargo, la existencia de varios outflows en estas regiones dificulta la distinción del origen de la componente a alta velocidad del gas. El perfil de la línea de $\text{SO } 5_4 \rightarrow 4_3$ es Gaussiano y centrado en la velocidad sistémica sugiriendo que su emisión se origina en la nube densa.

3.5. Condiciones físicas del gas. Densidades de columna.

Para obtener densidades de columna precisas es importante tener una buena estimación de las condiciones físicas del gas. Para las especies C^{18}O , SO , ^{13}CN , SiO , C_2S , SO_2 , H_2CO , H_2CS , $c\text{-C}_3\text{H}_2$, HC_3N , C_4H , CH_3OH , CH_3CN , y $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, se han detectado varias transiciones y con ellas se ha podido realizar un estudio multitransicional. Se ha usado el método de los diagramas rotacionales (ver apéndice B sección B.4 de la página 220) para la obtención de las temperaturas de rotación y densidades de columna promediadas por el beam. La técnica se basa en la hipótesis de emisión ópticamente delgada para todas las líneas de las especies dadas. Para emisión ópticamente delgada, la intensidad integrada de cada línea es proporcional a la población del nivel superior de la correspondiente transición. En este caso, el diagrama rotacional proporciona buenas estimaciones de la temperatura de rotación y de la densidad de columna total (Schloerb et al. 1983). En el caso de que las líneas fueran ópticamente espesas, la intensidad integrada de la línea ya no es proporcional a la población del nivel superior y la temperatura de rotación no se puede

obtener con esta técnica. Las líneas de los isotopólogos más abundantes son ópticamente espesas y en muchos casos, las líneas presentan auto absorciones, tal como las presentes en la figura 3.3. Por esta razón, sólo se han creado diagramas rotacionales para los isotopólogos menos abundantes como $C^{18}O$, $H^{13}CO^+$ y $H^{13}CN$. Las densidades de columna de CO , HCO^+ y de HCN se obtuvieron tomando como hipótesis las relaciones isotópicas $^{12}C/^{13}C=50$ (Savage et al. 2002) y $^{16}O/^{18}O=500$ (Wilson and Rood 1994). Los valores de las razones anteriores corresponden a la distancia galactocéntrica de Mon R2 (~ 9 kpc). La información obtenida de nuestro análisis espectral fue completada con la obtenida de las líneas $H^{13}CO^+ 3 \rightarrow 2$, $H^{13}CN 3 \rightarrow 2$ y $C_2H 3 \rightarrow 2$ detectadas en los mapas de HERA de Pilleri et al. (2012b) después de haberlas degradado a la resolución angular de nuestras transiciones observadas a 3 mm. Las intensidades integradas de línea se muestran al final de la tabla 3.10 (página 108). En estos casos, las temperaturas de rotación y densidades de columna obtenidas de los diagramas de rotación no están afectadas por el factor de llenado del haz. Para los otros casos, para las líneas a 1 y 3 mm, se supone la unidad el factor de llenado del haz. Esta hipótesis es razonable ya que la emisión molecular se extiende en una región de $2' \times 2'$, tal como se indica en la figura 3.2, la cual es mayor que el haz del telescopio 30 m a longitudes de onda de 1 y 3 mm, pero sobreestimaría la temperatura de rotación si el tamaño de la emisión fuese más pequeño que $29''$.

Donde ha sido posible, se han estimado las densidades de columna moleculares y la densidad en moléculas de H_2 usando el código de Cernicharo et al. (2006) basado en el método LVG (ver el apéndice B sección B.5, página 221). Los coeficientes colisionales utilizados en los cálculos se indican en la tabla 3.3. Se han usado para ^{13}CS , $H^{13}CO^+$, $H^{13}CN$, $HC^{15}N$, $HN^{13}C$ y DCN los coeficientes colisionales del isotopólogo principal. Se ha fijado la temperatura cinética del gas y variado la densidad de hidrógeno y la densidad columnal de cada especie para así ajustar, de una manera iterativa, las intensidades de línea. Tomando como base las temperaturas de $C^{18}O$ y CH_3CN , se ha supuesto $T_k=50$ K para las posiciones del frente de ionización IF y MP1 y una $T_k=70$ K para la posición MP2. Al estar la temperatura cinética fijada en nuestro modelo y en nuestros cálculos, la relación de las intensidades de las dos líneas observadas depende principalmente de la densidad, mientras que la intensidad de cada línea es más dependiente de la densidad de columna total. Las densidades obtenidas varían desde $\sim 10^5$ cm^{-3} y $\sim 10^6$ cm^{-3} . Los resultados obtenidos concuerdan con los del estudio de Tafalla et al. (1997) que obtuvieron densidades de 10^5 cm^{-3} para las líneas del CS y sus isótopos. En alguna especie sólo se ha detectado una única línea, con lo que se ha adoptado como hipótesis una densidad en moléculas de H_2 , $n(H_2)=5 \times 10^5$ cm^{-3} , en los cálculos LVG para las tres posiciones.

Tabla 3.3: Coeficientes colisionales.

$C^{18}O$	Yang et al. 2010
SO	Lique et al. 2006
CS	Lique et al. 2007
SiO	Dayou & Balanca, 2006
HCN, HNC	Sarrasin et al. 2010
HCO^+	Flower, D.R. 1999
HCS^+	Monteiro 1984
N_2H^+	Daniel et al. 2005
SO_2	Cernicharo et al. 2011
H_2CO	Green et al. 1991
c- C_3H_2	Avery & Green 1989
HC_3N	Wernli et al. 2007

En las tablas 3.6, 3.7 y 3.8 se muestran las densidades de columna obtenidas en las tres posiciones para las especies detectadas. Los correspondientes diagramas rotacionales se presentan en las figuras 3.12, 3.14 y 3.16 en las páginas 100, 102 y 104. En los diagramas de la figura 3.4 se presentan 3 ejemplos de diagramas rotacionales con una, dos o tres transiciones detectadas. Las densidades de columna obtenidas mediante los cálculos LVG confirman los cálculos mediante los diagramas rotacionales, lo que indica que la hipótesis de emisión ópticamente delgada es correcta. Para las especies que no son conocidos los coeficientes colisionales y una única transición ha sido observada, se estiman las densidades de columna suponiendo emisión ópticamente delgada y equilibrio termodinámico local (LTE) con los niveles poblacionales descritos por una temperatura de rotación dada (ver apéndice B sección B.3, página 217). La temperatura de rotación escogida se basa en los resultados de los diagramas rotacionales de otras moléculas con condiciones de excitación similares.

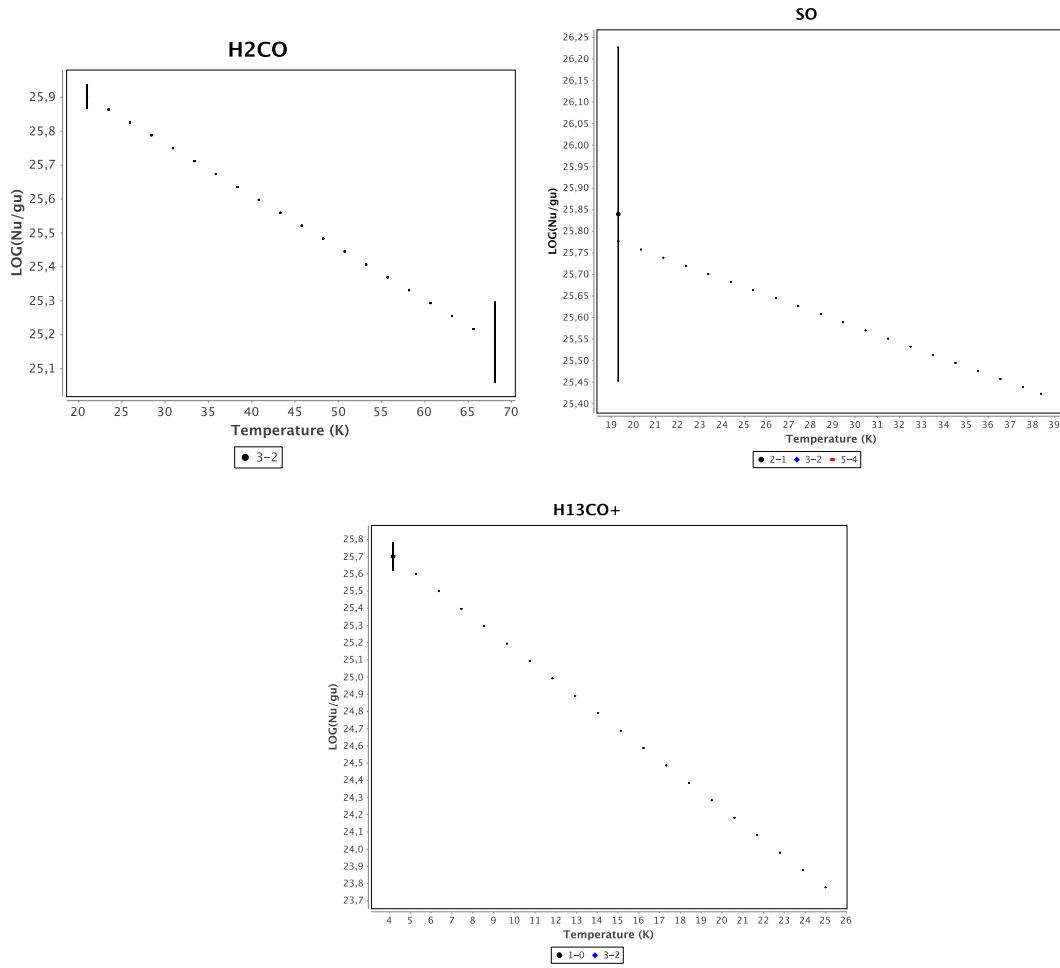


Figura 3.4: Diagramas rotacionales: Del H_2CO con una transición detectada (en el IF), del SO con 3 transiciones detectadas (en el MP1) y del H^{13}CO^+ con 2 transiciones detectadas (en el MP2). Figuras obtenidas de Ginard et al. (2012).

Para las moléculas SO^+ , ^{13}CN , C_2D , C_2S , HCO , HNCO y C_4H , se ha tomado $T_{\text{rot}}=10$ K, temperatura similar a la obtenida mediante los diagramas rotacionales de C_2H y H^{13}CO^+ . Para CH_3CN y $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ se ha adoptado $T_{\text{rot}}=30$ K. Para distinguir los casos en los que la incertidumbre en los cálculos de las densidades de columna pueda ser tan grande como un factor 10, se ha indicado en las tablas 3.6, 3.7 y 3.8 las palabras *estimación incierta*. Como ejemplos se tiene a CH_3CN y CH_3OH . La fuente principal de incertidumbre en estas moléculas proviene de que en nuestras moléculas la resolución espectral no permite resolver todas las k-componentes de la misma línea rotacional. La no detección de la línea $\text{CH}_3\text{CN } 5_0 \rightarrow 4_0$ en la posición del frente de ionización IF sugiere que la emisión de esta línea pudiera estar auto absorbida. Las abundancias moleculares se calcularon asumiendo una canónica C^{18}O para la abundancia en moléculas de H_2 de 1.7×10^{-7} . La abundancia de cada una de las especies X respecto a H_2 está dada por la expresión $f_X = N_X/N_{\text{H}_2} = N_X/N_{\text{C}^{18}\text{O}} \times 1,7 \cdot 10^{-7}$.

3.6. Comparación con prototípicas PDRs.

La imagen $8\ \mu\text{m}$ IRAC de la página 68 muestra la existencia de una PDR extendida en esta región. Uno de los objetivos de este trabajo es establecer el papel de los fotones UV, en relación con otros fenómenos vinculados con el proceso de formación de estrellas tales como los flujos bipolares en la química de esta nube molecular. Para este objetivo, se sigue una estrategia doble. En primer lugar, se compara la composición química de las tres posiciones observadas. Dado que las temperaturas cinéticas medias y las densidades en las tres posiciones son bastante similares, las diferencias en la química puede interpretarse como el resultado del diferente campo UV incidente.

En segundo lugar, comparamos Mon R2 con la de otras PDR prototípicas como la barra de Orión, NGC 7023, y la Cabeza de Caballo. En las siguientes figuras de este capítulo se comparan en Mon R2 las abundancias moleculares relativas a C^{18}O con las de otras prototípicas PDR. Este tipo de comparación no es sencillo ya que se utilizan datos con diferentes resoluciones espaciales y calibraciones. A pesar de esto, se pueden extraer conclusiones cualitativas.

Las posiciones IF y MP1 definen un corte a lo largo de la PDR densa en Mon R2, siendo el MP1 la posición más protegida. Comparando las abundancias moleculares entre estas dos posiciones, nos encontramos con que sólo una molécula, HCS^+ tiene (en un factor de seis) una mayor abundancia hacia el IF que en el MP1. Esto sugiere que HCS^+ proviene de la zona interna de la PDR como los iones moleculares reactivos CO^+ y HOC^+ (Rizzo et al. 2003, 2005).

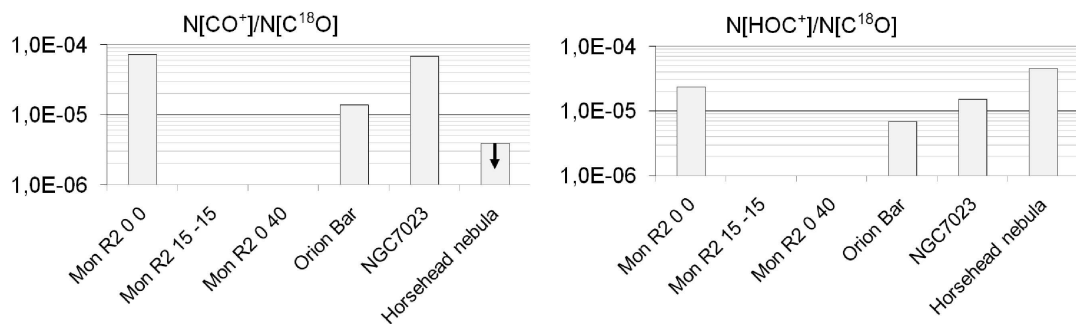


Figura 3.5: Comparación de las abundancias de CO^+ y HOC^+ entre las PDRs prototípicas: Mon R2, NGC 7023, Barra de Orión y la nebulosa Cabeza de Caballo. Diagramas de barras obtenidos de Ginard et al. (2012).

El ión reactivo SO^+ es más abundante en la posición MP1. Fuente et al. (2003) sugirieron que este ión molecular proviene de una capa más apantallada que los iones CO^+ y HOC^+ .

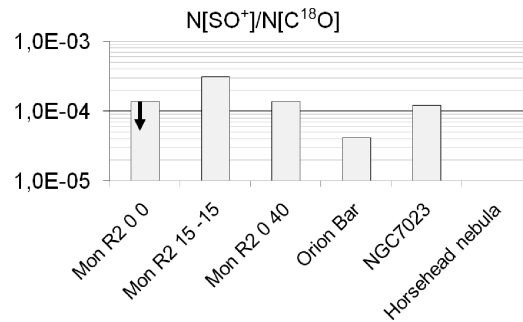


Figura 3.6: Comparación de las abundancias de SO^+ entre las PDRs prototípicas: Mon R2, NGC 7023, Barra de Orión y la nebulosa Cabeza de Caballo. Diagrama de barra obtenido de Ginard et al. (2012).

Algunas especies, como N_2H^+ y HC_3N , poseen significativamente una abundancia menor en el frente de ionización IF. Éstas prueban que son fácilmente destruidas por los fotones UV y únicamente son encontradas en las zonas más apantalladas del gas. Se encuentra una química peculiar en la posición MP2. Se han detectado cadenas ricas en carbono tales como C_2H , C_4H , C_2S , y $c\text{-C}_3\text{H}_2$. Tal como se describe a continuación, la química podría ser debida a que la posición MP2 se encuentra sometida a una baja irradiación del campo ultravioleta. Estos resultados serían consistentes con los obtenidos por Berné et al. (2009) que encontraron un bajo campo UV en el MP2 respecto al IF.

Mon R2 parece más rico en cadenas de carbono, tales como HCN y CN, que otras PDRs prototípicas de regiones de formación de estrellas, como la Barra de Orión, NGC 7023 y la Cabeza de Caballo. Uno podría especular que esta alta abundancia de HCN y de CN está relacionada con los flujos bipolares en la región. Esta interpretación se discute en la sección 3.6.2.

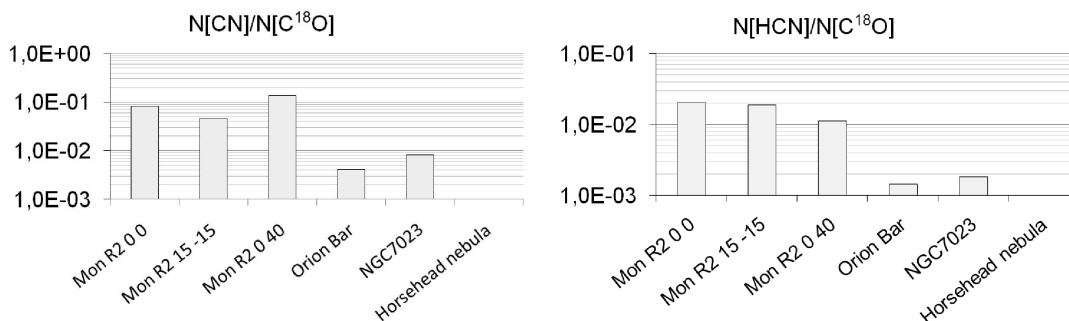


Figura 3.7: Comparación de las abundancias de CN y HCN entre las PDRs prototípicas: Mon R2, NGC 7023, Barra de Orión y la nebulosa Cabeza de Caballo. Diagramas de barras obtenidos de Ginard et al. (2012).

El ión reactivo CO^+ sólo se detecta en las posiciones muy irradiadas por UV tales como el IF en Mon R2, en la barra de Orión, y en el NGC 7023.

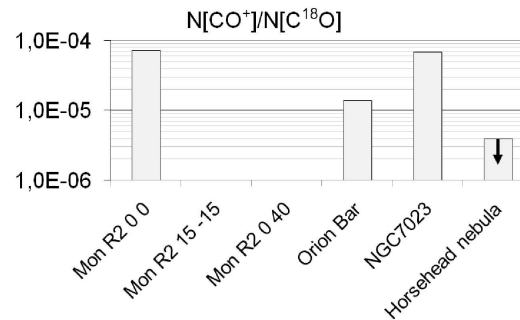


Figura 3.8: Comparación de las abundancias de CO^+ entre las PDRs prototípicas: Mon R2, NGC 7023, Barra de Orión y la nebulosa Cabeza de Caballo. Diagrama de barra obtenido de Ginard et al. (2012).

La química de la posición MP2 en Mon R2 se parece a la de la Cabeza de Caballo, con una alta abundancia en C_4H y HCO .

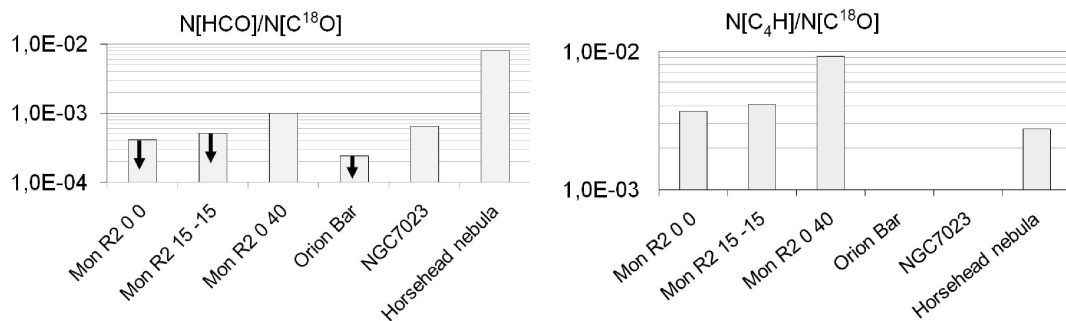


Figura 3.9: Comparación de las abundancias de C_4H y HCO entre las PDRs prototípicas: Mon R2, NGC 7023, Barra de Orión y la nebulosa Cabeza de Caballo. Diagramas de barras obtenidos de Ginard et al. (2012).

Las razones de abundancia de moléculas químicamente relacionadas con similares condiciones de excitación son más precisas que las abundancias moleculares absolutas. La extensión espacial de la emisión se espera que sea la misma, y la razón de abundancias no depende del factor de llenado del haz. Por otra parte, siempre y cuando la excitación es similar para las dos especies, la razón de abundancia es menos sensible a las incertidumbres en las condiciones físicas asumidas. Por estas razones, a menudo, las relaciones de abundancia en lugar de las abundancias fraccionales, se utilizan para comparar con los modelos.

En la figura 3.10 (página 86) se muestran otras abundancias moleculares relativas a

C¹⁸O con las de otras prototípicas PDR. En la tabla 3.4, se muestran algunas relaciones de abundancia interesantes de Mon R2 y se comparan con valores de otras PDR prototípicas.

Tabla 3.4: Comparación con prototípicas PDRs.

	Mon R2			Ref	Barra de Orión IF	Ref	NGC 7023 (-25", +40")	Ref	Cabeza de Caballo pico PDR	Ref
	(0", 0")	(+15", -15")	(0", +40")							
G_0 (Habing)	5×10^5			1,2	2×10^4	3,4	2×10^3	5	100	6,7,8
n (cm ⁻³) ^a	4×10^6				$\sim 5 \times 10^5$		$\sim 2 \times 10^5$		$\sim 10^5$	
H ¹³ CN / HN ¹³ C	7.5	5	4	1	> 2	3				
HCN / HNC					3	3	2	5		
¹³ CN / H ¹³ CN	<4	2	5–12	1						
CN / HCN					3.0	3	4.5	5		
H ¹³ CO ⁺ / H ¹³ CN	0.29	0.40	0.37	1						
HCO ⁺ / HCN					0.9	3	3.3	5		
CO ⁺ / H ¹³ CO ⁺	0.53			1,2	0.52	3,4	0.6	4,5	<0.03	6
H ¹³ CO ⁺ / HOC ⁺	5.8			1,2	3.8	3,4	5–14 ^b	4,5	~4	6
c-C ₃ H ₂ / C ₂ H	0.02	0.02	0.03	1	0.016	3,4	0.03	4,5	0.06	7
C ₄ H / C ₂ H	0.07	0.09	0.3	1					0.1	7
HCO / H ¹³ CO ⁺	<3	<3	12	1					50 ^c	8,9
SO ⁺ / SO		0.1	<0.06	1						
CS / HCS ⁺	11 ^d	78 ^d	25 ^d	1					175	10

^a La densidad no es uniforme en estas regiones. Se indica la densidad representativa de los clumps / filamentos.

^b Dependiendo de las condiciones de excitación supuestas.

^c Depende fuertemente de la posición, con variaciones entre ~1 en el núcleo apantallado hasta ~50 en el máximo de HCO. El valor en la tabla corresponde al pico de HCO obtenido de las observaciones a resolución angular ~14".

^d Obtenido de nuestros datos de ¹³CS suponiendo ¹²C/¹³C=50.

Referencias: (1) Este trabajo; (2) Rizzo et al. 2003; (3) Fuente et al. 1996; (4) Fuente et al. 2003; (5) Fuente et al. 1993; (6) Goicoechea et al. 2009; (7) Teyssier et al. 2004; (8) Gerin et al. 2009a; (9) Gerin et al. 2009b; (10) Goicoechea et al. 2006.

3.6.1. HCN/HNC

En esta fuente, las líneas HCN y HNC son ópticamente espesas. Por otra parte, la característica de auto-absorción de estas líneas impiden calcular las abundancias moleculares con confianza. Con lo que se utilizan los isótopos H¹³CN y HN¹³C. Adoptando un valor de 50 para la relación ¹²C/¹³C, se obtiene en las tres posiciones observadas X(HCN)~ 5×10^{-9} y [HCN]/[HNC]≈5–8. La razón [HCN]/[HNC] es aproximadamente dos veces mayor que en la NGC 7023 y en la Barra de Orión (Fuente et al. 2003, 1996). Además de H¹³CN, se ha detectado HC¹⁵N en las tres posiciones observadas. La razón [H¹³CN]/[HC¹⁵N] tiene un valor aproximado de 10 en los tres offsets, lo que implicaría

que $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}=500$ para la razón isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ asumida. Esta relación es similar a la medida por Gerin et al. (2009b) en nubes oscuras y en regiones de formación estelar de estrellas de baja masa, y consistente con el valor protosolar de ~ 424 . Con la hipótesis de una relación isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ mayor (~ 89), implicaría que $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}=890$. En la posición MP1 se ha tenido una detección tentativa a $3\text{-}\sigma$ de la línea $\text{H}^{15}\text{NC } 1\rightarrow 0$. Con ella se obtiene que $[\text{HC}^{15}\text{N}]/[\text{H}^{15}\text{NC}] = 4$. Valor similar a los obtenidos en la NGC 7023 y en la Barra de Orión. Se requiere un estudio multitransicional completo de HCN y sus isotopólogos y un modelado detallado de la fuente para derivar una estimación más precisa de la razón HCN/HNC y su variación a través del frente de disociación de Mon R2.

3.6.2. CN/HCN

Fuente et al. (1993) detectaron que la relación de abundancias de $[\text{CN}]/[\text{HCN}]$ era mayor que la unidad en la región noroeste de la PDR de NGC 7023 y lo interpretaron como consecuencia de la fotodisociación de HCN en CN. Desde entonces, la relación $[\text{CN}]/[\text{HCN}]$ ha sido utilizada con éxito como un trazador de PDR en diferentes entornos como para PDR asociadas con regiones de formación de estrellas como la Barra de Orión, la NGC 7023, las nebulosas planetarias, los discos protoplanetarios, e incluso con galaxias externas. En Mon R2 se han utilizado los isotopos ^{13}CN y H^{13}CN para obtener la relación de abundancias $[\text{CN}]/[\text{HCN}]$. Se ha obtenido un valor de $\sim 2\text{--}12$ en las tres posiciones. El alto valor determinado es consistente con los encontrados en la NGC 7023, la Barra de Orión, la nebulosa planetaria NGC 7027 y la galaxia de formación intensiva en estrellas, M 82. En outflows, el valor típico de $[\text{CN}]/[\text{HCN}]$ es < 1 , (Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997). Este resultado apoya la interpretación de que CN y HCN son originarias de PDRs en vez de los flujos bipolares. A partir de los datos de la tabla 3.4, su valor no parece depender mucho del campo de radiación UV incidente G_0 o de la densidad para el intervalo de valores encontrados normalmente en las nebulosas de reflexión y regiones HII ($G_0 > 100$, $n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$).

3.6.3. CS/HCS⁺

Se detectó HCS^+ en el frente de ionización con una abundancia de $\sim 1.9 \times 10^{-10}$. Es una de las pocas moléculas que tiene una más alta abundancia en esa posición y que indica que HCS^+ proviene de la superficie de la PDR. La abundancia de HCS^+ medida en el IF es 5 veces mayor que la observada en la nebulosa Cabeza de Caballo (Goicoechea et al. 2006), pero comparable con la medida por Lucas & Liszt (2002) en nubes difusas. La abundancia hacia las otras dos posiciones de este estudio, los picos MP1

y MP2, es 4 veces menor y más similar a la medida en la nebulosa Cabeza de Caballo. La relación $[\text{CS}]/[\text{HCS}^+]$ obtenida es incierta porque las líneas CS son ópticamente espesas. De las observaciones de ^{13}CS y tomando como hipótesis que $^{12}\text{CS}/^{13}\text{CS}=50$, se deriva que la relación $[\text{CS}]/[\text{HCS}^+]\sim 11$ en IF y ~ 25 en MP2. Tafalla et al. (1997) obtuvieron densidades columnales $N(\text{CS})=5.6\times 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ en el IF mediante un análisis LVG usando las líneas CS $J=2\rightarrow 1$, $J=3\rightarrow 2$, y $5\rightarrow 4$, que implicaba que la proporción $[\text{CS}]/[\text{HCS}^+]\sim 7$. Estos valores son más próximos a los de la relación $[\text{CS}]/[\text{HCS}^+]\sim 10$ medidos en nubes difusas que al valor ~ 175 medido en la nebulosa Cabeza de Caballo.

3.6.4. SO^+ , SO , SO_2 y H_2CS

En estudios previos se ha detectado SO^+ en nubes calientes y frías, con valores de abundancias dentro del intervalo $\sim 10^{-9}$ – 10^{-11} . Se pueden explicar estas abundancias fraccionales mediante la química de fase de gas ión molécula descrita en el trabajo de Turner et al. (1994). En PDRs, se ha detectado SO^+ en la NGC 7023 y en la Barra de Orión. La abundancia de SO^+ en estas regiones es de 5×10^{-11} y 1×10^{-10} , respectivamente. En Mon R2, se ha detectado SO^+ en el MP1 con un valor de abundancia de $\sim 5\times 10^{-11}$. No se ha detectado SO^+ en el pico MP2. En las regiones de fotodisociación, la molécula de SO^+ se forma principalmente mediante la reacción $\text{S}^+ + \text{OH} \rightarrow \text{SO}^+ + \text{H}$ seguida por recombinación disociativa en $\text{S} + \text{O}$. La falta de SO^+ en el punto MP2 es debida a la menor abundancia de OH en esta posición. El radical OH se forma mediante reacciones endotérmicas en las capas externas de las PDR y es muy dependiente de la temperatura cinética del gas.

Además de CS, HCS^+ , SO y SO^+ , se han detectado las especies complejas sulfuradas C_2S , H_2CS y SO_2 . Mientras que SO tiene abundancias fraccionales similares en las tres posiciones, existen algunas diferencias en las abundancias de los otros compuestos. Las moléculas formadas por cadenas de carbono como C_2S y H_2CS son más abundantes en MP2 que en el IF y MP1. SO_2 no se detecta en el frente de ionización IF, corroborando la interpretación previa que indica que esta molécula es fácilmente destruible por la radiación ultravioleta (Fuente et al. 2003).

3.6.5. SiO

Rizzo et al. (2005) detectaron SiO en Mon R2. Obtuvieron una densidad de columna de $1.1\times 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ en el frente de ionización, lo que es consistente con nuestro cálculo de límite superior $<3.0\times 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. Se detectó SiO en MP1 y MP2 con un valor de abundancia de $\sim 10^{-11}$. Schilke et al. (2001) determinaron valores mayores en la Barra

de Orión, siendo de $\sim 7 \times 10^{-11}$ en el IF, consistente con lo esperado en regiones de fotodisociación. No existen indicios de una abundancia de SiO aumentada producida por choques asociados con flujos bipolares o por el frente de choque asociado con la expansión de la UC HII. Esta conclusión no es sorprendente porque una velocidad de expansión $\lesssim 1.0$ km/s, (Fuente et al. 2010; Pilleri et al. 2012a) no es lo suficientemente alta para poder destruir el núcleo de silicatos de los granos. La baja abundancia de SiO es disconforme con la interpretación de que los choques tengan un papel dominante en la química de esta región.

3.6.6. C_2H , c- C_3H_2 y C_4H

Se ha detectado emisión intensa de C_2H y c- C_3H_2 en las tres posiciones observadas, con la máxima densidad de columna en MP2. Las máximas abundancias fraccionales son $X(C_2H) \sim 5 \times 10^{-9}$ y $X(c-C_3H_2) \sim 1.7 \times 10^{-10}$. Estos valores son tres veces menores que los medidos en la nebulosa Cabeza de Caballo y la Barra de Orión, pero son similares a los medidos en la NGC 7023. Teniendo en cuenta las incertidumbres en los cálculos de las abundancias fraccionales, estas diferencias obtenidas no son significativas. La relación $[c-C_3H_2]/[C_2H]$ es, en general, uniforme con un valor de ~ 0.03 . La cadena larga C_4H únicamente ha sido detectada en PDRs de campo de radiación UV bajo (IC 63, ρ -Oph y la nebulosa Cabeza de Caballo) (Teyssier et al. 2004; Pety et al. 2005). El valor de la proporción $[C_4H]/[C_2H]$ alcanza un máximo en MP2, confirmando que la PDR en esa posición es particularmente rica en cadenas de carbono.

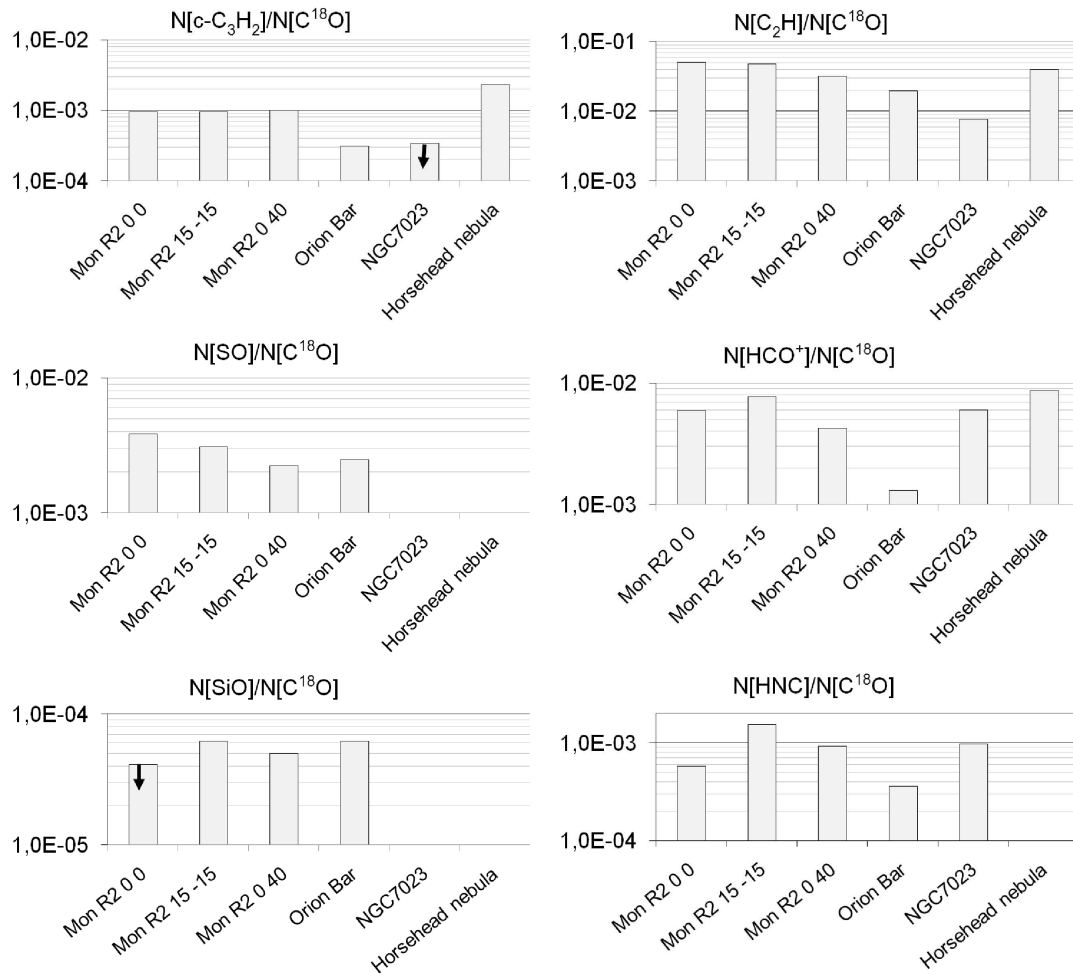


Figura 3.10: Comparación de las abundancias de las especies más representativas entre las PDRs prototípicas: Mon R2, NGC 7023, Barra de Orión y la nebulosa Cabeza de Caballo. Diagramas de barras obtenidos de Ginard et al. (2012).

3.6.7. HCO

El radical formil, HCO, fue detectado por Snyder et al. (1976). Estudios pioneros de Schenewerk et al. (1988) mostraron que hay una asociación de grandes abundancias con el gas alrededor de las regiones HII. Schilke et al. (2001) detectaron HCO en NGC 2023, en el offset $(-30'', 80'')$ en NGC 7023, en la posición denominada Bar(CO) en la Barra de Orión y en el frente de ionización IF en S140. De la distribución espacial concluyeron que HCO está asociado con PDRs y explicaron la alta abundancia de HCO como consecuencia de la fotodisociación de las moléculas de H_2CO arrancadas de los mantos de los granos por los fotones UV. García-Burillo et al. (2002) realizaron un mapa de este radical en la galaxia con brotes de formación estelar M 82 y lo interpretaron como una enorme PDR en el disco de la galaxia. Gerin et al. (2009a) llevaron a cabo un mapa de alta resolución

angular en HCO de la nebulosa Cabeza de Caballo. El máximo de la emisión de HCO se encontró en una posición donde la emisión de la banda de los PAHs es particularmente intensa. La emisión de HCO se vuelve más débil en las zonas más apantalladas del gas molecular. Después de haber actualizado algunas tasas de reacción, en particular $O+CH_2 \rightarrow HCO + H$, encontraron que la química en fase gaseosa podría explicar las altas abundancias de HCO sin incluir la fotodesorción de H_2CO de los mantos de hielo. En Mon R2 se ha detectado HCO en MP2 con una abundancia fraccional de $\sim 1.7 \times 10^{-10}$. En el IF y MP1, la abundancia de HCO es al menos un factor dos menor que en el MP2. Schilke et al. (2001) no detectaron HCO en el IF. Sí lo hicieron en la posición denominada Bar(CO) en su artículo, que corresponde a un campo de radiación UV bajo.

3.6.8. H_2CO

Se ha obtenido una abundancia en Mon R2 de $\approx 1-2 \times 10^{-9}$ para la molécula de H_2CO . Este valor de abundancia es parecido al encontrado en hot cores (Sutton et al. 1995b,a) y mayor que lo esperado para PDRs. Guzmán et al. (2011) estudiaron la formación de H_2CO en la nebulosa Cabeza de Caballo. Obtuvieron una abundancia de H_2CO de $4-6 \times 10^{-10}$ en el pico de la PDR, parecida a la encontrada en la posición del núcleo apantallado. Mediante el modelo de química en fase gaseosa no pudieron explicar las altas abundancias de H_2CO . Sin embargo, obtuvieron un buen ajuste entre las predicciones del modelo y las observaciones mediante el modelo de química en fase de gas y superficie en donde H_2CO puede estar formado en la superficie de los granos y fotodesorbido a fase de gas, además del que existe en fase de gas. En Mon R2, la emisión de H_2CO es ubicua (Giannakopoulou et al. 1997) y la baja resolución espacial de nuestras observaciones hace difícil determinar si su origen es en la PDR, en la zona más apantallada del gas molecular o en los flujos bipolares.

3.6.9. Moléculas complejas: CH_3OH , CH_3CN , y HC_3N

Además de las moléculas típicas de PDR, se han detectado en nuestro survey otras especies complejas que no se esperaban que fuesen abundantes en regiones de fotodisociación y que normalmente se encuentran en regiones más calientes. Es el caso de CH_3OH , CH_3CN , y HC_3N . La abundancia fraccional estimada para el metanol es incierta. La abundancia de CH_3CN es bastante constante e igual a $\approx 7 \times 10^{-11}$. Para HC_3N , se han medido abundancias de $7 \times 10^{-11} - 10^{-10}$. Estos valores son menores que los encontrados en hot cores, pero muy similares a los de las nubes moleculares calientes tales como el Orion Ridge y las envolturas de las protoestrellas masivas. Las moléculas complejas son destruidas rápidamente por la radiación ultravioleta. Tomando como hipótesis una tasa

de fotodisociación de 10^{-10} s^{-1} , la vida de las moléculas sería de $>10^5$ años únicamente para una $A_V > 10$ magnitudes. Fuente et al. (2010) y Pilleri et al. (2012a) estimaron una velocidad de expansión de $\lesssim 1.0 \text{ km s}^{-1}$ para la UC HII, lo que implica un tiempo dinámico de $\sim 10^5$ años. Esto significa que las moléculas complejas del núcleo inicial podrían haber sobrevivido mientras estuvieran dentro de clumps donde la extinción visual es >10 magnitudes.

Se requieren observaciones de alta resolución para distinguir la región de donde surge la emisión de las moléculas complejas y por tanto, así tener más restricciones para su mecanismo de formación.

3.6.10. Deuteración: DCN, C₂D

Se detectó DCN y C₂D en MP1 y MP2. La abundancia de DCN en MP1 es $X(\text{DCN}) = 1.0 \times 10^{-10}$ y en MP2 es de $X(\text{DCN}) = 4.2 \times 10^{-11}$. La abundancia de C₂D es $X(\text{C}_2\text{D}) = 2.3 \times 10^{-10}$ en MP1 y $X(\text{C}_2\text{D}) = 2.6 \times 10^{-10}$ en MP2. Estas corresponden a una deuteración de ~ 0.03 – 0.05 para HCN y C₂H. La deuteración respecto a HCN es diez veces mayor que la medida por Parise et al. (2009) en la posición denominada Barra (HCN) de la Barra de Orión. La especie C₂D no fue detectada en Orión con un límite inferior a C₂D/C₂H de < 0.04 . Pety et al. (2007) detectaron DCO⁺ en un clump frío ($T_k \sim 10$ – 20 K) en la nebulosa Cabeza de Caballo y midieron $[\text{DCO}^+]/[\text{H}^{13}\text{CO}^+] = 0.02$. No existe transición intensa de DCO⁺ en el intervalo de frecuencias cubierto por el survey. Por lo tanto, no se pudo estimar la abundancia de DCO⁺.

Han sido propuestos varios mecanismos para explicar la alta fracción de deuterio (que son mayores que la abundancia encontrada en el universo, $\text{D}/\text{H} \sim 10^{-5}$) observada en el medio interestelar. Isotopólogos deuterados de metanol y de formaldehído han sido detectados en hot cores y corinos (Parise et al. 2002; Parise 2004; Fuente et al. 2005), donde las temperaturas cinéticas son $> 100 \text{ K}$. En estos casos, se cree que el fraccionamiento se produce en las superficies de los granos. Los compuestos deuterados se liberan en la fase gaseosa cuando el hielo se evapora, produciendo un aumento transitorio de deuterio en fase gaseosa. En Mon R2, se han detectado los compuestos deuterados de HCN y C₂H. El mecanismo principal de formación de estas moléculas es por reacciones en fase gaseosa. En las nubes moleculares, el deuterio está principalmente en forma de HD. La transferencia eficiente del deuterio a partir de este depósito de HD a otras especies se produce por medio de reacciones ion-molécula. En clumps fríos a temperaturas de $T_k \approx 10$ – 20 K , la deuteración se produce via las reacciones con H₂D⁺. Este mecanismo es muy eficiente en núcleos preestelares donde las temperaturas son $\sim 10 \text{ K}$ y el CO está depletado (Caselli et al. 2003). Para temperaturas mayores del orden de $T_k \approx 30$ – 50 K , la

transferencia es más eficiente mediante CH_2D^+ (Roueff et al. 2007; Parise et al. 2009). Las altas temperaturas medidas en Mon R2 favorecen un mecanismo de deuteración basado en CH_2D^+ . Las medidas tomadas están conformes con las predicciones del modelo en fase gaseosa de Roueff et al. (2007) y de Parise et al. (2009) para una $T_k \sim 30\text{--}50$ K y densidades de unos pocos 10^6 cm^{-3} . Estos valores de densidad, según Rizzo et al. (2005), no son realistas para esta región. Una posibilidad es que C_2D provenga de la parte más densa de la PDR o que el frente de disociación esté fragmentado y que C_2D provenga de las condensaciones densas.

3.7. Trazadores químicos

Nuestro objetivo en esta sección es investigar la influencia que tiene la radiación UV incidente y la densidad en las razones de abundancia moleculares y explorar la posibilidad de utilizarlos como trazadores químicos. De la discusión en la sección 3.6, parece claro que la emisión de algunas de las especies detectadas proviene de la PDR extendida alrededor de la región HII. A continuación, se trata de entender las diferencias entre las posiciones MP1 y MP2 en términos de la química de una PDR. Se han desarrollado una red de modelos isocóricos utilizando la versión actualizada (1.4.2) del código PDR de Meudon (Le Petit et al. 2006; Goicoechea & Le Bourlot 2007) (ver apéndice C) y los parámetros que se enumeran en la tabla 3.5. Nuestros valores de densidad de los modelos varían entre 10^4 cm^{-3} y 10^7 cm^{-3} , y el campo FUV entre 10 y 10^6 campos Habing. Se ejecutaron los modelos con los valores utilizando las curvas de extinción galácticas y de Orión, pero los resultados son esencialmente los mismos para las relaciones de abundancia molecular que se describen y analizan a continuación. Para cada modelo, se representan las densidades de columna acumulativas hasta décima magnitud. Para extinciones visuales mayores, la radiación UV tiene un efecto insignificante en las condiciones físicas y en la química del gas molecular. Nuestro objetivo a largo plazo es investigar la influencia de la radiación UV incidente y la densidad en las proporciones de abundancia molecular estudiadas y explorar la posibilidad de utilizarlas como trazadores químicos. Estos modelos son útiles para interpretar las observaciones moleculares, aunque para reproducir los resultados de una región de fotodisociación particular se requiere un buen conocimiento de su geometría.

Tabla 3.5: Parámetros de entrada para el modelo basado en el Código Meudon.

Parámetro		Valor
G_0	Intensidad del campo de radiación (Habing)	10 a 10^6
G_0^{ext}	Intensidad del campo de radiación externo (Habing)	1
n	Densidad de núcleos de hidrógeno	10^4 a 10^7 cm^{-3}
A_V	Profundidad de la nube	10 mag
Extinción	Estándar galáctico	
R_V	$A_V/E(B - V)$	3.1
ζ	Tasa de ionización de rayos cósmicos	5×10^{-17} s^{-1}
a_{min}	Radio mínimo del polvo	3×10^{-7} cm
a_{max}	Radio máximo del polvo	3×10^{-5} cm
α	Índice de distribución del tamaño del polvo MRN	3.5
He/H	Abundancia de Helio	0.1
O/H	Abundancia de Oxígeno	3.2×10^{-4}
C/H	Abundancia de Carbono	1.3×10^{-4}
N/H	Abundancia de Nitrógeno	7.5×10^{-5}
S/H	Abundancia de Azufre	1.9×10^{-5}
Fe/H	Abundancia de metales	1.5×10^{-8}

Algunas razones de abundancias han sido seleccionadas como candidatas a trazadores químicos. La figura 3.7 muestra estas relaciones en función del campo incidente UV y de la densidad de los núcleos de hidrógeno para la curva de extinción interestelar estándar. Debido a que se utiliza un modelo de fase gaseosa, evitamos las especies para las que la formación en las superficies de los granos podría ser importante. Este es el caso de H_2CO , CH_3CN , y CH_3OH . Otra razón importante para desechar estas moléculas complejas es que podrían provenir de una componente apantallada de gas denso en vez de las PDR. Somos conscientes de que la inyección de moléculas complejas en la fase de gas por fotodesorción cambia la composición química del gas y podría influir en la química de las especies más sencillas. Se considera, por ejemplo, HCO , que es el producto de la fotodisociación de H_2CO . La abundancia de HCO en la PDR aumentaría si se tuviera en cuenta la evaporación de H_2CO de las superficies de los granos. De este modo se obtendrían valores más acordes con las observaciones. Como se explica más adelante, los PAHs y la destrucción de granos también son necesarios para tener en cuenta las abundancias observadas de pequeños hidrocarburos.

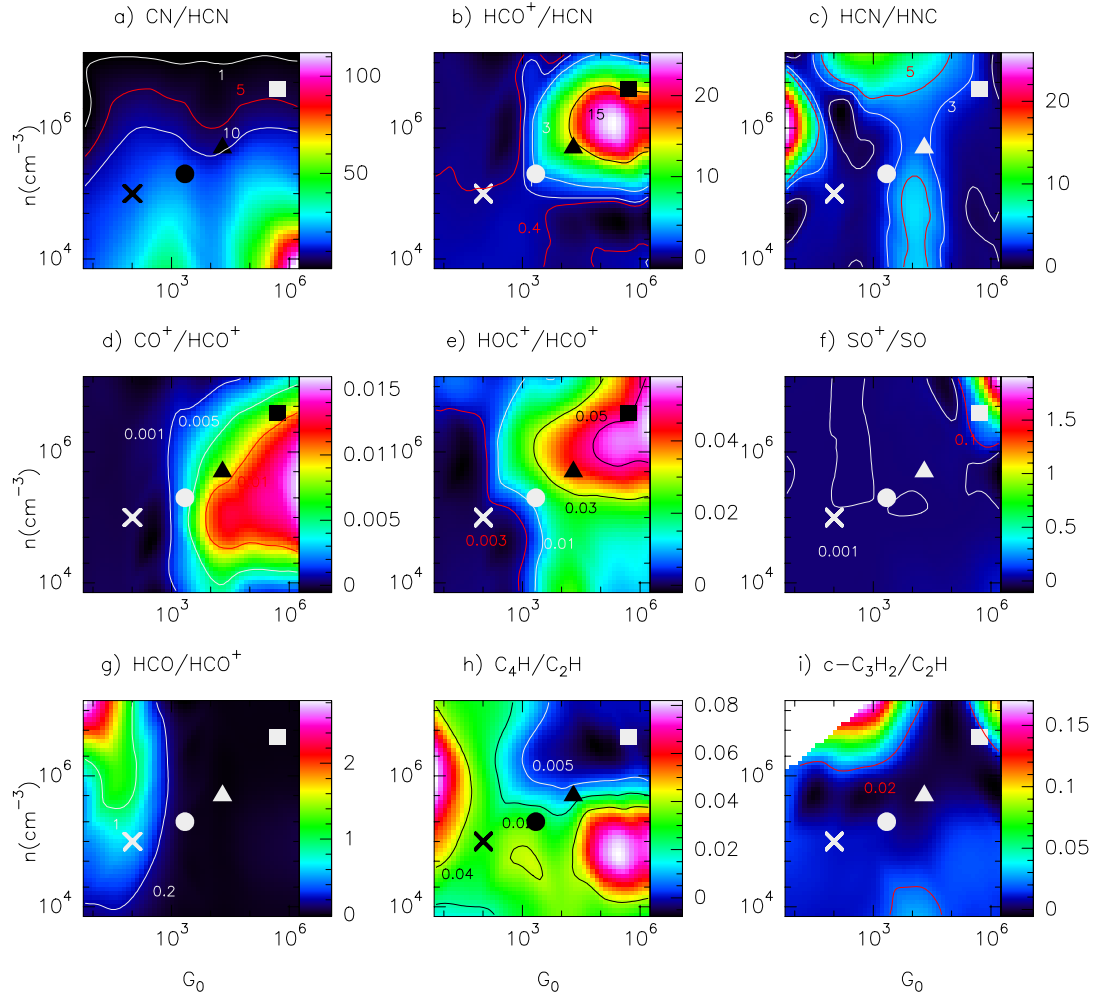


Figura 3.11: Relaciones de densidad de columna acumuladas en un corte plano de $A_V=10$ mag iluminado por la izquierda. Los datos de entrada son un conjunto de campos UV y densidades de núcleos de hidrógeno. Las proporciones se calcularon mediante el Código MEUDON (Le Petit et al. 2006; Goicoechea & Le Bourlot 2007). G_0 está dado en unidades de campo Habing. Los niveles pintados en rojo corresponden a valores medidos en Mon R2. Diferentes símbolos indican las condiciones físicas de las PDRs prototípicas: Mon R2 (cuadrado), Barra de Orión (triángulo), NGC 7023 (círculo) y nebulosa Cabeza de Caballo (cruz). Los ratios CO^+/HCO^+ y HCO/HCO^+ son excelentes diagnósticos del campo UV incidente. Las posiciones IF y MP1 en Mon R2 tienen las abundancias características de PDRs densas con altos campos UV incidentes, mientras que la química de la posición MP2 denota que estamos en una PDR de baja iluminación UV. Figuras obtenidas de Ginard et al. (2012).

Nuestra modelización química muestra que para la gama de parámetros considerados, la proporción CN/HCN no depende del campo UV incidente, pero sí de la densidad. Por lo tanto, la relación CN/HCN es un buen trazador de PDRs pero es incapaz de diferenciar entre regiones de fotodisociación con diferentes campos UV para $G_0 > 100$. El valor medido en Mon R2, CN/HCN=2-12, es consistente con una densidad de núcleos de hidrógeno $n(\text{H}) \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ($n(\text{H}_2) \approx 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) de acuerdo con nuestras estimaciones de densidad. Como se ha comentado en la sección 3.6, las abundancias de HCN y CN en esta región son más altas que en otras PDR prototípicas. No podemos descartar la posibilidad de que la influencia de los flujos bipolares aumenten la abundancia de estas moléculas. Sin embargo, la medida CN/HCN=2–12 es un valor más consistente con lo encontrado en PDR.

Según nuestros modelos, la relación HCO^+/HCN debe ser un buen trazador del campo UV y de la densidad. La figura 3.7b muestra que la relación de HCO^+/HCN es menor de uno para una amplia gama de condiciones físicas, pero aumenta a valores mayores para valores altos de tanto $G_0 (>10^3)$ y densidad ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$). Teniendo en cuenta los valores extremos de G_0 y n en Mon R2, cabría esperar una relación más alta que la observada. Como se ha mencionado anteriormente, la geometría detallada de la PDR ha de tenerse en cuenta cuando se comparan con los modelos químicos. En Mon R2, varios componentes del gas existen a lo largo de la línea de mirada. La región densa de fotodisociación está rodeada por una envoltura de densidad más baja que muy probablemente contribuye a la emisión de las líneas rotacionales bajas J de HCO^+ y HCN. Aunque se utilicen los isotopólogos H^{13}CO^+ y H^{13}CN para calcular las relaciones de abundancia, los efectos de la profundidad óptica podrían ser importantes.

Uno de los trazadores más efectivos del campo incidente UV es la relación CO^+/HCO^+ . Esta proporción es >0.05 sólo cuando el campo UV es mayor de 10^3 . Esto es consistente con la falta de detección de CO^+ en la nebulosa Cabeza de Caballo y en la posición MP2 de Mon R2. Destaca también para la relación HO^+/HCO^+ la misma dependencia en el campo UV. En contraste, el radical formilo (HCO) es abundante sólo en PDRs con campos de radiación UV moderados o bajos (Gerin et al. 2009a,b). La proporción de HCO/HCO^+ para campos UV $<10^3$ toma valores de >0.2 .

Las relaciones de abundancia CO^+/HCO^+ y HCO/HCO^+ son excelentes indicadores de regiones de fotodisociación iluminadas con altos o bajos campos de radiación UV. Existe una buena concordancia cualitativa entre modelos y observaciones, aunque todavía los modelos fallan para predecir cuantitativamente estas proporciones.

Las observaciones muestran que la proporción SO^+/SO también es mayor para las regiones densas y altamente ionizadas y el valor en Mon R2 está bien predicho por nuestros modelos químicos en fase gaseosa. Sin embargo, observacionalmente esta relación

no sigue la misma tendencia que el CO^+/HCO^+ (Fuente et al. 2003). Esta relación se ve influida por la cantidad de azufre en la fase de gas que podría ser alterada, por ejemplo, por la existencia de flujos bipolares y choques lentos. Por esta razón, no se propone que se trate de un buen trazador de PDRs.

Pequeñas cadenas de hidrocarburos pueden ser buenos trazadores de regiones de fotodisociación, y son especialmente abundantes en PDRs de bajo campo UV. Según nuestros cálculos mediante modelos en fase gaseosa, la relación $c\text{-C}_3\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}$ es bastante uniforme en una amplia región del espacio de parámetros. Aunque nuestros modelos pueden explicar el valor medido en MP2, no son capaces de explicar el valor medido en la nebulosa Cabeza de Caballo. En el caso de la relación de abundancias $\text{C}_4\text{H}/\text{C}_2\text{H}$, nuestros modelos son incapaces de reproducir los valores observados en ambas posiciones, la MP2 y la nebulosa Cabeza de Caballo. Diferentes autores han señalado que las abundancias observadas de estos hidrocarburos en PDRs indican que hay otro mecanismo productor de las reacciones en fase gaseosa, posiblemente la destrucción de PAHs y / o fotoevaporación de granos muy pequeños (Very small grains - VSG). Un campo UV débil impediría también la rápida destrucción de los hidrocarburos, incluso si los PAHs/VSG fuesen destruidos a un ritmo razonable. Avanzando un poco más, se requeriría un modelado completo de los procesos de formación/destrucción que está más allá del alcance de esta tesis.

Resumiendo, las proporciones de abundancia CO^+/HCO^+ y HCO/HCO^+ son excelentes trazadores químicos del campo UV, mientras que las relaciones CN/HCN y HCN/HNC dependen más de la densidad. La aplicación de estos trazadores químicos a las tres posiciones observadas en Mon R2, concluyen que los campos de radiación UV incidente en el frente de ionización IF y en la posición MP1 son diferentes. El valor más alto se da en el IF, coherente con el estimado por Rizzo et al. (2003). En el punto MP2, el campo UV incidente debe ser más débil.

3.8. Resumen y conclusiones

Con este estudio se ha pretendido estudiar la química del gas molecular alrededor de la región UC HII Mon R2. Nos hemos centrado en tres posiciones características:

1. El frente de ionización IF, nuestra posición central, que corresponde a la estrella IRS1.
2. El pico molecular MP1, a $(+15'', -15'')$, en la barra molecular.
3. El pico molecular MP2, a $(0'', +40'')$ coincidente con la emisión de los PAHs.

Se ha realizado un survey, en las tres posiciones anteriores, en las bandas de 3 mm (80 a 116 GHz), 1.3 mm (197 a 266 GHz) y 0.9 mm (241 a 281 GHz) utilizando el radiotelescopio Pico de Veleta del Instituto de Radioastronomía Milimétrica (IRAM). En particular se han detectado líneas de SO^+ , C_4H , CN , HCN , HCO , C_2H , y $c\text{-C}_3\text{H}_2$. Todas ellas son típicas trazadoras de regiones PDR. Asimismo se han detectado moléculas más complejas y comunes en regiones calientes como CH_3CN , H_2CO , HC_3N , CH_3OH , o $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$. La existencia de flujos moleculares de alta velocidad en la región podría también afectar a la abundancia de algunas moléculas tales como HCN y las especies sulfuradas. Dentro de la PDR, la comparación de las abundancias fraccionales medidas en Mon R2 con las de otras PDRs prototípicas muestra que la posición IF tiene una química similar a la de las PDRs con alta iluminación UV ($G_0 > 10^3$ campos Habing), mientras que la química en el MP2 se asemeja a la de la nebulosa Cabeza de Caballo ($< 10^3$ campos Habing). Los modelos químicos predicen que las relaciones $[\text{CO}^+]/[\text{HCO}^+]$ y $[\text{HCO}]/[\text{HCO}^+]$ pueden ser de ayuda para diferenciar fiablemente entre estos dos tipos de PDRs. Las especies deuteradas DCN y C_2D se han detectado también en el survey. Los valores de las relaciones $[\text{DCN}]/[\text{HCN}] \sim 0.03$ y $[\text{C}_2\text{D}]/[\text{C}_2\text{H}] \sim 0.05$, se encuentran entre los más altos en las regiones calientes.

Una pregunta importante es si estos modelos estacionarios son adecuados para PDRs asociadas con regiones de formación estelar en rápida evolución. El tiempo para alcanzar el equilibrio para cada especie en una determinada extinción visual A_V depende de la densidad y de la radiación UV (Bayet et al. 2009). Cuanto mayor sea la densidad y la radiación UV incidente, más rápidamente se alcanza el equilibrio en un momento dado a una extinción dada. Para las condiciones físicas en Mon R2, se espera que las especies simples hayan alcanzado el equilibrio en $\sim 10^5$ años, lo que explica el éxito de nuestros diagnósticos químicos. Sin embargo, no podemos despreciar que existan pequeñas desviaciones del equilibrio sobre todo en regiones de alta extinción y un campo de radiación UV incidente de baja intensidad. En estudios futuros, se investigará el papel que tiene la inclusión de la química en la superficie de los granos y los efectos temporales en la composición del gas.

3.9. Summary and Conclusions

We have carried out a mm survey towards three positions of the PDR that represent different physical and chemical environments: (i) the ionization front (IF) and two positions in the molecular cloud (ii) MP1 and (iii) MP2. Our goal has been to investigate the chemistry of the molecular gas around the UC HII region and the possible variations caused by the different local physical conditions. Our results can be summarized as follows:

- We have detected more than 30 different species (including isotopologues and deuterated compounds) in Mon R2. In particular, we have detected SO^+ and C_4H towards this region, which are well-known tracers of PDRs. In addition to SO^+ and C_4H , the list of identified species includes typical tracers of PDRs such as CN , HCN , HCO , C_2H and $c\text{-C}_3\text{H}_2$ but also other complex molecules more common in warm molecular clouds, such as CH_3CN , H_2CO , HC_3N , CH_3OH , or $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$. The origin of these complex species, which are embedded in dense and well-shielded clumps within the molecular cloud or PDR, needs to be investigated yet. The existence of high velocity molecular outflows in the region could also affect the abundance of some molecules such as HCN and the sulfurated species.
- Within the PDR component, the comparison of the fractional abundances measured in Mon R2 with those in the prototypical PDRs shows that the position IF has a chemistry similar to that in high-UV PDRs ($G_0 > 10^3$ Habing fields), while the chemistry in the position MP2 resembles that of the Horsehead ($< 10^3$ Habing field). Chemical models predict that the $[\text{CO}^+]/[\text{HCO}^+]$ and $[\text{HCO}]/[\text{HCO}^+]$ ratios can help us to reliably differentiate between these two types of PDRs.
- The deuterated species DCN and C_2D are detected in our spectral survey. The observed deuteration fractionations, $[\text{DCN}]/[\text{HCN}] \sim 0.03$ and $[\text{C}_2\text{D}]/[\text{C}_2\text{H}] \sim 0.05$, are among the highest in warm molecular clouds.

One important question is whether these stationary models are adequate for PDRs associated with rapidly evolving star-forming regions. The time to reach the equilibrium for each species at a given A_V depends on the density and the UV radiation (see e.g. Bayet et al. 2009). The higher the density and incident UV radiation, the more rapidly the equilibrium is reached at a given A_v . For the physical conditions in Mon R2, simple species are expected to have reached the equilibrium in $\sim 10^5$ yr, which explains the success of our chemical diagnostics. However, we cannot exclude there being small deviations from equilibrium especially in regions of high extinction and a low incident UV field. In future studies, we will investigate the role of grain surface chemistry and time-dependent effects on the chemistry of the molecular gas in Mon R2.

3.10. Tablas y figuras

Tabla 3.6: Parámetros físicos del IF

Molécula	RD ^a		LVG ^b		LTE ^c		f _X ^d	
	T _{rot} (K)	N (cm ⁻²)	n (cm ⁻³)	N (cm ⁻²)	T _{rot} ^e (K)	N (cm ⁻²)		
IF (0'',0'')								
C ¹⁸ O	40(5)	7(1)×10 ¹⁵	>3×10 ⁴	9.0×10 ¹⁵			1.7×10 ^{-7e}	
SO	100(600)	2(10)×10 ¹³					6.5×10 ⁻¹⁰	Estimación incierta
SO ⁺					10	<1.0×10 ¹²	<2.3×10 ⁻¹¹	
¹³ CN					10	<1.2×10 ¹³	<2.8×10 ⁻¹⁰	
¹³ CS			5×10 ^{5f}	1.7×10 ¹²			3.9×10 ⁻¹¹	Col CS
SiO			5×10 ^{5f}	<3.0×10 ¹¹			<7.0×10 ⁻¹²	
HNC			5×10 ^{5f}	4.2×10 ¹²			9.8×10 ⁻¹¹	
H ¹³ CN	9(1)	3.0(1.3)×10 ¹²	1×10 ⁶	3.0×10 ¹²			7.0×10 ⁻¹¹	Col HCN
HN ¹³ C			5×10 ^{5f}	4.0×10 ¹¹			9.3×10 ⁻¹²	Col HNC
HC ¹⁵ N			5×10 ^{5f}	4.0×10 ¹¹			9.3×10 ⁻¹²	Col HCN
DCN			5×10 ^{5f}	3.0×10 ¹²			7.0×10 ⁻¹¹	Col HCN
C ₂ H	16(1)	3.7(0.1)×10 ¹⁴					8.6×10 ⁻⁹	autoabsorción
C ₂ D					10	<7.5×10 ¹²	<1.7×10 ⁻¹⁰	
H ¹³ CO ⁺	22(5)	9(5)×10 ¹¹	1×10 ⁶	1×10 ¹²			2.0×10 ⁻¹¹	
HCS ⁺			5×10 ^{5f}	8.0×10 ¹²			1.9×10 ⁻¹⁰	
N ₂ H ⁺			5×10 ^{5f}	2.1×10 ¹²			4.9×10 ⁻¹¹	
C ₂ S					10	2.0×10 ¹²	4.6×10 ⁻¹¹	Tentativa
HCO					10	<3.0×10 ¹²	<7.0×10 ⁻¹¹	
SO ₂			5×10 ^{5f}	<4.3×10 ¹²			<1.0×10 ⁻¹⁰	
H ₂ CO	65(13)	7(5)×10 ¹³	5×10 ⁵	5.6×10 ¹³			1.5×10 ⁻⁹	ortho/para=3
H ₂ CS	33(11)	6(8)×10 ¹²					1.3×10 ⁻¹⁰	ortho/para=3
HNCO					10	<8.0×10 ¹¹	<1.8×10 ⁻¹¹	
c-C ₃ H ₂	11(2)	7.1(7.0)×10 ¹²	7×10 ⁵	8.5×10 ¹²			2.0×10 ⁻¹⁰	ortho/para=3, autoabsorción
HC ₃ N	33(2)	3.4(0.5)×10 ¹²	7×10 ⁵	3.4×10 ¹²			7.9×10 ⁻¹¹	
C ₄ H					10	2.7×10 ¹³	6.3×10 ⁻¹⁰	
CH ₃ OH	9(3)	6(10)×10 ¹⁴					1.5×10 ⁻⁸	Estimación incierta
CH ₃ CN					30	1.6×10 ¹²	3.7×10 ⁻¹¹	Estimación incierta
CH ₃ C ₂ H	27(6)	9(9)×10 ¹³					2.0×10 ⁻⁹	Estimación incierta

^a Diagramas rotacionales. Los números entre paréntesis son los errores matemáticos al ajuste. ^b Cálculos LVG con hipótesis T_k=50 K, Δv=5 km s⁻¹ para el IF y MP1 y T_k=70 K para el MP2. Cuando sólo se ha observado una transición, se supone una densidad de hidrógeno molecular n(H₂)=5×10⁵ cm⁻³. ^c Cálculos LTE. ^d Abundancia fraccional obtenida suponiendo N(C¹⁸O)/N(H₂)=1.7×10⁻⁷. ^e Hipótesis de abundancia de C¹⁸O frente a H₂. ^f Hipótesis de densidad molecular de H₂.

Tabla 3.7: Parámetros físicos del MP1

Molécula	RD ^a		LVG ^b		LTE ^c		f _X ^d	
	T _{rot} (K)	N (cm ⁻²)	n (cm ⁻³)	N (cm ⁻²)	T _{rot} ^e (K)	N (cm ⁻²)		
MP1 (+15'', -15'')								
C ¹⁸ O	38(2)	9.7(0.5)×10 ¹⁵	>3×10 ⁴	9.7×10 ¹⁵			1.7×10 ^{-7d}	
SO	54(15)	3.0(1.2)×10 ¹³	2×10 ⁶	3.2×10 ¹³			5.2×10 ⁻¹⁰	
SO ⁺					10	3.0×10 ¹²	5.2×10 ⁻¹¹	
¹³ CN	3(2)	1(4)×10 ¹⁵			10	9.0×10 ¹²	1.6×10 ⁻¹⁰	Estimación incierta
¹³ CS			5×10 ^{5f}	2.5×10 ¹²			4.4×10 ⁻¹¹	Col CS
SiO	11(2)	6.0(6.0)×10 ¹¹	8×10 ⁵	6.0×10 ¹¹			1.0×10 ⁻¹¹	
HNC			5×10 ^{5f}	1.5×10 ¹³			2.6×10 ⁻¹⁰	
H ¹³ CN	8(1)	3.7(1.6)×10 ¹²	7×10 ⁵	3.0×10 ¹²			6.5×10 ⁻¹¹	Col HCN
HN ¹³ C			5×10 ^{5f}	8.0×10 ¹¹			1.4×10 ⁻¹¹	Col HNC
HC ¹⁵ N			5×10 ^{5f}	8.0×10 ¹¹			1.4×10 ⁻¹¹	Col HCN
H ¹⁵ NC			5×10 ^{5f}	1.8×10 ¹¹			3.1×10 ⁻¹²	Col HNC
DCN			5×10 ^{5f}	6.0×10 ¹²			1.0×10 ⁻¹⁰	Col HCN
C ₂ H	13(1)	4.6(0.5)×10 ¹⁴					8.1×10 ⁻⁹	
C ₂ D					10	1.3×10 ¹³	2.3×10 ⁻¹⁰	
H ¹³ CO ⁺	11(1)	1.5(0.1)×10 ¹²	3×10 ⁵	1.4×10 ¹²			2.6×10 ⁻¹¹	
HCS ⁺			5×10 ^{5f}	1.6×10 ¹²			2.8×10 ⁻¹¹	
N ₂ H ⁺			5×10 ^{5f}	1.2×10 ¹³			2.1×10 ⁻¹⁰	
C ₂ S					10	<1.1×10 ¹²	1.9×10 ⁻¹¹	
HCO					10	5.0×10 ¹²	8.8×10 ⁻¹¹	
SO ₂			5×10 ^{5f}	4.5×10 ¹²			7.9×10 ⁻¹¹	
H ₂ CO	53(1)	1.1(0.1)×10 ¹⁴	5×10 ⁵	8.9×10 ¹³			1.9×10 ⁻⁹	ortho/para=3
H ₂ CS	22(6)	9(6)×10 ¹²					1.6×10 ⁻¹⁰	ortho/para=3
HNCO					10	1.5×10 ¹²	2.6×10 ⁻¹¹	
c- C ₃ H ₂	11(2)	9(4)×10 ¹²	3×10 ⁵	8.0×10 ¹²			1.6×10 ⁻¹⁰	ortho/para=3
HC ₃ N	26(1)	9.3(1.3)×10 ¹²	5×10 ⁵	9.0×10 ¹²			1.6×10 ⁻¹⁰	
C ₄ H					10	4.0×10 ¹³	7.0×10 ⁻¹⁰	
CH ₃ OH	16(8)	1(5)×10 ¹³					1.9×10 ⁻¹⁰	Estimación incierta
CH ₃ CN	30(6)	4(4)×10 ¹²					7.3×10 ⁻¹¹	Estimación incierta
CH ₃ C ₂ H	39(16)	8(10)×10 ¹³					1.3×10 ⁻⁹	

^a Diagramas rotacionales. Los números entre paréntesis son los errores matemáticos al ajuste. ^bCálculos LVG con hipótesis T_k=50 K, Δv=5 km s⁻¹ para el IF y MP1 y T_k=70 K para el MP2. Cuando sólo se ha observado una transición, se supone una densidad de hidrógeno molecular n(H₂)=5×10⁵ cm⁻³. ^c Cálculos LTE. ^d Abundancia fraccional obtenida suponiendo N(C¹⁸O)/N(H₂)=1.7×10⁻⁷. ^e Hipótesis de abundancia de C¹⁸O frente a H₂. ^f Hipótesis de densidad molecular de H₂.

Tabla 3.8: Parámetros físicos del MP2.

Molécula	RD ^a		LVG ^b		LTE ^c		f _X ^d	
	T _{rot} (K)	N (cm ⁻²)	n (cm ⁻³)	N (cm ⁻²)	T _{rot} ^e (K)	N (cm ⁻²)		
MP2 (0'', +40'')								
C ¹⁸ O	65(8)	1.3(0.2)×10 ¹⁶	>3×10 ⁴	1.3×10 ¹⁶			1.7×10 ^{-7d}	
SO	21(8)	2.9(2.3)×10 ¹³	2×10 ⁵	5.0×10 ¹³			3.8×10 ⁻¹⁰	
SO ⁺					10	<1.8×10 ¹²	<2.3×10 ⁻¹¹	
¹³ CN	4(2)	3.5(1.5)×10 ¹³					4.6×10 ⁻¹⁰	
¹³ CS			5×10 ^{5f}	2.5×10 ¹²			3.3×10 ⁻¹¹	Col CS
SiO	11(1)	6.5(1.2)×10 ¹¹	5×10 ⁵	1.0×10 ¹²			8.5×10 ⁻¹²	
HNC			5×10 ^{5f}	1.2×10 ¹³			1.6×10 ⁻¹⁰	
H ¹³ CN	8(1)	2.9(0.5)×10 ¹²	6×10 ⁵	2.6×10 ¹²			3.8×10 ⁻¹¹	Col HCN
HN ¹³ C			5×10 ^{5f}	5.0×10 ¹¹			6.5×10 ⁻¹²	Col HNC
HC ¹⁵ N			5×10 ^{5f}	5.0×10 ¹¹			6.5×10 ⁻¹²	Col HCN
DCN			5×10 ^{5f}	3.2×10 ¹²			4.2×10 ⁻¹¹	Col HCN
C ₂ H	12(1)	4.1(0.3)×10 ¹⁴					5.4×10 ⁻⁹	
C ₂ D					10	2.0×10 ¹³	2.6×10 ⁻¹⁰	
H ¹³ CO ⁺	10(1)	1.1(0.3)×10 ¹²	2×10 ⁵	1.3×10 ¹²			1.4×10 ⁻¹¹	
HCS ⁺			5×10 ^{5f}	5.0×10 ¹²			6.5×10 ⁻¹¹	
N ₂ H ⁺			5×10 ^{5f}	4.0×10 ¹²			5.2×10 ⁻¹¹	
C ₂ S	11(7)	2(6)×10 ¹²					2.5×10 ⁻¹¹	
HCO					10	1.3×10 ¹³	1.7×10 ⁻¹⁰	
SO ₂	28(15)	1.0(1.4)×10 ¹³	5×10 ⁶	1.0×10 ¹³			1.3×10 ⁻¹⁰	sólo ajusta- das las líneas a 3mm
H ₂ CO	52(4)	9.3(2.0)×10 ¹³	1×10 ⁷	8.0×10 ¹³			1.2×10 ⁻⁹	ortho/para=3
H ₂ CS	60(38)	1.3(2.1)×10 ¹³					1.7×10 ⁻¹⁰	ortho/para=3
HNCO					10	<9.0×10 ¹¹	<1.2×10 ⁻¹¹	
c-	12(1)	1.3(0.1)×10 ¹³	4×10 ⁵	1.3×10 ¹³			1.7×10 ⁻¹⁰	ortho/para=3
C ₃ H ₂								
HC ₃ N	35(3)	6.1(1.2)×10 ¹²	5×10 ⁵	6.0×10 ¹²			8.0×10 ⁻¹¹	
C ₄ H	9(4)	1.2(1.6)×10 ¹⁴					1.6×10 ⁻⁹	
CH ₃ OH	41(74)	2(7)×10 ¹⁴					2.7×10 ⁻⁹	Estimación incierto
CH ₃ CN	59(20)	5.6(2.2)×10 ¹²					7.3×10 ⁻¹¹	Estimación incierto
CH ₃ C ₂ H					30	9.0×10 ¹³	1.2×10 ⁻¹⁰	Estimación incierto

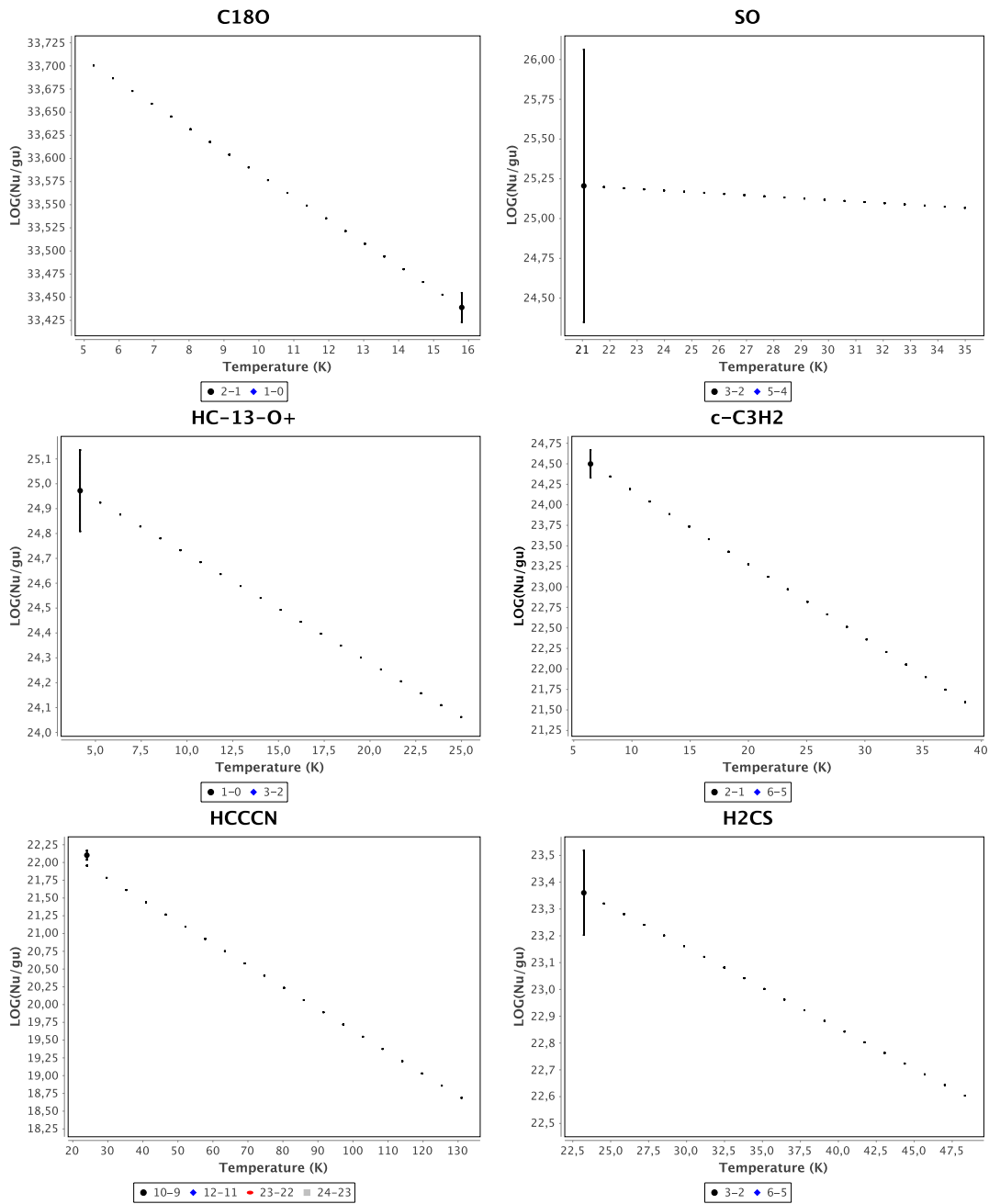


Figura 3.12: Diagramas rotacionales de las moléculas más representativas detectadas en el IF (offset (0'', 0'')) (Ginard et al. 2012).

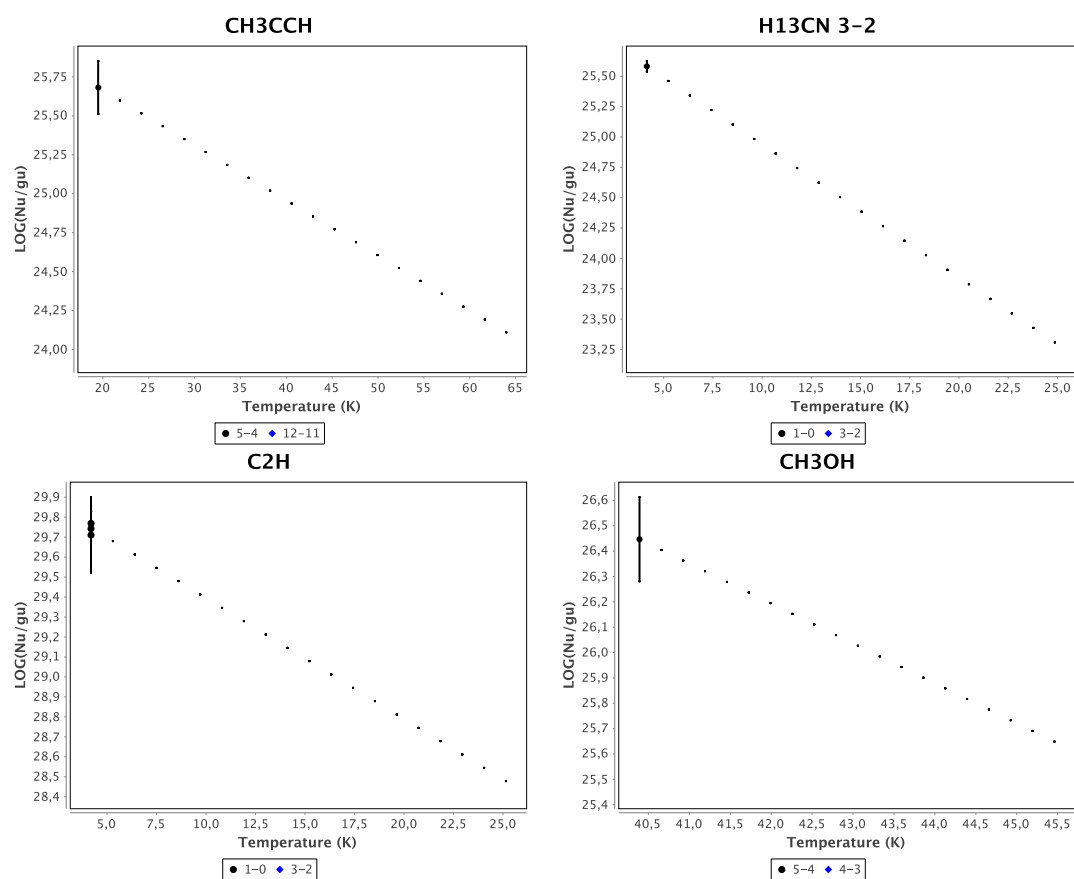


Figura 3.13: Diagramas rotacionales de las moléculas más representativas detectadas en el IF (offset (0", 0")) (Ginard et al. 2012). Continuación.

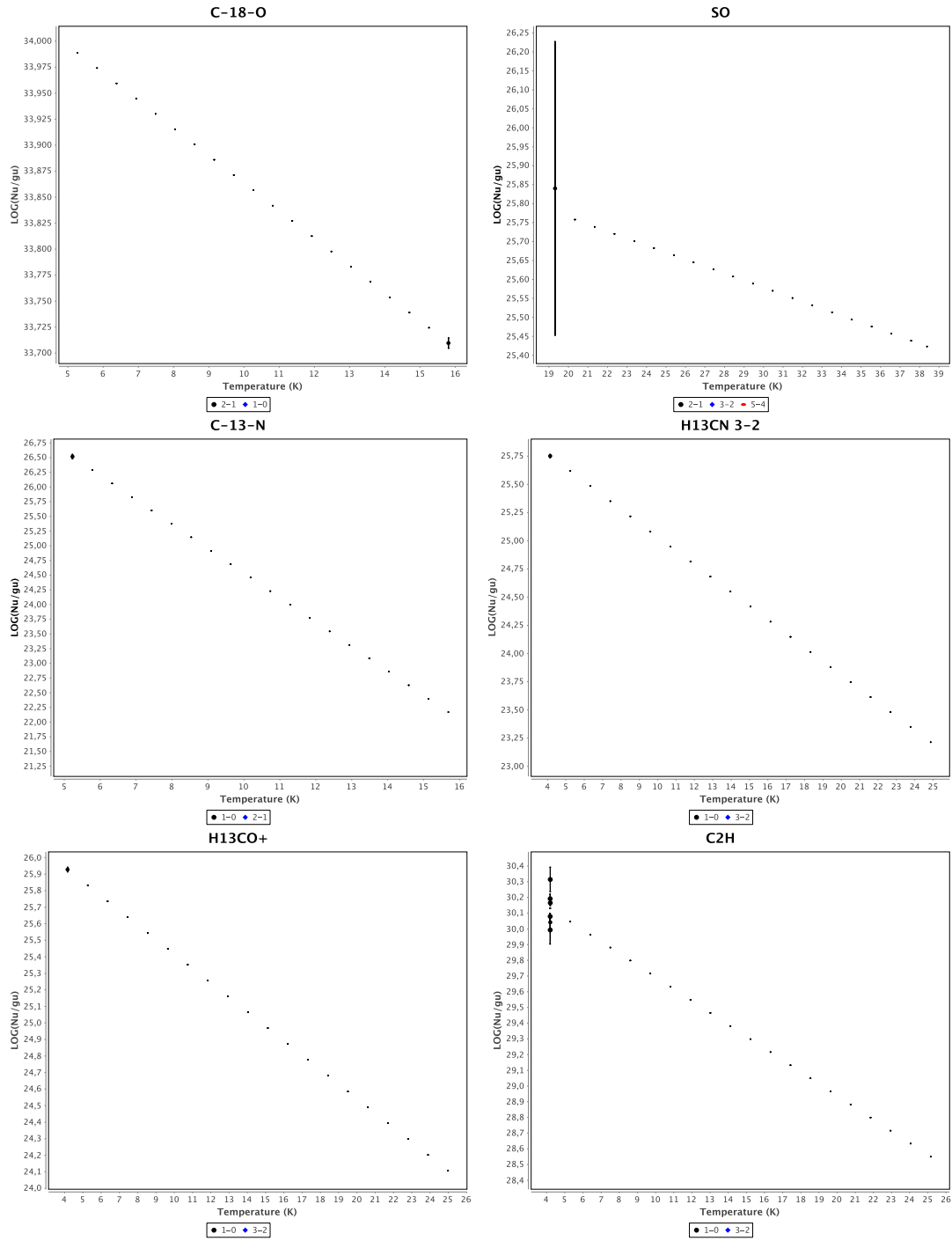


Figura 3.14: Diagramas rotacionales de las moléculas más representativas detectadas en el MP1 (offset (+15", -15")) (Ginard et al. 2012).

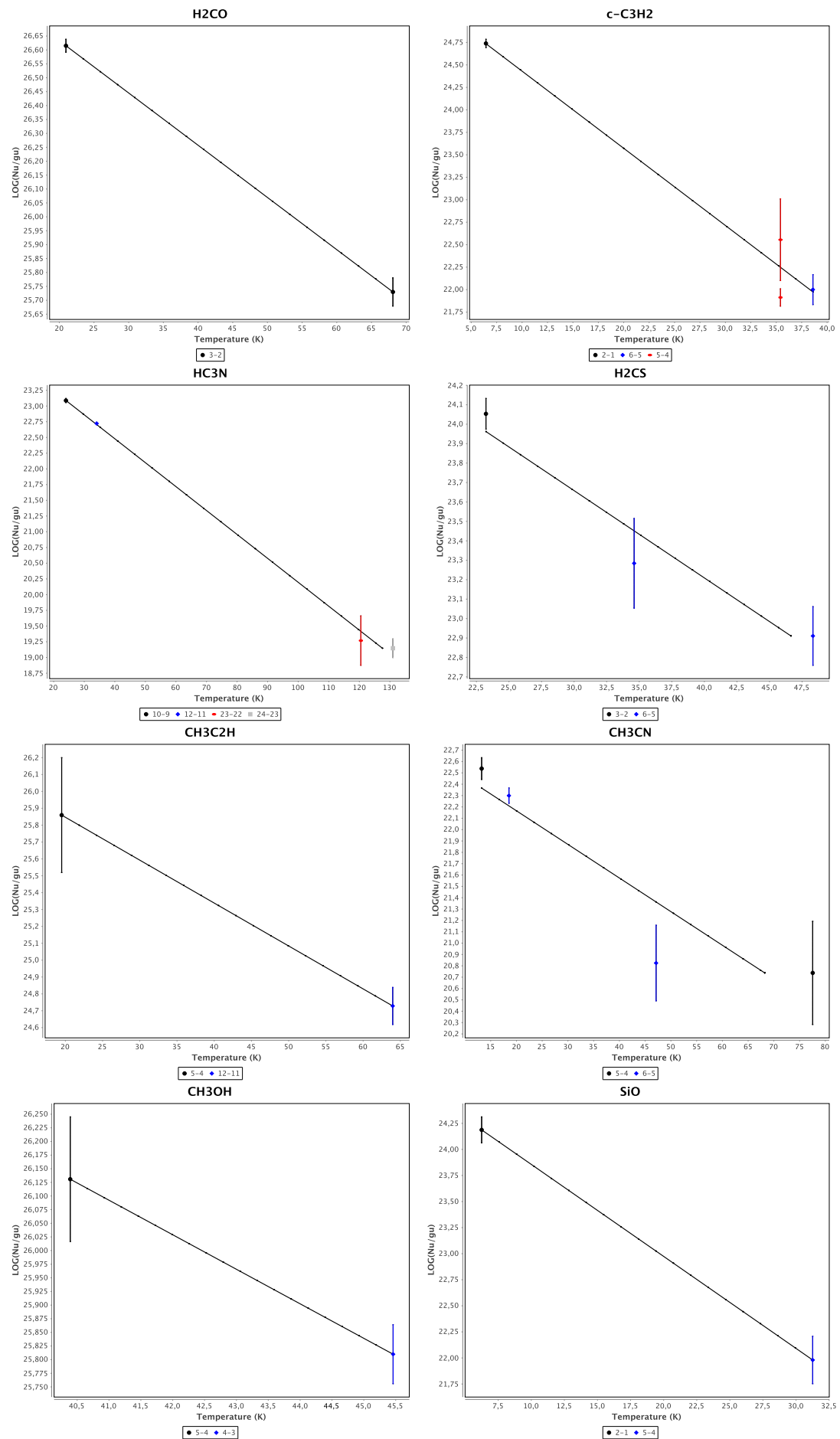


Figura 3.15: Diagramas rotacionales de las moléculas más representativas detectadas en el MP1 (offset (+15", -15")) (Ginard et al. 2012). Continuación.

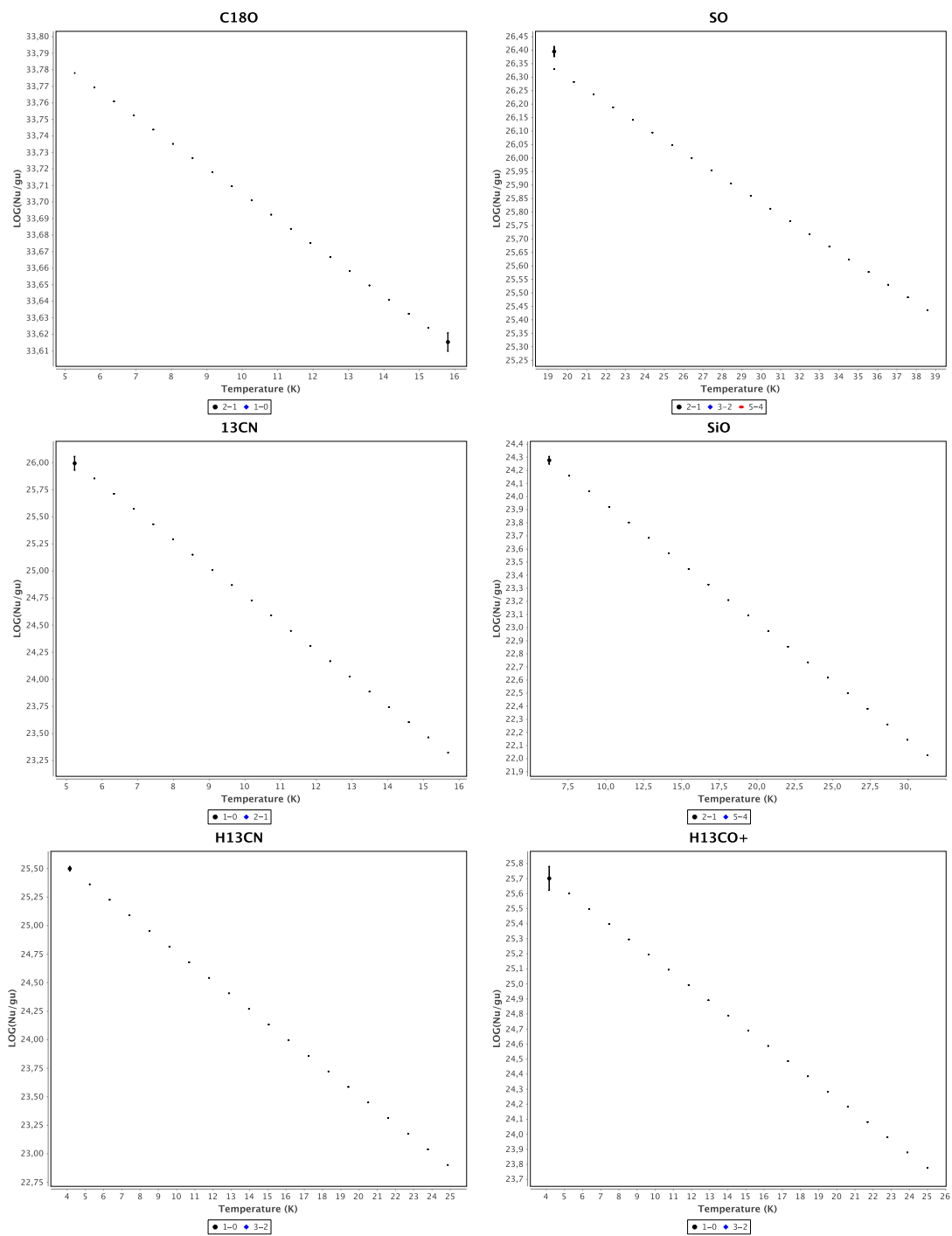


Figura 3.16: Diagramas rotacionales de las moléculas más representativas detectadas en el MP2 (offset (+0", +40")) (Ginard et al. 2012).

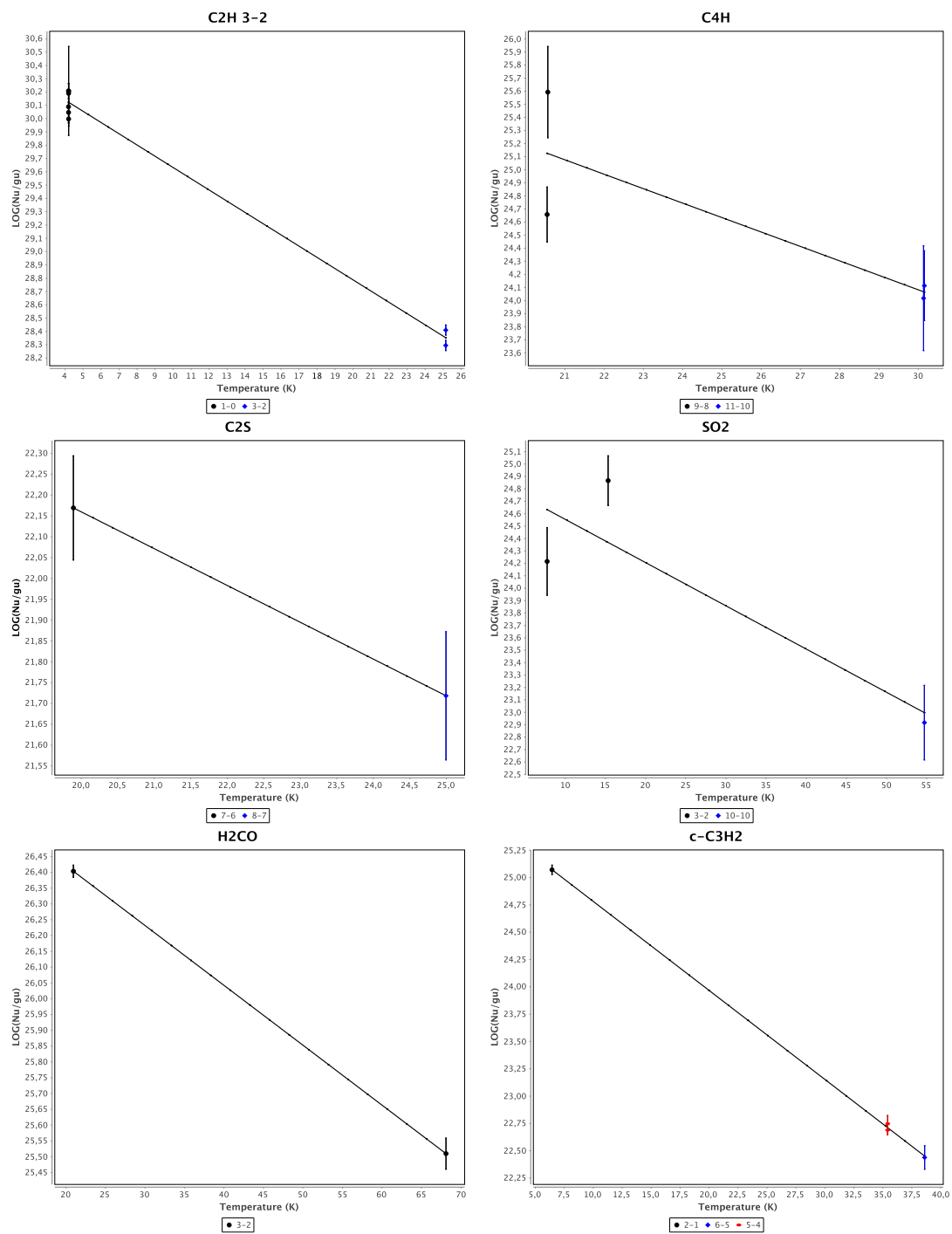


Figura 3.17: Diagramas rotacionales de las moléculas más representativas detectadas en el MP2 (offset (+0", +40")) (Ginard et al. 2012). Continuación.

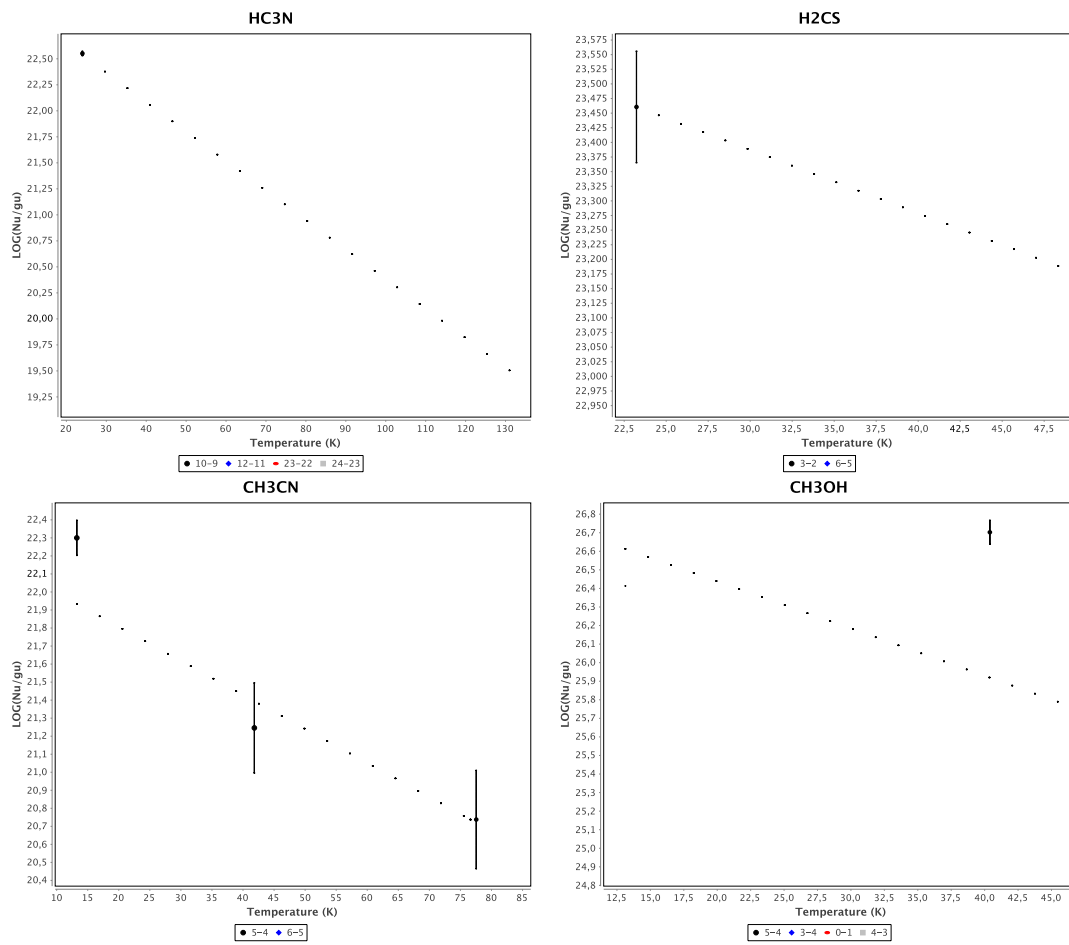


Figura 3.18: Diagramas rotacionales de las moléculas más representativas detectadas en el MP2 (offset (+0", +40")) (Ginard et al. 2012). Continuación.

Tabla 3.9: Observaciones de SO, SO₂, SO⁺ y C₄H.

Línea		HPBW ($''$)	Frec (GHz)	I (K km s ⁻¹)	v_{lsr} (km s ⁻¹)	Δv (km s ⁻¹)	T_{MB} (K)
Offset	(0 $''$, 0 $''$)						
SO	$5_4 \rightarrow 4_3$	12	206.176	0.70(0.05)	10.56(0.08)	2.6(0.3)	0.26
SO ⁺	$9/2 \rightarrow 7/2$	12	208.965	0.11(0.05) ^t	10.09(1.00)	3.87(1.72)	0.026
SO ⁺	$9/2 \rightarrow 7/2$	12	208.590	< 0.16			
SO ₂	$3_{2,2} \rightarrow 2_{1,1}$	12	208.700	< 0.16			
C ₄ H	$11 \rightarrow 10$	24	104.666	0.09(0.02)	9.8(0.5)	3.56(1.11)	0.025
C ₄ H	$11 \rightarrow 10$	24	104.705	0.11(0.02)	10.2(0.4)	3.8(0.8)	0.028
Offset	(+15 $''$, -15 $''$)						
SO	$5_4 \rightarrow 4_3$	12	206.176	1.16(0.04)	10.13(0.04)	2.59(0.09)	0.42
SO ⁺	$9/2 \rightarrow 7/2$	12	208.965	0.26(0.03)	10.17(0.12)	2.06(0.21)	0.12
SO ⁺	$9/2 \rightarrow 7/2$	12	208.590	0.13(0.04)	10.20(0.21)	1.5(0.6)	0.08
SO ₂	$3_{2,2} \rightarrow 2_{1,1}$	12	208.700	< 0.07			
C ₄ H	$11 \rightarrow 10$	24	104.666	0.09(0.03)	8.7(0.9)	5.14(1.64)	0.017
C ₄ H	$11 \rightarrow 10$	24	104.705	0.14(0.03)	9.8(0.7)	5.90(1.17)	0.022
Offset	(0 $''$, +40 $''$)						
SO	$5_4 \rightarrow 4_3$	12	206.176	1.19(0.03)	9.65(0.02)	1.70(0.06)	0.66
SO ⁺	$9/2 \rightarrow 7/2$	12	208.965	< 0.17			
SO ⁺	$9/2 \rightarrow 7/2$	12	208.590	< 0.17			
SO ₂	$3_{2,2} \rightarrow 2_{1,1}$	12	208.700	< 0.22			
C ₄ H	$11 \rightarrow 10$	24	104.666	0.14(0.02)	6.53(0.07)	1.11(0.16)	0.12
C ₄ H	$11 \rightarrow 10$	24	104.705	0.09(0.02)	7.99(0.09)	0.90(0.18)	0.10

^t Tentativa, <3- σ

Tabla 3.10: Transiciones observadas e intensidades de líneas.

Frec. (MHz)	Transición	Int.(IF) (K×km s ⁻¹)	Int.(MP1) (K×km s ⁻¹)	Int.(MP2) (K×km s ⁻¹)
83802	H(66)δ	1.23(0.11)	0.24(0.06)	
84107	C(40)α+He(40)α en la banda imagen		0.66(0.14)	
84521	CH ₃ OH 5 _{-1,5} →4 _{0,4}	0.48(0.08)	0.35(0.04)	0.62(0.04)
84914	H(60)γ	2.26(0.12)	0.70(0.04)	
85197	CS 2→1 en la banda imagen		0.39(0.19)	0.39(0.09)
85339	c-C ₃ H ₂ 2 _{1,2} →1 _{0,1}	1.18(0.20) ^a	1.50(0.07) ^a	2.09(0.09) ^a
85348	HCS ⁺ 2→1	0.76(0.09)	0.32(0.02)	0.33(0.09)
85457	CH ₃ C ₂ H 5 _k →4 _k k=0,1	0.41(0.07)	0.47(0.16)	0.53(0.07)
85634	C ₄ H 9→8 J=19/2→17/2			0.29(0.08)
85673	C ₄ H 9→8 J=17/2→15/2			0.53(0.15)
85688	H(42)α	15.97(0.13)	4.08(0.13)	0.89(0.16)
85731	C(42)α		0.23(0.06)	
85925	NH ₂ D 1 _{1,1} -1 _{0,1} ^t		0.19(0.04)	
86055	HC ¹⁵ N 1→0	0.29(0.07)	0.52(0.14)	0.37(0.06)
86094	SO 2 ₂ →1 ₁	0.38(0.05)	0.31(0.12)	0.54(0.01)
86339	H ¹³ CN 1→0	1.78(0.08)	2.11(0.03)	1.64(0.03)
86488	H(70)ε	0.95(0.12)		
86671	HCO 1 _{0,1} →0 _{0,0} J=3/2→1/2 F=2→1		0.22(0.05)	0.54(0.05)
86690	H(74)ζ	0.99(0.17)		
86708	HCO 1 _{0,1} →0 _{0,0} J=3/2→1/2 F=1→0		0.15(0.03)	0.37(0.05)
86754	H ¹³ CO ⁺ 1→0	0.55(0.09)	1.43(0.02)	1.14(0.09)
86777	HCO 1 _{0,1} →0 _{0,0} J=1/2→1/2 F=1→1		0.12(0.03)	0.31(0.04)
86847	SiO 2→1		0.32(0.04)	0.35(0.01)
87091	HN ¹³ C 1→0	0.31(0.06)	0.57(0.04)	0.35(0.04)
87284	C ₂ H N=1→0 J=3/2→1/2 F=1→1	0.42(0.08)	0.68(0.02)	0.69(0.04)
87317	C ₂ H N=1→0 J=3/2→1/2 F=2→1	4.4(0.4)	5.5(0.5)	5.8(0.5)
87329	C ₂ H N=1→0 J=3/2→1/2 F=1→0	2.12(0.11)	2.97(0.06)	3.0(0.4)
87402	C ₂ H N=1→0 J=1/2→1/2 F=1→1	2.17(0.14)	3.24(0.06)	3.38(0.13)
87407	C ₂ H N=1→0 J=1/2→1/2 F=0→1	0.84(0.15)	1.15(0.05)	1.10(0.06)
87446	C ₂ H N=1→0 J=1/2→1/2 F=1→0		0.77(0.06)	0.68(0.05)
87615	H(65)δ	1.86(0.08)	0.41(0.09)	
87706	No identificada (F _{imagen} =110433 MHz)	1.5(0.3)		
87938	¹³ CO 1→0 en la banda imagen	0.96(0.10)	1.05(0.05)	0.84(0.05)
88358	C ¹⁸ O 1→0 en la banda imagen		0.36(0.03)	0.27(0.04)
88406	H(52)β	6.77(0.08)	1.01(0.07)	0.47(0.06)
88578	No identificada (F _{imagen} =109560 MHz)	0.47(0.06)		
88632	HCN 1→0 F=1-1, F=2-1 and F=0-1	8.47(0.06)	20.58(0.05)	23.24(0.04)
88866	H ¹⁵ NC 1→0 ^t		0.14(0.04)	
88942	No identificada (F _{imagen} =109196 MHz)			0.20(0.04)
89112	No identificada (F _{imagen} =109027 MHz)	0.24(0.05)		
89165	No identificada (F _{imagen} =108974.5 MHz)	0.66(0.02)		
89189	HCO ⁺ 1→0	11.59(0.02) ^a	13.90(0.22)	17.67(0.11) ^a

^a El perfil muestra auto absorción; ^t Detección tentativa; ^b obtenido degradando los mapas de HERA a la resolución angular de las líneas a 3mm.

Tabla 3.11: Transiciones observadas e intensidades de líneas. (continuación)

Frecuencia (MHz)	Transición	Int.(IF) (K×km s ⁻¹)	Int.(MP1) (K×km s ⁻¹)	Int.(MP2) (K×km s ⁻¹)
89199	H(59)γ	2.50(0.21)		
90174	H(69)ε y H(73)ζ	1.63(0.12)		
90664	HNC 1→0	3.19(0.05)	10.58(0.14)	8.33(0.06)
90979	HC ₃ N 10→9	0.90(0.06)	2.41(0.08)	1.41(0.03)
91406	H(39)α en la banda imagen	0.61(0.13)		
91663	H(64)δ	1.86(0.11)	0.52(0.08)	
91942	CH ₃ ¹³ CN 5 ₀ →4 ₀	0.59(0.16)		
91971	CH ₃ CN 5 ₃ →4 ₃	0.64(0.14)	0.11(0.05)	0.11(0.03)
91980	CH ₃ CN 5 ₂ →4 ₂			0.12(0.03)
91987	CH ₃ CN 5 _k →4 _k k=0,1		0.52(0.05)	0.41(0.04)
92034	H(41)α	20.45(0.17)	4.01(0.18)	1.39(0.05)
92080	C(41)α	0.38(0.08) ^t		
92436	No identificada (F _{imagen} =105702 MHz)	0.39(0.05)		
92494	¹³ CS 2→1	0.30(0.05)	0.42(0.06)	0.37(0.03)
93174	N ₂ H ⁺ 1→0 F=1→1, 1→2 and 1→0	1.53(0.06)	8.66(0.09)	2.47(0.04)
93607	H(51)β	6.04(0.10)	1.06(0.08)	0.35(0.08)
93776	H(58)γ	2.77(0.17)	0.56(0.09)	
93827	H(72)ζ	0.89(0.09)		
93870	C ₂ S 7 ₈ →6 ₇	0.14(0.04)		0.16(0.02)
94073	H(68)ε	1.03(0.07)		
103252	No identificada (F _{imagen} =94889 MHz)	0.52(0.04)		
103266	C ₄ H v=1 21/2→19/2 ^t	0.47(0.05)		
103915	H(56)γ	3.02(0.07)	0.46(0.07)	
104029	SO ₂ 3 _{1,3} →2 _{0,2} ^t		0.16(0.06)	0.11(0.03)
104062	No identificada (F _{imagen} =93900 MHz)			0.16(0.03)
104239	SO ₂ 10 _{1,9} →10 _{0,10} ^t			0.10(0.03)
104533	H(51)β en la banda imagen	0.44(0.03)		
104617	H ₂ CS 3 _{1,2} →2 _{1,1}	0.19(0.03)	0.38(0.03)	0.21(0.02)
104667	C ₄ H 11→10 J=23/2→21/2		0.19(0.03)	0.30(0.06)
104705	C ₄ H 11→10 J=21/2→19/2		0.27(0.05)	0.30(0.04)
104966	N ₂ H ⁺ 1→0 en la banda imagen		0.52(0.03)	
105302	H(49)β	6.22(0.10)	0.66(0.06)	0.39(0.05)
105410	H(61)δ	1.70(0.07)		
105516	No identificada (F _{imagen} =92625 MHz)	0.36(0.10)		
106079	H(69)ζ	0.71(0.09)		
106104	H(41)α en la banda imagen	0.45(0.10)		
106348	C ₂ S N=8→7 J=9→8			0.13(0.02)
106737	H(39)α	18.80(0.11)	2.33(0.07)	0.57(0.06)
107014	CH ₃ OH 3 _{1,3} →4 _{0,4}		0.14(0.06)	0.55(0.07)
107206	H(65)ε	1.23(0.12)		
107254	No identificada (F _{imagen} =90887 MHz)	0.59(0.18)		
107424	No identificada (F _{imagen} =90720 MHz)	0.51(0.03)		
107476	HNC 1→0 en la banda imagen	0.25(0.07)	0.46(0.03)	0.48(0.04)
108427	¹³ CN N=1→0 J=1/2→1/2		0.27(0.01)	0.16(0.01)
108780	¹³ CN N=1→0 J=3/2→1/2		0.24(0.01)	0.39(0.03)
108894	CH ₃ OH 0 _{0,0} →1 _{-1,1}		0.20(0.09)	0.19(0.03)
108950	HCO ⁺ 1→0 en la banda imagen	0.21(0.21)	0.47(0.13)	0.72(0.05)
109174	HC ₃ N 12→11	0.70(0.04)	2.41(0.04)	1.45(0.04)
109206	No identificada (F _{imagen} =88935 MHz)			0.13(0.03)
109252	SO 2 ₃ →1 ₂	0.21(0.18)	0.34(0.01)	0.59(0.01)
109536	H(55)γ	3.25(0.10)		
109782	C ¹⁸ O 1→0	3.47(0.06)	4.63(0.05)	3.75(0.06)

^a El perfil muestra auto absorción; ^t Detección tentativa; ^b obtenido degradando los mapas de HERA a la resolución angular de las líneas a 3mm.

Tabla 3.12: Transiciones observadas e intensidades de líneas. (continuación)

Frecuencia (MHz)	Transición	Int.(IF) (K×km s ⁻¹)	Int.(MP1) (K×km s ⁻¹)	Int.(MP2) (K×km s ⁻¹)
109906	HNCO 5→4		0.13(0.04)	
109998	No identificada (F _{imagen} =88142 MHz)	0.43(0.05)		
110025	C ¹⁵ N N=1→0 J=3/2→1/2 F=2→1 y 1→0		0.13(0.03)	0.25(0.04)
110119	No identificada (F _{imagen} =88022 MHz)			0.18(0.04)
110201	¹³ CO 1→0	42.31(0.03)	49.18(1.07)	41.61(0.15)
110364	CH ₃ CN 6 ₃ →5 ₃			0.21(0.06)
110375	CH ₃ CN 6 ₂ →5 ₂		0.12(0.04)	0.13(0.04)
110383	CH ₃ CN 6 _k →5 _k k=0,1	1.13(0.13)	0.59(0.04)	0.34(0.05)
110601	H(60)δ	1.66(0.13)		
205081	CH ₃ C ₂ H 12 ₀ →11 ₀	0.49(0.08)	0.71(0.10)	
205292	C ¹⁸ O 2→1 en la banda imagen			1.01(0.08)
205986	H ₂ CS 6 _{0,6} →5 _{0,5}		0.26(0.06)	
206176	SO 4 ₅ →3 ₄	1.41(0.09)	1.30(0.07)	1.60(0.09)
206676	No identificada (F _{imagen} =218175 MHz)	1.31(0.12)	0.79(0.06)	0.65(0.05)
206907	No identificada (F _{imagen} =217944 MHz)	0.49(0.11)		
207836	No identificada (F _{imagen} =217015 MHz)			0.40(0.08)
208700	SO ₂ 3 _{2,2} →2 _{1,1}			0.35(0.07)
208767	No identificada (F _{imagen} =221286 MHz)		0.29(0.07)	
209097	No identificada F _{imagen} =220956 MHz)	0.64(0.06)	0.76(0.05)	0.86(0.12)
209201	H ₂ CS 6 _{1,5} →5 _{1,4}	0.39(0.04)	0.53(0.08)	0.70(0.16)
209230	HC ₃ N 23→22	0.22(0.10)	0.28(0.11)	0.59(0.15)
209277	No identificada (F _{imagen} =220777 MHz)	0.37(0.08)	0.32(0.08)	
209591	No identificada (F _{imagen} =220462 MHz)	1.8(0.6)		
209655	¹³ CO 2→1 en la banda imagen	1.97(0.10)	2.13(0.07)	2.18(0.11)
209894	H(44)γ	2.37(0.16)		
209999	C(44)γ			0.51(0.11)
210495	C ¹⁸ O 2→1 en la banda imagen	1.18(0.07)	0.32(0.06)	1.28(0.09)
210502	H(31)α	15.18(0.20)		
216373	CCD N=3→2 J=7/2→5/2		0.31(0.05)	0.49(0.10)
216428	CCD N=3→2 J=5/2→3/2		0.31(0.05)	0.40(0.07)
216711	H ₂ S 2 _{2,0} →2 _{1,1}			0.21(0.05)
217105	SiO 5→4		0.22(0.05)	0.23(0.01)
217239	DCN J=3→2	1.23(0.11)	2.94(0.06)	1.32(0.06)
217467	¹³ CN N=2→1 J=5/2→3/2 F=4→3, 3→2 and 2→1		0.12(0.01)	0.38(0.03)
217822	c-C ₃ H ₂ 6 _{1,6} →5 _{0,5} y 6 _{0,6} →5 _{1,5}	0.80(0.20)	1.20(0.20)	1.86(0.20)
217835	CO 2→1 en la banda imagen	1.80(0.16)	1.9(0.5)	3.0(0.4)
217940	c-C ₃ H ₂ 5 _{1,4} →4 _{2,3}		0.52(0.05)	1.13(0.05)
218160	c-C ₃ H ₂ 5 _{2,4} →4 _{1,3}		0.33(0.15)	0.40(0.03)
218182	No identificada (F _{imagen} =230192 MHz)		0.50(0.09)	0.58(0.11)
218222	H ₂ CO 3 _{0,3} →2 _{0,2}	3.78(0.13)	7.71(0.10)	6.24(0.12)
218325	HC ₃ N 24→23	0.17(0.06)	0.27(0.04)	0.32(0.03)
218440	CH ₃ OH 4 _{2,2} →3 _{1,2}	0.63(0.13)	0.74(0.04)	0.35(0.06)
218476	H ₂ CO 3 _{2,2} →2 _{2,1}	1.02(0.12)	1.77(0.09)	1.42(0.07)
218667	No identificada (F _{imagen} =229707 MHz)	0.90(0.11)		
218760	H ₂ CO 3 _{2,1} →2 _{2,0}	0.87(0.08)	1.75(0.05)	1.41(0.06)
219560	C ¹⁸ O 2→1	10.68(0.17)	14.0(0.07)	12.74(0.07)
219597	No identificada (F _{imagen} =228776 MHz)	1.90(0.13)		
219852	H ₂ CN 3 _{0,3} →2 _{0,2} ^t	1.0(0.3)	0.57(0.05)	0.48(0.06)
219911	H ₂ ¹³ CO 3 _{1,2} -2 _{1,1} ^t	1.06(0.15)		
219949	SO 6 ₅ →5 ₄	1.45(0.07)	2.07(0.01)	1.83(0.03)
259012	H ¹³ CN 3→2 ^b	1.65(0.21)	2.5(0.3)	1.10(0.06)
260255	H ¹³ CO ⁺ 3→2 ^b	2.00(0.04)	2.12(0.04)	1.52(0.03)
262004	C ₂ H N=3→2 J=7/2→5/2 ^b	14.6(0.6)	15.6(0.6)	12.9(0.5)

^a El perfil muestra auto absorción; ^t Detección tentativa; ^b obtenido degradando los mapas de HERA a la resolución angular de las líneas a 3mm.

Tabla 3.13: Resumen de líneas de recombinación

IF (0'',0'')					
Frec(MHz)	Línea	I(K km s ⁻¹)	v _{lsr} (km s ⁻¹)	Δv(km s ⁻¹)	T _{MB} (K)
83801.829	H(66)δ	1.23 (0.11)	13.3 (1.3)	28 (3)	0.04
84914.394	H(60)γ	2.26 (0.12)	11.8 (0.8)	30.7 (1.8)	0.07
85688.390	H(42)α	15.97 (0.13)	12.4 (0.1)	30.9 (0.3)	0.48
85731.144	C(42)α	0.23 (0.06)	12.2 (1.6)	9 (3)	0.02
86488.417	H(70)ε	0.95 (0.12)	15 (3)	37 (6)	0.02
86689.621	H(74)ζ	0.99 (0.17)	8 (3)	33 (8)	0.03
87614.996	H(65)δ	1.86 (0.08)	9.7 (0.7)	30.3 (1.5)	0.06
88405.687	H(52)β	6.77 (0.08)	9.3 (0.2)	34.2 (0.5)	0.19
89198.545	H(59)γ	2.50 (0.21)	7.2 (1.1) ^a	27 (3)	0.09
90164.065	H(73)ζ ^b	0.63 (0.10)	9.8 (2.3)	31 (7)	0.02
90174.339	H(69)ε ^b	0.98 (0.12)	8.4 (1.3)	32 (3)	0.03
91663.133	H(64)δ	1.86 (0.11)	9.0 (1.0)	33.2 (2.0)	0.05
92034.434	H(41)α	20.45 (0.17)	9.6 (0.2)	30.8 (0.3)	0.62
92080.355	C(41)α ^t	0.38 (0.08)	7.0 (1.2)	11.7(3.1)	0.03
93607.316	H(51)β	6.04 (0.10)	9.8 (0.3)	30.9 (0.6)	0.18
93775.871	H(58)γ	2.77 (0.17)	8.7 (0.9)	30.5 (2.1)	0.08
93826.790	H(72)ζ	0.89 (0.09)	10.7 (1.5)	30 (4)	0.03
94072.811	H(68)ε	1.03 (0.07)	11.4 (0.9)	26.8 (2.1)	0.04
103914.838	H(56)γ	3.02 (0.07)	12.6 (0.4)	33.0 (0.9)	0.09
105301.857	H(49)β	6.22 (0.10)	12.4 (0.3)	31.5 (0.6)	0.19
105410.216	H(61)δ	1.70 (0.07)	12.7 (0.7)	29.5 (1.4)	0.05
106079.529	H(69)ζ	0.71 (0.09)	14.0 (1.9)	29 (5)	0.02
106737.357	H(39)α	18.80 (0.11)	12.53 (0.09)	31.0 (0.2)	0.57
107206.108	H(65)ε	1.23 (0.12)	10.31 (1.8)	36 (4)	0.03
109536.001	H(55)γ	3.25 (0.10)	12.5 (0.5)	33.5 (1.2)	0.09
110600.675	H(60)δ	1.66 (0.13)	10.4 (1.3)	34 (4)	0.04
209894.050	H(44)γ	2.37 (0.16)	13.3 (1.1)	32 (3)	0.07
210501.771	H(31)α ^c	15.18 (0.20)	13.7 (0.3)	33.0 (0.4)	0.43
MP1 (15'',-15'')					
Frec(MHz)	Línea	I(K km s ⁻¹)	v _{lsr} (km s ⁻¹)	Δv(km s ⁻¹)	T _{MB} (K)
83801.829	H(66)δ	0.24 (0.06)	16.1(2.4)	17 (5)	0.01
84914.394	H(60)γ	0.70 (0.04)	15.8 (0.9)	31.5 (1.8)	0.02
85688.390	H(42)α	4.08 (0.13)	15.3 (0.5)	29.7 (1.2)	0.13
85731.144	C(42)α	0.22 (0.03)	8.7 (0.7)	12.0 (1.7)	0.02
87614.996	H(65)δ	0.41 (0.09)	10 (5)	36 (9)	0.01
88405.687	H(52)β	1.01 (0.07)	14.2 (0.9)	27.2 (2.2)	0.03
91663.133	H(64)δ	0.52 (0.08)	18.0 (2.3)	27 (5)	0.02
92034.434	H(41)α	4.01 (0.18)	12.8 (0.7)	33.9 (1.8)	0.11
93607.316	H(51)β	1.06 (0.08)	14.5 (1.3)	34 (3)	0.03
93775.871	H(58)γ	0.56 (0.09)	16 (3)	34 (6)	0.016
103914.838	H(56)γ	0.46 (0.07)	18 (3)	40 (8)	0.01
105301.857	H(49)β	0.66 (0.06)	17.1 (1.3)	27 (4)	0.02
106737.357	H(39)α	2.33 (0.07)	16.4 (0.5)	31.5 (1.1)	0.07

Note: ^a Solapada con la línea de HCO⁺ J=1→0 y auto absorbida; ^b Estas dos líneas de recombinación están solapadas y su ajuste es incierto. ^t Detección dudosa; ^c Esta línea de recombinación está contaminada por la emisión de C¹⁸O J=2→1 de la banda imagen.

Tabla 3.14: Resumen de líneas de recombinación (continuación).

MP2 (0'', 40'')					
Frec(MHz)	Línea	I(K km s ⁻¹)	v _{lsr} (km s ⁻¹)	Δv(km s ⁻¹)	T _{MB} (K)
85688.390	H(42)α	0.89 (0.16)	11.0 (2.1)	23 (5)	0.04
88405.687	H(52)β	0.47 (0.06)	9.3 (2.2)	35 (6)	0.01
92034.434	H(41)α	1.39 (0.05)	6.7 (0.6)	33.4 (1.4)	0.04
93607.316	H(51)β	0.35 (0.08)	7 (3)	30 (11)	0.01
105301.857	H(49)β	0.39 (0.05)	9.4 (2.4)	34 (5)	0.01
106737.357	H(39)α	0.57 (0.06)	8.0 (1.5)	27 (4)	0.02
209998.777	C(44)γ	0.51 (0.11)	19.1 (0.9)	8.2 (1.8)	0.06

Note: ^a Solapada con la línea de HCO⁺ J=1→0 y auto absorbida; ^b Estas dos líneas de recombinación están solapadas y su ajuste es incierto. ^t Detección dudosa; ^c Esta línea de recombinación está contaminada por la emisión de C¹⁸O J=2→1 de la banda imagen.

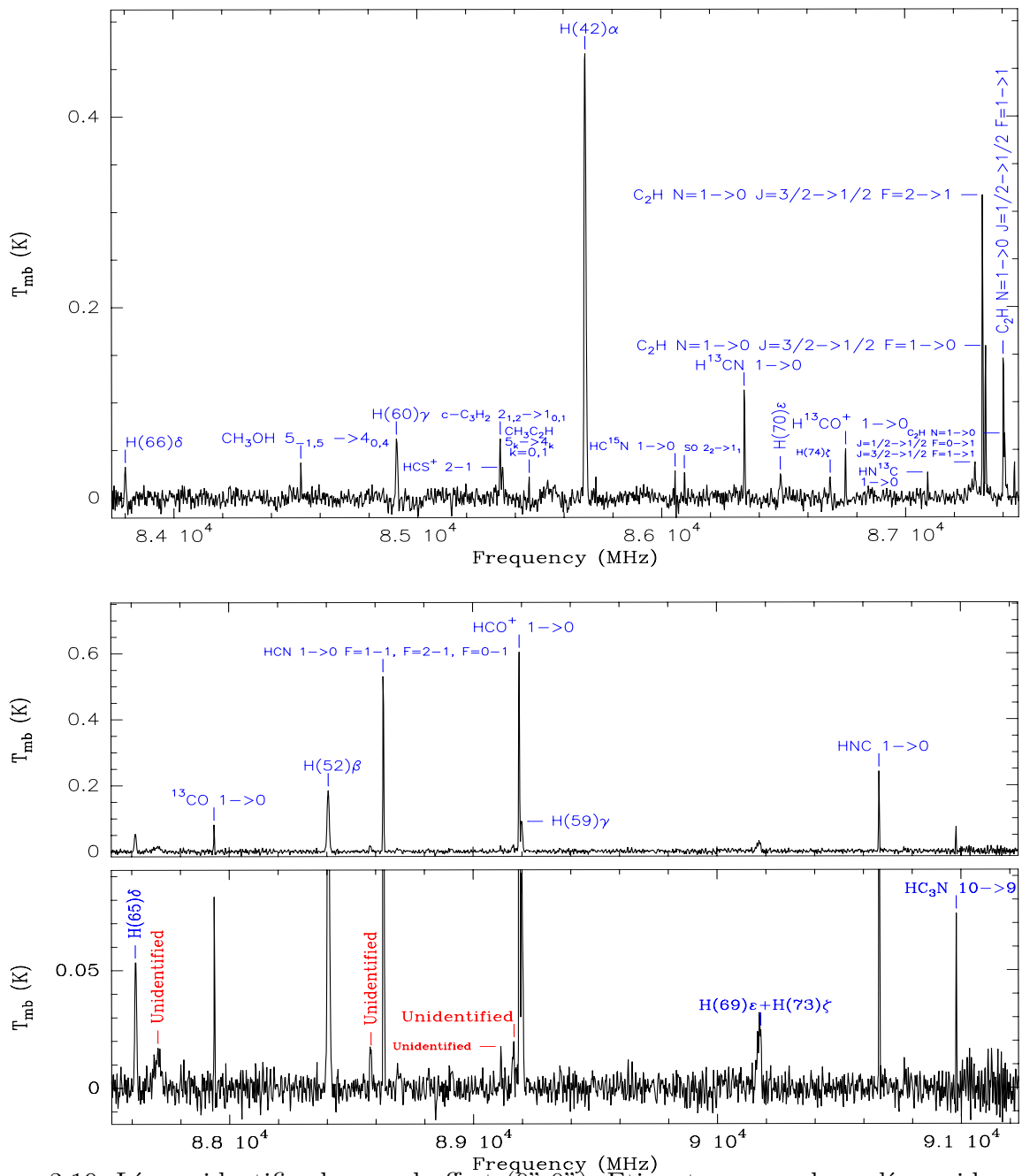


Figura 3.19: Líneas identificadas en el offset ($0''$, $0''$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

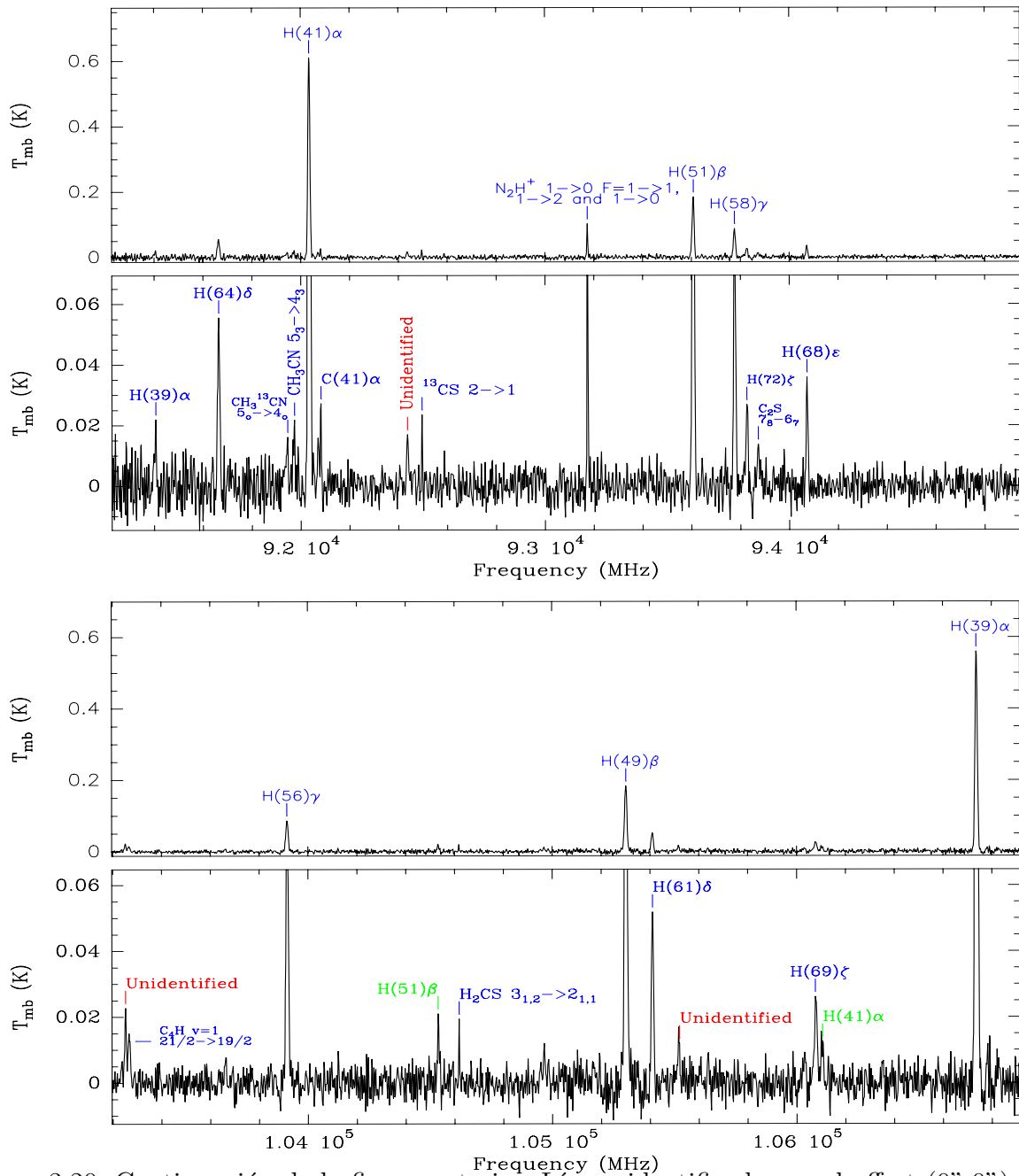


Figura 3.20: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset ($0'' , 0''$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

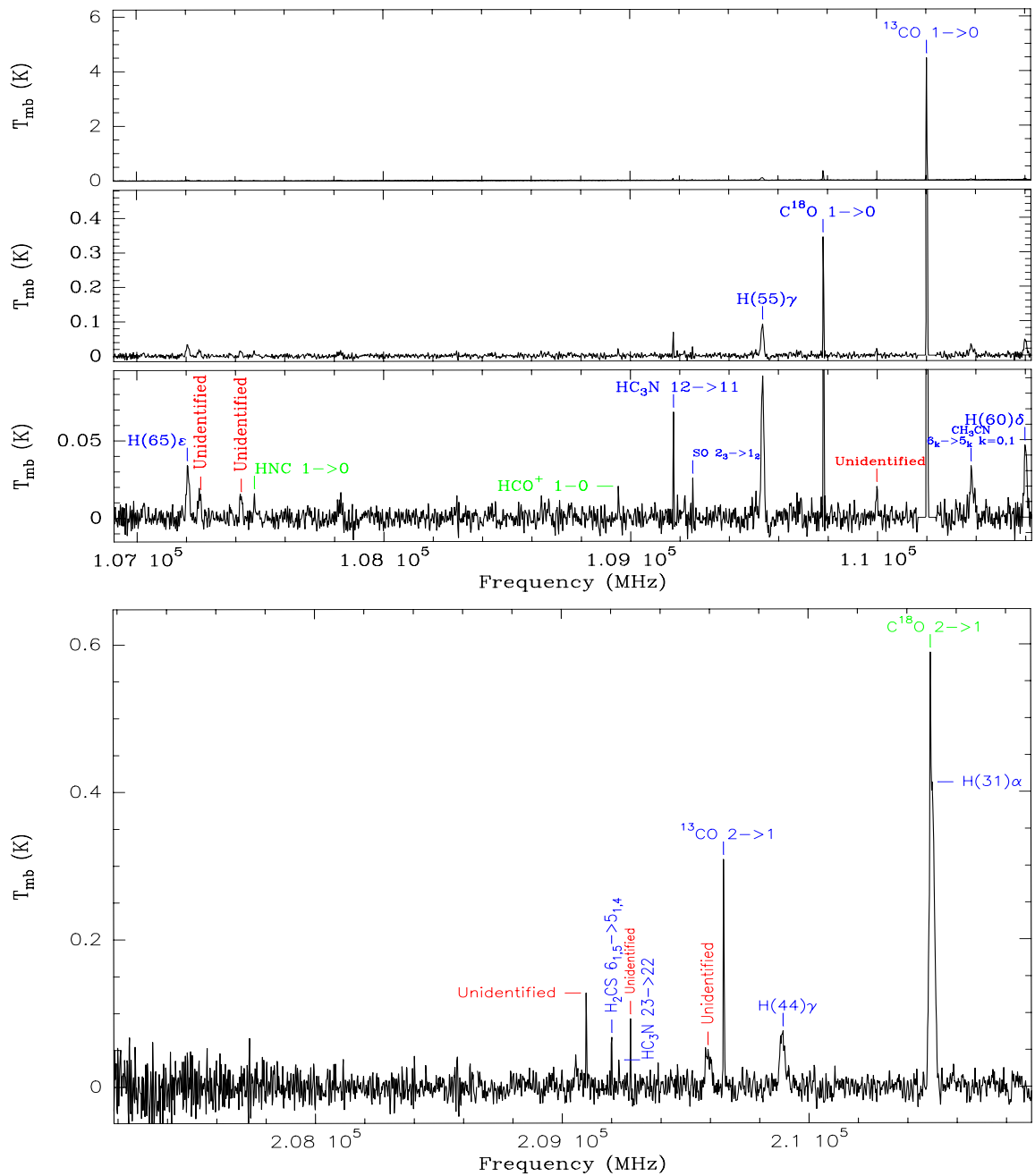


Figura 3.21: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset ($0''$, $0''$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

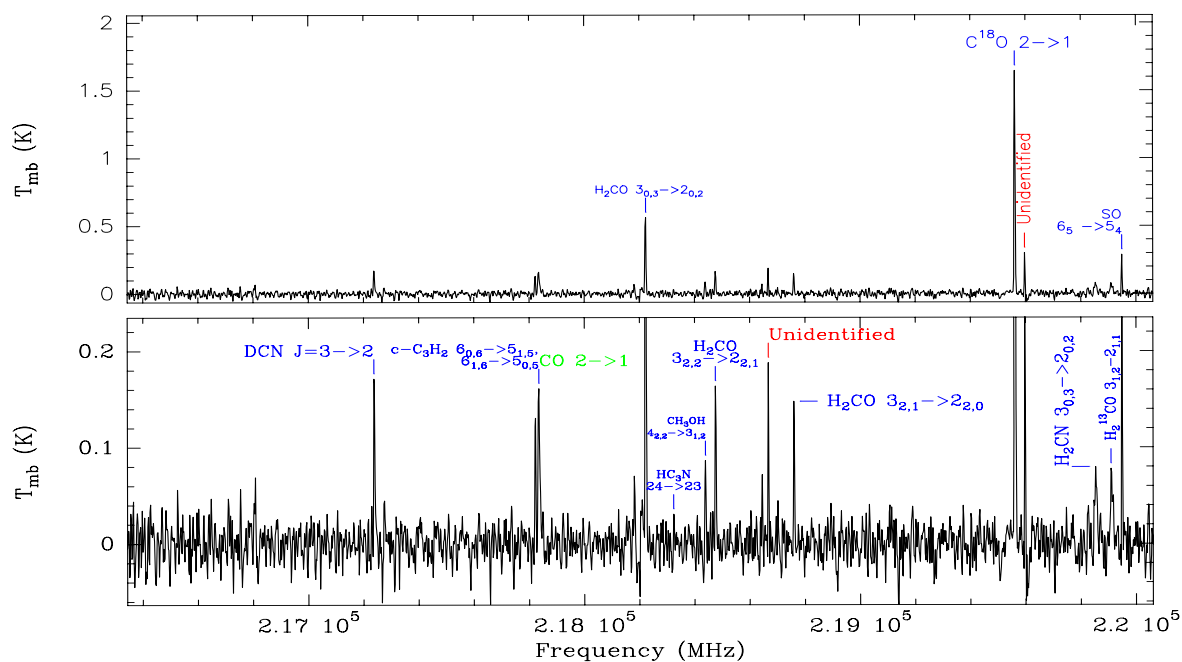


Figura 3.22: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset ($0''$, $0''$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

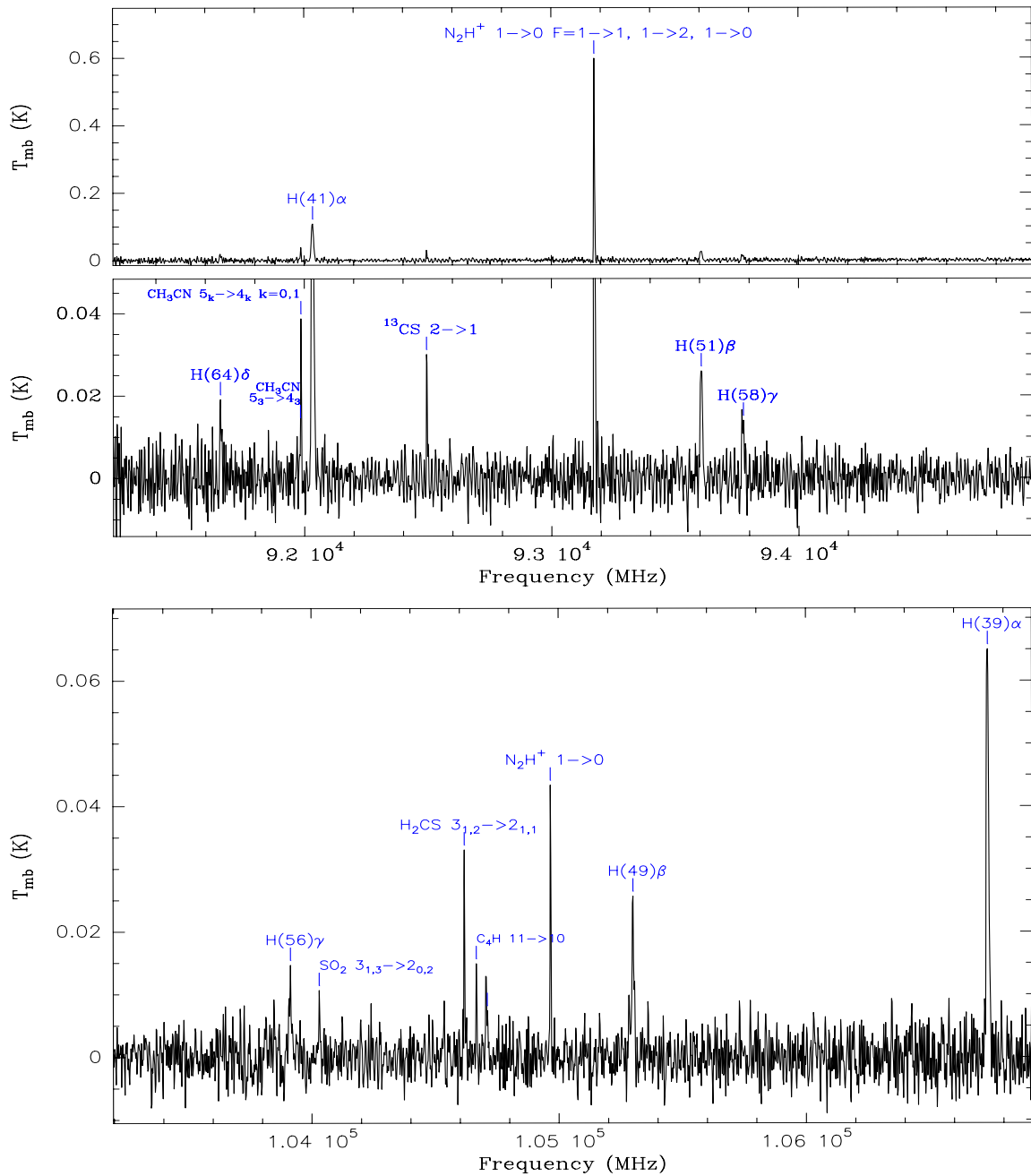


Figura 3.24: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset (+15", -15"). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

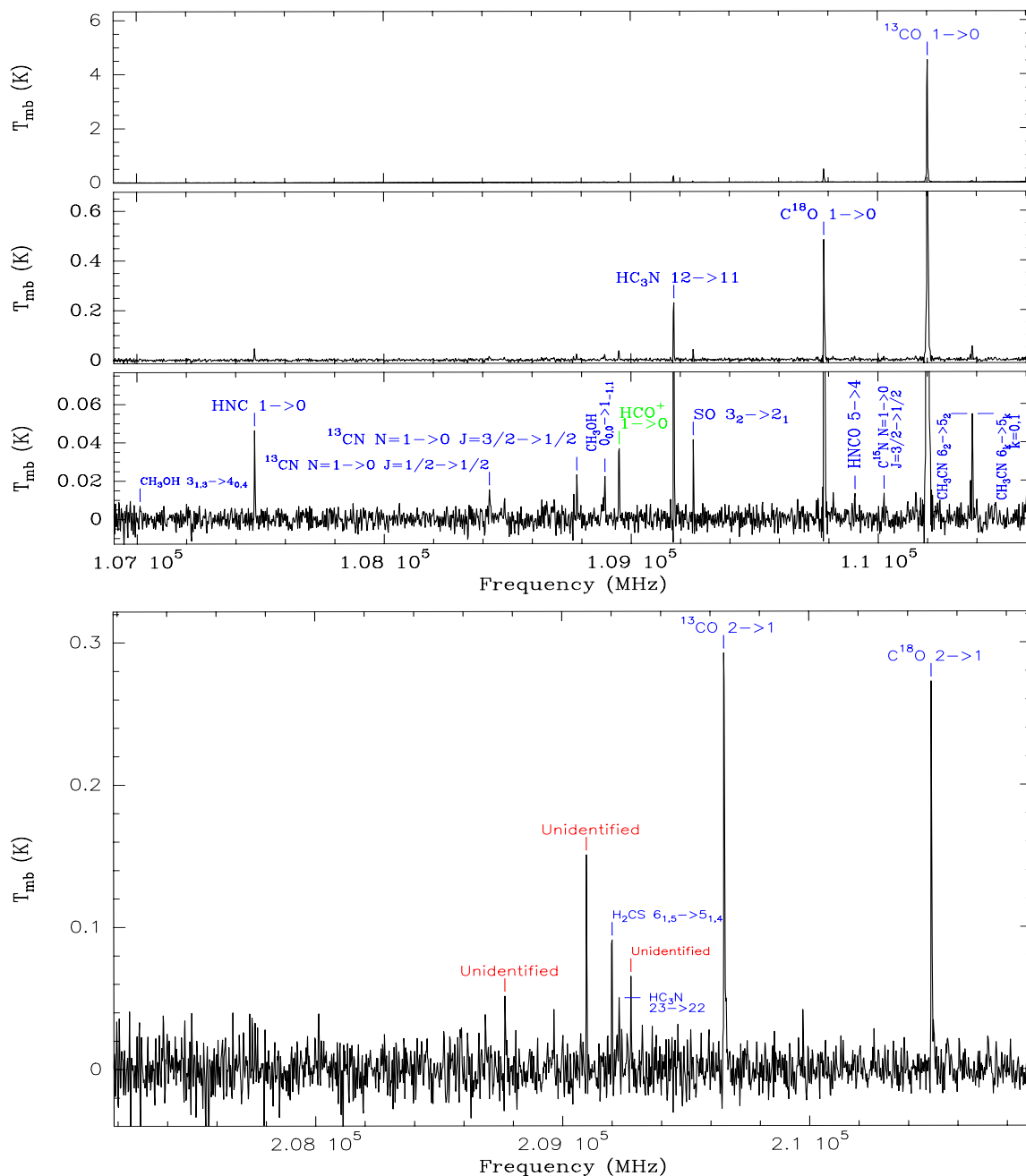


Figura 3.25: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset (+15", -15"). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

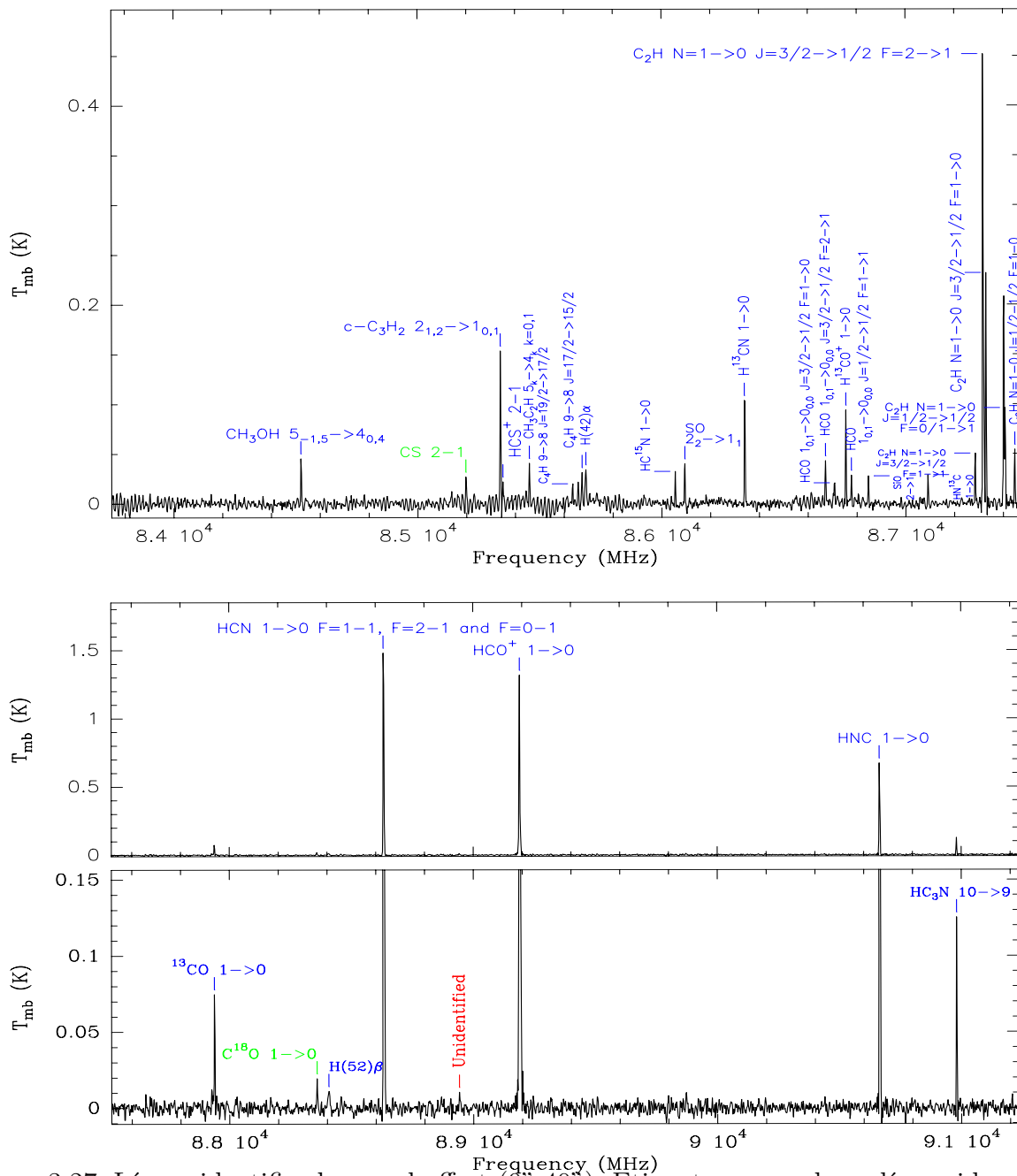


Figura 3.27: Líneas identificadas en el offset ($0^{\text{h}}40^{\text{m}}$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

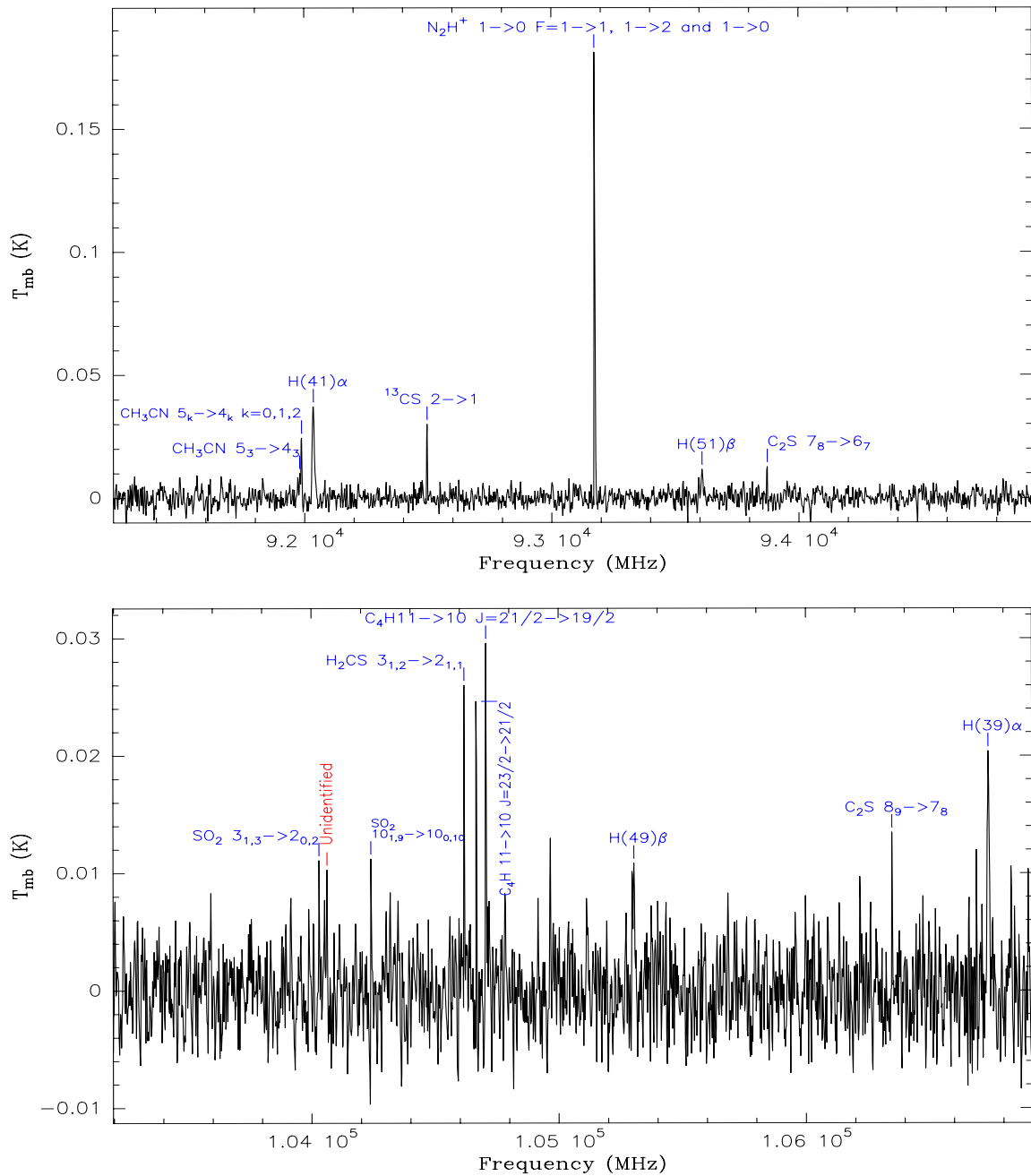


Figura 3.28: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset ($0''$, $40''$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

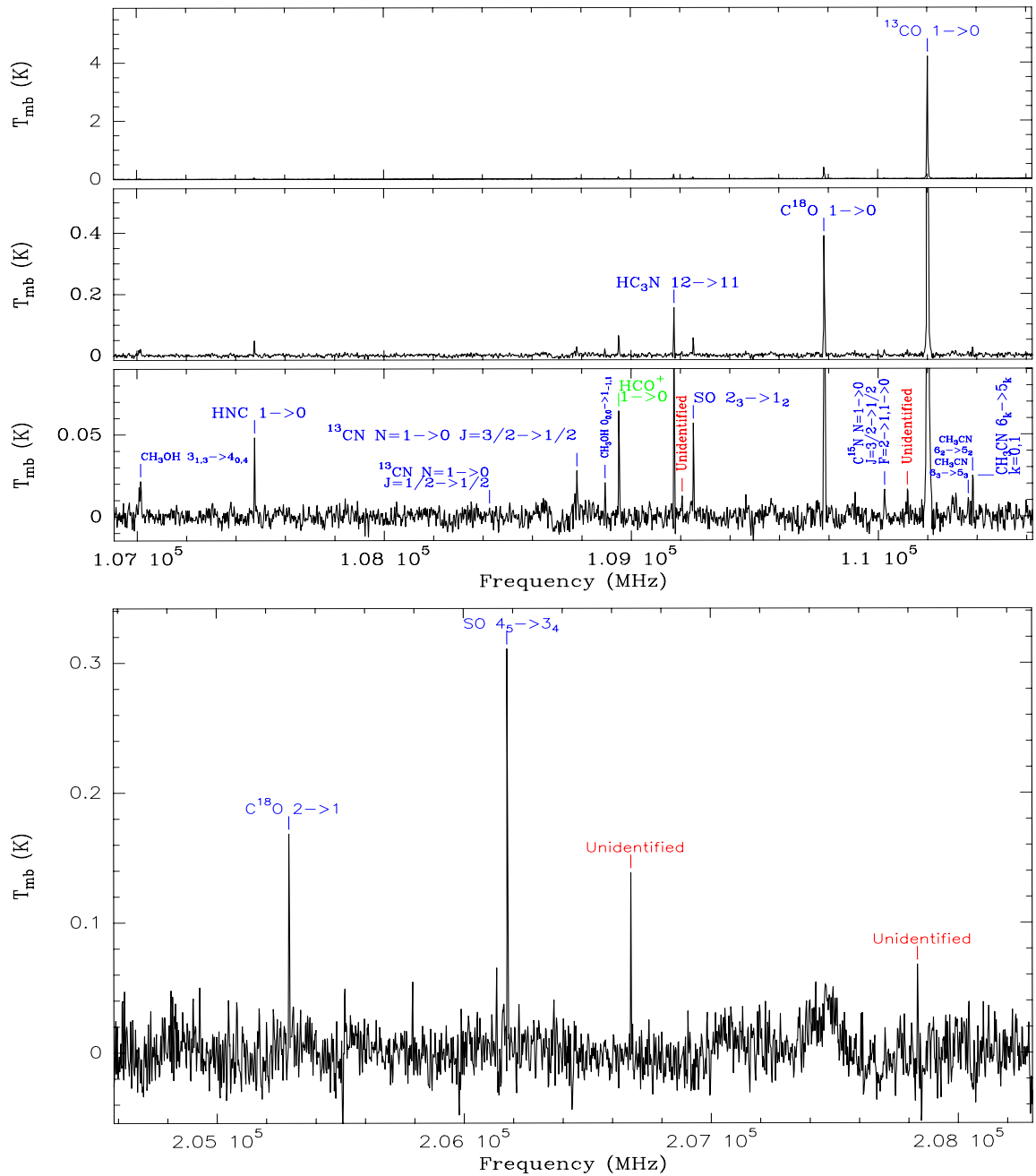


Figura 3.29: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset ($0'' , 40''$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

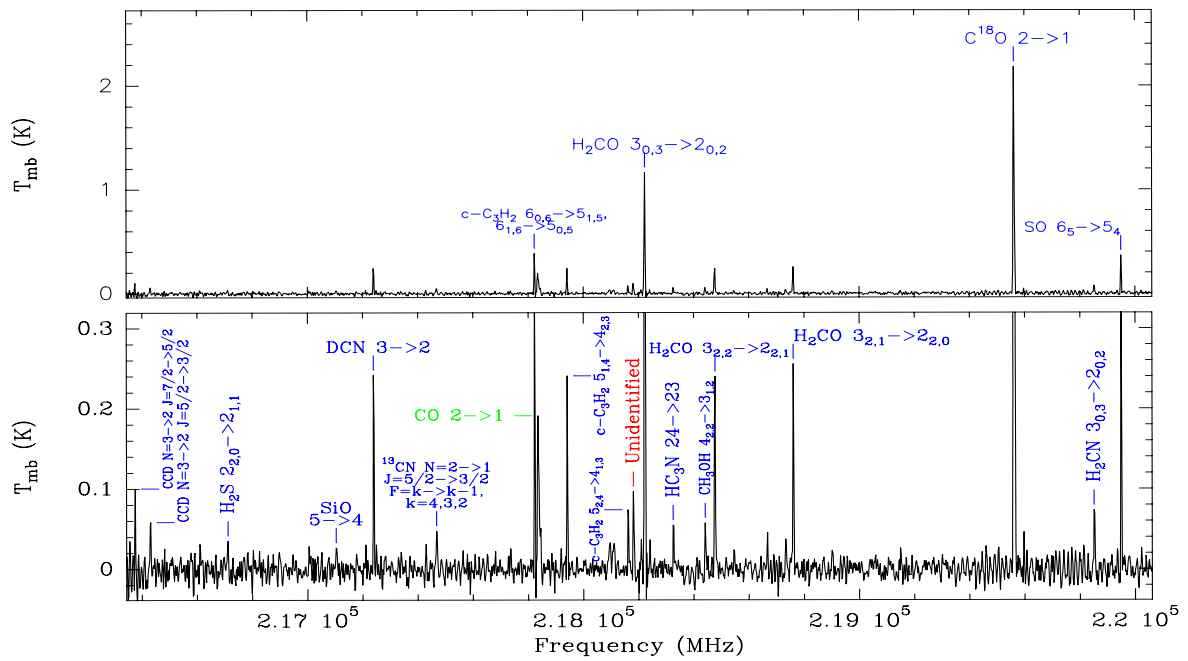


Figura 3.30: Continuación de la figura anterior. Líneas identificadas en el offset ($0''$, $40''$). Etiquetas en azul son líneas identificadas en la banda señal, en verde son líneas de la banda imagen, y en rojo con la etiqueta *unidentified* son líneas detectadas pero no identificadas. Fuente: Ginard et al. (2012).

Parte III

Química en las regiones de formación estelar extragalácticas

Desde que Edwin Hubble estableció la existencia de galaxias externas o independientes de nuestra Galaxia (la Vía Láctea) en la primera mitad del siglo XX, el concepto de galaxia ha cambiado considerablemente. Los avances más recientes confirman que las galaxias son sistemas en permanente evolución: las galaxias se transforman debido a factores internos o, en la mayor parte de los casos, inducidas por agentes externos; de entre estos últimos destacan las interacciones y las fusiones entre galaxias. A su vez, las interacciones modifican la morfología de las galaxias y aceleran su evolución al excitar en ellas diferentes tipos de ondas que constituyen un motor de cambio. El ritmo de evolución varía a lo largo de la historia del Universo, dado que la frecuencia de interacciones entre las galaxias era mucho mayor en épocas pretéritas.

La amplia variedad de morfologías galácticas, recogida en la Clasificación o Secuencia de Hubble, es un reflejo de los diferentes caminos de evolución seguidos por las galaxias. El uso de telescopios cada vez más potentes permite estudiar la historia de evolución de las galaxias del Universo. En particular, se ha establecido que las galaxias actuales del Universo Local son el resultado de la fusión de galaxias más pequeñas, las llamadas galaxias enanas. El proceso de construcción de las galaxias corre paralelo al de la alimentación y construcción de los agujeros negros supermasivos que se encuentran en el núcleo de prácticamente todas las galaxias del Universo.

La acumulación de grandes cantidades de gas hacia los núcleos galácticos o alrededor de ellos, generada por las ondas de densidad, produce brotes de estrellas masivas en las galaxias: los llamados starbursts. A su vez, estos episodios de formación estelar son capaces de modificar las propiedades físico-químicas del medio. Los astrónomos estudian mediante observaciones radioastronómicas las propiedades físicas y la composición química del gas molecular en diversos tipos de galaxias con starbursts. Estas observaciones permiten seguir la evolución del proceso de formación estelar utilizando un diagnóstico químico.

A continuación se presenta un estudio químico en M 82 que intentará dar respuesta a los procesos químicos que se producen en los starburst, la actividad de formación estelar y la realimentación.

Capítulo 4

M 82

M 82 es una de las galaxias formadoras de estrellas más estudiadas debido a su cercanía y su gran brillo. Se considera el prototipo de galaxia dominada por regiones de fotodisociación. En este capítulo queremos caracterizar la química molecular en M 82 a escalas de las nubes moleculares gigantes (GMCs), ~ 100 pc, para investigar los efectos de realimentación que se producen en la actividad de la formación estelar. Para ello, en este capítulo, presentamos las observaciones realizadas, los resultados (morfología de la emisión, cálculos de excitación, abundancias moleculares) el modelo químico y discusiones.

4.1. Introducción

M 82 es una de las galaxias con brotes de formación estelar más brillantes y cercanas a nosotros, $D=3.9$ Mpc. Ha sido el objeto de observaciones del continuo y de líneas en todas las longitudes de onda desde los rayos X hasta el dominio radio. De hecho, la galaxia M 82 se ha convertido en el prototipo de galaxia dominada por regiones de fotodisociación y un referente para el estudio e interpretación de la realimentación (feedback) en la formación estelar en galaxias con brotes de formación estelar.

Se presenta en la figura 4.1 una imagen de M 82. Con un tamaño de $9' \times 4'$, tiene una luminosidad de $L=3.7 \times 10^{10}$ luminosidades solares (Telesco et al. 1991). Casi toda su luminosidad proviene del kiloparsec central, que contiene un gran número de cúmulos estelares donde estrellas de alta masa contribuyen principalmente a la luminosidad. El kiloparsec central presenta dos picos de emisión opuestos al centro dinámico, los lóbulos moleculares noreste y sudeste (García-Burillo et al. 2002), que forman parte de un anillo de gas y polvo calentados por estrellas (Nakai et al. 1987; Dietz et al. 1989). Estos dos picos de emisión tal como se detectan en la línea CO $2 \rightarrow 1$, están situados a

11.6", 3.6" (el pico este) y a -13.2", -3.6" (el oeste), del centro dinámico de la galaxia RA = 09:55:51.9, Dec = +69:40:46.90 (J2000). Varios estudios moleculares indican que el intenso campo UV producido por las estrellas masivas recién formadas determina las condiciones físicas, cinemáticas y químicas del gas interestelar de M 82 (Weiß et al. 2001b; García-Burillo et al. 2002; Fuente et al. 2005, 2006, 2008b; Aladro et al. 2011; García-Burillo et al. 2001; Mao et al. 2000).

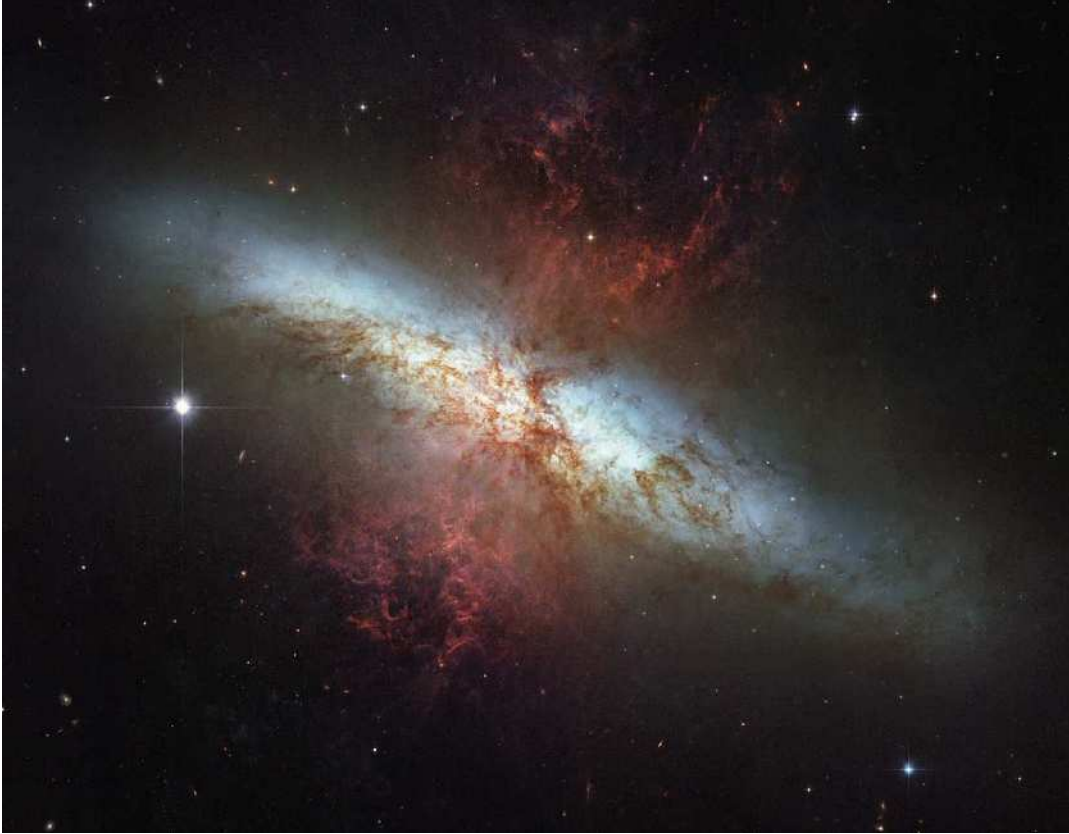


Figura 4.1: Imagen mosaico de M 82 tomada por el telescopio espacial Hubble, combinando exposiciones con filtros de color que muestran las longitudes de onda visibles e infrarrojas.

M 82 no se ve completamente de canto, sino inclinado 80° respecto del plano del cielo (de Vaucouleurs et al. 1991), con la región sur más cercana a nosotros. La absorción en el óptico es menor en el este. M 82 tiene un prominente outflow, visible en $H\alpha$ con forma bicónica, inclinado 15° respecto del plano del cielo y con un ángulo de apertura de 50° (Yoshida et al. 2011).

En el trabajo de Achtermann & Lacy (1995) se obtuvieron observaciones de la línea NeII a $12.8 \mu\text{m}$ y se comprobó que la estructura de M 82 estaba dominada por un anillo nuclear y dos zonas muy ionizadas. Su región central de formación estelar, de unos 500 pc de tamaño, tiene una luminosidad bolométrica unas 100 veces mayor que una región equivalente en nuestra galaxia. Weiß et al. (2001b) realizó un estudio multitransicional

del gas molecular de M 82, basado en las transiciones más bajas del ^{12}CO y de los isótopos ^{13}CO y C^{18}O medidos con el PdBI, BIMA y con el telescopio de 30 m del IRAM. El análisis de estas observaciones sugiere que la temperatura cinética es mayor (> 100 K) y la densidad menor (del orden de 10^4 cm^{-3}) en la región interna de la galaxia, donde se observa el máximo de emisión del gas ionizado. García-Burillo et al. (2002) presentó una imagen de alta resolución, de $5''$ del núcleo de M 82 mostrando la presencia de HCO en todo el disco de la galaxia, con una abundancia $X(\text{HCO}) = 4 \times 10^{-10}$. Una abundancia tan alta de HCO solo se encuentra, en nuestra Galaxia, en las regiones de fotodisociación (PDR) que se crean alrededor de las regiones HII. García-Burillo et al. (2002) concluyó que el disco de M 82 es una gigantesca PDR de unos 650 pc. Esta conclusión fue confirmada y reforzada por la detección de los iones reactivos CO^+ y HOC^+ por Fuente et al. (2005, 2008b). Y además con el PdBI se obtuvo un mapa de $4''$ de resolución de la emisión de HOC^+ de M 82. Este mapa sigue siendo el primer mapa interferométrico de HOC^+ tanto en nuestra Galaxia como en galaxias externas. Aladro et al. (2011) llegó a similares conclusiones basándose en un barrido espectral de 129.8 GHz a 175 GHz a 2 mm. Comprobó que M 82 es una galaxia con una química compleja en la que además de los trazadores típicos de PDRs como HCO, HCO^+ , CO^+ , CN, HCN, se detectaron NO, H_2S , H_2CS , NH_2CN y CH_3CN . Obtuvieron sus densidades columnales y los límites superiores de SiO, HNC y OCS. Todos estos descubrimientos, entre otros, denotaron que la química y física en M 82 está muy influenciada por la radiación ultravioleta dándose todas las características de que M 82 es una gran región dominada por fotones, PDR, sobretodo en la región de 650 pc del disco, con complejas moléculas de hidrocarburos, detecciones de iones y altas densidades columnales.

Förster Schreiber et al. (2003) indicaron que los modelos de fotoionización y de síntesis de población estelar acoplada revelaban dos episodios importantes de formación estelar en M 82 en los últimos 10 millones de años. El primero (~ 10 millones de años) tuvo lugar en las regiones centrales de M 82 y fue particularmente intenso en el núcleo, mientras que el segundo episodio, (~ 5 millones de años), ocurrió predominantemente en un anillo circumnuclear a un radio de ~ 90 pc y a lo largo de la barra estelar. La barra estelar en M 82 se ha visto como un mecanismo para alimentar la actividad de formación estelar en los más cercanos $r \sim 30''$ (500 pc) del disco de la galaxia. Dicha barra estelar fue estudiada en detalle por Greve et al. (2002). Se podría haber formado durante el encuentro de M 81 y M 82. Este episodio solo duró unos pocos millones de años, sugiriendo efectos de realimentación negativa de la actividad de formación estelar. Las órbitas que sostienen el potencial de la barra, denominadas como órbitas x_1 , están orientadas paralelamente a la barra del eje mayor y se extienden hacia afuera hasta $r \sim 30''$ (500 pc) en el disco. Además, la barra parece que tiene, asimismo, órbitas x_2 orientadas paralelamente al eje menor de la barra, en la zona interior, a $r \sim 5''$ (~ 90 pc). Los diagramas posición-velocidad obtenidos con varios trazadores del medio interestelar (ISM) (incluyendo

CO, HI y NEII) muestran evidencias de la existencia de dichas órbitas, (Shen & Lo 1995; Neininger et al. 1998; Wills et al. 2000; Achtermann & Lacy 1995).

Observaciones en rayos X y ópticas han demostrado la existencia de un flujo bicónico (outflow) de gas caliente que proviene del núcleo de M 82 (Bregman et al. 1995; Shopbell & Bland-Hawthorn 1998). Está ampliamente aceptado que el flujo es producido por las supernovas. Las supernovas expulsan burbujas de gas caliente hacia el halo y en su movimiento, estas burbujas arrastran gas frío y polvo a varios cientos de kilómetros por segundo. Observaciones interferométricas mostraron que, contrariamente a la mayoría de las especies, la emisión de SiO no traza el gas molecular en el disco de la galaxia. La detección de una chimenea de gas molecular de unos ~ 500 pc y una supershell (volumen de gas) en SiO indica la ocurrencia de choques a gran escala en el interfaz disco-halo (García-Burillo et al. 2001). Fuera del plano, también se ha detectado emisión molecular en CO, HCN, y HCO^+ (Weiß et al. 2001a; Salas et al. 2014). Observaciones recientes, por Salas et al. (2014), de las líneas HCN $1 \rightarrow 0$ y $\text{HCO}^+ 1 \rightarrow 0$ demostraron que $>2\%$ del gas molecular denso total está en el outflow formado por el gas expulsado por el starburst central.

M 82 es uno de los mejores ejemplos de cómo la química puede ayudar a comprender plenamente el ISM de una galaxia externa. Nuestro mapa inicial interferométrico de HCO mostró que el núcleo de M 82 es una PDR gigante de ~ 650 pc de tamaño. Además, la comparación entre las imágenes de HCO y H^{13}CO^+ sugirió que la química de la PDR se está propagando a través del núcleo de M 82. Nuestro posterior estudio con el 30 m y los estudios químicos con el PdBI confirmaron la existencia de PDRs gigantes en el disco de la galaxia (García-Burillo et al. 2002; Fuente et al. 2005, 2006, 2008b). En particular, la detección del ión reactivo CO^+ utilizando el telescopio de 30 metros es notable (Fuente et al. 2006), ya que fue la primera vez que se detectó en una galaxia externa, así como la imagen interferométrica de la línea $\text{HOC}^+ 1 \rightarrow 0$ (Fuente et al. 2008b). El modelado químico utilizando el código PDR de Meudon mostró que la mayoría de las observaciones (CO^+ , HOC^+ , HCO^+ , CN, HCN y H_3O^+) están bien explicadas suponiendo que alrededor del 87% de la masa del gas molecular está formando pequeñas (~ 0.02 pc) nubes con un total de espesor de ~ 5 mag. En estas pequeñas nubes, todo el gas molecular se expone a un campo UV intenso y toda la nube es una PDR. En esta componente PDR no se espera formación adicional de estrellas. Sin embargo, una pequeña fracción de masa ($\sim 13\%$) debe encontrarse en regiones más protegidas del campo UV, para tener en cuenta el valor de la relación de abundancia $[\text{CN}]/[\text{HCN}]$ encontrado. Hemos estimado que estas nubes podrían tener altas densidades de columna, con una extinción visual total de >50 mag. La existencia de este componente protegido del campo UV también es necesario para explicar la detección de algunas especies, como NH_3 y CH_3OH (Weiß et al. 2001b; Aladro et al. 2011).

En este estudio, presentamos observaciones de alta resolución espacial (~ 100 pc) de un conjunto de líneas moleculares obtenidas mediante el Interferómetro del Plateau de Bure (PdBI). Este conjunto de moléculas incluye trazadores PDR como CN y *c*-C₃H₂, pero también trazadores conocidos de gas frío y denso como N₂H⁺, CS y C¹⁸O. Combinamos los datos de todas estas moléculas para obtener información de la distribución espacial, condiciones físicas y de la química de la reserva de gas molecular en el starburst M 82.

4.2. Observaciones y reducción de datos

Las observaciones interferométricas de las líneas de CN 1 \rightarrow 0 (113.491 GHz), N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 (93.173 GHz), CS 3 \rightarrow 2 (146.969 GHz), *c*-C₃H₂ 3_{1,2} \rightarrow 2_{2,1} (145.089 GHz), H₂CO 2_{0,2} \rightarrow 1_{0,1} (145.603 GHz) y HC₃N 16 \rightarrow 15 (145.601 GHz) se hicieron con el interferómetro del Plateau de Bure del IRAM (PdBI) como parte de dos proyectos diferentes.

La línea CN 1 \rightarrow 0 fue observada en mayo y diciembre de 2005, con las antenas en configuración C y D, que proporciona un haz casi circular de $2.46'' \times 2.27''$, PA 170°. El haz primario del PdBI en esta frecuencia es de $\sim 44''$, suficiente para cubrir la totalidad del plano galáctico a 3 mm, con lo que sólo se observó un campo. Durante las observaciones ajustamos el correlador espectral para dar un ancho de banda continuo de 1 GHz con una resolución en frecuencia de 2.5 MHz. Los mapas de continuo se generaron usando los canales libres de emisión. Después restamos la emisión del continuo para producir los mapas espectroscópicos. Posteriormente los mapas se corrigieron por la atenuación del haz primario (haz primario = $44''$ a 113.5 GHz). En el segundo proyecto observamos las líneas de N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 (93.173 MHz), CS 3 \rightarrow 2 (146.969 MHz), *c*-C₃H₂ 3_{1,2} \rightarrow 2_{2,1} (145.089 MHz), H₂CO 2_{0,2} \rightarrow 1_{0,1} (145.603 MHz), y HC₃N 16 \rightarrow 15 (145.601 MHz). Estas observaciones se llevaron a cabo en diciembre de 2010 y mayo de 2011, con las antenas en configuración C. Durante las observaciones a 3 mm, los correladores de banda estrecha se sintonizaron para cubrir la línea N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 con una resolución en frecuencia de 20 kHz. Utilizamos el correlador de banda ancha WideX para cubrir un ancho de banda de 3.6 GHz en polarización dual con un espaciado de canales de 1.95 MHz. Esto permitió observar la línea de recombinación H(41) α a 92.034 GHz y la de CH₃CN 5_{*k*} \rightarrow 4_{*k*} *k*=0,1,2,3 a ~ 91.987 GHz, simultáneamente con la de N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 (ver figura 4.2). Se observó únicamente un campo y los mapas se corrigieron por la atenuación del haz primario (haz primario = $54''$ a 92.5 GHz). El haz sintetizado fue casi circular con un HPBW de $\sim 3.56'' \times 2.74''$, PA 94°. Debido a la mejor sensibilidad, usamos el cubo obtenido con WideX para nuestro análisis. A 2 mm observamos dos campos: ($+7''$, $+2.5''$) y ($-7''$, $-2.5''$). La línea CS 3 \rightarrow 2 fue cubierta con los correladores de banda estrecha, proporcionando una resolución en frecuencia de 160 kHz. El de banda ancha WideX se utilizó para cubrir un ancho de banda de 3.6 GHz

en polarización dual con un espaciado de canales de 1.95 MHz. Esta configuración nos permitió observar $\text{H}(35)\alpha$ y $\text{c-C}_3\text{H}_2$ $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$, CH_3OH $3\rightarrow 2$, H_2CO $2_{0,2}\rightarrow 1_{0,1}$ y HC_3N $16\rightarrow 15$ en el mismo setting. En la figura 4.2 presentamos el espectro observado en la posición $(+14'', +5'')$. Desafortunadamente, la línea de $\text{c-C}_3\text{H}_2$ está solapada con varias de CH_3OH $3\rightarrow 2$ y no puede ser separada (ver la figura 4.2). Las líneas H_2CO $2_{0,2}\rightarrow 1_{0,1}$ (145.603 MHz) y HC_3N $16\rightarrow 15$ (145.601 MHz) están parcialmente solapadas y no pueden ser separadas en la zona central, pero en la zona externa de la galaxia, donde las líneas son más estrechas, sí pueden ser separadas. Hemos generado mapas de continuo usando los canales libres de emisión para después restarlos de las imágenes espectrales. El HPBW del haz sintetizado es $\sim 2.3'' \times 1.88''$, PA 75° .

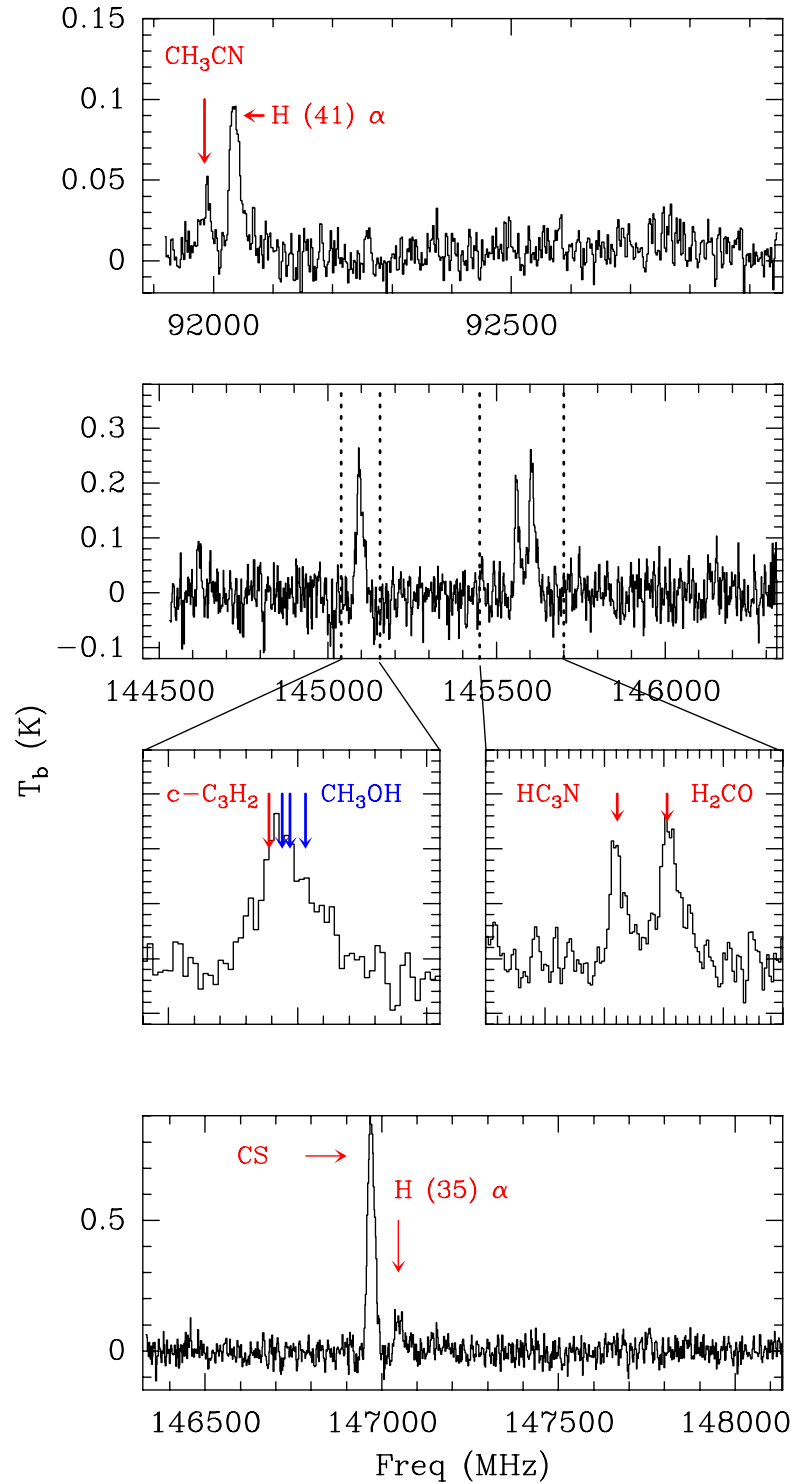


Figura 4.2: Espectro interferométrico hacia E1 (offset (+14'', +5'')) en unidades de temperatura (K). La velocidad es $v_{lsr}=330 \text{ km s}^{-1}$, basada en los datos de C^{18}O . Las líneas verticales indican las siguientes frecuencias: 91987 ($\text{CH}_3\text{CN } 5_0 \rightarrow 4_0$), 92034 ($\text{H}(41)\alpha$), 145561 ($\text{HC}_3\text{N } 16 \rightarrow 15$), 145603 ($\text{H}_2\text{CO } 2_{0,1} \rightarrow 1_{0,1}$), 145089 ($c\text{-C}_3\text{H}_2 \ 3_{1,2} \rightarrow 2_{2,1}$), 145094 ($\text{E-CH}_3\text{OH } 3_{0,0} \rightarrow 2_{0,0}$), 145097 ($\text{E-CH}_3\text{OH } 3_{-1,0} \rightarrow 2_{-1,0}$), 145103 ($\text{A-CH}_3\text{OH } 3_{0,0} \rightarrow 2_{0,0}$), 146969 ($\text{CS } 3 \rightarrow 2$), y 147047 ($\text{H}(35)\alpha$) MHz. Espectros de Ginard et al. (2015).

Mediante el software GILDAS (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>) y JPARSEC

(<http://conga.oan.es/~alonso/doku.php?id=jparsec>) se ha llevado a cabo el análisis de los datos y el procesado de las imágenes.

Todos los mapas están centrados en la posición determinada por RA = 09:55:51.9, Dec = +69:40:47.10 (J2000). Estas coordenadas corresponden al pico en $2.2 \mu\text{m}$ determinado por Joy et al. (1987). También es la posición central utilizada en otros estudios interferométricos previos de García-Burillo et al. (2001, 2002); Fuente et al. (2008b); Weiß et al. (2001a). Lester et al. (1990) establecieron el pico a $2 \mu\text{m}$ en RA = 09:55:52.4, Dec = +69:40:46.00 (J2000), posición $+2.7''$ al este y $1.3''$ al sur de nuestra posición.

El plano galáctico de M 82 (PA=68°) se ve casi de canto ($i \sim 80^\circ$, (Greve 2011)). En este trabajo hemos definido cuatro posiciones alineadas con el centro, con un ángulo de 68°: E1, E2, W2, y W1 [(+14'',+5''), (+5'',+2''), (-5'',-2'') y (-14'',-5''), respectivamente]. La intensa fuente de continuo SN 41.9+58 está a (-1.25'',-1.1'') de nuestra posición W2 (Kronberg et al. 1981; Weiss et al. 1999). La posición E1 coincide con la denominada E en el estudio de Fuente et al. (2008b). La barra estelar está inclinada $\sim 4^\circ$ respecto del plano galáctico, con la zona más occidental por encima del eje mayor del disco. Esto explica la apariencia inclinada en la emisión molecular, según las figuras 4.3 y 4.4. En nuestro estudio, además de nuestras nuevas observaciones, hemos utilizado datos interferométricos previamente publicados por García-Burillo et al. (2001); Fuente et al. (2008b); Weiß et al. (2001b). En la tabla 4.1, de la página 139, describimos las observaciones y los parámetros observacionales más relevantes.

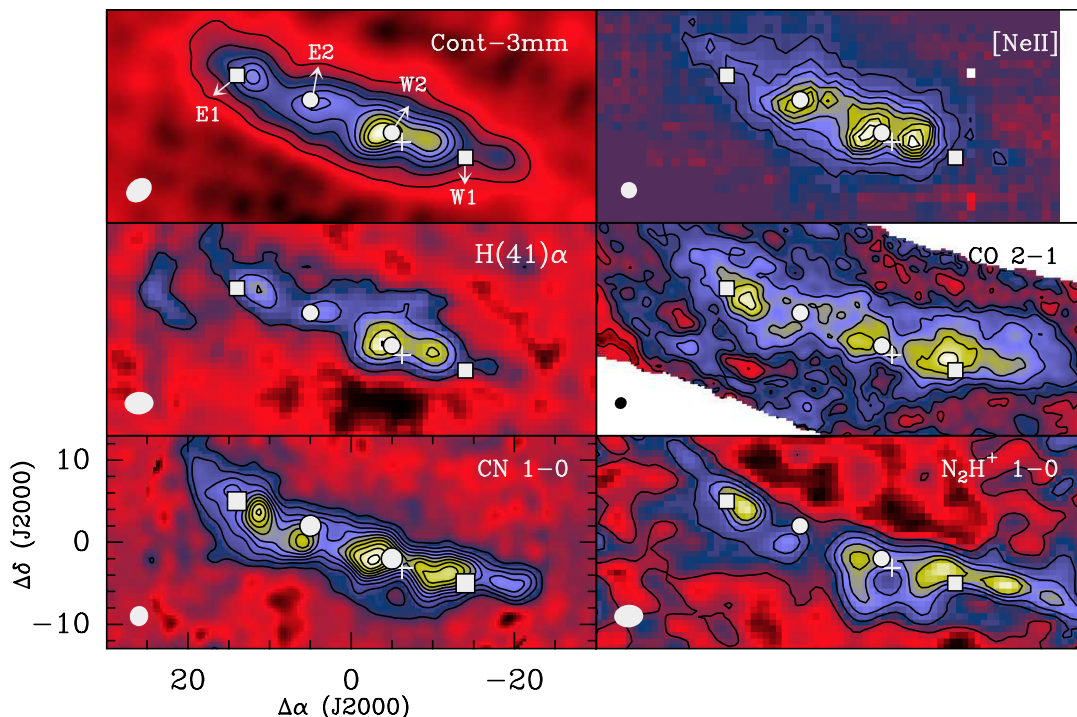


Figura 4.3: Mapa de la emisión del continuo a 3 mm (Fuente et al. 2008b), mapas de intensidad integrada de la línea de NEII a $12.8 \mu\text{m}$ (Achtermann & Lacy 1995) y de $\text{H}(41)\alpha$, de $\text{CO } 2 \rightarrow 1$, de $\text{CN } 1 \rightarrow 0$, y $\text{N}_2\text{H}^+ 1 \rightarrow 0$ de Ginard et al. (2015). El haz queda indicado en la esquina inferior izquierda de cada panel y las posiciones E1, E2, W2 y W1 se muestran con cuadrados y círculos blancos. La posición de la supernova SN 41.9+58 queda marcada con una cruz blanca. El primer contorno está a un nivel de $3 \times \sigma$. Los siguientes niveles están a 1.7 mJy/haz , de 5 mJy/haz a 35 mJy/haz en incrementos de 5 mJy/haz (cont-3mm); de 0.13 Jy/haz a 1.04 Jy/haz en incrementos de 0.13 Jy/haz (NEII); de 4 a 28 en incrementos de $4 \text{ K} \times \text{km s}^{-1}$ ($\text{H}(41)\alpha$); 200, 400, 600, 800, 1200, 1600, 2000, 2400 $\text{K} \times \text{km s}^{-1}$ (CO); de 15.8 a 252.8 en incrementos de $15.8 \text{ K} \times \text{km s}^{-1}$ (CN); 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5 $\text{K} \times \text{km s}^{-1}$ (N_2H^+). La escala de color está ajustada a los menores y mayores valores de cada panel.

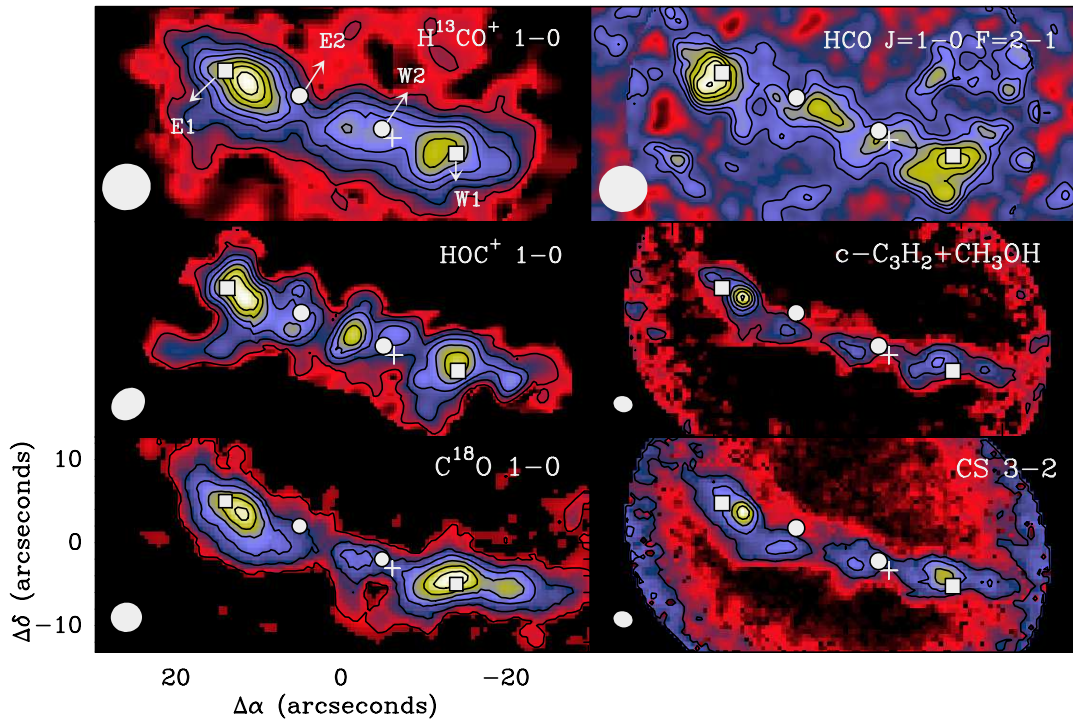


Figura 4.4: Al igual que la figura 4.3, obtenidas de Ginard et al. (2015). En este caso para las líneas de H^{13}CO^+ $1\rightarrow 0$, HCO $1\rightarrow 0$ $F=2\rightarrow 1$, HOC^+ $1\rightarrow 0$, C_3H_2 $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$, C^{18}O $1\rightarrow 0$ y CS $3\rightarrow 2$. Los niveles de contorno son: de 0.6 a 4.6 con incrementos de $0.6 \text{ K} \times \text{km s}^{-1}$ (H^{13}CO^+); de 0.7 a 1.9 con incrementos de $0.2 \text{ K} \times \text{km s}^{-1}$ (HCO); 0.28, 0.70, 1.12, 1.54, 1.96, 2.38 $\text{K} \times \text{km s}^{-1}$ (HOC^+); de 6.4 a 44.8 en incrementos de $6.4 \text{ K} \times \text{km s}^{-1}$ (C_3H_2); 2, 8, 14, 20, 26, 32 $\text{K} \times \text{km s}^{-1}$ (C^{18}O); de 30 a 150 en incrementos de $30 \text{ K} \times \text{km s}^{-1}$ (CS).

4.3. Resultados

La figura 4.2 muestra el espectro de banda ancha en E1. Los mapas de intensidad integrada para todas las líneas detectadas se muestran en las figuras 4.3 y 4.4. Los mapas de las líneas H_2CO $2_{0,2}\rightarrow 1_{0,1}$ (145.603 MHz) y HC_3N $16\rightarrow 15$ (145.601 MHz) no se muestran porque las líneas no pueden ser resueltas en la región interior. En la figura 4.5, se muestran los diagramas posición-velocidad (p-v) a lo largo del plano galáctico (línea recta a través de E1, E2, W2 y W1) de H_2CO $2_{0,2}\rightarrow 1_{0,1}$, HC_3N $16\rightarrow 15$, CH_3CN $5_k\rightarrow 4_k$ y de $\text{H}(41)\alpha$. La línea CH_3CN $5_k\rightarrow 4_k$ solamente se detecta hacia la parte exterior de la galaxia y a un nivel de 3σ , en torno a W2. Se ha restado la línea CH_3CN $5_k\rightarrow 4_k$ de los cubos de datos para crear el mapa de $\text{H}(41)\alpha$ mostrado en la figura 4.3. En la figura 4.4 se muestra el mapa de $\text{c-C}_3\text{H}_2$, aunque sabemos que la línea está contaminada con la emisión de CH_3OH . En la sección 4.4, de la página 148, se analizan las densidades de columna en las posiciones seleccionadas.

Tabla 4.1: Observaciones

	Línea	Frec. (GHz)	haz (")	Campos	T _b /Flujo K/(Jy/haz)	Fecha o ref. ¹
C ¹⁸ O	1→0	109.782	3.8"×3.5" PA -4°	(0", 0")	7.6	W01 (Zero-spacing)
CO	2→1	230.538	1.5"×1.4" PA 0°	(-30", -8"), (-20", -6") (-10", -4"), (10", 4") (20", 8"), (30", 10")	11	W01 (Zero-spacing)
CN	1→0	113.491	2.5"×2.3" PA 170°	(0", 0")	17	May-Dic 2005
H ¹³ CO ⁺	1→0	86.754	5.9"×5.6" PA 105°	(0", 0")	5	G01
HCO	1→0	86.670	5.9"×5.6" PA 105°	(0", 0")	5	G01
HOC ⁺	1→0	89.487	4.4"×3.6" PA 128°	(0", 0")	9	F08
N ₂ H ⁺	1→0	93.173	3.6"×2.7" PA 94°	(0", 0")	14	Dic2010-May2011
H	(41) α	92.034	3.5"×2.8" PA 94°	(0", 0")	15	Dic2010-May2011
CH ₃ CN	5 ₃ →4 ₀	91.971	3.5"×2.8" PA 94°	(0", 0")	15	Dic2010-May2011
	5 ₂ →4 ₂	91.980	3.5"×2.8" PA 94°	(0", 0")	15	Dic2010-May2011
	5 ₁ →4 ₁	91.985	3.5"×2.8" PA 94°	(0", 0")	15	Dic2010-May2011
	5 ₀ →4 ₀	91.987	3.5"×2.8" PA 94°	(0", 0")	15	Dic2010-May2011
H	(35) α	147.047	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	13	Dic2010-May2011
CS	3→2	146.969	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	12	Dic2010-May2011
c-C ₃ H ₂	3 _{1,2} →2 _{2,1}	145.089	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	12	Dic2010-May2011
A-CH ₃ OH	3 _{0,0} →2 _{0,0}	145.103	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	12	Dic2010-May2011
E-CH ₃ OH	3 _{0,0} →2 _{0,0}	145.094	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	12	Dic2010-May2011
	3 _{-1,0} →2 _{-1,0}	145.097	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	12	Dic2010-May2011
H ₂ CO	2 _{0,2} →1 _{0,1}	145.603	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	12	Dic2010-May2011
HC ₃ N	16→15	145.561	2.3"×1.9" PA 75°	(7", 2.5"), (-7", -2.5")	12	Dic2010-May2011

¹ W01: Weiss et al. (2001b); G01: García-Burillo et al. (2001); F08: Fuente et al. (2008)

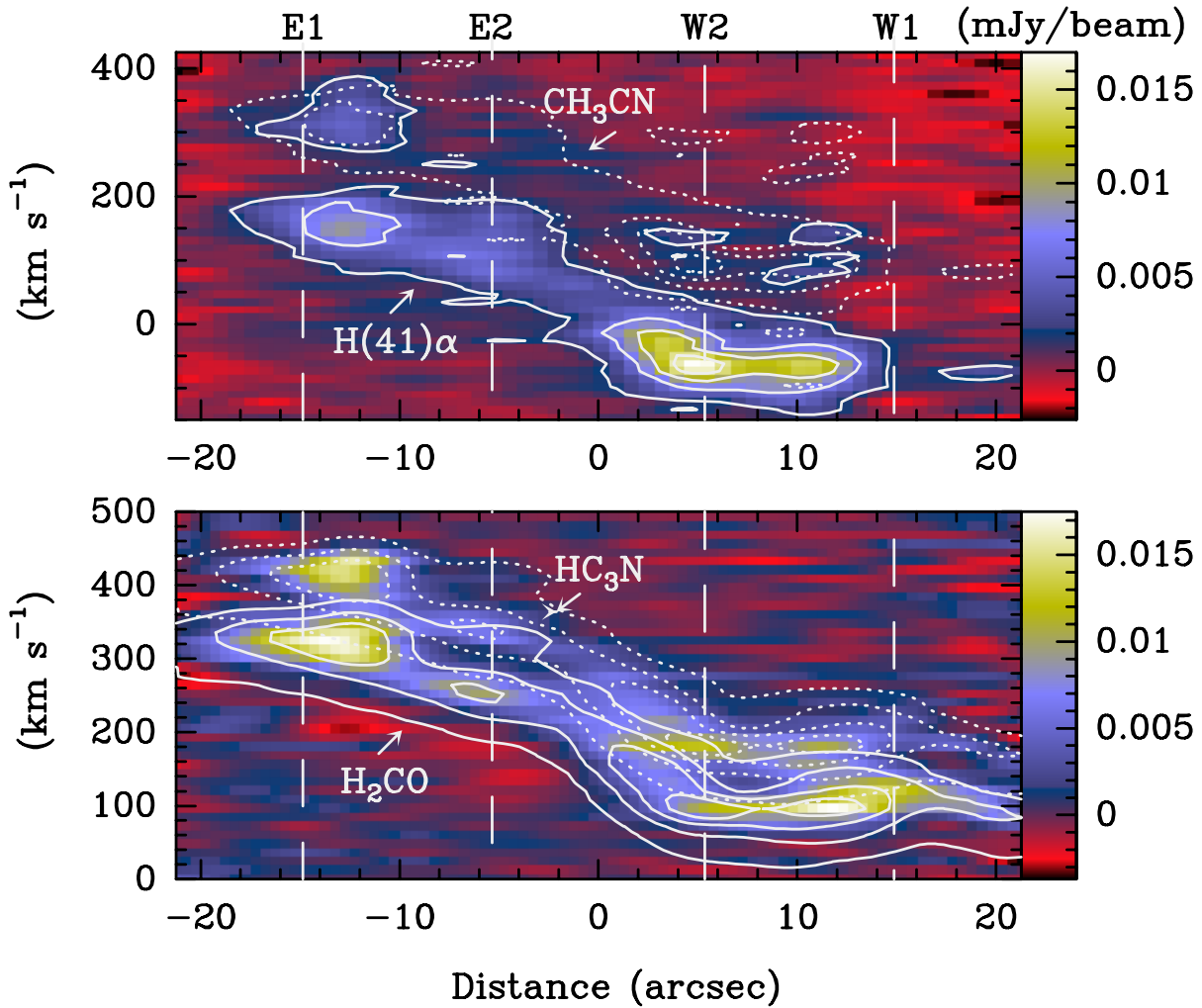


Figura 4.5: *Panel superior:* En escala de color, diagrama posición-velocidad (p-v) a lo largo del plano galáctico (cruzando E1, E2, W2 y W1) de $H(41)\alpha$. Los contornos continuos van de 2.1 mJy/haz a 16.6 mJy/haz con incrementos de 4.2 mJy/haz. Como contornos discontinuos, se muestran los mismos contornos, pero centrados en las frecuencias de la línea de CH_3CN $5_0 \rightarrow 4_0$ a 91.987 GHz. *Panel inferior:* En escala de color, el diagrama p-v de la línea de H_2CO $2_{0,1} \rightarrow 1_{0,1}$. Para comparación se ha dibujado con contornos continuos los niveles de la línea de CN $1 \rightarrow 0$: 10.0 mJy/haz a 86.6 mJy/haz con incrementos de 20.0 mJy/haz. Con líneas discontinuas, se muestran los mismos contornos pero para la línea de HC_3N $16 \rightarrow 15$. Se aprecia cómo las líneas H_2CO $2_{0,1} \rightarrow 1_{0,1}$ y HC_3N $16 \rightarrow 15$ están fuertemente solapadas en la región central. Diagramas obtenidos de Ginard et al. (2015).

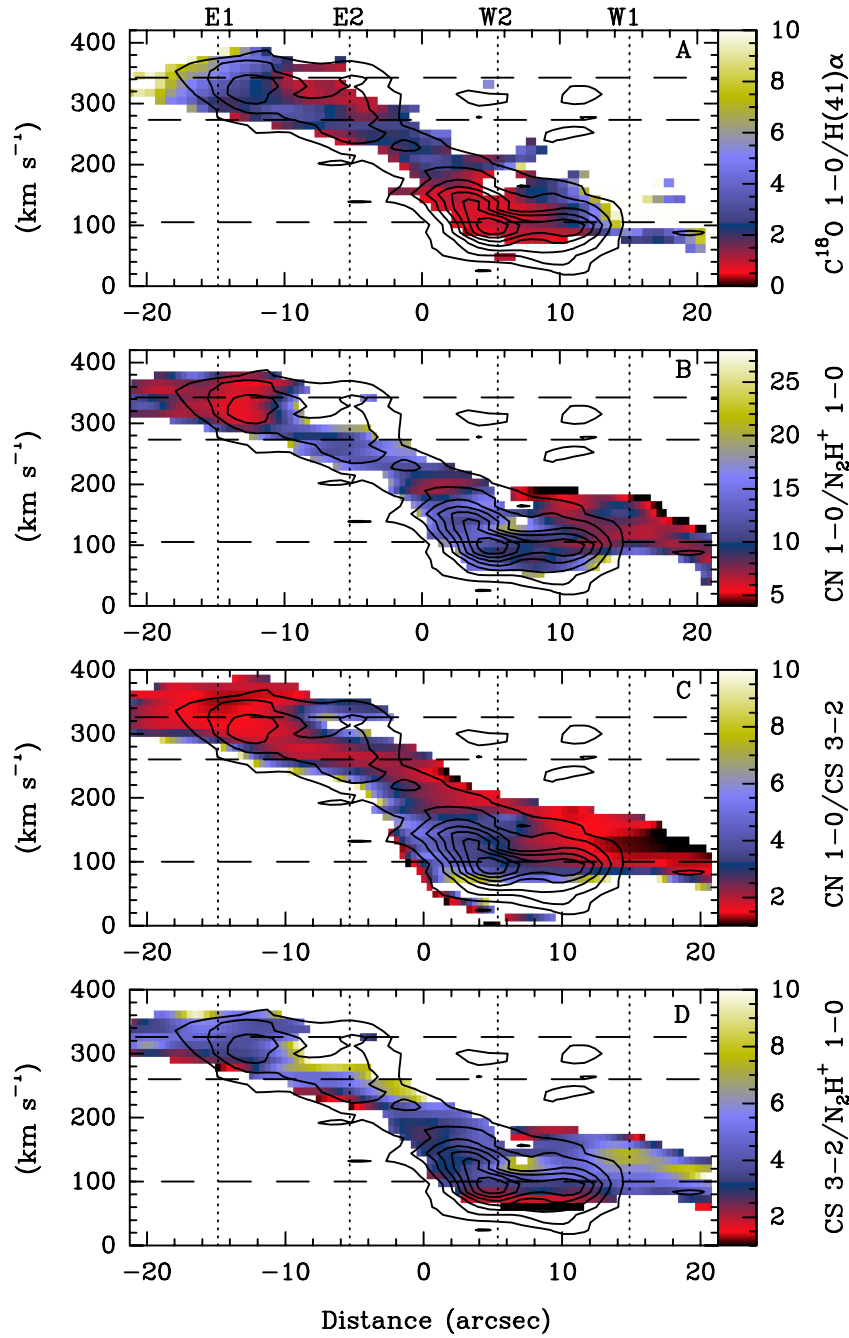


Figura 4.6: Diagramas p-v a lo largo de un corte que pasa por E1, E2, W2 y W1. Los contornos corresponden a las intensidades de la línea $H(41)\alpha$ (de 2.1 a 16.6 en incrementos de 2.1 mJy/haz). La escala de color muestra las siguientes relaciones de intensidades de línea (en unidades de T_b): A) $C^{18}O\ 1\rightarrow 0/H(41)\alpha$; B) $CN\ 1\rightarrow 0/N_2H^+\ 1\rightarrow 0$; C) $CN\ 1\rightarrow 0/CS\ 3\rightarrow 2$; D) $CS\ 3\rightarrow 2/N_2H^+\ 1\rightarrow 0$. Las líneas horizontales corresponden a velocidades de 100, 270 y 326 km s⁻¹, para facilitar la comparación con la figura 4.9. Las proporciones de intensidades de línea se han calculado con los mapas originales degradados a una resolución angular común de 3.8'' y a una resolución en velocidad de 12 km s⁻¹. La relación de intensidades de línea $C^{18}O\ 1\rightarrow 0/H(41)\alpha$ se puede considerar como una medida observacional de la iluminación del gas por los fotones UV. Se aprecia cómo las relaciones CN/N_2H^+ y CN/CS aumentan en las regiones más expuestas a la radiación, por ejemplo, los menores valores de $C^{18}O\ 1\rightarrow 0/H(41)\alpha$. Diagramas obtenidos de Ginard et al. (2015).

4.3.1. Plano galáctico

Las emisiones de todas las especies estudiadas en este trabajo se concentran en el plano galáctico. Sin embargo, hay algunas diferencias en sus distribuciones espaciales que se discuten a continuación.

En la figura 4.3, de la página 137, mostramos los mapas de intensidad integrada de las líneas que presentan intensa emisión hacia las posiciones interiores E2 y W2. E2 y W2 están relacionadas con el anillo de gas ionizado que se asocia con el más reciente starburst (~ 5 Myr). Este anillo es asimétrico, con la parte occidental más intensa que la oriental. La emisión de continuo a 3 mm y la línea ionizada NeII es mayor hacia W2 (ver Fuente et al. (2008b) y la figura 4.3). Como era de esperar, la emisión de $H(41)\alpha$ sigue la misma distribución espacial. Las emisiones de las líneas moleculares son, sin embargo, más intensas en la parte exterior de la galaxia cerca de las posiciones E1 y W1, con la única excepción de CN, que presenta su pico de emisión hacia el anillo interior, siguiendo la distribución espacial de las líneas ionizadas. CN es conocido por presentar mayor abundancia en las regiones con mayores campos UV (Fuente et al. 1993; Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997; Boger & Sternberg 2005). Su distribución espacial peculiar sugiere que la radiación ultravioleta de las estrellas de reciente formación tiene un fuerte impacto en la química del gas molecular en el anillo interior.

La emisión de las líneas moleculares $H^{13}CO^+$ $1\rightarrow 0$, HOC^+ $1\rightarrow 0$, $C^{18}O$ $1\rightarrow 0$, HCO $1\rightarrow 0$, C_3H_2 $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$, y CS $3\rightarrow 2$ es, sin embargo, más intensa en las regiones exteriores E1 y W1 (ver figura 4.4 de la página 138). Aunque todas estas moléculas son más brillantes en la zona exterior de la galaxia, las posiciones exactas de los picos de emisión difieren, especialmente en la zona oeste. Los picos de las líneas C_3H_2 $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$, CS $3\rightarrow 2$, $H^{13}CO^+$ $1\rightarrow 0$ y HOC^+ $1\rightarrow 0$ están localizados $2''$ – $4''$ más cercanos al centro dinámico de la galaxia que los de HCO $1\rightarrow 0$. El pico intenso de la línea $c-C_3H_2$ que se aprecia en E1 puede ser debido a la contaminación por CH_3OH . Esto se analiza en la sección 4.4 (página 148).

En la figura 4.6, de la página 141, se muestran los diagramas p-v de las relaciones de las líneas CN $1\rightarrow 0/N_2H^+$ $1\rightarrow 0$, CN $1\rightarrow 0/CS$ $3\rightarrow 2$ y CS $3\rightarrow 2/N_2H^+$ $1\rightarrow 0$ a lo largo del plano definido por las posiciones E1, E2, W1 y W2. Para llevarlos a cabo degradamos las resoluciones espaciales y espectrales de los tres cubos de intensidades de línea a valores comunes de $3.8''$ y 12 km s $^{-1}$. Adoptamos un umbral de $3\times\sigma$ en la detección de líneas. El mapa de CN $1\rightarrow 0/N_2H^+$ $1\rightarrow 0$ presenta un claro gradiente a lo largo del plano galáctico. Es tres veces mayor en la región interna que en la posición E1. Por comparación, mostramos el diagrama p-v de $C^{18}O$ $1\rightarrow 0/H(41)\alpha$ que se puede considerar como un trazador observacional de la iluminación del gas. Existen dos regiones donde la relación CN $1\rightarrow 0/N_2H^+$ $1\rightarrow 0$ vale ~ 15 : (i) W2 presenta el pico máximo de emisión para la línea

$H(41)\alpha$ y es la región con la más alta concentración de regiones HII; (ii) E2, la emisión de la línea $H(41)\alpha$ es menor que en W2, pero la densidad de columna del gas molecular es también menor, especialmente en la componente de $\sim 326 \text{ km s}^{-1}$ que no está detectada en N_2H^+ (ver sección 4.3.2), como consecuencia, el gas molecular está inmerso en un campo UV de alta radiación (ver figura 4.6, panel A). La relación $CN 1\rightarrow 0/CS 3\rightarrow 2$ tiene un valor de $\sim 1-2$ a lo largo del corte y se incrementa hasta ~ 5 solamente en las regiones irradiadas por campos intensos en UV descritos anteriormente, según se muestra en la figura 4.6, panel C. Podemos decir que las variaciones de las razones de líneas anteriores no son al azar sino que parecen correlacionadas con la distribución del gas ionizado, lo que sugiere que los fotones UV tienen un papel principal en la química molecular. En la figura 4.7 se muestran los diagramas de correlaciones entre $CN 1\rightarrow 0/N_2H^+ 1\rightarrow 0$, $CN 1\rightarrow 0/CS 3\rightarrow 2$ y $CS 3\rightarrow 2/N_2H^+ 1\rightarrow 0$, respecto a $C^{18}O 1\rightarrow 0/H(41)\alpha$. Se aprecia en el panel superior y medio, que, como se esperaba, existe una buena (anti) correlación entre las razones indicadas a bajas extinciones (pequeños valores de $C^{18}O 1\rightarrow 0/H(41)\alpha$). A altos valores de extinción, la dispersión es mayor en $CN 1\rightarrow 0/N_2H^+ 1\rightarrow 0$ (panel superior) ya que podemos estar en presencia de PDRs (nubes difusas, las capas externas de nubes moleculares gigantes, gas denso alrededor de estrellas de tipo Herbig Ae/Be) que no emitan en $H(41)\alpha$, pero también presentan altas abundancias en CN (véase, por ejemplo Fuente et al. (1993, 1995); Lucas & Liszt (2001)). En contraste, aunque con una alta dispersión, la relación $CS 3\rightarrow 2/N_2H^+ 1\rightarrow 0$ (panel inferior) es ~ 5 en todas las posiciones.

4.3.2. Distribución vertical de la emisión molecular

M 82 se asocia con un outflow de kiloparsecs de longitud, con el gas proveniente de la parte norte viniendo hacia nosotros. Las líneas ópticas y del infrarrojo cercano parecen asimétricas, con la mitad más intensa en la zona norte, donde se encuentran las chimeneas del radiocontinuo (Wills et al. 1999b,a). También se detecta esta asimetría en la emisión de $H(41)\alpha$, que demuestra que no es una consecuencia de la extinción del polvo, sino de la distribución espacial de las regiones de formación de estrellas masivas que se sitúan principalmente en la mitad norte del disco (ver figura 4.8). Por el contrario, la emisión molecular se extiende a $\sim 7.5''$ al sur del plano galáctico, siguiendo la supershell molecular alrededor de la remanente de supernova SN 41.9+58. Hay diferencias acusadas entre la distribución espacial vertical de las distintas especies en las emisiones moleculares.

Es interesante comparar las emisiones de HCO^+ y HOC^+ . Fuente et al. (2008b) encontraron un claro gradiente norte-sur en la relación $[HCO^+]/[HOC^+]$. El valor de esta proporción es más alto hacia la parte sur de la supershell asociada con la SN 41.9+58. El máximo en la emisión de HOC^+ está desplazado $\sim 2.5''$ al norte respecto a $H^{13}CO^+$,

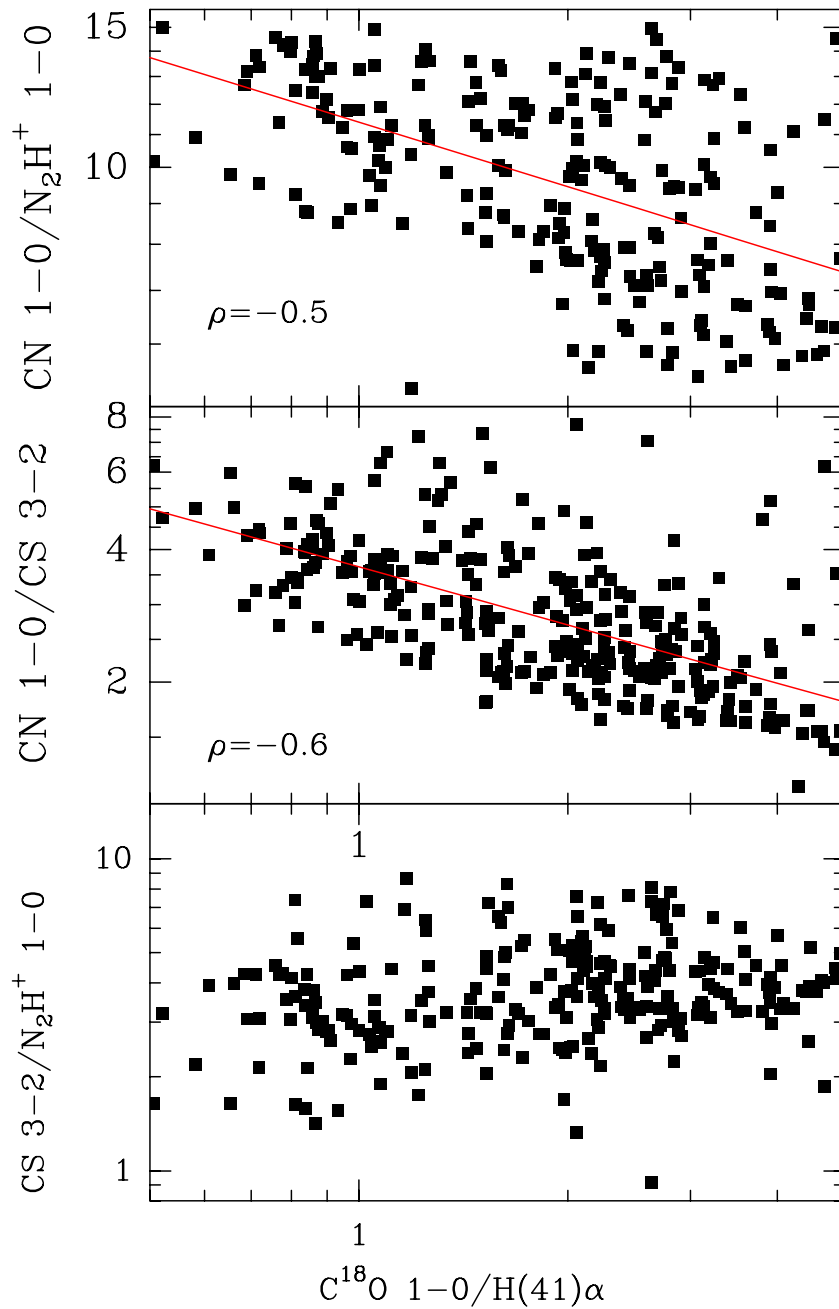


Figura 4.7: Correlaciones entre las razones de las temperaturas de brillo de las líneas $C^{18}O\ 1\rightarrow 0/H(41)\alpha$, $CN\ 1\rightarrow 0/N_2H^+\ 1\rightarrow 0$, y $CS\ 3\rightarrow 2/N_2H^+\ 1\rightarrow 0$ a lo largo del plano galáctico mostrado en la figura 4.6. Se ha realizado en escala logarítmica. Para la obtención de un resultado más fiable que evite los puntos más ruidosos, sólo se han considerado los puntos dentro de los siguientes valores: 0.5 y 5 para la línea $C^{18}O\ 1\rightarrow 0/H(41)\alpha$; 5 y 15 para $CN\ 1\rightarrow 0/N_2H^+\ 1\rightarrow 0$; $CN\ 1\rightarrow 0/CS\ 3\rightarrow 2$ entre 1 y 6. Los resultados del ajuste por mínimos cuadrados y los valores de los coeficientes de correlación de Pearson se muestran en los paneles superiores e inferiores. Diagramas obtenidos de Ginard et al. (2015).

lo que significa que está más cerca de la capa ionizada trazada por $H(41)\alpha$. Fuente et al. (2008b) interpretaron este gradiente como un cambio en el grado de ionización global de las nubes moleculares.

Utilizamos los mapas de CN, N_2H^+ , CS y $H(41)\alpha$ para realizar un estudio en profundidad de la cinemática y de la distribución espacial del gas molecular en la dirección perpendicular al plano de la galaxia. En la figura 4.8 se muestran los diagramas p-v en la dirección vertical a través de E2, el centro dinámico de la galaxia y W2. En estos diagramas, el eje de velocidad fue muestreado a los canales de 12 km s^{-1} .

En el panel superior de la figura 4.8 se presenta el diagrama p-v con un corte perpendicular al plano galáctico por E2. Varias componentes en la velocidad se detectan en $H(41)\alpha$ y líneas moleculares. Todas estas componentes están dentro del rango de velocidades de las órbitas de la barra x_2 , $\pm 120 \text{ km s}^{-1}$ (Greve 2011). La componente en $\sim 260 \text{ km s}^{-1}$ (línea discontinua en la figura) es la más intensa en la emisión molecular y se detecta en CN, N_2H^+ y CS. La componente en $\sim 326 \text{ km s}^{-1}$ (línea punteada en la figura) está bien detectada en la línea CN $1\rightarrow 0$, pero sólo se detectó tentativamente en CS $3\rightarrow 2$ (nivel $3\times\sigma$) y permanece sin ser detectada en N_2H^+ $1\rightarrow 0$. Esta componente está asociada con un pico secundario en la emisión de $H(41)\alpha$. En el panel de la derecha, se muestran las razones de intensidades de línea CN $1\rightarrow 0 / N_2H^+ 1\rightarrow 0$. Su valor varía entre ~ 10 y ~ 15 a lo largo del corte, con los máximos coincidentes con los de la emisión de $H(41)\alpha$.

En el panel central de la figura 4.8, diagrama p-v a lo largo del centro dinámico de la galaxia, los resultados no son tan claros como en los otros paneles. En los máximos de $H(41)\alpha$ no se detecta emisión de CN, N_2H^+ y CS. No existe contraste. No se ve claro porque la emisión es muy débil en $N_2H^+ 1\rightarrow 0$ y CS $3\rightarrow 2$. La emisión en $H(41)\alpha$ se detecta desplazada hacia el norte comparando con la emisión molecular. Al igual que en el corte vertical a lo largo de E2, el valor de la proporción de intensidades de línea CN $1\rightarrow 0 / N_2H^+ 1\rightarrow 0$ varía entre ~ 10 y ~ 15 con los máximos situados aproximadamente en los máximos de la emisión de $H(41)\alpha$, sugiriendo que ésta es una tendencia general en todo el núcleo galáctico.

En el panel inferior de la figura 4.8, diagrama p-v en W2, también se detectan varias componentes en velocidad. En este caso, observamos en los mapas de $H(41)\alpha$ y CN una estructura en capas en la dirección vertical con una prolongación de la emisión hacia el norte. Sin embargo, la emisión de N_2H^+ se extiende más hacia el sur. Se aprecian acusadas diferencias químicas entre las componentes a $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ (norte) y $\sim 160 \text{ km s}^{-1}$ (sur). La componente norte es más intensa en CS y CN, mientras que la sur es más brillante en emisión de N_2H^+ . La razón de intensidades de líneas CN $1\rightarrow 0 / N_2H^+ 1\rightarrow 0$ presenta una correlación excelente con la emisión de $H(41)\alpha$, con una diferencia de un

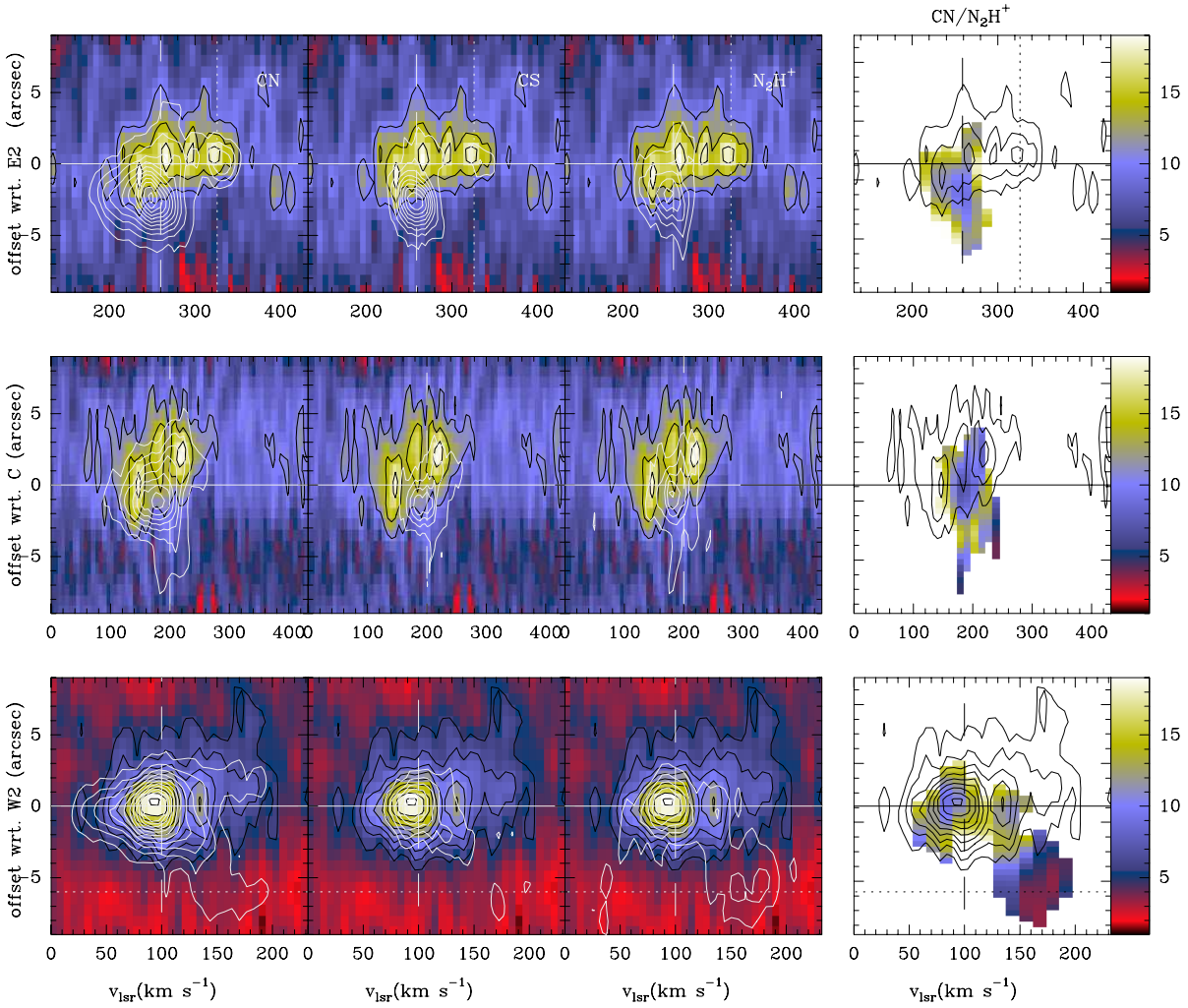


Figura 4.8: Diagramas p-v a lo largo de cortes perpendiculares al plano galáctico en E2 (panel superior), en la posición (0,0) (panel central) y en W2 (panel inferior). La escala de color y los contornos en negro corresponden a la emisión de H(41) α . Los contornos en blanco son las intensidades de las líneas de CN 1 \rightarrow 0, CS 3 \rightarrow 2 y N₂H⁺ 1 \rightarrow 0. Los primeros contornos son a $3\times\sigma$ y luego a incrementos de 10 mJy/haz para el CN y CS, 2 mJy/haz para el N₂H⁺ y H(41) α . La intensidad de la razón de CN 1 \rightarrow 0/N₂H⁺1 \rightarrow 0 (en unidades de T_b) a lo largo de estos cortes se muestra en la columna de la derecha. Las imágenes se han degradado a una resolución angular de 3.8 segundos de arco y una resolución en velocidad de 12 km s⁻¹. Las líneas verticales indican la posición de los componentes de la velocidad discutidos en el texto. Diagramas p-v incluidos en Ginard et al. (2015).

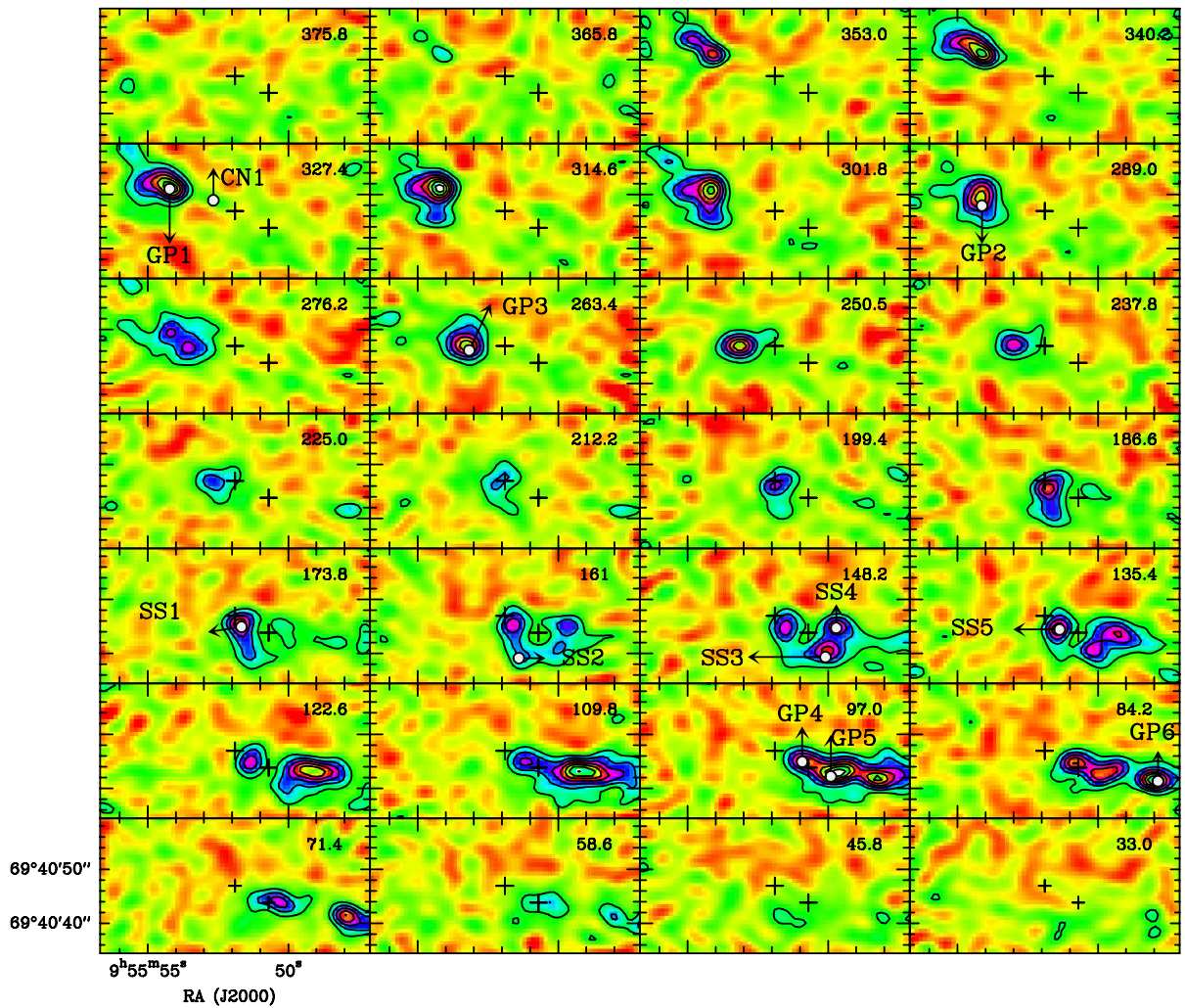


Figura 4.9: Mapas espectrales de la línea N_2H^+ $1\rightarrow 0$ convolucionada a una resolución angular de $3.8''$. Para incrementar la relación señal ruido S/N , se ha degradado la resolución en velocidad a 12.8 km s^{-1} . El número que aparece en la esquina superior derecha indica el canal central de la velocidad. El primer contorno y sus incrementos es 0.028 K ($\sim 3\times\sigma$). Las cruces indican el centro dinámico de la galaxia y la posición de la SN 41.9+58. Mapas obtenidos de Ginard et al. (2015).

factor ~ 5 entre las componentes norte y sur. Los valores menores, $\sim 2-3$, se encuentran hacia el sur e incluso son menores que los observados en la zona exterior (E1,W1) de la galaxia (ver figura 4.6).

4.4. Densidades de columna en las posiciones seleccionadas

4.4.1. CN, N₂H⁺, c-C₃H₂ y CS

Las altas resoluciones angulares y espectrales provistas por nuestros datos, CN 1→0, N₂H⁺ 1→0, H(41)α, CS 3→2 y c-C₃H₂ 3→2, nos permiten llevar a cabo un detallado estudio químico del medio interestelar en M 82. Los cubos espectrales de datos de todas las líneas se degradaron a una resolución angular común de 3.8" (≈70 pc) y a una anchura de canal de 12.8 km s⁻¹, valores típicos de tamaño y anchura de línea dentro de una nube molecular (ver, e.g. Murray (2011)). De todos los datos, elegimos 12 picos moleculares (ver figura 4.9) para llevar a cabo el modelizado químico. El criterio de selección fue que los puntos debían ser intensos y claramente identificados en velocidad y posición. Además, el conjunto de puntos seleccionados debía representar la variedad de condiciones químicas y físicas en la galaxia. La emisión intensa y compacta hacia esas posiciones minimiza las incertidumbres causadas por los efectos de filtrado espaciales. Los puntos seleccionados se muestran en la tabla 4.2 de la página 152 y se indican en la figura 4.9 y figuras 4.13 a 4.15, de las páginas 147, 162, 163 y 164.

Los denominados como GP1 a GP6 son picos moleculares compactos en el plano galáctico que siguen los patrones en velocidad de las órbitas de barra x_1 y x_2 . Estas regiones se han detectado en todas las líneas moleculares (ver figura 4.9 y figuras 4.13 a 4.15). Hemos añadido cinco posiciones, SS1 a SS5, situadas en la supershell asociada con la supernova SN 41.9+58. Se puede ver que SS1 y SS2 están muy cerca de GP4 en el plano del cielo y son sólo distinguibles debido a sus diferentes velocidades. Examinando los mapas espectrales de CN, identificamos una zona de máximos en CN, cuya contrapartida son mínimos en las demás especies. A esta posición la denominamos CN1 y corresponde a la componente ~326 km s⁻¹ en E2 (ver figuras 4.8 y 4.13). La figura 4.15 muestra el mapa espectral de H(41)α obtenido con el Plateau de Bure. Esta línea muestra la distribución espacial del gas ionizado que a su vez está muy correlacionada con el campo ultravioleta local. GP4 es la posición más intensa en líneas de recombinación. Los picos secundarios son espacialmente coincidentes con GP1, CN1 y GP5, indicando la presencia de gas ionizado a estas posiciones. La ausencia de emisión de H(41)α en SS2 y SS3 prueba que hay un bajo campo UV en la zona sur de la supershell. Por lo tanto, nuestras posiciones seleccionadas son representativas de las diferentes condiciones físicas, en particular, del campo UV medio dentro de la galaxia. Hemos estimado las densidades de columna moleculares de CN, N₂H⁺, CS y C₃H₂ utilizando el código MADEX (Cernicharo 2012). Nuestras observaciones no permiten un estudio multitransicional. En nuestros cálculos tomamos como hipótesis que nos encontramos en una capa uniforme con condiciones

físicas constantes. A partir de CO y sus isotopólogos, Weiß et al. (2001a) obtuvieron densidades de $n(\text{H}_2) \sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y rangos de temperatura cinética desde $\approx 50 \text{ K}$ en E1 y W1 a $\approx 150 \text{ K}$ en E2 y W2. Posteriormente, Fuente et al. (2005) determinaron densidades de $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ a partir de observaciones de datos de antena única de las líneas de CN $1 \rightarrow 0$ y $2 \rightarrow 1$. Más altas densidades, $\sim 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, fueron estimadas por Fuente et al. (2008b) usando las líneas de alta excitación de HCO^+ $J=3 \rightarrow 2$ y $4 \rightarrow 3$. Bayet et al. (2009) propusieron dos componentes para ajustar las líneas de CS con densidades de $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ y $6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ para la componente difusa y densa, respectivamente. Estos valores probaron que, como se esperaba, componentes diferentes en densidad coexisten en nuestro haz. Ya que las moléculas observadas tienen momentos dipolares grandes, consideramos que la emisión está dominada por gas denso con densidad $n(\text{H}_2) > 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Para estimar las densidades de columna moleculares y sus incertidumbres, ejecutamos una serie de modelos LVG con la densidad $n(\text{H}_2)$ variando de 1×10^5 - $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ y la $T_k = 50, 150 \text{ K}$ y tomamos el valor medio. Las estructuras hiperfinas de CN y N_2H^+ no fueron consideradas en los cálculos porque dada la gran anchura de las líneas, las componentes hiperfinas estaban solapadas. Las densidades de columna estimadas se muestran en la tabla 4.2 de la página 152. Los errores corresponden a los menores y mayores valores obtenidos en nuestro grid, es decir, estos errores no están relacionados con errores observacionales, que son menores, sino con la incertidumbre de las condiciones físicas. En general, las incertidumbres en las densidades de columna obtenidas están dentro de un factor 2. En nuestros cálculos tomamos como hipótesis que la emisión en 145.089 GHz proviene de $c\text{-C}_3\text{H}_2$, lo cual es verdad en algunas posiciones. El metanol fue detectado en M 82 por primera vez por Martín et al. (2006). Basándose en la distribución cinemática y espacial, concluyeron que la emisión proviene fundamentalmente de los puntos este y oeste de la zona externa de la galaxia. Más tarde, Aladro et al. (2011) desarrollaron un estudio multitransicional de CH_3OH y $c\text{-C}_3\text{H}_2$ en una posición cercana a E1 y obtuvieron las densidades de columna y temperaturas rotacionales. Hemos tomado esos valores para predecir las intensidades de las líneas CH_3OH y $c\text{-C}_3\text{H}_2$ y obtuvimos que $\sim 50\%$ de la emisión debe pertenecer a cada una en E1. De acuerdo con estos resultados, la densidad de columna de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ está sobrestimada en un factor ~ 2 en E1. Teniendo en cuenta las semejanzas entre la química molecular en E1 y W1, consideramos que lo más probable es que se tenga una contaminación similar, de $\sim 50\%$ hacia W1. En la tabla 4.2 se muestran las razones de densidad de columna $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$, $[\text{CS}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ y $[\text{CN}]/[\text{CS}]$ en los puntos seleccionados. Los valores fueron estimados usando el mismo procedimiento que para las densidades de columna. Corrimos un grid de modelos LVG y adoptamos el valor medio de los ratios de densidad de columna ajustados. Dado que las líneas moleculares observadas presentan similares condiciones de excitación, este método minimiza la incertidumbre debida a condiciones físicas asumidas, ya que las incertidumbres en las proporciones de densidades de columna son menores que las de densidades de columna individuales (ver tabla 4.2). Sólo se encuentran, a lo largo de la galaxia, variaciones más significativas que

las incertidumbres en la relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$. Los valores de esta proporción son de ≈ 30 en GP1 y GP6 localizados en la zona exterior de las órbitas x_1 y aumentan hasta ≈ 80 en GP4. Se encuentran valores >50 hacia GP5 y SS1, ambos cercanos al W2. El menor valor, $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+] \approx 19$, se encuentra en la zona sur de la supershell. En la figura 4.10 comparamos las densidades de columna obtenidas con los mapas de intensidad integrada de las líneas $\text{N}_2\text{H}^+ 1 \rightarrow 0$, $\text{H}(41)\alpha$ y $\text{SiO } 2 \rightarrow 1$. La buena correlación entre los valores de $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ y la emisión de la línea $\text{H}(41)\alpha$ es relevante y apoya la interpretación sobre que las variaciones de la relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ están relacionadas con las variaciones del campo ultravioleta local. No encontramos ninguna correlación entre la relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ y la emisión en SiO .

La proporción de $[\text{CN}]/[\text{CS}]$ se comporta como $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$. Toma valores de ≈ 3.5 en GP1 y GP6 en las órbitas externas x_1 y se incrementa a >5 en GP4, GP5 y SS1. En el caso de CN1, estimamos un valor más alto de $[\text{CN}]/[\text{CS}] \approx 10$. La correlación entre $[\text{CN}]/[\text{CS}]$ y la emisión de $\text{H}(41)\alpha$ es buena.

En contraste a las proporciones $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ y $[\text{CN}]/[\text{CS}]$, el ratio $[\text{CS}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ sigue siendo bastante constante a través del plano galáctico con valores alrededor de 12. No hay evidencia de la variación de esta relación con el campo UV local. Al comparar las posiciones del plano galáctico con los de la supershell, nos dimos cuenta que la relación tiende a ser 2 veces menor en la parte sur de la supershell, aunque siempre dentro de la incertidumbre de nuestros cálculos.

Se utilizó el mapa de C^{18}O de Weiß et al. (2001a) para determinar las densidades de columna de hidrógeno molecular totales y las abundancias fraccionales absolutas. Las densidades de columna de C^{18}O varían un factor ~ 2 entre los diferentes puntos, con los valores más altos en GP1 y GP6. Las abundancias moleculares se obtuvieron de la proporción de densidades de columna tomando como hipótesis $[\text{C}^{18}\text{O}]/[^{12}\text{CO}] = 0.005$ y $[^{12}\text{CO}] = 4 \times 10^{-5}$, valores medios obtenidos por Weiß et al. (2001a), sobre la base de su estudio multitransicional de CO , ^{13}CO , y C^{18}O . Hay que tener en cuenta que estos valores corresponden a un valor 200 de la proporción $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, que es diferente del valor estándar del de la Vía Láctea, $\sim 500-600$. Tomamos como constante en toda la galaxia, la abundancia de C^{18}O , lo que es una aproximación ya que la abundancia de C^{18}O depende de las condiciones físicas locales (flujo UV, densidad, temperatura). Sin embargo, estamos interesados en el gas denso molecular ($n(\text{H}_2) > 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) y se espera que la abundancia de C^{18}O permanezca constante en esta fase. Continuando con este procedimiento, hemos obtenido las abundancias moleculares mostradas en la tabla 4.2. La abundancia de N_2H^+ es $\sim 3 \times 10^{-11}$ para todas las posiciones estudiadas, corroborando que N_2H^+ es un buen trazador del gas denso molecular. Se ha medido para CS una abundancia de unos pocos 10^{-10} .

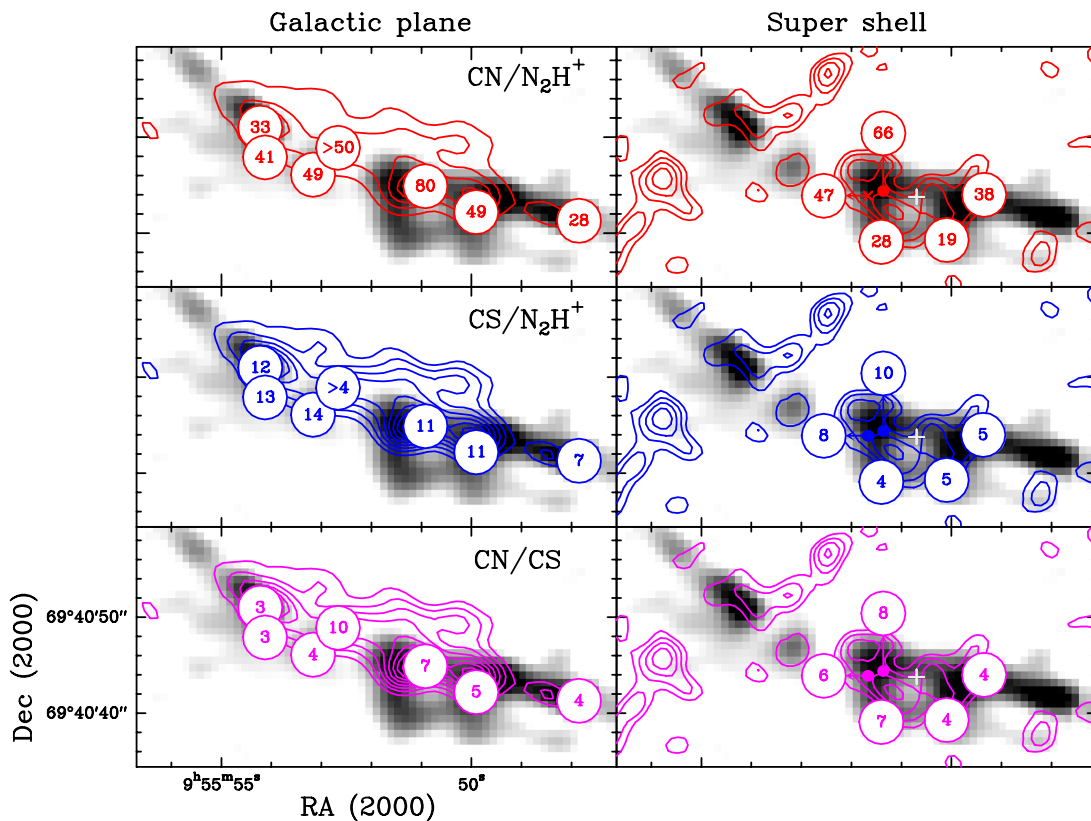


Figura 4.10: $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$, $[\text{CS}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ y $[\text{CN}]/[\text{CS}]$, de Ginard et al. (2015), para las posiciones listadas en la tabla 4.2 en el plano galáctico (izquierda) y en la supershell asociada con SN 41.9+58 (derecha) superpuesta al mapa de intensidad integrada de N_2H^+ 1→0 (en gris). Para comparación, en la columna de la izquierda se dibujan los contornos de la emisión en intensidad integrada de la línea de $\text{H}(41)\alpha$ y en la derecha, la emisión en intensidad integrada de la línea de SiO 2→1 (García-Burillo et al. 2001). La cruz blanca indica la posición de SN 41.9+58.

En las abundancias de estas especies se encuentran cambios menores que un factor 2; los valores se encuentran dentro de las incertidumbres de nuestros cálculos. Sólo la abundancia de CN presenta variaciones significativas dentro de la galaxia; es 3 veces mayor en GP4 que en las posiciones exteriores, GP1 y GP6 y en las posiciones sur de la supershell, SS2 y SS3.

Tabla 4.2: Regiones seleccionadas para el modelo químico¹.

Punto	Offset	Vel	N(C ¹⁸ O)	X(CN)	X(N ₂ H ⁺)	X(o-C ₃ H ₂) ²	X(CS)	[CN]/[N ₂ H ⁺]	[CS]/[N ₂ H ⁺]	[CN]/[CS]	
"	"	(km s ⁻¹)	(×10 ¹⁶ cm ⁻²)	(×10 ⁻⁹)	(×10 ⁻¹¹)	(×10 ⁻¹⁰)	(×10 ⁻¹⁰)				
GP1	+12.1	+4.1	327.4	2.2 ^{+1.2} _{-1.0}	0.9 ^{+0.8} _{-0.3}	3.0 ^{+1.8} _{-1.3}	3.2 ^{+3.0} _{-1.7}	3.0 ^{+3.9} _{-1.1}	33 ⁺¹⁷ ₋₁₁	12 ⁺⁸ ₋₆	3.0 ^{+0.5} _{-0.5}
GP2	+11.6	+1.0	289.0	1.8 ^{+1.0} _{-0.8}	1.0 ^{+0.8} _{-0.3}	2.8 ^{+1.3} _{-1.4}	2.6 ^{+2.7} _{-1.4}	3.2 ^{+3.6} _{-1.3}	41 ⁺²² ₋₁₃	13 ⁺¹⁰ ₋₆	3.3 ^{+0.5} _{-0.5}
GP3	+6.6	-0.8	263.4	1.8 ^{+1.0} _{-0.8}	1.4 ^{+1.0} _{-0.5}	3.0 ^{+1.4} _{-1.6}	3.0 ^{+3.3} _{-1.5}	3.8 ^{+4.3} _{-1.5}	49 ⁺²³ ₋₁₆	14 ⁺¹⁰ ₋₆	3.7 ^{+0.6} _{-0.7}
GP4	-5.1	-2.0	97.0	0.9 ^{+0.5} _{-0.4}	3.0 ^{+2.1} _{-1.1}	4.3 ^{+2.0} _{-2.1}	2.6 ^{+2.8} _{-1.4}	3.5 ^{+5.2} _{-1.2}	80 ⁺³⁴ ₋₂₈	11 ⁺⁸ ₋₅	7.4 ^{+1.4} _{-1.5}
GP5	-10.4	-4.7	97.0	1.9 ^{+1.1} _{-0.9}	1.4 ^{+1.0} _{-0.4}	3.2 ^{+1.5} _{-1.6}	2.4 ^{+2.7} _{-1.2}	2.6 ^{+3.6} _{-1.0}	49 ⁺²³ ₋₁₆	11 ⁺⁷ ₋₅	4.8 ^{+0.9} _{-0.9}
GP6	-21.1	-5.6	84.2	2.1 ^{+1.1} _{-1.0}	0.8 ^{+0.6} _{-0.3}	3.1 ^{+1.5} _{-1.5}	1.5 ^{+1.7} _{-0.8}	1.8 ^{+2.5} _{-0.7}	28 ⁺¹³ ₋₁₀	7 ⁺⁶ ₋₃	3.8 ^{+0.6} _{-0.6}
SS1	-1.2	-2.0	173.8	1.0 ^{+0.5} _{-0.5}	2.0 ^{+1.6} _{-0.7}	4.8 ^{+2.3} _{-2.4}	3.1 ^{+3.5} _{-1.2}	2.9 ^{+4.3} _{-1.0}	47 ⁺²³ ₋₁₆	8 ⁺⁵ ₋₅	6.2 ^{+1.0} _{-1.2}
SS2	-2.6	-7.8	161.0	0.6 ^{+0.3} _{-0.3}	0.9 ^{+0.8} _{-0.3}	3.8 ^{+1.9} _{-1.8}	1.4 ^{+1.6} _{-0.7}	1.1 ^{+1.8} _{-0.7}	28 ⁺¹³ ₋₁₀	4 ⁺³ ₋₂	7.5 ^{+1.4} _{-1.4}
SS3	-9.4	-7.6	148.2	1.4 ^{+0.7} _{-0.7}	0.5 ^{+0.4} _{-0.2}	2.7 ^{+1.4} _{-1.3}	1.4 ^{+1.7} _{-0.7}	1.0 ^{+1.5} _{-0.4}	19 ⁺¹¹ ₋₇	5 ⁺⁴ ₋₃	4.2 ^{+0.6} _{-0.8}
SS4	-13.3	-2.9	148.2	1.5 ^{+0.7} _{-0.7}	0.9 ^{+0.7} _{-0.3}	2.7 ^{+1.3} _{-1.3}	2.2 ^{+2.1} _{-1.0}	2.4 ^{+2.6} _{-1.1}	38 ⁺¹⁹ ₋₁₃	5 ⁺⁴ ₋₃	4.0 ^{+0.7} _{-0.7}
SS5	-2.8	-2.5	135.4	1.1 ^{+0.5} _{-0.5}	2.4 ^{+1.9} _{-0.8}	4.2 ^{+2.0} _{-2.0}	2.6 ^{+2.9} _{-1.3}	2.6 ^{+3.9} _{-0.9}	66 ⁺²⁹ ₋₂₃	10 ⁺⁷ ₋₅	8.3 ^{+1.6} _{-1.7}
CN1	+4.0	+2.0	327.4	0.3 ^{+0.1} _{-0.1}	2.0 ^{+1.8} _{-0.7}	<4.0*	<3.0*	1.8 ^{+3.1} _{-0.6}	>50	>4	9.8 ^{+2.0} _{-2.0}

¹Abundancias relativas a H₂; ² contaminadas con metanol (ver texto); límite * 3σ.

4.4.2. Otras especies: H₂CO, HC₃N y CH₃CN

Para obtener una visión más completa de la química en M 82, comparamos nuestros datos con imágenes interferométricas anteriores. Para este objetivo, se ha degradado la resolución angular de todas nuestras imágenes a $\approx 5.9''$ (≈ 111 pc), que es la más baja del conjunto de datos, mostrados en la Tabla 4.1, de la página 139 y se utiliza la intensidad total integrada de la línea en velocidad en nuestros cálculos. Los parámetros de ajuste Gaussianos en E1, E2, W2 y W1 se muestran en la tabla 4.5 de la página 167. Densidades de columna y ratios de densidad de columna se calcularon siguiendo el mismo procedimiento que en la sección 4.4.1. En la tabla 4.3 de la página 165, se muestran los valores obtenidos para E1, E2, W2 y W1.

Los valores de las razones [CS]/[H¹³CO⁺] y [H¹³CO⁺]/[C¹⁸O] son bastante uniformes a lo largo de la galaxia. Estos resultados sugieren que CS, H¹³CO⁺ y C¹⁸O son buenos trazadores de gas denso para una amplia variedad de condiciones físicas. De acuerdo a estos resultados, E1 y W1 presentan las más altas densidades columnales de moléculas de hidrógeno. Este resultado es consistente con la detección, en esos puntos, de moléculas complejas como NH₃, HC₃N, CH₃CN, y CH₃OH (Weiß et al. 2001b; Aladro et al. 2011; Martín et al. 2006). Los pequeños hidrocarburos c-C₃H₂ y C₄H son también buenos trazadores de PDRs de bajo y alto campo UV (Fuente et al. 2003; Pety et al. 2005; Cuadrado et al. 2014; Pilleri et al. 2013). Teniendo en cuenta que la abundancia de c-C₃H₂ está sobrestimada en un factor ~ 2 en E1 y W1 (ver sección 4.4, concluimos que la

abundancia de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ podría haber aumentado un factor ~ 3 en las órbitas internas x_2 , en concordancia con la tendencia observada en CN. Además, la abundancia de H_2CO obtenida es similar a la calculada por Guzmán et al. (2013) y Guzman et al. (2014) en la nebulosa Cabeza de Caballo y es consistente con la interpretación que la emisión de H_2CO proviene de PDRs. En resumen, el comportamiento general químico observado en M 82 está interpretado como la consecuencia del efecto de la radiación ultravioleta en la química molecular. Esto produce un incremento de la abundancia de los trazadores de PDRs (CN, $c\text{-C}_3\text{H}_2$, H_2CO) hacia E2 y W2, siguiendo la distribución espacial de las regiones HII. La detección de moléculas complejas muestra que una fracción del gas está protegida de la radiación UV en el interior de las nubes moleculares gigantes. La cantidad de gas en esta fase apantallada es mayor que en las órbitas de barra externa x_1 .

La posición de W2 está relacionada con la explosión de la supernova SN 41.9+58 que lanza gas ionizado fuera del plano galáctico. La detección de SiO por García-Burillo et al. (2001) probó la existencia de choques y su efecto en la química del gas. H_2CO , CH_3OH y CS están considerados buenos trazadores de choques en regiones galácticas y extragalácticas (Bachiller et al. 2001; García-Burillo et al. 2001; Usero et al. 2006). Sin embargo, nuestros datos no presentan ninguna evidencia de aumento de abundancia de CS debida a los choques. De hecho, el valor de la proporción $[\text{CS}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ es menor en la supershell. Esto sugiere que sólo una pequeña fracción del gas está afectado por los choques, lo que está de acuerdo con la baja abundancia media de SiO determinada por García-Burillo et al. (2001), $X(\text{SiO}) \sim 1 \times 10^{-10}$, cuando se compara con las abundancias, $\sim 10^{-8} - 10^{-6}$, encontradas en los choques asociados con regiones de formación estelar galácticas (Bachiller et al. 2001; Martín-Pintado et al. 1992). No podemos analizar H_2CO y CH_3OH en detalle porque sus líneas están solapadas con otras especies. Posteriormente estudios interferométricos de estas moléculas sí permitieron determinarlas.

4.5. Modelo químico

Hemos usado el código Meudon para PDRs, versión 1.4.4 (Le Petit et al. 2006) para modelizar la química en M 82. En nuestros cálculos, hemos supuesto que el ISM está compuesto de nubes irradiadas por un intenso campo ultravioleta. Simulamos cada nube por una capa uniforme plano paralela iluminada por ambos lados. Esta capa tiene una densidad constante ($n = n(\text{H}) + 2 \times n(\text{H}_2) = 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) y la temperatura cinética del gas está calculada por balance energético (calentamiento y enfriamiento). Las abundancias elementales iniciales adoptadas son las mismas que las utilizadas en Fuente et al. (2008b). Corrimos una serie de modelos variando el tamaño de la nube, el campo UV y la tasa de ionización por rayos cósmicos.

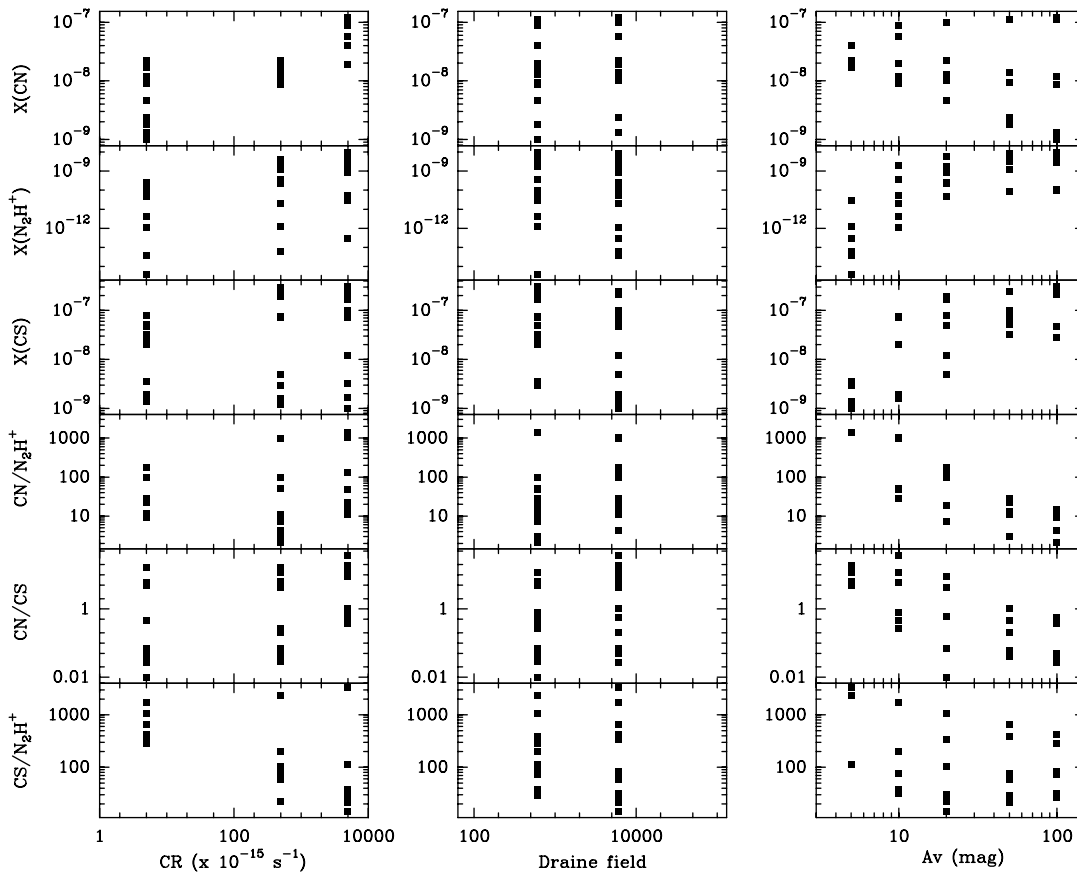


Figura 4.11: Predicciones del modelo como una función de la tasa de ionización por rayos cósmicos, campo Draine y tamaño de la nube (Ginard et al. 2015). Los parámetros y resultados del modelo se muestran en la tabla 4.4 de la página 166.

Nuestro grid incluye dos valores del campo Draine, 6×10^3 y 6×10^2 . El primer valor fue determinado por Fuente et al. (2005, 2006, 2008b) de las observaciones de CO^+ , HCO^+ y HOC^+ . El segundo valor considera la posibilidad de regiones con un campo UV bajo en la galaxia. Para investigar el efecto del aumento del flujo de rayos cósmicos en la química, hemos repetido nuestros cálculos del modelo con $\zeta = 5 \times 10^{-17}$ y $5 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$. El primer valor corresponde a la tasa de ionización por rayos cósmicos en las nubes moleculares de nuestra galaxia (Indriolo et al. 2014). El segundo es el valor estimado por Suchkov et al. (1993) que tiene en cuenta las condiciones físicas del gas molecular en M 82. Somos conscientes que los rayos X son intensos y pueden tener un papel importante en la química (Fuente et al. 2008b; Spaans & Meijerink 2007). Nuestro código no incluye la influencia de los rayos X en los cálculos químicos. Hemos investigado los efectos que los rayos X pudiesen tener en la química incrementando la tasa de ionización por rayos cósmicos hasta $5 \times 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. El aumento de tasa de ionización por rayos cósmicos reproduce el efecto de los rayos X en la química molecular razonablemente bien, aunque no tiene en cuenta el efecto en el calentamiento del gas molecular. Finalmente, en nuestro modelo simple, el tamaño de la nube está dado por la extinción visual total de la nube. Hemos considerado 5 valores: 5 mag, 10 mag, 20 mag, 50 mag y 100 mag. En la figura 4.11 y en la tabla 4.4, de las páginas 154 y 166, mostramos las abundancias moleculares medias en función de los diferentes parámetros del modelo. La gran dispersión en los valores se esperaba debido a que todos los parámetros son variados por varios órdenes de magnitud. Las abundancias medias de CN, N_2H^+ , CS y HCO^+ aumentan con la tasa de ionización por rayos cósmicos. Este incremento es especialmente acusado para N_2H^+ . Mientras que las abundancias de las demás especies aumentan en un factor menor que diez, la abundancia de N_2H^+ se incrementa en dos órdenes de magnitud entre $\zeta = 5 \times 10^{-17}$ y $5 \times 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. Sorprendentemente, la abundancia de N_2H^+ es bastante constante en los puntos estudiados. Esto sugiere que los cambios químicos que observamos no están relacionados con las variaciones en el flujo de rayos X. Sin embargo, no podemos descartar que las variaciones en el campo UV y en el tamaño de la nube pudieran complementarse para mantener la abundancia de N_2H^+ constante a pesar de las variaciones del flujo de rayos X (Strickland & Heckman 2007).

El tamaño de la nube tiene el mayor impacto en los resultados de nuestro modelo. N_2H^+ tiene una abundancia despreciable en las nubes con $A_v < 10$ mag y abundancias que varían entre 10^{-10} y 10^{-9} para nubes mayores. Esto corrobora nuestra hipótesis de que esta especie es un excelente trazador del gas molecular protegido del campo UV. La relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ es una buena medida del tamaño de la nube para un único componente de nube. Fuente et al. (2008b) propusieron la existencia de dos componentes de la nube hacia E1: la mayor parte de la masa, $\sim 87\%$, está contenida en pequeñas nubes de $A_v \sim 5$ mag, el resto forma nubes de $A_v > 50$ mag. En este caso, la relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ dependería tanto de la fracción de cada componente de la nube y como del

tamaño asumido para las nubes grandes.

La abundancia promedio para el CS en la nube es bastante constante para tamaños entre ~ 5 y ~ 20 mag, pero aumenta casi en un orden de magnitud para los tamaños más grandes. Los altos valores de la abundancia de CS en las nubes de 50 mag no son de confianza. La abundancia de CS es muy dependiente de la abundancia del azufre elemental asumida. Nuestros modelos en fase gaseosa no consideran la adsorción de moléculas en la superficie de los granos. Dentro de nuestra galaxia, la abundancia de azufre medida en PDRs es >4 veces menor que el valor solar, lo que sugiere que la depleción del azufre se produce incluso en entornos altamente irradiados (ver Goicoechea et al. (2006)). Por otra parte, nuestro modelo utiliza un valor solar para la abundancia del azufre elemental, 1.8×10^{-5} , lo que podría ser muy diferente del de M 82 (Umeda et al. 2002; Origlia et al. 2004). Por lo tanto, no consideramos que los valores de la abundancia de CS predichos por nuestro modelo son fiables.

La proporción $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ es un trazador sensible del tamaño de la nube para tamaños de <50 mag. Otros parámetros, tales como el campo UV incidente y la tasa de ionización de rayos cósmicos también podría afectar a la relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$. Como era de esperar, el valor de $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ aumenta con el flujo de UV, especialmente para pequeñas nubes. En contraste, el valor de $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ disminuye con la tasa de ionización de rayos cósmicos porque la abundancia de N_2H^+ aumenta. A continuación, se discute la distribución de las nubes en M 82 según la relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$. Utilizamos nuestro conocimiento a priori de la galaxia para restringir los modelos químicos. Se discuten los resultados de los modelos de una y de dos componentes.

En la figura 4.12 de la página 159, mostramos el ratio de abundancias $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ como una función del tamaño de la nube para los campos de 6×10^3 (Draine) a alta radiación UV hasta 6×10^2 de baja radiación. Hemos seleccionado el valor obtenido por Suchkov et al. (1993) para la tasa de ionización de rayos cósmicos porque es el más adecuado. GP4 es la posición con el más alto valor de $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ y con el máximo de la línea $\text{H}(41)\alpha$. Es razonable tomar como hipótesis modelos sometidos a alta radiación UV, líneas en color rojo de la figura 4.12, porque son más adecuados para reproducir las abundancias moleculares de esta posición. Un único componente de nube con tamaños de ~ 22 mag puede explicar el valor ~ 80 de la proporción $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$. Valores menores, como ~ 30 , se han medido en las posiciones GP1 y GP6. Aunque menos intensos, estos puntos están también asociados con picos en la emisión de la línea de $\text{H}(41)\alpha$, lo que demuestra que existen fotones UV energéticos capaces de ionizar el hidrógeno atómico (ver figura 4.15). Escogiendo el caso de alta radiación UV, el bajo valor de $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ puede ser explicado por la existencia de una población de nubes con una tamaño superior a ~ 30 mag (ver figura 4.12). La existencia de nubes mayores es consistente con las bajas temperaturas cinéticas y más altas densidades medidas por Weiß et al. (2001a) y la

detección de moléculas complejas en estas posiciones. Se han observado valores bajos de $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$, $\sim 20\text{--}30$, en las posiciones de SS2 y SS3, situados en la supershell molecular. Ya que en esa región existe una falta de emisión en $\text{H}(41)\alpha$, hemos usado modelos con baja radiación UV para interpretar el valor de la proporción $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ y hemos obtenido que la emisión molecular puede provenir de nubes traslúcidas de ~ 14 mag.

Fuente et al. (2008b) interpretaron las abundancias en E1 en un escenario de dos componentes. Podemos usar el modelo de dos componentes para explicar nuestras observaciones. En este caso, la emisión de CN provendría de pequeñas (con $A_v \sim 5$ mag) y grandes (con $A_v \sim 50$ mag) nubes moleculares, mientras que la emisión de N_2H^+ procedería únicamente de nubes moleculares grandes. Fuente et al. (2008b) estimaron que solamente el $\sim 13\%$ del gas molecular está formando grandes nubes moleculares en E1. Suponiendo la misma fracción en todas las posiciones, el valor de la relación $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ en la componente de nubes grandes sería aproximadamente 0.13 veces el observado, es decir, ~ 10 en GP4, ~ 4 en GP1 y ~ 3 en la SS3, lo que significa que tendríamos nubes de >50 mag en las tres posiciones, con los valores más grandes, ~ 100 mag, hacia GP1. En resumen, tanto los modelos de dos componentes como los de uno, permiten la conclusión de que la mayor concentración de gas molecular protegido de la radiación UV se encuentra hacia las órbitas x_1 . La detección de moléculas complejas se entiende mejor en términos de dos poblaciones de nubes con una pequeña fracción del gas, $\sim 13\%$, encerrado en nubes moleculares gigantes donde el gas está protegido de la radiación UV y puede formar grandes moléculas.

Los dos modelos implementados son muy simples y tienen que ser entendidos como una guía para la interpretación de la química molecular en esta galaxia starburst. Como se ha comentado anteriormente, nuestro modelo no incluye la química de superficie y los efectos de los rayos X que podrían ser importantes para algunas especies (ver explicación anterior). Por otra parte, nuestro modelo de fase gaseosa asume la química de estado estacionario. El tiempo característico para la química de las PDRs es $\tau \sim 1/(\kappa_d G_0)$, donde κ_d es la tasa de fotodisociación en s^{-1} y G_0 es el campo UV incidente en unidades Habing. El valor de κ_d depende de la extinción proveniente de la fuente que ilumina como $\kappa_d \sim \kappa_0 \times \exp(-b A_v)$. Obtenemos un tiempo característico de >10 millones de años para una $A_v > 2.5$ mag, si usamos como valor típico de $\kappa_0 = 10^{-9} \text{ s}^{-1}$, de $b = 1.8$ y de campo incidente UV medio M 82, $G_0 = 10^4$ campos Habing. Esto significa que si el último episodio estelar tuvo lugar alrededor de $\sim 5\text{--}10$ millones de años atrás, la química puede estar fuera de equilibrio en el interior de la nube. Nuestro escenario de estado estable en equilibrio es, por lo tanto, sólo adecuado para las superficies de las nubes y para las pequeñas nubes. El inconveniente de los modelos dependientes del tiempo es que dependen de las condiciones iniciales que son desconocidas.

Para todas las especies, las abundancias fraccionales estimadas en M 82 son menores que las predichas por nuestro modelo en fase gaseosa. Las abundancias fraccionales absolutas son difíciles de comparar con los modelos debido a la gran incertidumbre en la densidad de columna del gas molecular. Weiß et al. (2001a) obtuvieron las densidades de columna del gas molecular en M 82 usando distintos métodos: cálculos LVG, una solución de equilibrio termodinámico local (LTE), y el factor de conversión de X_{CO} y sus resultados están de acuerdo dentro de un factor $\sim 3-4$. En este trabajo, hemos obtenido la densidad de la columna molecular en diferentes puntos utilizando los datos de $C^{18}O$ y tomando como hipótesis la abundancia de CO derivada por Weiß et al. (2001a), $X(CO)=5\times 10^{-5}$. Nos gustaría señalar que este valor ya es más bajo que el valor predicho por nuestro modelo para las grandes nubes en las que esencialmente todo el carbono está en forma de CO con una abundancia de $\sim 1.3\times 10^{-4}$. Por lo tanto nuestras abundancias fraccionales son exactas dentro de un factor de 4–10 y son en consecuencia más o menos consistentes con las predicciones del modelo.

4.6. Visión general de la química molecular en el núcleo galáctico de M 82: PDRs vs. choques

M 82 ha sido objeto de episodios sucesivos de intensa formación estelar desde hace ~ 200 mil millones de años. El más reciente, hace ~ 5 millones de años, tuvo lugar a lo largo de las regiones centrales de M 82 y fue particularmente intenso en las órbitas x_2 y a lo largo de la barra estelar. Los efectos de realimentación negativos de esta actividad estelar determinan la existencia y la duración de los futuros episodios de estallido estelar. Hemos llevado a cabo un estudio químico del gas molecular en escalas de ~ 100 pc para investigar los efectos de realimentación y la futura actividad de formación de estrellas de la galaxia.

Nuestro principal resultado lleva a la conclusión que la química del gas molecular está determinado por la radiación intensa producida por estrellas masivas. Hay una variación sistemática de las razones de abundancia molecular con la intensidad de la emisión de la línea $H(41)\alpha$ que corrobora que el núcleo (~ 650 pc), hasta escalas de ~ 100 pc, se comporta como una PDR gigante. Dentro de esta PDR, tenemos variaciones químicas debidas a cambios en el campo UV local y en la estructura de las nubes moleculares. Hay claramente tres regiones diferenciadas:

- Las órbitas de barras interiores x_2 , que se asocian con el más reciente brote estelar y donde los trazadores PDR presentan su máximo de abundancia. La detección de N_2H^+ en estas regiones demuestra que las nubes moleculares de >20 mag están

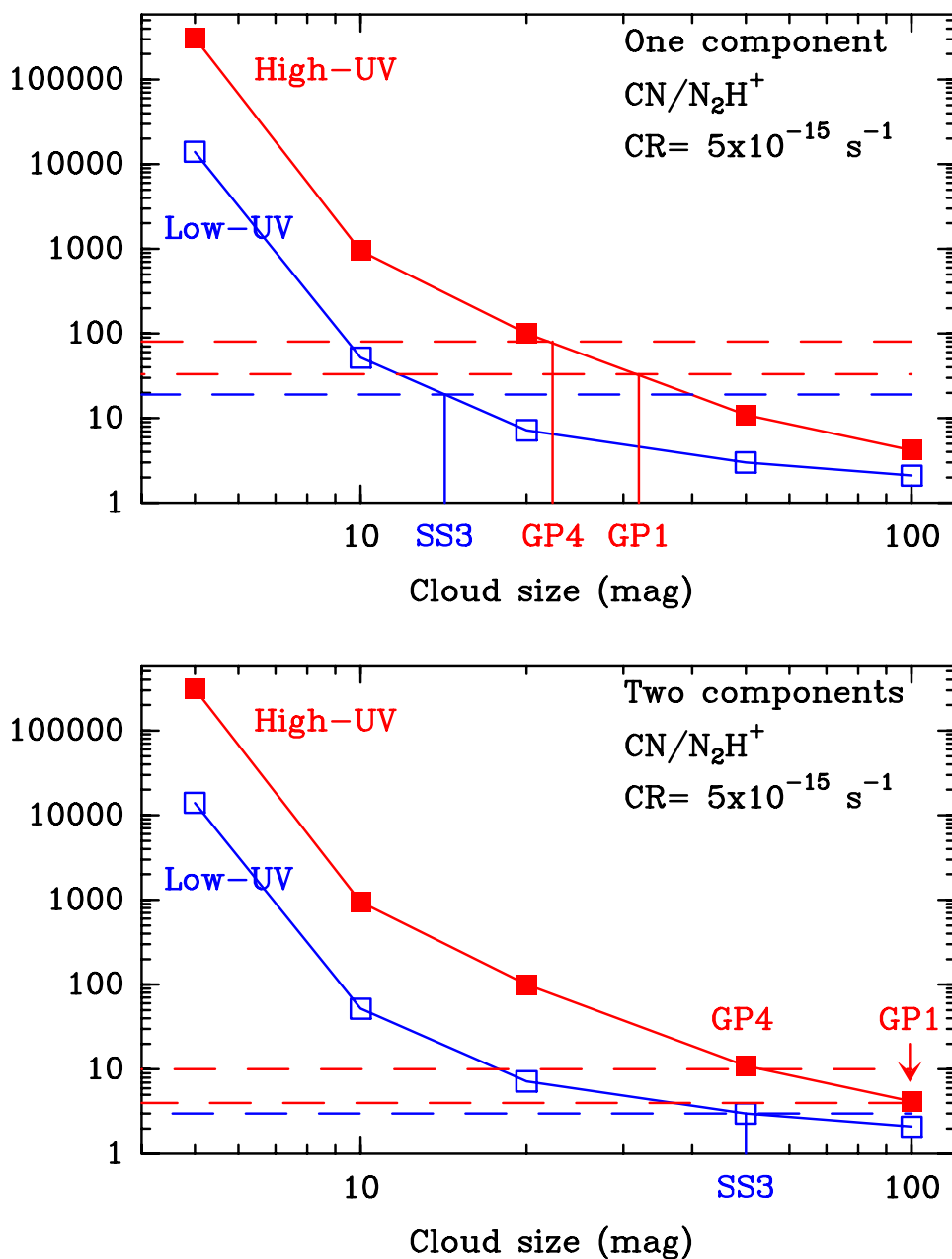


Figura 4.12: $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ como función del tamaño de nube para modelos con $\text{CR} = 5 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ y campos Draine 6×10^3 (líneas en color rojo) y 10^3 (líneas en color azul) (Ginard et al. 2015). **Arriba** Tamaños de nube en el modelo de una componente. **Abajo** Tamaños de la componente de nubes grandes en el modelo de dos componentes (ver explicaciones en el texto). Los valores y los errores para las posiciones GP1, GP4 y SS3 están indicadas.

presentes y que, por tanto, el depósito de gas molecular para formar nuevas estrellas no está agotado.

- Las órbitas de barras exteriores donde se encuentra la mayor parte del gas molecular protegido de la radiación UV. La detección de $H(41)\alpha$ muestra que las estrellas masivas ya se han formado en estas nubes.
- El supershell molecular asociado con el remanente de la supernova SN 41.9+58. No hay signos de actividad de formación estelar masiva en la parte sur de esta supershell, aunque hay zonas intensas en N_2H^+ que podrían ser sitios de futura formación estelar.

Según el estudio de García-Burillo et al. (2001), la detección de una chimenea de gas molecular (~ 500 pc) y un supershell en SiO indica la ocurrencia de choques a gran escala en el interfaz del disco y del halo. Recordamos que la supershell está relacionada con la explosión de la supernova SN 41.9+58, que lanza gas ionizado fuera del plano de la galaxia. Sin embargo, nuestros datos no presentan ninguna evidencia de una posible química de choques. Esto sugiere que sólo una pequeña fracción del denso gas molecular se ve afectado por los choques, que es también consistente con la baja abundancia de SiO determinada por García-Burillo et al. (2001), $X(\text{SiO}) \sim 1 \times 10^{-10}$, cuando se compara con las abundancias de SiO, $\sim 10^{-8} - 10^{-6}$, encontradas en los choques asociados con las regiones de formación de estrellas galácticas (Bachiller et al. 2001; Martín-Pintado et al. 1992). Son necesarias observaciones de mayor resolución espacial para detectar la capa de gas molecular en torno a la supershell, cuya química está dominada por choques. Esto también es coherente con la fracción moderada de gas molecular denso ($\sim 2\%$) que Salas et al. (2014) detectaron en el halo, en contraste con el valor de $\sim 25\%$ encontrado por Walter et al. (2002) sobre la base de las observaciones de CO. La mayor parte del gas expulsado presenta densidades moderadas y no se detecta en densos trazadores moleculares.

En resumen, presentamos un estudio químico integral del gas molecular en la galaxia starburst M 82 utilizando imágenes interferométricas de alta resolución espacial (60 a 100 pc). Nuestro estudio químico mostró que los efectos de realimentación son fuertes en este starburst evolucionado. De hecho, todo el núcleo presenta una química similar a la de una PDR, lo que sugiere que la radiación UV determina la evolución del ISM. Sin embargo, la detección de N_2H^+ demuestra la existencia de denso gas molecular encerrado en nubes de $A_v > 20$ mag que podrían formar nuevas estrellas. El principal reservorio del gas molecular denso se encuentra en las órbitas exteriores x_1 que podrían ser el sitio preferido para una nueva generación de estrellas si se asume el escenario dentro-fuera.

4.7. Summary and results

We present interferometric observations of the CN $1\rightarrow 0$ (113.491 GHz), N_2H^+ $1\rightarrow 0$ (93.173 GHz), $\text{H}(41)\alpha$ (92.034 GHz), CH_3CN (91.987 GHz), CS $3\rightarrow 2$ (146.969 GHz), $c\text{-C}_3\text{H}_2$ $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$ (145.089 GHz), H_2CO $2_{0,2}\rightarrow 1_{0,1}$ (145.603 GHz), and HC_3N $16\rightarrow 15$ (145.601 GHz) lines carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI). PDR chemical modeling was used to interpret these observations.

Our results show that the abundances of N_2H^+ , CS and H^{13}CO^+ remain quite constant across the galaxy, confirming that these species are excellent tracers of the dense molecular gas. In contrast, the abundance of CN increases by a factor of ~ 3 in the inner x_2 bar orbits. The $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ ratio is well correlated with the $\text{H}(41)\alpha$ emission at all spatial scales down to ~ 100 pc. Chemical modeling shows that the variations in the $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ ratio can be explained as the consequence of differences in the local interstellar UV field and in the average cloud sizes within the nucleus of the galaxy.

Our high spatial resolution imaging of the starburst galaxy M 82 shows that the star formation activity has a strong impact on the chemistry of the molecular gas. In particular, the entire nucleus behaves as a giant PDR whose chemistry is determined by the local UV flux. The detection of N_2H^+ shows the existence of a population of clouds with $A_v > 20$ mag all across the galaxy plane. These clouds constitute the molecular gas reservoir for the formation of new stars and, although it is distributed throughout the nucleus, the highest concentration occurs in the outer x_1 bar orbits ($R \sim 280$ pc).

4.8. Mapas y tablas

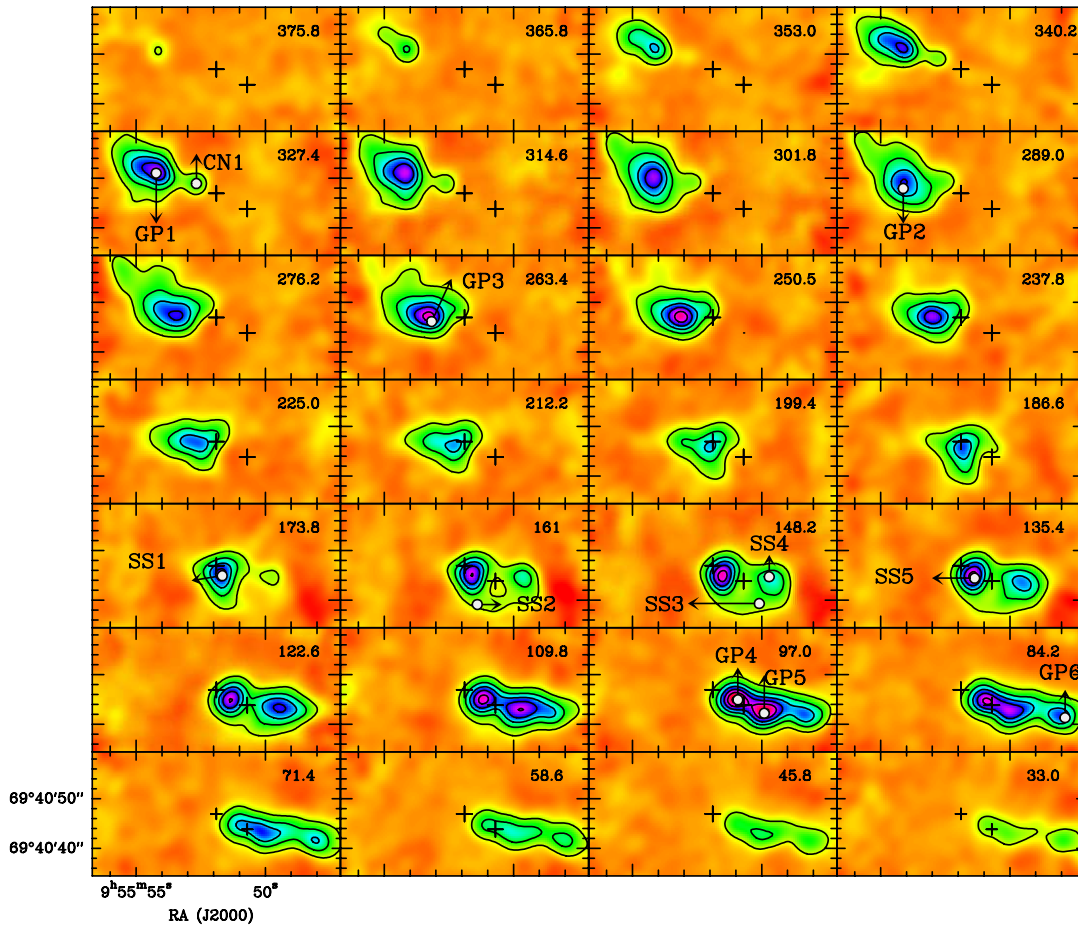


Figura 4.13: Mapas espectrales de la línea CN 1→0 convolucionada a una resolución angular de $3.8''$ (Ginard et al. 2015). Para incrementar la relación señal ruido, S/N, la resolución en velocidad se ha degradado a 12.8 km s^{-1} . El número que aparece en la esquina superior derecha indica el canal central de la velocidad. Los niveles de los contornos van de $0.17 (5 \times \sigma)$ a 1.955 en incrementos de 0.255 K . Las cruces indican el centro dinámico de la galaxia y la posición de la SN 41.9+58.

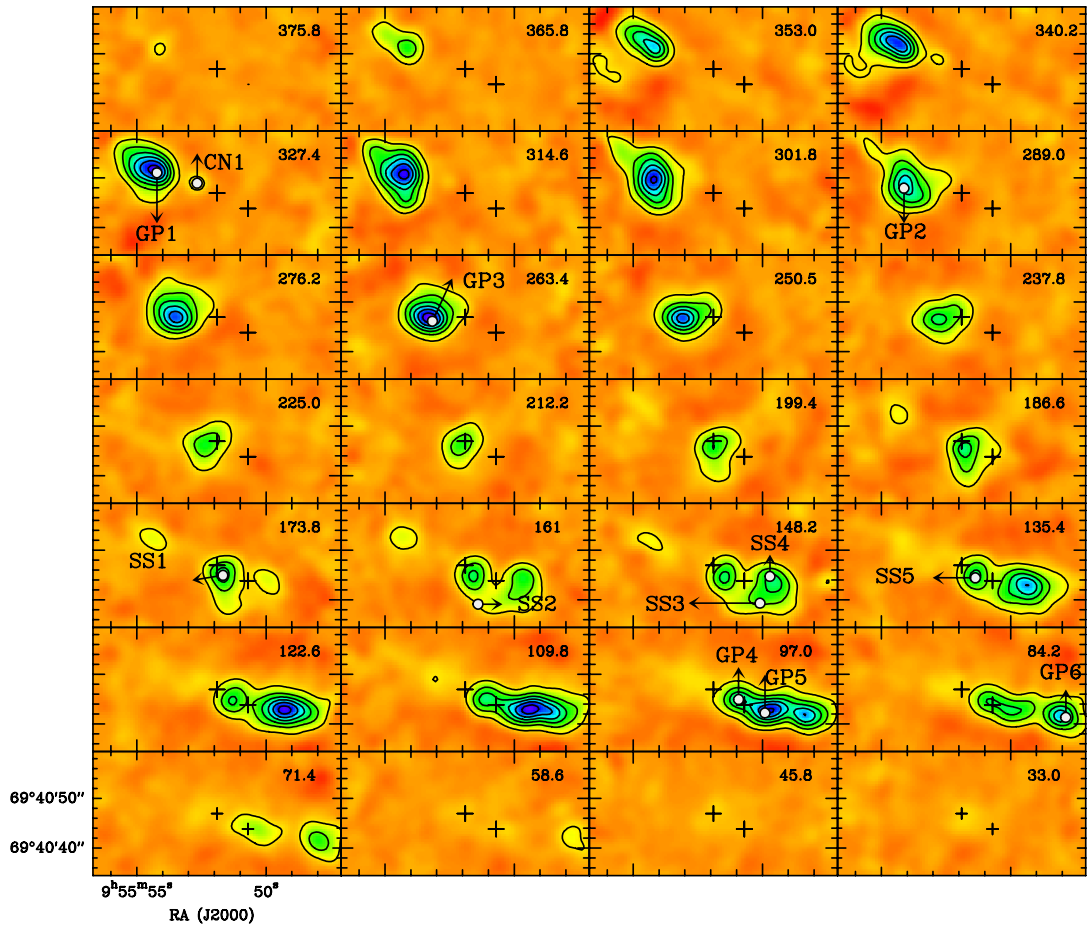


Figura 4.14: Figura como la 4.13 pero para la línea de CS $3 \rightarrow 2$ (Ginard et al. 2015). Los niveles de contorno van de 0.065 ($3 \times \sigma$) a 1.495 en incrementos de 0.13 K. La emisión que aparece en la mitad este de la galaxia a las velocidades $\sim 144\text{--}192 \text{ km s}^{-1}$ se debe a la emisión de la línea de $\text{H}(35)\alpha$.

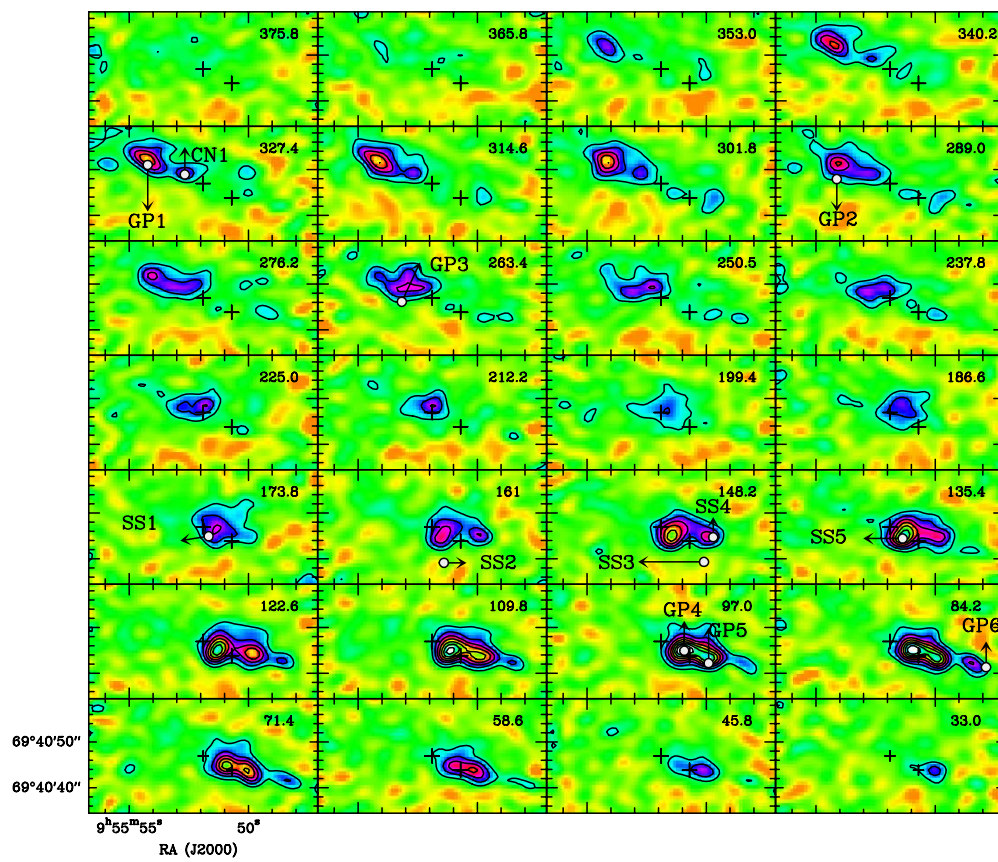


Figura 4.15: Figura como la 4.13 pero para $H(41)\alpha$ (Ginard et al. 2015). El primer contorno y sus incrementos son 0.028 K ($\sim 3\times\sigma$).

Tabla 4.3: Abundancias fraccionales y razones de abundancia.

	E1	E2	W2	W1
$N(C^{18}O) (\times 10^{16})$	10_{-4}^{+6}	$4.1_{-1,7}^{+2,5}$	$4.8_{-2,0}^{+2,7}$	11_{-4}^{+7}
$X(CN) (\times 10^{-9})$	$1.4_{-0,4}^{+0,5}$	$3.2_{-0,8}^{+1,0}$	$4.0_{-1,0}^{+1,4}$	$1.2_{-0,3}^{+3,8}$
$X(N_2H^+) (\times 10^{-11})$	$2.4_{-0,6}^{+0,6}$	$3.1_{-0,4}^{+0,6}$	$4.4_{-0,9}^{+0,8}$	$2.0_{-0,4}^{+0,4}$
$X(CS) (\times 10^{-10})$	$5.2_{-1,8}^{+2,4}$	$7.2_{-2,5}^{+3,6}$	$7.8_{-2,8}^{+3,6}$	$4.3_{-1,4}^{+2,0}$
$X(H^{13}CO^+) (\times 10^{-11})$	$1.8_{-0,7}^{+0,7}$	$1.3_{-0,6}^{+0,6}$	$2.4_{-0,8}^{+1,0}$	$1.3_{-0,5}^{+0,5}$
$X(o-C_3H_2) (\times 10^{-10})$	$2.0_{-1,2}^{+2,0}$	$2.8_{-1,8}^{+2,7}$	$3.4_{-2,2}^{+3,0}$	$2.4_{-1,6}^{+2,4}$
$X(p-H_2CO) (\times 10^{-11})$	$7.4_{-3,6}^{+5,8}$	$>9.6_{-4,8}^{+7,8*}$	$>5.6_{-2,8}^{+4,4*}$	$4.6_{-2,2}^{+3,8}$
$X(HC_3N) (\times 10^{-11})$	$8.1_{-6,5}^{+12}$	$<13_{-11}^{+19*}$	$<31_{-25}^{+46*}$	$5.3_{-4,2}^{+8,8}$
$X(CH_3CN) (\times 10^{-11})$	$1.4_{-0,6}^{+2,0}$	$<1.0^{**}$	$<0.8^{**}$	$1.0_{-0,4}^{+1,3}$
$[CN]/[N_2H^+]$	56_{-7}^{+13}	101_{-16}^{+29}	92_{-14}^{+18}	58_{-8}^{+14}
$[CN]/[CS]$	$2.8_{-1,0}^{+1,8}$	$4.7_{-1,7}^{+1,5}$	$5.6_{-2,1}^{+1,6}$	$2.9_{-0,9}^{+0,9}$
$[CS]/[N_2H^+]$	20_{-6}^{+6}	17_{-8}^{+13}	23_{-8}^{+9}	21_{-7}^{+7}
$[H^{13}CO^+]/[N_2H^+]$	$0.7_{-0,2}^{+0,2}$	$0.5_{-0,2}^{+0,2}$	$0.5_{-0,2}^{+0,2}$	$0.6_{-0,2}^{+0,2}$

Densidades de columna promediadas por el haz ($5.9''$). Ver la sección 4.4. * Conjetura razonable puesto que HC_3N y H_2CO están solapadas en esa posición. ** El límite superior ha sido obtenido teniendo en cuenta que $\Delta v=50 \text{ km s}^{-1}$, $T_k=50 \text{ K}$ y $n(H_2)=5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Tabla 4.4: Modelos químicos¹

Modelo	CR ($\times 10^{-17}$)	Tamaño de la nube (mag)	Campo Drai- ne	X(CN)	X(N ₂ H ⁺)	X(CS)	[CN]/ [N ₂ H ⁺]	[CN]/ [CS]	[CS]/ [N ₂ H ⁺]
Alto-UV									
1	5000	100	6e3	1.2e-7	8.0e-9	2.1e-7	15	0.56	27
2	500	100	6e3	1.2e-8	2.8e-9	2.4e-7	4.2	0.05	85
3	5	100	6e3	1.3e-9	1.1e-10	4.7e-8	12	0.03	439
4	5000	50	6e3	1.1e-7	4.6e-9	1.0e-7	23	1.0	22
5	500	50	6e3	1.4e-8	1.2e-9	7.0e-8	11	0.2	58
6	5	50	6e3	2.4e-9	8.1e-11	5.2e-8	29	0.05	641
7	5000	20	6e3	1.0e-7	8.3e-10	1.2e-8	130	9.0	14
8	500	20	6e3	2.2e-8	2.2e-10	5.0e-9	100	4.4	22
9	5	20	6e3	1.0e-8	2.4e-10	8.0e-8	2173	0.07	333
10	5000	10	6e3	5.7e-8	5.3e-11	1.7e-9	1055	38	32
11	500	10	6e3	2.0e-8	2.1e-11	1.6e-9	952	12	76
12	5	10	6e3	1.2e-8	1.1e-12	1.9e-9	1.0e4	6	1727
13	5000	5	6e3	1.9e-8	3.0e-13	1.0e-9	6.4e4	19	3333
14	500	5	6e3	2.0e-8	6.4e-14	1.2e-9	3.1e5	16	18750
15	5	5	6e3	2.2e-8	3.6e-14	1.4e-9	6.1e5	16	38889
Bajo-UV									
16	5000	100	6e2	1.1e-7	1.0e-8	3.1e-7	11	0.38	30
17	500	100	6e2	8.6e-9	4.0e-9	3.0e-7	2.1	0.03	74
18	5	100	6e2	9.9e-10	1.0e-10	2.8e-8	9.4	0.03	270
19	5000	50	6e2	1.1e-7	8.2e-9	2.4e-7	13	0.45	29
20	500	50	6e2	9.4e-9	3.2e-9	2.4e-7	3	0.04	75
21	5	50	6e2	1.8e-9	8.4e-11	3.2e-8	122	0.06	380
22	5000	20	6e2	1.0e-7	5.5e-9	1.7e-7	19	0.59	31
23	500	20	6e2	1.3e-8	1.8e-9	1.9e-7	7	0.07	105
24	5	20	6e2	4.6e-9	4.6e-11	5.0e-8	98	0.01	1086
25	5000	10	6e2	8.9e-8	1.9e-9	7.2e-8	47	0.81	37
26	500	10	6e2	2.0e-8	3.8e-10	7.6e-8	52	0.26	200
27	5	10	6e2	9.0e-9	4.3e-12	2.0e-8	28	0.45	4651
28	5000	5	6e2	4.0e-8	2.8e-11	3.2e-9	1428	12	114
29	500	5	6e2	1.8e-8	1.3e-12	3.0e-9	1.4e4	6	2307
30	5	5	6e2	1.7e-8	4.0e-15	3.6e-9	4.3e6	5	9E5

¹ Notación: 6e3 = 6×10^3

Tabla 4.5: Parámetros Gaussianos del espectro observado¹

Línea		Frec(GHz)	I(K km s ⁻¹)	E1 (+14'', +5'')		T _{MB} (K)
				v _{LSR} (km s ⁻¹)	Δv(km s ⁻¹)	
CN	1→0	113.491	64.2 (0.6)	316.3 (0.4)	75.7 (0.8)	0.79
H ¹³ CO ⁺	1→0	86.754	4.5 (0.7)	325 (5)	69.4 (12.4)	0.06
H	41α	92.034	5.42 (0.19)	320.48 (1.21)	70.8 (2.9)	0.07
CH ₃ CN	5 _k →4 _k *	91.987	2.43 (0.20)	328.6 (3.1)	74.3 (6.6)	0.03
N ₂ H ⁺	1→0	93.173	6.98 (0.17)	321.4 (0.7)	60.23 (1.57)	0.11
C ¹⁸ O	1→0	109.782	22.7 (0.6)	324.4 (0.9)	69.58 (2.18)	0.31
C ₃ H ₂	3→2	145.089	9.90 (0.24)	315.2 (0.8)	63.77 (1.69)	0.14
H ₂ CO	2 _{0,2} →1 _{0,1}	145.603	8.45 (0.20)	321.3 (0.7)	56.90 (1.58)	0.14
HC ₃ N	16→15	145.561	4.35 (0.17)	330.32 (0.90)	43.12 (1.96)	0.09
CS	3→2	145.760	31.8 (0.4)	322.6 (0.3)	55.6 (0.8)	0.54
Línea		Frec(GHz)	I(K km s ⁻¹)	E2 (+5'', +2'')		T _{MB} (K)
				v _{LSR} (km s ⁻¹)	Δv(km s ⁻¹)	
CN	1→0	113.491	56.1 (0.6)	249.2 (0.4)	79 (1)	0.66
			4.8 (0.3)	330.8 (0.8)	26.26 (1.70)	0.17
H ¹³ CO ⁺	1→0	86.754	2.2 (0.3)	258.7 (4.3)	57.1 (7.5)	0.03
H	41α	92.034	7.25 (0.24)	278.04 (1.89)	121.0 (5.5)	0.06
CH ₃ CN	5 _k →4 _k *	91.987	1.35 (0.20)	284.2 (5.8)	85.36 (13.7)	0.01
N ₂ H ⁺	1→0	93.173	3.74 (0.15)	255.80 (1.08)	58.2 (2.9)	0.06
C ¹⁸ O	1→0	109.782	9.2 (0.7)	259.28 (1.78)	53.1 (4.7)	0.16
C ₃ H ₂	3→2	145.089	4.95 (0.17)	245.9 (0.9)	53.58 (2.13)	0.09
			0.57 (0.12)	311.9 (2.9)	26.6 (5.7)	0.02
H ₂ CO	2 _{0,2} →1 _{0,1}	145.603	4.34 (0.16)	256.1 (0.8)	45.57 (1.98)	0.09
HC ₃ N+H ₂ CO ²		145.561	2.85 (0.17)	253.33 (1.48)	53.5 (3.9)	0.05
CS	3→2	146.969	16.83 (0.15)	258.63 (0.20)	46.8 (0.6)	0.34
			1.43 (0.11)	329.5 (0.9)	25.13 (2.28)	0.05

¹Las imágenes del PdBI han sido convolucionadas a la misma resolución angular (5.9'' x 5.9''). * Los componentes k=0,1,2 y 3 están solapados. La velocidad del ajuste Gaussiano está calculada respecto a la frecuencia de la componente k=0, $\nu=91987$ MHz. ² La componente ~ 326 km s⁻¹ de H₂CO se solapa con la componente a ~ 270 km s⁻¹ de HC₃N. ³Una posible componente a ~ 180 km s⁻¹ de H₂CO se podría solapar con la componente a ~ 93 km s⁻¹ de HC₃N.

Tabla 4.6: Parámetros Gaussianos del espectro observado¹

Línea		Frec(GHz)	I(K km s ⁻¹)	W2 (-5'', -2'')		T _{MB} (K)
				v _{LSR} (km s ⁻¹)	Δv(km s ⁻¹)	
CN	1→0	113.491	10.6 (0.9)	95.8 (0.4)	25.788 (1.18)	0.39
			56.7 (0.6)	99.3 (0.7)	92.166 (2.18)	0.58
			20.7 (0.6)	156.73 (1.09)	68.352 (1.92)	0.28
H ¹³ CO ⁺	1→0	86.754	2.9 (0.5)	115.7 (10.6)	111.9 (18.2)	0.02
H	41α	92.034	10.7 (0.3)	103.6 (0.6)	81.50 (1.71)	0.12
			8.9 (0.4)	172.9 (7.5)	352.24 (18.08)	0.02
CH ₃ CN	5 _k →4 _k *	91.987				<0.015
N ₂ H ⁺	1→0	93.173	3.85 (0.13)	93.1 (6.3)	48.6 (6.3)	0.07
			1.47 (0.13)	145.7 (6.3)	35.7 (6.3)	0.04
			0.91 (0.13)	183.6 (6.3)	30.43 (6.3)	0.03
C ¹⁸ O	1→0	109.782	10.4 (0.6)	130.3 (3.4)	111.3 (7.2)	0.09
C ₃ H ₂	3→2	145.089	4.72 (0.20)	89.20 (1.04)	55.8 (2.7)	0.08
			2.98 (0.21)	162.0 (0.3)	64.9 (4.7)	0.04
H ₂ CO*	2 _{0,2} →1 _{0,1}	145.603	2.96 (0.25)	95.2 (0.9)	37.2 (2.6)	0.07
HC ₃ N+H ₂ CO ³		145.561	8.2 (0.7)	93.1 (3.3)	93.54 (10.92)	0.08
CS	3→2	146.969	10.96 (2.52)	96.5 (3.3)	37.3 (4.5)	0.27
			7.8 (3.6)	1367 (4)	42.03 (16.7)	0.17
			4.22 (1.47)	182.9 (4.9)	34.7 (8.9)	0.11
Línea		Frec(GHz)	I(K km s ⁻¹)	W1 (-14'', -5'')		T _{MB} (K)
				v _{LSR} (km s ⁻¹)	Δv(km s ⁻¹)	
CN	1→0	113.491	62.4 (0.6)	103.1 (0.4)	80.4 (0.9)	0.73
H ¹³ CO ⁺	1→0	86.754	3.9 (0.6)	104.4 (5.5)	76.888 (13.54)	0.05
H	41α	92.034	4.76 (0.18)	98.51 (1.52)	80.4 (3.6)	0.06
CH ₃ CN	5 _k →4 _k *	91.987	1.78 (0.17)	127.9 (3.6)	71.7 (7.3)	0.02
N ₂ H ⁺	1→0	93.173	6.61 (0.16)	113.6 (0.8)	62.23 (1.81)	0.10
C ¹⁸ O	1→0	109.782	24.9 (0.6)	118.5 (0.7)	63.32 (1.45)	0.37
C ₃ H ₂	3→2	145.089	13.0 (0.8)	103.29 (1.55)	58 (4)	0.21
H ₂ CO	2 _{0,2} →1 _{0,1}	145.603	6.1 (0.6)	110.67 (1.18)	47.7 (2.6)	0.12
HC ₃ N	16→15	145.561	3.66 (1.52)	100.41 (18.4)	93 (44)	0.04
CS	3→2	145.760	29.5 (0.3)	116.01 (0.24)	54.2 (0.6)	0.51

¹Las imágenes del PdBI han sido convolucionadas a la misma resolución angular (5.9'' x 5.9''). * Los componentes k=0,1,2 y 3 están solapados. La velocidad del ajuste Gaussiano está calculada respecto a la frecuencia de la componente k=0, ν=91987 MHz. ² La componente ~326 km s⁻¹ de H₂CO se solapa con la componente a ~270 km s⁻¹ de HC₃N. ³Una posible componente a ~180 km s⁻¹ de H₂CO se podría solapar con la componente a ~93 km s⁻¹ de HC₃N.

Parte IV

Resumen / Resultados / Conclusiones

Capítulo 5

Resumen, resultados y conclusiones. Próximos pasos.

En este capítulo se hace un resumen del trabajo llevado a cabo, a la vez que se exponen los resultados y conclusiones derivadas de los estudios. Finalmente se incluyen diversos posibles trabajos futuros como continuación de la presente tesis.

5.1. Resumen de la tesis, resultados obtenidos y conclusiones relevantes

El objetivo de este trabajo es estudiar la influencia de las estrellas masivas recién formadas en el medio que las circunda y en la posible formación estelar subsiguiente dentro de la nube materna. Los procesos de formación estelar que se producen inciden sobre las condiciones físicas y químicas de las regiones donde suceden.

No es casual el haber elegido las regiones de formación estelar Mon R2 y M 82. Mon R2 es una de las regiones galácticas más estudiadas, debido a que, entre otras características, es la región HII ultracompacta más cercana a nosotros y la única que se puede estudiar con telescopios de antena única. Es un caso privilegiado para determinar las condiciones físicas y químicas de las regiones de formación de estrellas masivas. Del mismo modo, M 82 es una de las galaxias “starburst” más estudiadas debido a su cercanía y brillo. Es un prototipo de galaxia dominada por regiones de fotodisociación y un referente para el estudio e interpretación de la realimentación (feedback) en la formación estelar en galaxias con brotes de formación estelar.

5.1.1. Mon R2

En resultados generales, en la parte de la tesis dedicada al estudio de las distintas posiciones dentro de la región UC HII Mon R2, se han detectado más de 30 especies diferentes (incluyendo isótopos y compuestos deuterados). En particular, hemos detectado SO^+ y C_4H que confirman que el campo ultravioleta juega un importante papel en la química molecular de la región. De acuerdo con esta interpretación, hemos detectado las moléculas características de las regiones de fotodisociación (PDRs), tales como CN, HCN, HCO, C_2H y $c\text{-C}_3\text{H}_2$. Se han encontrado diferencias químicas entre las posiciones observadas. Mientras que el frente de ionización y la zona de la cresta molecular tienen una química similar a PDRs de alta irradiación UV y de alta densidad, como la Barra de Orión, la región de PAHs, en cambio, posee una química caracterizada por la baja radiación UV y baja densidad, tal como la nebulosa Cabeza de Caballo. Nuestro modelo químico confirma esta interpretación. Además de las moléculas típicas de regiones PDR, hemos detectado moléculas complejas como CH_3CN , H_2CO , HC_3N , CH_3OH y $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ que no son usualmente encontradas en PDRs. Los compuestos sulfurados CS, HCS^+ , C_2S , H_2CS , SO y SO_2 y las especies deuteradas DCN and C_2D también se han identificado. El origen de estas especies complejas requiere de un mayor estudio, alejado del contexto de este trabajo. Los valores observados de los ratios $[\text{DCN}]/[\text{HCN}] \sim 0.03$ y $[\text{C}_2\text{D}]/[\text{C}_2\text{H}] \sim 0.05$, están entre los más altos de los encontrados en regiones calientes. Nuestros resultados muestran que las regiones con alto campo UV y alta densidad poseen una química diferente de las de bajo campo UV. Algunos ratios de abundancia como $[\text{CO}^+]/[\text{HCO}^+]$ o $[\text{HCO}]/[\text{HCO}^+]$ son buenos indicadores para discernir entre las diferentes zonas de la PDR. En Mon R2, como ya se ha comentado, se han encontrado ambos tipos: la de alta radiación UV en el frente de ionización y cresta molecular y la de baja radiación que se extiende hacia el noroeste delimitando el contorno de la nube.

A continuación, se explica más en detalle los resultados y conclusiones.

Los estudios de Rizzo et al. (2003, 2005) y de Berné et al. (2009), mostraron una región densa cuyas condiciones físicas y químicas están dominadas por los fotones UV (de hecho una cadena de PDRs con diferentes condiciones físicas) rodeando la región UC HII. Estos estudios han servido de punto de inicio y de motivación para este trabajo. Nuestro objetivo era caracterizar las condiciones químicas de las PDRs que rodean la región HII. En el survey que realizamos se observaron el frente ionización (zona del máximo de ionización), la cresta molecular y una región de emisión intensa en PAHs. Los espectros de alta resolución de las líneas HCN, HCO^+ , SO, SO_2 , SO^+ , C_2H y C_4H permitieron, mediante ajustes Gaussianos a las líneas, obtener su anchura a media potencia, la velocidad del pico y su intensidad integrada.

Fue la primera vez que se detecta SO^+ y C_4H en Mon R2.

En un primer resultado, los espectros de alta resolución nos permitieron analizar los perfiles de las líneas. Se ha puesto de manifiesto la existencia de varias componentes en la emisión del gas: la nube molecular ambiente ($\sim 10.8 \text{ km s}^{-1}$), la PDR más cercana a IRS 1 ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) y una segunda PDR, situada $40''$ al norte de IRS 1.

Comparando los perfiles de las distintas especies podemos concluir que:

- Los perfiles de las líneas de $\text{SO } 5_4 \rightarrow 4_3$ y SO^+ son Gaussianos y centrados en la velocidad sistémica sugiriendo que su emisión se origina en la nube densa.
- Las semejanzas entre los perfiles de las líneas $\text{C}_2\text{H } 1 \rightarrow 0$ y $\text{C}_4\text{H } 11 \rightarrow 10$ confirman la interpretación que las dos especies tienen una química similar y provienen, principalmente, de la PDR con menor iluminación.
- El origen de las alas es incierto, pero podría estar trazando la región de fotodisociación alrededor de la región HII.

Mediante el estudio de las condiciones físicas del gas, utilizando las diferentes transiciones que se han detectado, se han construido los diagramas rotacionales de las moléculas. De este modo se han podido conocer algunas propiedades (temperatura de rotación y densidad columnal) de las moléculas detectadas en las tres zonas de estudio. En particular se han deducido temperaturas de rotación superiores en el frente de ionización respecto a la zona de crestas moleculares o a la región intensiva en PAHs. Este gradiente en las temperaturas de rotación indica que la temperatura y la densidad del gas es mayor cerca del frente de ionización, lo que confirma que IRS 1 es la responsable del calentamiento de la zona. Se estima que, dentro de la PDR en la que nos encontramos, el papel de los fotones es importante, aumentando las temperaturas de rotación de las moléculas que se encuentran en la región (frente de ionización) más influenciada por éstos.

La gran cantidad de líneas detectadas (105 en el frente de ionización, 101 en la cresta molecular y 99 en la región de PAHs) nos ha permitido realizar un estudio de la química molecular en la PDR alrededor de la región UC HII Mon R2.

- Se ha apreciado que HCS^+ tiene (en un factor de seis) una mayor abundancia hacia el frente de ionización que en la zona más apantallada. CO^+ y HOC^+ son abundantes en el frente de ionización respecto a las otras dos regiones; son iones reactivos que sólo son abundantes en la zona predominantemente atómica que rodea la región HII. En zonas más apantalladas de la radiación encontramos SO^+ , N_2H^+ y HC_3N . En cambio, en la zona intensa en emisión de PAHs (menor radiación UV frente al frente de ionización), se encuentran cadenas más complejas y ricas en carbonos como C_2H , C_4H , C_2S o $c\text{-C}_3\text{H}_2$.

- Se ha comprobado que la razón $[\text{CN}] / [\text{HCN}]$ se puede usar como trazador de PDRs en diferentes entornos porque el valor obtenido es mayor que el valor medio en el medio interestelar ($[\text{CN}] / [\text{HCN}] = 1$) (Fuente et al. 1993).
- Los valores de la razón $[\text{HCN}] / [\text{HNC}]$ son similares (5–8) en las 3 zonas de Mon R2 y son propios de regiones calientes.
- SO posee abundancias fraccionales parecidas en las distintas posiciones con lo que no es un indicador de la radiación UV.
- La baja abundancia de SiO encontrada indica que los choques, en este caso, no tienen un papel dominante en la química de la región.
- La molécula de HCO es indicadora de regiones PDR con campo de radiación bajo. Se distingue que la relación $N[\text{HCO}] / N[\text{C}^{18}\text{O}]$ es mayor en la zona de PAHs que en la cresta molecular y que en el frente de ionización. Resultados similares en la nebulosa Cabeza de Caballo (con el máximo valor), NGC 7023 y en la Barra de Orión (mínimo valor).
- Por la baja resolución espacial de las observaciones, los resultados alcanzados con H_2CO no son determinantes sobre si su procedencia es de la propia PDR o de los flujos bipolares. El resultado obtenido es indicador de que el modelo en fase gaseosa es suficiente para explicar las abundancias, no siendo necesario tener en cuenta la contribución de los granos al modelo.
- Se han encontrado moléculas más complejas tales como CH_3OH o CH_3CN . Se piensa que puedan estar dentro de clumps, aisladas de la radiación UV y de su posible fotodisociación.
- Se ha detectado DCN y C_2D . Dadas las altas temperaturas ($T_k \sim 30\text{--}50\text{ K}$) de Mon R2, la deuteración se produce mediante reacciones de intercambio de protón con CH_2D^+ . Otra posibilidad es que C_2D provenga de la parte más densa de la PDR o que el frente de disociación esté fragmentado y que C_2D provenga de las condensaciones densas de los fragmentos.

Comparando con trabajos previos de otras regiones, se aprecia mayor abundancia en cadenas como HCN y CN en Mon R2, que en otras PDRs prototípicas como la Barra de Orión, la NGC 7023 o la nebulosa Cabeza de Caballo. Cadenas más complejas como C_4H , C_2S , $c\text{-C}_3\text{H}_2$ o HCO son más abundantes en la región intensiva en PAHs de Mon R2 y en la nebulosa Cabeza de Caballo. Al ser moléculas fácilmente destruidas por la radiación, no se detectan (o sí pero con valores mucho menores) en regiones con mayor radiación UV como el frente de ionización, la Barra de Orión o la NGC 7023.

Hemos utilizado el modelo químico de Meudon (Le Petit et al. 2006; Goicoechea & Le Boulot 2007) para estudiar la influencia que las condiciones físicas particulares de cada PDR (densidad y G_0) tienen en las abundancias de las especies observadas. Se ha creado una rejilla con valores de densidad y de campo FUV

y se han representado las densidades de columna acumulativas hasta décima magnitud, apreciando que para extinciones visuales mayores, la radiación UV tiene un efecto insignificante en las condiciones físicas y en la química del gas molecular.

- La relación $[c\text{-C}_3\text{H}_2] / [\text{C}_2\text{H}]$ no es buen trazador de la región procedente al tener valores similares en el frente de ionización, cresta molecular o región de PAHs.
- $[\text{CN}] / [\text{HCN}]$ no depende del campo UV incidente, pero si de la densidad n de núcleos de hidrógeno. El rango de valores obtenidos ($\sim 2-12$) es consistente con los observados en Mon R2 y coinciden con los determinados en M 82, NGC 7023 o en la Barra de Orión.
- La relación CO^+/HCO^+ es un buen diagnóstico de la radiación UV. Va aumentando con la radiación. $\text{HOC}^+/\text{HCO}^+$ también posee relación con el campo UV.
- La relación HCO/HCO^+ también es un excelente indicador del campo UV incidente. Disminuye con la radiación.
- Se ha obtenido que la relación HCO^+/HCN es un buen indicador de PDRs para condiciones de $n > 10^6$ y $G_0 > 10^3$.
- Se estima que la relación SO^+/SO no es un buen trazador de PDRs porque aunque va aumentando con las regiones densas y con altos campos UV, también se puede ver influenciada por la cantidad de S que se podría alterar por los flujos bipolares y los choques.
- Nuestro modelo químico estacionario en fase gaseosa explica cualitativamente el comportamiento observado en Mon R2. Sin embargo, en los casos de los hidrocarburos $c\text{-C}_3\text{H}_2$ y C_4H , no consigue reproducir las abundancias. Las razones $c\text{-C}_3\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}$ y $\text{C}_4\text{H}/\text{C}_2\text{H}$ no pueden ser tomadas como indicadores de PDRs. Quizás faltarían las contribuciones al modelo de la fotodestrucción de PAHs o la fotoevaporación de granos muy pequeños.

5.1.2. M 82

Esta parte de la tesis está dedicada al estudio de M 82, una de las galaxias *starburst* más luminosa, $L=3.7 \times 10^{10}$ luminosidades solares (Telesco et al. 1991) y cercana a nosotros ($D=3.9$ Mpc), que es considerada el prototipo de galaxia dominada por regiones de fotodisociación. Esta galaxia ha sido ampliamente estudiada en milimétricas. Observaciones previas de distintos autores como Weiß et al. (2001b), García-Burillo et al. (2001, 2002), Fuente et al. (2005, 2006, 2008b), Aladro et al. (2011) y Mao et al. (2000) indican que el intenso campo UV producido por las estrellas masivas recién formadas determina las condiciones físicas, cinemáticas y químicas del gas interestelar de M 82. La mayor parte de estas observaciones se han realizado con antena única con lo que tienen una resolución especial limitada (~ 1 kpc). Nosotros hemos utilizado el interferómetro

NOEMA para estudiar la química molecular de M 82 con una resolución de 100 pc. Esta resolución espacial permite distinguir entre el anillo de la galaxia asociado a las órbitas x_2 (posiciones E2 y W2) y el anillo externo asociado a órbitas x_1 (posiciones E1 y W1). En particular, se han realizado observaciones interferométricas de las líneas de CN $1\rightarrow 0$, N_2H^+ $1\rightarrow 0$, CS $3\rightarrow 2$, $c\text{-C}_3\text{H}_2$ $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$, H_2CO $2_{0,2}\rightarrow 1_{0,1}$ y HC_3N $16\rightarrow 15$.

Hemos definido cuatro posiciones alineadas con el centro (RA = 09:55:51.9, Dec = +69:40:47.10 (J2000)), con un ángulo de 68° : E1, E2, W2 y W1 [(+14'', +5''), (+5'', +2''), (-5'', -2'') y (-14'', -5''), respectivamente].

Nuestro principal resultado sugiere que la química del gas molecular está determinada por la radiación intensa producida por estrellas masivas. Hay una variación sistemática entre las razones de abundancias moleculares con la intensidad de la emisión de la línea H(41) α que confirma que el núcleo (~ 650 pc), hasta escalas de ~ 100 pc, se comporta como una PDR gigante. Hemos distinguido tres regiones de estudio. En primer lugar, las órbitas de barras interiores x_2 que se asocian con el más reciente brote estelar (hace ~ 5 Maños) y donde los trazadores PDR presentan su máximo de abundancia. La detección de N_2H^+ en esta región prueba que nubes moleculares de más de >20 mag están presentes y que, por lo tanto, existen reservorios de gas molecular para la formación de nuevas estrellas. En segundo lugar, las órbitas de barras exteriores x_1 donde se encuentra la mayor parte del gas molecular protegido de la radiación UV. La detección de H(41) α sugiere que se han formado estrellas masivas en estas nubes. Y por último, el supershell molecular asociado con el remanente de la supernova SN 41.9+58. No hay signos de actividad de formación estelar masiva en la parte sur de esta supershell. Aunque sí que existen acumulaciones de N_2H^+ que podrían ser futuros criaderos de formación estelar.

A continuación, se explica más en detalle los resultados y conclusiones.

Hemos realizado los mapas de intensidad integrada de H(41) α , de CO $2\rightarrow 1$, CN $1\rightarrow 0$, N_2H^+ $1\rightarrow 0$, $H^{13}CO^+$ $1\rightarrow 0$, HCO $1\rightarrow 0$ F=2 \rightarrow 1, HOC $^+$ $1\rightarrow 0$, C_3H_2 $3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$, $C^{18}O$ $1\rightarrow 0$ y de CS $3\rightarrow 2$. Se ha utilizado el mapa de la emisión del continuo a 3 mm (Fuente et al. 2008b) y el mapa de intensidad integrada de la línea de NEII a $12.8 \mu\text{m}$ (Achtermann & Lacy 1995). Los resultados demuestran que las abundancias de N_2H^+ , CS y $H^{13}CO^+$ permanecen constantes en la galaxia, confirmando que esas especies son excelentes trazadores del gas molecular denso. En cambio la intensidad de la línea CN $1\rightarrow 0$ es un factor ~ 3 mayor en las órbitas internas x_2 (E2, W2) que en las externas x_1 (E1, W1).

Hemos hecho los diagramas posición-velocidad (p-v) a lo largo del plano galáctico (línea recta a través de E1, E2, W2 y W1) de H_2CO $2_{0,2}\rightarrow 1_{0,1}$, HC_3N $16\rightarrow 15$, CH_3CN $5_k\rightarrow 4_k$ y de H(41) α . Asimismo el de $C^{18}O$ $1\rightarrow 0$ /H(41) α , CN $1\rightarrow 0$ / N_2H^+ $1\rightarrow 0$, CN $1\rightarrow 0$ /CS $3\rightarrow 2$ y CS $3\rightarrow 2$ / N_2H^+ $1\rightarrow 0$.

- Se aprecia cómo las relaciones $\text{CN}/\text{N}_2\text{H}^+$ y CN/CS aumentan en las regiones más expuestas a la radiación, por ejemplo, los menores valores de $\text{C}^{18}\text{O } 1\rightarrow 0/\text{H}(41)\alpha$.
- La emisión de las líneas moleculares $\text{H}^{13}\text{CO}^+ 1\rightarrow 0$, $\text{HOC}^+ 1\rightarrow 0$, $\text{C}^{18}\text{O } 1\rightarrow 0$, $\text{HCO } 1\rightarrow 0$, $\text{C}_3\text{H}_2 3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$ y $\text{CS } 3\rightarrow 2$ es más intensa en las regiones exteriores E1 y W1.
- La emisión de las líneas $\text{CN } 1\rightarrow 0$, $\text{CO } 2\rightarrow 1$, NEII y $\text{H}(41)\alpha$ son más intensas hacia las posiciones interiores E2 y W2.
- Los máximos de las líneas $\text{C}_3\text{H}_2 3_{1,2}\rightarrow 2_{2,1}$, $\text{CS } 3\rightarrow 2$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+ 1\rightarrow 0$ y $\text{HOC}^+ 1\rightarrow 0$ están localizados $2''\text{--}4''$ más cercanos al centro dinámico de la galaxia que los de $\text{HCO } 1\rightarrow 0$.
- El mapa de $\text{CN } 1\rightarrow 0/\text{N}_2\text{H}^+ 1\rightarrow 0$ muestra un gradiente a lo largo del plano galáctico. Es tres veces mayor en la región interna que en la posición E1.
- La relación $\text{CN } 1\rightarrow 0/\text{CS } 3\rightarrow 2$ tiene un valor de $\sim 1\text{--}2$ a lo largo del corte y se incrementa hasta ~ 5 solamente en las regiones irradiadas por campos intensos en UV. Parece correlacionada con la distribución del gas ionizado, lo que sugiere que los fotones UV tienen un papel principal en la química de estas especies.
- $\text{C}^{18}\text{O } 1\rightarrow 0 / \text{H}(41)\alpha$ se puede considerar como un trazador observacional de la iluminación del gas por presentar un gradiente según la radiación del campo UV.

Se presentan los diagramas de correlaciones entre las razones de $\text{CN } 1\rightarrow 0/\text{N}_2\text{H}^+ 1\rightarrow 0$, $\text{CN } 1\rightarrow 0/\text{CS } 3\rightarrow 2$ y $\text{CS } 3\rightarrow 2 / \text{N}_2\text{H}^+ 1\rightarrow 0$, respecto a $\text{C}^{18}\text{O } 1\rightarrow 0 / \text{H}(41)\alpha$.

- Tanto en la dirección del plano de la galaxia como en la perpendicular a esta, se observa que la emisión de N_2H^+ , CS y H^{13}CO^+ están correladas por lo que entendemos que estas moléculas están trazando el gas denso.
- Existe una buena (anti) correlación entre las razones $\text{CN}/\text{N}_2\text{H}^+$ y CN/CS con $\text{C}^{18}\text{O}/\text{H}(41)\alpha$ a bajas extinciones (pequeños valores de $\text{C}^{18}\text{O } 1\rightarrow 0 / \text{H}(41)\alpha$).
- CN es más intenso en órbitas x_2 , lo que sugiere que su abundancia es mayor en estas órbitas debido al reciente brote de formación estelar.
- La razón $[\text{CN}] / [\text{N}_2\text{H}^+]$ está bien correlada con la emisión de $\text{H}(41)\alpha$ a la escala espacial de nuestras observaciones ~ 100 pc. Aunque se aprecia que la dispersión crece a altos valores de extinción. Esto se puede deber a la presencia de PDRs que no emiten en $\text{H}(41)\alpha$ (nubes difusas, las capas externas de nubes moleculares gigantes, gas denso alrededor de estrellas de tipo Herbig Ae/Be), pero que también presenten altas abundancias en CN .
- La relación $\text{CS } 3\rightarrow 2/\text{N}_2\text{H}^+ 1\rightarrow 0$ es ~ 5 en todas las posiciones.

Se han obtenido los diagramas p-v de CN , N_2H^+ , CS y $\text{H}(41)\alpha$, en la dirección vertical a través de E2, el centro dinámico de la galaxia y W2 para el estudio de la cinemática y de la distribución espacial del gas molecular en la dirección perpendicular al plano de la galaxia.

- El diagrama p-v a través de E2, presenta una componente muy intensa en CN , N_2H^+ y CS en $\sim 260 \text{ km s}^{-1}$. A $\sim 326 \text{ km s}^{-1}$ se detecta en la línea $\text{CN } 1\rightarrow 0$ y en $\text{CS } 3\rightarrow 2$ (a $3\times\sigma$). En N_2H^+ no se detecta la componente a $\sim 326 \text{ km s}^{-1}$.

- En el diagrama p-v a través del centro dinámico de la galaxia, en los máximos de $H(41)\alpha$ no se detecta emisión de CN, N_2H^+ y CS. La emisión es muy débil en $N_2H^+ 1\rightarrow 0$ y $CS 3\rightarrow 2$.
- En el diagrama p-v a través de W2, se detectan diferencias químicas entre las componentes a $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ (norte), con más intensidad en CN y CS y en $\sim 160 \text{ km s}^{-1}$ (sur), más brillante en N_2H^+ . La razón $CN 1\rightarrow 0 / N_2H^+ 1\rightarrow 0$ está correlada con la emisión de $H(41)\alpha$, con una diferencia de un factor ~ 5 entre las componentes norte y sur.

Se ha aplicado el modelo químico a 12 picos moleculares escogidos como los más intensos y representativos de las condiciones físicas y químicas en la galaxia. Se definen a partir de los mapas espectrales de la línea $N_2H^+ 1\rightarrow 0$. CN1 indica la zona de máximos en CN, cuya contrapartida son mínimos en las demás especies), GP1, GP2, GP3, GP4, GP5, GP6, SS1, SS2, SS3, SS4 y SS5. Los GP son picos moleculares compactos en el plano galáctico que siguen los patrones en velocidad de las órbitas de barra x_1 y x_2 . Los SS están situados en la supershell asociada con la supernova SN 41.9+58.

El mapa espectral de $H(41)\alpha$, muestra la distribución espacial del gas ionizado que a su vez está muy correlacionada con el campo ultravioleta local. A partir de él podemos inferir que:

- GP4 es intenso en líneas de recombinación y por tanto, asociado a regiones HII.
- En la zona sur de la supershell hay un campo UV bajo puesto que no se detecta emisión de $H(41)\alpha$ en SS2 y SS3.
- GP1, CN1 y GP5 indican la presencia de gas ionizado porque los picos secundarios son espacialmente coincidentes.

Se han calculado las densidades de columna moleculares de CN, N_2H^+ , CS y C_3H_2 . Hemos corrido una serie de modelos LVG con la densidad $n(H_2)$ variando de 1×10^5 - $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ y la $T_k=50, 150 \text{ K}$ y tomamos el valor medio. Hemos obtenido las razones $[CN]/[N_2H^+]$, $[CS]/[N_2H^+]$ y $[CN]/[CS]$, a partir de un grid de modelos LVG y adoptamos el valor medio de las razones de densidad de columna ajustados. El rango de valores de $[CN]/[N_2H^+]$ es de:

- ≈ 30 en GP1 y GP6 localizados en la zona exterior de las órbitas x_1 y aumentan hasta ≈ 80 en GP4.
- Se encuentran valores > 50 hacia GP5 y SS1, ambos cercanos al W2.
- El menor valor ≈ 19 se encuentra en la zona sur de la supershell.

En la figura de comparación de las densidades de columna obtenidas con los mapas de intensidad integrada de las líneas $N_2H^+ 1\rightarrow 0$, $H(41)\alpha$ y $SiO 2\rightarrow 1$, hemos apreciado buena correlación entre los valores de $[CN]/[N_2H^+]$ y la emisión de la línea $H(41)\alpha$. Esto es indicativo de que las variaciones de $[CN]/[N_2H^+]$ están relacionadas con las variaciones del campo ultravioleta local. En cambio, no hemos encontrado correlación entre $[CN]/[N_2H^+]$ y la emisión en SiO. También $[CN]/[CS]$ (≈ 3.5 en GP1 y GP6, > 5 en

GP4, GP5 y SS1) y la emisión de H(41) α correlan. [CS]/[N₂H⁺] toma un valor de ~ 12 a través del plano galáctico. No se ha constatado que corrale con el campo UV.

Se han obtenido las densidades de columna de hidrógeno molecular totales y las abundancias fraccionales absolutas:

- N(C¹⁸O) varía un factor ~ 2 entre los diferentes puntos de estudio. Máximos en GP1 y GP6.
- X(N₂H⁺) es $\sim 3 \times 10^{-11}$ para todas las posiciones estudiadas, indicando que N₂H⁺ es un buen trazador del gas denso molecular.
- La abundancia de CN es ~ 3 veces mayor en GP4 ($3,0_{-1,1}^{+2,1} \cdot 10^{-9}$) que en las posiciones exteriores, GP1 ($0,9_{-0,3}^{+0,8} \cdot 10^{-9}$) y GP6 ($0,8_{-0,3}^{+0,6} \cdot 10^{-9}$) y en las posiciones sur de la supershell, SS2 ($0,9_{-0,3}^{+0,8} \cdot 10^{-9}$) y SS3 ($0,5_{-0,2}^{+0,4} \cdot 10^{-9}$).
- CS, H¹³CO⁺ y C¹⁸O son buenos trazadores de gas denso para una amplia variedad de condiciones físicas porque los valores de [CS]/[H¹³CO⁺] y [H¹³CO⁺]/[C¹⁸O] son bastante uniformes a lo largo de la galaxia.
- La abundancia de CN, c-C₃H₂, H₂CO se incrementa hacia E2 y W2, debido al efecto de la radiación ultravioleta, siguiendo la distribución espacial de las regiones HII.
- El valor de [CS]/[N₂H⁺] es menor en la supershell (en SS2, 4_{-2}^{+3}), a pesar de que CS está considerado buen trazador de choques. Significa que una parte mínima del gas está asociado a los choques.

Se ha modelizado (código Meudon para PDRs, versión 1.4.4 (Le Petit et al. 2006)) nuestro estudio como nubes irradiadas, por ambos lados, por un intenso campo ultravioleta, $n=n(\text{H})+2 \times n(\text{H}_2)=4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ y la temperatura cinética del gas queda calculada por balance energético (calentamiento y enfriamiento). Dejamos libres el tamaño de la nube, el campo UV y la tasa de ionización por rayos cósmicos. No se incluye la aportación de los rayos X al modelo.

- Las abundancias medias de CN, N₂H⁺, CS y HCO⁺ aumentan con la tasa de ionización por rayos cósmicos.
- N₂H⁺ tiene una abundancia despreciable en las nubes con $A_v < 10$ mag y abundancias que varían entre 10^{-10} y 10^{-9} para nubes mayores, confirmando que N₂H⁺ es un excelente trazador del gas molecular protegido del campo UV.
- [CN]/[N₂H⁺] es un trazador sensible del tamaño de la nubes para tamaños de < 50 mag y aumenta con el flujo de UV.
- [CN]/[N₂H⁺] disminuye con la tasa de ionización de rayos cósmicos.

Nuestro estudio demuestra que el brote de formación estelar, en el núcleo de M 82, ha modificado drásticamente las condiciones físicas de las nubes moleculares. En media, el tamaño de las nubes es menor en las órbitas x_2 que en las x_1 .

La detección de N_2H^+ muestra la existencia de una población de nubes con $A_v > 20$ mag en el plano galáctico. Estas nubes constituyen el reservorio de gas molecular para la formación de nuevas estrellas y aunque están distribuidas a lo largo del núcleo, la mayor concentración se da en las órbitas externas x_1 ($R \sim 280$ pc)

5.2. Summary of the thesis, results and conclusions

The aim of this thesis is to study the influence of the newly formed massive stars in the surrounding medium and the possible subsequent star formation in the clouds. The star formation processes that occur affect the physical and chemical conditions of the regions where they happen.

It is not at random we chose the star-forming regions called Mon R2 and M 82. Mon R2 is one of the most studied galactic regions, because among other features, it is the closest ultracompact region HII to us and the only one that can be studied with single-antenna telescopes. It is an exceptional case to determine the physical and chemical conditions of the massive star formation regions. Similarly, M 82 is one of the most studied star forming galaxies due to their proximity and brightness. It is a prototype galaxy dominated by photodissociation regions and a reference for the study and interpretation of star formation feedback in starburst galaxies.

5.2.1. Mon R2

This part of the thesis is devoted to the study of various positions within the region UC HII Mon R2.

Many different species (including isotopologues and deuterated compounds) were detected. In particular, we detected SO^+ and C_4H confirming that ultraviolet (UV) radiation plays an important role in the molecular chemistry of this region. In agreement with this interpretation, we detected the typical photo-dissociation region (PDR) molecules CN, HCN, HCO, C_2H and $c\text{-C}_3\text{H}_2$. There are chemical differences between the observed positions. While the ionization front and the molecular peak have a chemistry similar to that found in high UV field and dense PDRs such as the Orion Bar, the PAHs region is similar to lower UV/density PDRs such as the Horsehead nebula. Our chemical modeling supports this interpretation. In addition to the PDR-like species, we detected complex molecules such as CH_3CN , H_2CO , HC_3N , CH_3OH and $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ that are not usually found in PDRs. The sulfur compounds CS, HCS^+ , C_2S , H_2CS , SO and SO_2 and the deuterated species DCN and C_2D were also identified. The origin of these complex species

requires further study. The observed deuteration fractionations, $[\text{DCN}]/[\text{HCN}] \sim 0.03$ and $[\text{C}_2\text{D}]/[\text{C}_2\text{H}] \sim 0.05$, are among the highest in warm regions. Our results show that the high UV/dense PDRs have a different chemistry from the low UV case. Some abundance ratios such as $[\text{CO}^+]/[\text{HCO}^+]$ or $[\text{HCO}]/[\text{HCO}^+]$ are good diagnostics for differentiating between them. In Mon R2, we have the two classes of PDRs, a high UV PDR towards the IF and the adjacent molecular bar and a low-UV PDR, which extends towards the north-west following the border of the cloud.

In the following lines, results and conclusions are thoroughly explained.

Studies developed by Rizzo et al. (2003, 2005) and Berné et al. (2009), showed a dense region whose physical and chemical conditions are dominated by UV photons (in fact a PDR chain of different physical conditions) surrounding the UC HII region.

These studies have provided a starting point and a motivation for this work. We have tried to characterize the different chemical conditions of the several areas. In the survey we made, we observed the ionization front (maximum ionization area), the molecular peak and the intensive region in PAHs. The high-resolution spectra of the HCN, HCO^+ , SO, SO_2 , SO^+ , C_2H and C_4H lines, allowed, by Gaussian adjustments to the lines, to obtain the half power width, the velocity peak and its integrated intensity.

It was the first time that SO^+ and C_4H are detected in Mon R2.

In a first result, the analysis of the lines (of the profiles) has revealed the existence of several components in the emission of the gas: the ambient molecular cloud ($\sim 10.8 \text{ km s}^{-1}$), the nearest PDR to the IRS 1 source ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) and a second PDR, located $40''$ north from IRS 1.

Analysing the profiles of the lines we can conclude that:

- The profile of the SO $5_4 \rightarrow 4_3$ line is Gaussian and centred on the systemic velocity suggesting that its emission originates from the dense cloud.
- The similarities between the profiles of the C_2H $1 \rightarrow 0$ and C_4H $11 \rightarrow 10$ lines, confirm the interpretation that the two species have a similar chemistry and they mainly come from the PDR with less UV impinging.
- The origin of the wings is uncertain, but could be plotting the photodissociation region around the HII region.

By studying the physical conditions of the gas, using the different transitions that have been detected, we have done the rotational diagrams of the molecules. Thus, it has been possible to know some properties, such as rotational temperatures and column densities of the detected molecules in the three areas of the study. In particular, it has

been derived higher rotational temperatures in the ionization front than in the molecular peaks area or even regarding the intensive region in PAHs. This rotational temperature gradient indicates that the gas temperature is greater next to the ionization front, confirming that IRS 1 is responsible for warming the zone. It is estimated that, in the PDR in which we focus in, the role of photons is important, increasing the rotational temperatures of the molecules found in the region (ionization front) more influenced by them.

The large number of identified lines (105 in the ionization front, 101 in the molecular crest and 99 in the region of PAHs) has allowed us to make a study of the molecular chemistry in the PDR around the UC HII Mon R2 region.

- It has been appreciated that HCS^+ has (by a factor of six) a greater abundance towards ionization front than in the most shielded area. CO^+ and HOC^+ are more abundant in the ionization front than in the other two regions; they are reactive ions which are only abundant in the predominantly nuclear area surrounding the HII region. In the most shielded areas of the radiation, we find SO^+ , N_2H^+ and HC_3N . On the contrary, in the intense PAHs emission area (less UV radiation versus the ionization front), are found more complex and rich carbon chains such as C_2H , C_4H , C_2S and $c\text{-C}_3\text{H}_2$.
- It has been found that the ratio $[\text{CN}] / [\text{HCN}]$ can be used as a tracer of PDRs in different environments because the value obtained is greater than the average value in the interstellar medium ($[\text{CN}] / [\text{HCN}] = 1$) (Fuente et al. 1993). $[\text{CN}] / [\text{HCN}]$ ratio does not depend on the incident UV field, but the hydrogen nuclei density n . The range of values obtained ($\sim 2-12$) is consistent with those observed in Mon R2 and match the determined in M 82, NGC 7023 or in the Orion Bar.
- Similar values obtained from $[\text{HCN}] / [\text{HNC}]$ (5–8) are not different enough to distinguish among the three areas of Mon R2.
- SO has similar fractional abundances in the different positions so, it means that is not an indicator of UV radiation.
- The low SiO abundance found indicates that the shocks, in this case, do not play a key role in the chemistry of the region.
- HCO molecule is indicative of a low radiation field PDR regions, although it becomes less intense in areas heavily shielded from radiation. The ratio $N[\text{HCO}] / N[\text{C}^{18}\text{O}]$ is greater in the area of PAHs than in the molecular peak and than in the ionization front. Similar results are obtained in the Horsehead Nebula (the maximum value), NGC 7023 and in the Orion Bar (minimum value).
- Due to the low spatial resolution of the observations, the results achieved with H_2CO are not determining whether its origin is in the PDR whether the outflows. The result is an indicator that reveals that the gas-phase model is enough to explain the abundances.

It does not require to take into account the small grains contribution to the model.

- We have found more complex molecules such as CH₃OH or CH₃CN. It is thought that they may be within the clumps, isolated from UV radiation and its possible photodissociation.
- DCN and C₂D have been detected. It is thought that high Mon R2 temperatures ($T_k \sim 30-50$ K) enable deuteration by proton interchange reactions with CH₂D⁺. Alternatively, C₂D could come from the densest part of the PDR or on the other way, that the dissociation front is fragmented and C₂D comes from the dense condensation of fragments.

Comparing with previous studies of other regions, a greater abundance in chains such as HCN and CN is shown in Mon R2, instead of other PDR prototypes such as the Orion Bar, NGC 7023 or the Horsehead Nebula. More complex molecules, such as C₄H, C₂S, c-C₃H₂ or HCO are more abundant in the intensive PAHs region and the Horsehead Nebula. As molecules that are easily destroyed by radiation, are not detected (or yes but with lower values) in regions with higher UV radiation as the ionization front, the Orion Bar or NGC 7023.

We have used the chemical model of Meudon (Le Petit et al. 2006; Goicoechea & Le Bourlot 2007) to study the influence that the particular physical conditions of each PDR (density and G_0) have in the abundances of the observed species. We have defined a computing grid with a range of density and FUV field values and we have represented the cumulative column densities till tenth magnitude, appreciating that for higher visual extinctions, UV radiation has a negligible effect on the physical conditions and in the chemistry of the molecular gas.

- The [c-C₃H₂] / [C₂H] ratio is not a good tracer of the mother region because it seems to have similar values in the ionization front, molecular peak and PAHs region.
- The CO⁺/HCO⁺ ratio is a good diagnosis of UV radiation. It increases with radiation.
- The HCO/HCO⁺ ratio is also an excellent indicator of the incident UV field. It decreases with radiation. HOC⁺/HCO⁺ has also a connection with the UV field.
- It has been obtained that the HCO⁺/HCN ratio is a good indicator of PDR conditions for $n > 10^6$ y $G_0 > 10^3$.
- It is estimated that the SO⁺/SO ratio is not a good PDR tracer, because although it increases with dense regions and with high UV fields, it also can be influenced by the amount of S that could be altered by the outflows and shocks.
- Neither the c-C₃H₂/C₂H ratio nor C₄H/C₂H can be taken as indicators of PDRs. Neither our models are able to reproduce the observed values in the region of the molecular peak nor the Horsehead Nebula. Photodestruction of PAHs or photoevaporation of very small grains contributions may be missing to our model.

5.2.2. M 82

This part of the thesis is devoted to the study of M 82, one of the brightest ($L=3.7 \times 10^{10}$ solar luminosities (Telesco et al. 1991)) *starburst* galaxy and closest to us ($D = 3.9$ Mpc), which is considered the prototypical galaxy dominated by photodissociation regions. This galaxy has been widely studied in millimetre waves. Earlier observations of different authors, such as Weiß et al. (2001b), García-Burillo et al. (2001, 2002), Fuente et al. (2005, 2006, 2008b), Aladro et al. (2011) and Mao et al. (2000) indicate that the intense UV field produced by the newly formed massive stars determines the physical, kinematic and chemical conditions of the interstellar gas in M 82. Mostly of these observations have been developed with single antenna, therefore they have a limited spatial resolution (~ 1 kpc). We have used the NOEMA interferometer to study the M 82 molecular chemistry with a resolution of 100 pc. This spatial resolution allows us to distinguish between the orbits x_2 (inner galaxy ring; determined by the positions E2 and W2) and the orbits x_1 (outer galaxy ring; determined by the positions E1 and W1). In particular, we have observed the lines CN $1 \rightarrow 0$, N_2H^+ $1 \rightarrow 0$, CS $3 \rightarrow 2$, $c\text{-C}_3\text{H}_2$ $3_{1,2} \rightarrow 2_{2,1}$, H_2CO $2_{0,2} \rightarrow 1_{0,1}$ and HC_3N $16 \rightarrow 15$.

We defined four positions aligned with the center (RA = 09:55:51.9, Dec = +69:40:47.10 (J2000)), with a 68° angle: E1, E2, W2 and W1 [(+14'', +5''), (+5'', +2''), (-5'', -2'') and (-14'', -5''), respectively].

Our main result suggests that the chemistry of the molecular gas is determined by the intense radiation from massive stars. There is a systematic variation of the molecular abundance ratios with the intensity of the emission line $H(41)\alpha$ confirming that the core (~ 650 pc), to scales of ~ 100 pc, behaves like a giant PDR. We have identified three regions. Firstly, the inner bar orbits x_2 associated with the most recent starburst (~ 5 Myears ago) and where PDR tracers are at their greatest abundance value. The detection of N_2H^+ in these regions proves that molecular clouds of >20 mag are present and that therefore the molecular gas reservoir to form new stars is not exhausted. Secondly, the outer bar x_1 orbits where the bulk of the molecular gas is protected from UV radiation. The detection of $H(41)\alpha$ shows that massive stars have already been formed in these clouds. And finally, the molecular supershell associated with the supernova remnant SN 41.9+58. There are no signs of massive star formation activity in the southern part of this supershell, although there are intense N_2H^+ knots that could be sites for future star formation.

In the following lines, results and conclusions are thoroughly explained.

We used the 3 mm continuous map (Fuente et al. 2008b) and the NEII line integrated intensity map $12.8 \mu\text{m}$ (Achtermann & Lacy 1995). We have made the integrated

intensity maps of H(41) α , CO 2 \rightarrow 1, CN 1 \rightarrow 0, N₂H⁺ 1 \rightarrow 0, H¹³CO⁺ 1 \rightarrow 0, HCO 1 \rightarrow 0 F=2 \rightarrow 1, HOC⁺ 1 \rightarrow 0, C₃H₂ 3_{1,2} \rightarrow 2_{2,1}, C¹⁸O 1 \rightarrow 0 and CS 3 \rightarrow 2. The results show that the abundances of N₂H⁺, CS and H¹³CO⁺ remain constant in the galaxy, confirming that these species are excellent tracers of dense molecular gas. However the CN 1 \rightarrow 0 line intensity is a factor ~ 3 higher in the inner orbits x₂ (E2, W2) than in the outer x₁ orbits (E1, W1).

We have done the position-velocity diagrams (p-v) along the galactic plane (a straight line through E1, E2, W1 and W2) of H₂CO 2_{0,2} \rightarrow 1_{0,1}, HC₃N 16 \rightarrow 15, CH₃CN 5_k \rightarrow 4_k and H(41) α . Moreover, C¹⁸O 1 \rightarrow 0/H(41) α , CN 1 \rightarrow 0/N₂H⁺ 1 \rightarrow 0, CN 1 \rightarrow 0/CS 3 \rightarrow 2 and CS 3 \rightarrow 2/N₂H⁺ 1 \rightarrow 0.

- The ratios CN/N₂H⁺ and CN/CS increase in the most exposed to radiation regions, for example, in the lowest values of C¹⁸O 1 \rightarrow 0/H(41) α .
- The emission of the molecular lines H¹³CO⁺ 1 \rightarrow 0, HOC⁺ 1 \rightarrow 0, C¹⁸O 1 \rightarrow 0, HCO 1 \rightarrow 0, C₃H₂ 3_{1,2} \rightarrow 2_{2,1} and CS 3 \rightarrow 2 is more intense in the outer regions E1 and W1.
- The emission of the lines CN 1 \rightarrow 0, CO 2 \rightarrow 1, NEII and H(41) α are more intense towards the inner positions E2 and W2.
- The maximum values of the lines C₃H₂ 3_{1,2} \rightarrow 2_{2,1}, CS 3 \rightarrow 2, H¹³CO⁺ 1 \rightarrow 0 and HOC⁺ 1 \rightarrow 0 are located 2''–4'' closer to the dynamic center of the galaxy than HCO 1 \rightarrow 0.
- The CN 1 \rightarrow 0/N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 map shows a gradient along the galactic plane. It is three times higher in the inner region than in the E1 position.
- The ratio CN 1 \rightarrow 0/CS 3 \rightarrow 2 has a value of ~ 1 – 2 along the cut and increases to ~ 5 only in the regions irradiated by intense fields in UV. It seems correlated with the distribution of the ionized gas, which suggests that UV photons play a major role in these species.
- The C¹⁸O 1 \rightarrow 0 /H(41) α ratio can be considered as an observational tracer of the gas lighting because it presents a gradient according to the UV radiation field.

We obtained the correlation diagrams between the ratios CN 1 \rightarrow 0/N₂H⁺ 1 \rightarrow 0, CN 1 \rightarrow 0/CS 3 \rightarrow 2 and CS 3 \rightarrow 2 /N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 versus the ratios C¹⁸O 1 \rightarrow 0 /H(41) α .

- It is observed that the emission of N₂H⁺, CS and H¹³CO⁺ is correlated along the direction of the galactic plane and the perpendicular to this. We understand that these molecules are drawing the dense gas.
- There is a good (anti) correlation between the ratios CN/N₂H⁺ and CN/CS with C¹⁸O/H(41) α , given at low extinctions (small values of C¹⁸O 1 \rightarrow 0 /H(41) α).
- CN is more intense in orbits x₂, suggesting that its abundance is higher in these orbits due to the recent starburst.
- At the spatial scale of our observations, ~ 100 pc, the [CN] / [N₂H⁺] ratio is well correlated with the H(41) α emission. Although it is appreciated that the dispersion, at high values of extinction, is higher in CN 1 \rightarrow 0/N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 since we could be in the

presence of PDRs (diffuse clouds, outer layers of giant molecular clouds, dense gas around Herbig Ae / Be stars) that not emit in H(41) α , but also have high abundances in CN.

- The CS 3 \rightarrow 2/N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 ratio is \sim 5 in all positions.

We have obtained the CN, N₂H⁺, CS and H(41) α p-v diagrams in the vertical direction through E2, the dynamic center of the galaxy and through W2 for the study of the kinematics. Moreover, we have developed them in the perpendicular direction to the galactic plane, for the study of the spatial distribution of the molecular gas.

- The p-v diagram through E2, shows a very strong component in \sim 260 km s⁻¹ in CN, N₂H⁺ and CS lines. In the line CN 1 \rightarrow 0, the component is detected at \sim 326 km s⁻¹ and at $3\times\sigma$ in CS 3 \rightarrow 2.

- In the p-v diagram through the dynamic center of the galaxy, is not detected emission in the maxima of H(41) α of CN, N₂H⁺ and CS lines. The emission is very weak in N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 and CS 3 \rightarrow 2.

- In the p-v diagram through W2, we have detected chemical differences between the component at \sim 100 km s⁻¹ (north, with higher intensity in CN and CS) and at \sim 160 km s⁻¹ (south, brighter in N₂H⁺). The ratio CN 1 \rightarrow 0 /N₂H⁺ 1 \rightarrow 0 is correlated with the emission of H(41) α , with a difference of a factor \sim 5 between the components north and south.

We have developed the chemical model to the 12 molecular peaks chosen as the most intense and representative of the physical and chemical conditions in the galaxy. They are defined in the spectral maps of the line N₂H⁺ 1 \rightarrow 0: CN1 (maximum value in CN area, whose counterpart are minimum values in other species), GP1, GP2, GP3, GP4, GP5, GP6, SS1, SS2, SS3, SS4 and SS5. The GP are compact molecular peaks in the galactic plane that follow the velocity patterns in the bar orbits x_1 and x_2 . The SS molecular peaks are located in the supershell associated with the supernova SN 41.9+58.

- The H(41) α spectral map, shows the spatial distribution of the ionized gas, which, moreover, is highly correlated with the local ultraviolet field.

- GP4 peak is intense in recombination lines emission.

- In the southern part of the supershell, there is a low UV field since there is no emission of H(41) α in SS2 and SS3.

- GP1, CN1 and GP5 reveal the presence of ionized gas because the secondary peaks are spatially coincident.

We have calculated the molecular column densities of CN, N₂H⁺, CS and C₃H₂. We have run a number of LVG models with the density n(H₂) ranging 1×10^5 - 5×10^5 cm⁻³ and the temperature ranging T_k=50, 150 K and we took the average value.

- In E1, we have estimated that the intensities (emissions) of the lines CH₃OH y c-C₃H₂ contribute \sim 50 % each one. The column density of c-C₃H₂ is overestimated by a factor \sim 2.

- In W1, we consider the same as in E1: the contributions to the intensity are $\sim 50\%$ CH_3OH and $\sim 50\%$ $c\text{-C}_3\text{H}_2$, by the similarities between the molecular chemistry in E1 and W1.

From a grid of LVG model, we have obtained the ratios $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$, $[\text{CS}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ and $[\text{CN}]/[\text{CS}]$. We adopted the average value of the adjusted column density ratios. The range of values of the ratio $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ is:

- ≈ 30 in GP1 and GP6 located in the outer area of the orbits x_1 and increase to ≈ 80 in GP4.
- We found values, >50 , towards GP5 and SS1. They are both close to W2.
- The minimum value, ≈ 19 , is in the southern part of the supershell.

The figure that compares the column densities with the integrated intensity maps of the lines $\text{N}_2\text{H}^+ 1\rightarrow 0$, $\text{H}(41)\alpha$ and $\text{SiO } 2\rightarrow 1$, shows a good correlation between the values of $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ and the emission of the line $\text{H}(41)\alpha$. This indicates that changes in $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ are related to local ultraviolet field variations. However, we found no correlation between $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ and SiO emission. Also the ratio $[\text{CN}]/[\text{CS}]$ (≈ 3.5 in GP1 and GP6, >5 in GP4, GP5 and SS1) and the emission of $\text{H}(41)\alpha$ are in good correlation. $[\text{CS}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ takes a value of ~ 12 through the galactic plane. It has not been found, in the ratio, a UV field correlation.

We have obtained the total molecular hydrogen column densities and the absolute fractional abundances:

- $\text{N}(\text{C}^{18}\text{O})$ vary a factor ~ 2 between the different points of study. Maxima in GP1 and GP6.
- $X(\text{N}_2\text{H}^+)$ is $\sim 3 \times 10^{-11}$ for all studied positions, indicating that N_2H^+ is a good molecular dense gas tracer.
- The abundance of CN is ~ 3 times higher in GP4 ($3,0_{-1,1}^{+2,1} \cdot 10^{-9}$) than in the outer positions GP1 ($0,9_{-0,3}^{+0,8} \cdot 10^{-9}$) and GP6 ($0,8_{-0,3}^{+0,6} \cdot 10^{-9}$) and than in the positions south of the supershell, SS2 ($0,9_{-0,3}^{+0,8} \cdot 10^{-9}$) and SS3 ($0,5_{-0,2}^{+0,4} \cdot 10^{-9}$).
- CS, H^{13}CO^+ and C^{18}O are a good dense gas tracers for a wide variety of physical conditions because the values of $[\text{CS}]/[\text{H}^{13}\text{CO}^+]$ and $[\text{H}^{13}\text{CO}^+]/[\text{C}^{18}\text{O}]$ are fairly uniform throughout the galaxy.
- The abundance of CN, $c\text{-C}_3\text{H}_2$, H_2CO increases towards E2 and W2, due to the effect of ultraviolet radiation, according to the spatial distribution of the regions HII.
- The value of the $[\text{CS}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ ratio is lower in the supershell (in SS2, 4_{-2}^{+3}), although CS is considered good shock tracer. It means that only a fraction of the gas is associated with shocks. Higher spatial resolution observations are required to detect the layer of molecular gas around the supershell, whose chemistry is dominated by shocks.

We have modelled (Meudon code for PDRs, version 1.4.4 (Le Petit et al. 2006))

our study as clouds irradiated on both sides, by an intense ultraviolet field, $n = n(\text{H}) + 2 \times n(\text{H}_2) = 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and the kinetic temperature of the gas is calculated by the energy balance equations (heating and cooling). We let as free parameters the size of the cloud, the UV field and the cosmic rays ionization rate. The contribution of the X-rays is not included in our model.

- The average abundances of N, N_2H^+ , CS and HCO^+ increase with the cosmic rays ionization rate.
- N_2H^+ has a negligible abundance in the clouds with $A_v < 10$ mag and abundances ranging from 10^{-10} y 10^{-9} for higher clouds, confirming that N_2H^+ is an excellent tracer of the molecular gas shielded from UV field.
- $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ ratio is a sensitive cloud size tracer for sizes of < 50 mag and increases with UV flow.
- $[\text{CN}]/[\text{N}_2\text{H}^+]$ ratio decreases with cosmic rays ionization rate.

The detection of N_2H^+ shows the existence of a population of clouds with $A_v > 20$ mag all across the galaxy plane. These clouds constitute the molecular gas reservoir for the formation of new stars and, although it is distributed throughout the nucleus, the highest concentration occurs in the outer x_1 bar orbits ($R \sim 280$ pc).

5.3. Próximos pasos

Con los resultados obtenidos en esta tesis se ha puesto de manifiesto la dificultad que existe en la caracterización química y física de las regiones de formación estelar. Se ha demostrado que con cada uno de los estudios moleculares incluidos es posible contribuir positivamente al conocimiento de las regiones HII y de las regiones PDR, íntimamente relacionadas con las regiones de formación estelar. De todo ello se cree importante el continuar con las colaboraciones establecidas con el fin de avanzar en las futuras investigaciones.

En estudios siguientes se utilizará la resolución angular del interferómetro ALMA para analizar con mucho mayor detalle la región UC HII Mon R2. La mayor resolución de los espectros ayudará a distinguir la proveniencia de las alas que se han encontrado en el estudio de Mon R2. ALMA pondrá al alcance estudios de otras regiones HII lo que hará que se puedan comparar y extraer conclusiones válidas y generalizarlas a la caracterización química y física de las regiones de formación estelar. ALMA también ayudará a distinguir si otras moléculas como H_2CO , CH_3OH , C_2D o CH_3CN (entre otras) provienen de la propia PDR, de los flujos bipolares o de clumps aislados.

En el caso de M 82, ALMA no contribuiría en sí a su estudio ya que la galaxia queda a nivel de horizonte del campo visual de ALMA y por lo tanto, no se puede observar. Se pretende utilizar el interferómetro NOEMA para extender el estudio a otras moléculas no observadas, como HCN, HNC, C₂H, CH₃C₂H, HCS⁺. Asimismo, es adecuado aumentar el estudio con otras starburst como NGC1068 o NGC253.

Nuestro modelo químico de Mon R2 explicó cualitativamente el comportamiento observado. En los casos de unos hidrocarburos no se consiguió reproducir las abundancias. Es posible que con la inclusión en el modelo de las contribuciones de la fotodestrucción de PAHs o la fotoevaporación de granos muy pequeños se consiga.

En la modelización, en M 82, mediante el código Meudon, de nuestro estudio como nubes irradiadas no se tuvo en cuenta la aportación de rayos X. Se podría realizar un nuevo modelo con la contribución de los rayos X. La inclusión de los rayos X es importante para galaxias starburst que incluyen AGNs como NGC1068, NGC253, ARP220 o IC342.

M 82 se compararía con otras galaxias starburst con la existencia de poblaciones de nubes individuales en las que se detectase N₂H⁺.

5.4. Next steps

The results obtained in this thesis have shown the difficulty of the chemical and physical characterization of the star formation regions. It has been shown that with each of the molecular studies is possible to positively contribute to the knowledge of the HII and PDR regions, closely related to the star formation regions. Therefore, it is important believed to continue with the established collaborations in order to advance in the future research.

In the following studies, the ALMA interferometer angular resolution will be used to analyze in greater detail the HII UC Mon R2 region. The higher resolution of the spectra will help to distinguish the origin of the wings found in the study of Mon R2. ALMA will reach other HII regions that will allow to compare between them and draw valid conclusions to generalize to the chemical and physical characterization of the star formation regions. ALMA will also help to distinguish whether other molecules such as H₂CO, CH₃OH, C₂D or CH₃CN (among others) come from the own PDR, bipolar outflows or isolated clumps.

In the case of M 82, ALMA will not contribute to the study itself because the galaxy is at the horizon level field of view and therefore, it can not be observed. It is intended

to use the NOEMA interferometer to extend the study to other not observed molecules, such as HCN, HNC, C₂H, CH₃C₂H, HCS⁺. It is also appropriate to increase the study with other starburst as NGC1068 or NGC253.

Our chemical model of Mon R2, qualitatively, explained the observed behavior. In the cases of some hydrocarbons, it has not been possible to reproduce the abundances. The inclusion in the model of the contributions of PAHs photodestruction or very small grains photoevaporation could achieve the observed abundances.

In the modellization, by the Meudon code, of our M 82 study as irradiated clouds, it was not taken into account the X-rays contribution. It could be done a new model with the contribution of X-rays. The inclusion of X-rays is important for starburst galaxies including AGNs as NGC1068, NGC253, ARP220 or IC342.

M 82 would be compared with other starburst galaxies, including individual clouds populations with N₂H⁺ detected.

Capítulo 6

Referencias

Se incluyen a continuación todas las referencias utilizadas para la realización de esta tesis doctoral.

Referencias

- Abel, N. P., van Hoof, P. A. M., Shaw, G., Ferland, G. J., & Elwert, T. 2008, *ApJ*, 686, 1125
- Achtermann, J. M. & Lacy, J. H. 1995, *ApJ*, 439, 163
- Aladro, R., Martín, S., Martín-Pintado, J., et al. 2011, *A&A*, 535, A84
- Allers, K., Jaffe, D., Lacy, J., & Richter, M. 2005, in *High Resolution Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ed. H. U. Käufel, R. Siebenmorgen, & A. Moorwood, 80–83
- Arab, H., Abergel, A., Habart, E., et al. 2012, *A&A*, 541, A19
- Bachiller, R. & Pérez Gutiérrez, M. 1997, *ApJ*, 487, L93
- Bachiller, R., Pérez Gutiérrez, M., Kumar, M. S. N., & Tafalla, M. 2001, *A&A*, 372, 899
- Bayet, E., Aladro, R., Martín, S., Viti, S., & Martín-Pintado, J. 2009, *ApJ*, 707, 126
- Berné, O., Fuente, A., Goicoechea, J. R., et al. 2009, *ApJ*, 706, L160
- Bisbas, T. G., Bell, T. A., Viti, S., Yates, J., & Barlow, M. J. 2012, *MNRAS*, 427, 2100
- Boger, G. I. & Sternberg, A. 2005, *ApJ*, 632, 302
- Bonnell, I. A., Vine, S. G., & Bate, M. R. 2004, *MNRAS*, 349, 735

- Bregman, J. N., Schulman, E., & Tomisaka, K. 1995, *ApJ*, 439, 155
- Brinchmann, J., Charlot, S., Heckman, T. M., et al. 2004a, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004b, *MNRAS*, 351, 1151
- Cardelli, J. A. 1994, *Science*, 265, 209
- Caselli, P. & Myers, P. C. 1995, *ApJ*, 446, 665
- Caselli, P., van der Tak, F. F. S., Ceccarelli, C., & Bacmann, A. 2003, *A&A*, 403, L37
- Cernicharo, J. 2004, *ApJ*, 608, L41
- Cernicharo, J. 2012, in *EAS Publications Series*, Vol. 58, *EAS Publications Series*, ed. C. Stehlé, C. Joblin, & L. d'Hendecourt, 251–261
- Cernicharo, J., Goicoechea, J. R., Daniel, F., et al. 2006, *ApJ*, 649, L33
- Choi, M., Evans, II, N. J., Tafalla, M., & Bachiller, R. 2000, *ApJ*, 538, 738
- Churchwell, E. 2002, *ARA&A*, 40, 27
- Cuadrado, S., Goicoechea, J. R., Pilleri, P., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Dalgarno, A., Black, J. H., & Weisheit, J. C. 1973, *Astrophys. Lett.*, 14, 77
- Dalgarno, A. & McCray, R. A. 1972, *ARA&A*, 10, 375
- Dalgarno, A., Yan, M., & Liu, W. 1999, *ApJS*, 125, 237
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, Jr., H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Volume I: Explanations and references. Volume II: Data for galaxies between 0^h and 12^h . Volume III: Data for galaxies between 12^h and 24^h .*
- Dietz, R. D., Gehrz, R. D., Jones, T. J., et al. 1989, *AJ*, 98, 1260
- Dobbs, C. L., Bonnell, I. A., & Clark, P. C. 2005, *MNRAS*, 360, 2
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1986, *ApJ*, 307, 286
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1988, *ApJ*, 328, 734
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1990, *ApJS*, 72, 163
- Flannery, B. P., Roberge, W., & Rybicki, G. B. 1980, *ApJ*, 236, 598
- Fontani, F., Palau, A., Caselli, P., et al. 2011a, *A&A*, 529, L7

- Fontani, F., Palau, A., Caselli, P., et al. 2011b, in IAU Symposium, Vol. 280, The Molecular Universe, ed. J. Cernicharo & R. Bachiller
- Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Lutz, D., & Sternberg, A. 2003, *ApJ*, 599, 193
- Fuente, A., Berné, O., Cernicharo, J., et al. 2010, *A&A*, 521, L23
- Fuente, A., García-Burillo, S., Gerin, M., et al. 2006, *ApJ*, 641, L105
- Fuente, A., García-Burillo, S., Gerin, M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L155
- Fuente, A., García-Burillo, S., Usero, A., et al. 2008a, *A&A*, 492, 675
- Fuente, A., García-Burillo, S., Usero, A., et al. 2008b, *A&A*, 492, 675
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., Cernicharo, J., & Bachiller, R. 1993, *A&A*, 276, 473
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., & Gaume, R. 1995, *ApJ*, 442, L33
- Fuente, A., Rodríguez-Franco, A., García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., & Black, J. H. 2003, *A&A*, 406, 899
- Fuente, A., Rodríguez-Franco, A., & Martín-Pintado, J. 1996, *A&A*, 312, 599
- García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., & Neri, R. 2001, *ApJ*, 563, L27
- García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., Usero, A., & Neri, R. 2002, *ApJ*, 575, L55
- Gerin, M., Goicoechea, J. R., Pety, J., & Hily-Blant, P. 2009a, *A&A*, 494, 977
- Gerin, M., Goicoechea, J. R., Pety, J., & Hily-Blant, P. 2009b, *VizieR Online Data Catalog*, 349, 40977
- Giannakopoulou, J., Mitchell, G. F., Hasegawa, T. I., Matthews, H. E., & Maillard, J.-P. 1997, *ApJ*, 487, 346
- Ginard, D., Fuente, A., García-Burillo, S., et al. 2015, *A&A*, 578, A49
- Ginard, D., González-García, M., Fuente, A., et al. 2012, *A&A*, 543, A27
- Goicoechea, J. R. & Le Bourlot, J. 2007, in *Molecules in Space and Laboratory*, 105
- Goicoechea, J. R., Pety, J., Gerin, M., et al. 2006, *A&A*, 456, 565
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1978, *ApJ*, 222, 881
- Gorti, U. & Hollenbach, D. 2002, *ApJ*, 573, 215
- Gratier, P., Pety, J., Guzmán, V., et al. 2013, *A&A*, 557, A101

- Gredel, R., Lepp, S., Dalgarno, A., & Herbst, E. 1989, *ApJ*, 347, 289
- Green, S. D., Bolina, A. S., Chen, R., et al. 2009, *MNRAS*, 398, 357
- Greve, A. 2011, *A&A*, 529, A51
- Greve, A., Wills, K. A., Neininger, N., & Pedlar, A. 2002, *A&A*, 383, 56
- Guzmán, V., Pety, J., Goicoechea, J. R., Gerin, M., & Roueff, E. 2011, *A&A*, 534, A49
- Guzmán, V., Roueff, E., Gauss, J., et al. 2012, *A&A*, 548, A94
- Guzmán, V. V., Goicoechea, J. R., Pety, J., et al. 2013, *A&A*, 560, A73
- Guzman, V. V., Pety, J., Gratier, P., et al. 2014, in 69th International Symposium on Molecular Spectroscopy, 5
- Heckman, T. M., Robert, C., Leitherer, C., Garnett, D. R., & van der Rydt, F. 1998, *ApJ*, 503, 646
- Hennelle, P., Commerçon, B., Joos, M., et al. 2011, *A&A*, 528, A72
- Henning, T., Chini, R., & Pfau, W. 1992, *A&A*, 263, 285
- Herbst, W. & Racine, R. 1976, *AJ*, 81, 840
- Hogerheijde, M. R., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 1995, *A&A*, 294, 792
- Hollenbach, D. J., Takahashi, T., & Tielens, A. G. G. M. 1991, *ApJ*, 377, 192
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, *ARA&A*, 35, 179
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71, 173
- Hunter, C. 1977, *ApJ*, 218, 834
- Indriolo, N., Neufeld, D. A., Gerin, M., PRISMAS, & WISH. 2014, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 223, American Astronomical Society Meeting Abstracts #223, 454.43
- Joy, M., Lester, D. F., & Harvey, P. M. 1987, *ApJ*, 319, 314
- Kahn, F. D. 1974, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 6, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, ed. K. Pinkau, 235
- Kennicutt, R. 1998a, in *Starbursts: Triggers, Nature, and Evolution*, Les Houches School, ed. B. Guiderdoni & A. Kembhavi, 1
- Kennicutt, R. 1998b, in *Science with Gemini: a South American perspective*, ed. B. Barbuy, E. Lapasset, R. Baptista, & R. Cid Fernandes, 134

- Kennicutt, Jr., R. C. 1998c, in Saas-Fee Advanced Course 26: Galaxies: Interactions and Induced Star Formation, ed. R. C. Kennicutt, Jr., F. Schweizer, J. E. Barnes, D. Friedli, L. Martinet, & D. Pfenniger, 1
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998d, *ApJ*, 498, 541
- Kronberg, P. P., Biermann, P., & Schwab, F. R. 1981, *ApJ*, 246, 751
- Krumholz, M. 2007, in *Transformational Science with ALMA: Through Disks to Stars and Planets*, 15
- Krumholz, M. R. & Bonnell, I. A. 2007, ArXiv e-prints
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2005, *ApJ*, 630, 250
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2008, *Nature*, 451, 1082
- Langer, W. D., Velusamy, T., Pineda, J. L., et al. 2010, *A&A*, 521, L17
- Laor, A. & Draine, B. T. 1993, *ApJ*, 402, 441
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Larson, R. B. 2003, *Reports on Progress in Physics*, 66, 1651
- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1993, *A&A*, 267, 233
- Le Petit, F., Nehmé, C., Le Bourlot, J., & Roueff, E. 2006, *ApJS*, 164, 506
- Le Petit, F., Roueff, E., & Le Bourlot, J. 2002, *A&A*, 390, 369
- Lester, D. F., Carr, J., Joy, M., & Gaffney, N. 1990, in *NASA Conference Publication, Vol. 3084, NASA Conference Publication*, ed. D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., 340–342
- Linsky, J. L. 2003, ArXiv Astrophysics e-prints
- Lucas, R. & Liszt, H. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 235, Science with the Atacama Large Millimeter Array*, ed. A. Wootten, 142
- Lucas, R. & Liszt, H. S. 2002, *A&A*, 384, 1054
- Mackey, J. & Lim, A. J. 2010, *MNRAS*, 403, 714
- Mao, R. Q., Henkel, C., Schulz, A., et al. 2000, *A&A*, 358, 433
- Martín, S., Martín-Pintado, J., & Mauersberger, R. 2006, *A&A*, 450, L13
- Martin-Pintado, J., Bachiller, R., & Fuente, A. 1992, *A&A*, 254, 315

- Massi, M., Felli, M., & Simon, M. 1985, *A&A*, 152, 387
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Matzner, C. D. & McKee, C. F. 2000, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 32, American Astronomical Society Meeting Abstracts #195, 883
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2002, *Nature*, 416, 59
- Mendes, M. B., Buhr, H., Berg, M. H., et al. 2012, *ApJ*, 746, L8
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., Leitherer, C., et al. 1995, *AJ*, 110, 2665
- Meyers-Rice, B. A. & Lada, C. J. 1991, *ApJ*, 368, 445
- Murray, S. 2011, Resolving Narrow lines in NS Atmospheres, Chandra Proposal
- Myers, P. C. & Fuller, G. A. 1992, *ApJ*, 396, 631
- Nagy, Z., Van der Tak, F., Ossenkopf, V., et al. 2013, in *Protostars and Planets VI Posters*, 23
- Nakai, N., Hayashi, M., Handa, T., et al. 1987, *PASJ*, 39, 685
- Neininger, N., Guélin, M., Klein, U., Garcia-Burillo, S., & Wielebinski, R. 1998, *A&A*, 339, 737
- Neufeld, D. A., Schilke, P., Menten, K. M., et al. 2006, *A&A*, 454, L37
- Ohishi, M., McGonagle, D., Irvine, W. M., Yamamoto, S., & Saito, S. 1994, *ApJ*, 427, L51
- Origlia, L., Ranalli, P., Comastri, A., & Maiolino, R. 2004, *ApJ*, 606, 862
- Parise, B. 2004, PhD thesis, Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements
- Parise, B., Ceccarelli, C., Tielens, A. G. G. M., et al. 2002, *A&A*, 393, L49
- Parise, B., Leurini, S., Schilke, P., et al. 2009, *A&A*, 508, 737
- Patriarchi, P., Morbidelli, L., & Perinotto, M. 2003, *A&A*, 410, 905
- Patriarchi, P., Morbidelli, L., Perinotto, M., & Barbaro, G. 2001, *A&A*, 372, 644
- Peters, T., Banerjee, R., Klessen, R. S., et al. 2010a, *ApJ*, 711, 1017
- Peters, T., Mac Low, M.-M., Banerjee, R., Klessen, R. S., & Dullemond, C. P. 2010b, *ApJ*, 720, 1782

- Peters, T., Mac Low, M.-M., Banerjee, R., Klessen, R. S., & Dullemond, C. P. 2010c, *ApJ*, 719, 831
- Pety, J., Goicoechea, J. R., Hily-Blant, P., Gerin, M., & Teyssier, D. 2007, *A&A*, 464, L41
- Pety, J., Teyssier, D., Fossé, D., et al. 2005, *A&A*, 435, 885
- Pilleri, P., Fuente, A., Cernicharo, J., et al. 2012a, *A&A*, 544, A110
- Pilleri, P., Montillaud, J., Berné, O., & Joblin, C. 2012b, *A&A*, 542, A69
- Pilleri, P., Treviño-Morales, S., Fuente, A., et al. 2013, *A&A*, 554, A87
- Rizzo, J. R., Fuente, A., & García-Burillo, S. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 344, *The Cool Universe: Observing Cosmic Dawn*, ed. C. Lidman & D. Alloin, 184
- Rizzo, J. R., Fuente, A., Rodríguez-Franco, A., & García-Burillo, S. 2003, *ApJ*, 597, L153
- Roberge, W. G. 1983, *ApJ*, 275, 292
- Rodríguez-Franco, A., Martín-Pintado, J., & Fuente, A. 1998, *A&A*, 329, 1097
- Roueff, E., Herbst, E., Lis, D. C., & Phillips, T. G. 2007, *ApJ*, 661, L159
- Salas, P., Galaz, G., Salter, D., et al. 2014, *ApJ*, 797, 134
- Sarrasin, E., Abdallah, D. B., Wernli, M., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 518
- Savage, C., Apponi, A. J., Ziurys, L. M., & Wyckoff, S. 2002, *ApJ*, 578, 211
- Schenewerk, M. S., Jewell, P. R., Snyder, L. E., Hollis, J. M., & Ziurys, L. M. 1988, *ApJ*, 328, 785
- Schilke, P., Pineau des Forêts, G., Walmsley, C. M., & Martín-Pintado, J. 2001, *A&A*, 372, 291
- Schloerb, F. P., Snell, R. L., & Clement, T. 1983, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 15, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 942
- Shen, J. & Lo, K. Y. 1995, *ApJ*, 445, L99
- Shopbell, P. L. & Bland-Hawthorn, J. 1998, *ApJ*, 493, 129
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H. & Adams, F. C. 1987, in *IAU Symposium*, Vol. 122, *Circumstellar Matter*, ed. I. Appenzeller & C. Jordan, 7–22

- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987a, *ARA&A*, 25, 23
- Shu, F. H., Lizano, S., & Adams, F. C. 1987b, in *IAU Symposium*, Vol. 115, *Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 417–433
- Silk, J. 1997, in *ESA Special Publication*, Vol. 401, *The Far Infrared and Submillimetre Universe.*, ed. A. Wilson, 153
- Snyder, L. E., Hollis, J. M., & Ulich, B. L. 1976, *ApJ*, 208, L91
- Spaans, M. & Meijerink, R. 2007, *ApJ*, 664, L23
- Strickland, D. K. & Heckman, T. M. 2007, *ApJ*, 658, 258
- Suchkov, A., Allen, R. J., & Heckman, T. M. 1993, *ApJ*, 413, 542
- Sutton, E. C., Peng, R., Danchi, W. C., et al. 1995a, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 459, *The Physics and Chemistry of Interstellar Molecular Clouds*, ed. G. Winnewisser & G. C. Pelz, 269–270
- Sutton, E. C., Peng, R., Danchi, W. C., et al. 1995b, *ApJS*, 97, 455
- Tafalla, M., Bachiller, R., Wright, M. C. H., & Welch, W. J. 1997, *ApJ*, 474, 329
- Tan, J. C., Beltrán, M. T., Caselli, P., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 149
- Telesco, C. M., Joy, M., Dietz, K., Decher, R., & Campins, H. 1991, *ApJ*, 369, 135
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 515
- Teyssier, D., Fossé, D., Gerin, M., et al. 2004, *A&A*, 417, 135
- Tielens, A. G. G. M. & Allamandola, L. J. 1987, in *NATO ASIC Proc. 210: Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. G. E. Morfill & M. Scholer, 333–376
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
- Turner, D. G., Mandushev, G. I., & Forbes, D. 1994, *AJ*, 108, 2373
- Umeda, H., Nomoto, K., Tsuru, T. G., & Matsumoto, H. 2002, *ApJ*, 578, 855
- Usero, A., García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., & Neri, R. 2006, *A&A*, 448, 457
- Walter, F., Weiss, A., & Scoville, N. 2002, *ApJ*, 580, L21
- Weiß, A., Neininger, N., Henkel, C., Stutzki, J., & Klein, U. 2001a, *ApJ*, 554, L143
- Weiß, A., Neininger, N., Hüttemeister, S., & Klein, U. 2001b, *A&A*, 365, 571

- Weiss, A., Walter, F., Neininger, N., & Klein, U. 1999, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 31, American Astronomical Society Meeting Abstracts #194, 949
- Wells, R. J. 1999, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 62, 29
- Wills, K. A., Das, M., Pedlar, A., Muxlow, T. W. B., & Robinson, T. G. 2000, *MNRAS*, 316, 33
- Wills, K. A., Pedlar, A., Muxlow, T. W. B., & Stevens, I. R. 1999a, *New A Rev.*, 43, 633
- Wills, K. A., Redman, M. P., Muxlow, T. W. B., & Pedlar, A. 1999b, *MNRAS*, 309, 395
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989, *ApJS*, 69, 831
- Yoshida, M., Kawabata, K., & Ohyama, Y. 2011, *PASJ*, 63, 493
- T. Takahashi, H. Tokailin, and T. Sagawa, *Phys. Rev. B* 32, 8317 (1985) Wilson, T. L., Rood, R. 1994, *ARAA*, 32, 191

Capítulo 7

Publicaciones / Propuestas / Observaciones / Actividades

7.1. Publicaciones en revistas con sistema de arbitraje

Chemical footprint of star formation feedback in M 82 on scales of ~ 100 pc

Ginard, D.; Fuente, A.; García-Burillo, S.; Alonso-Albi, T.; Krips, M.; Gerin, M.; Neri, R.; Pilleri, P.; Usero, A.; Treviño-Morales, S. P.

Astronomy & Astrophysics, Volume 578, id.A49, 19 pp.

<http://arxiv.org/pdf/1502.05395v1.pdf>

Deuteration around the ultracompact HII region Monoceros R2

Treviño-Morales, S. P.; Pilleri, P.; Fuente, A.; Kramer, C.; Roueff, E.; González-García, M.; Cernicharo, J.; Gerin, M.; Goicoechea, J. R.; Pety, J.; Berné, O.; Ossenkopf, V.; Ginard, D.; García-Burillo, S.; Rizzo, J. R.; Viti, S.

Astronomy & Astrophysics, Volume 569, id.A19, 30 pp.

<http://arxiv.org/pdf/1406.1373v1.pdf>

Spectral line survey of the ultracompact HII region Monoceros R2

Ginard, D.; González-García, M.; Fuente, A.; Cernicharo, J.; Alonso-Albi, T.; Pilleri, P.; Gerin, M.; García-Burillo, S.; Ossenkopf, V.; Rizzo, J. R.; Kramer, C.; Goicoechea, J.

R.; Pety, J.; Berné, O.; Joblin, C.
Astronomy & Astrophysics, Volume 543, id.A27, 31 pp.
<http://arxiv.org/pdf/1203.6466v1.pdf>

Massive young disks around Herbig Ae stars

Boissier, J.; Alonso-Albi, T.; Fuente, A.; Berné, O.; Bachiller, R.; Neri, R.; Ginard, D.
Astronomy & Astrophysics, Volume 531, id.A50, 12 pp.
<http://arxiv.org/pdf/1105.0759v1.pdf>

7.2. Datos en VizieR Online

VizieR Online Data Catalog: M 82 spectral maps (Ginard+, 2015)

Ginard, D.; Fuente, A.; Garcia-Burillo, S.; Alonso-Albi, T.; Krips, M.; Gerin, M.; Neri, R.; Pilleri, P.; Usero, A.; Trevino-Morales, S. P.
VizieR On-line Data Catalog: J/A+A/578/A49. Published in: 2015A&A...578A..49G
<http://vizier.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR?-source=J/A+A/578/A49>

VizieR Online Data Catalog: Four Ae/Be stars map emission at 1mm and 3mm (Boissier+, 2011)

Boissier, J.; Alonso-Albi, T.; Fuente, A.; Berne, O.; Bachiller, R.; Neri, R.; Ginard, D.
VizieR On-line Data Catalog: J/A+A/531/A50. Published in: 2011A&A...531A..50B
<http://vizier.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR?-source=J/A+A/531/A50>

7.3. Observaciones

Se ha participado como segundo observador:

Del 15/09/2010 al 19/09/2010

Propuesta 063-10 "The molecular counterpart to HH jets from A stars". Observaciones de diferentes líneas en varias fuentes (RNO 6NW, MWC 480, HK Ori, HD 245185, BF Ori, RR Tau, LkHa 208, HD 163296, PV Cep y LkHa 233) con el objetivo de analizar si el mecanismo de formación de estrellas de baja masa se puede aplicar a las de alta masa. Asimismo el objetivo fue la caracterización de los outflows moleculares. En el telescopio 30m del IRAM.

Del 15/12/2014 al 23/12/2014

Propuesta 202-14 Reactive ions in M 82". Observaciones de diferentes líneas en la región de M 82 (barra molecular y outflow) en el telescopio 30m del IRAM, con el objetivo de discernir si el origen de las emisiones provienen de la PDR o de la XDR, ya que los rayos X podrían tener un papel importante en la química molecular.

http://www.iram.fr/php/rel_sched/bgfiles/14/s51_202su01.html

7.4. Propuestas

Se ha participado en las siguientes propuestas:

- Propuesta 063-10. The molecular counterpart to HH jets from A stars, 2010.
- Propuesta 159-11. Completing the molecular survey towards the UC HII region Mon R2, 2012. El objetivo fue completar el survey a 0.8 mm que se comenzó en enero de 2012. En el telescopio 30m del IRAM.
- Propuesta 054-09, 159-11. Deuteration in the PDR around the UC HII region Mon R2, 2012. El objetivo fue la observación de las transiciones de las especies deuteradas (no vistas en julio de 2009 ni en enero de 2012) para poder determinar los procesos de deuteración, mediante reacciones con CH_2D^+ en fase gaseosa o mediante química en la superficie de los granos. En el telescopio 30m del IRAM.
- Propuesta 202-14. Reactive ions in M 82, 2014.
- Propuesta 060-15. Mapping M 82 outflow in CS, CN and N_2H^+ .
- Propuesta 054-16, 060-15. Completing the chemical study of the outflow of M 82: CN and C_2H . El objetivo es completar en CN, CS y N_2H^+ en el outflow y en la barra de M 82. Debido al mal tiempo en las dos propuestas anteriores (2012-14 y 060-15) no se pudieron completar. Con estas observaciones, principalmente, se realizará un mapa en CN de la región central de M 82 con el fin de confirmar el gradiente de cambios químicos debidos al starburst.

7.5. Actividades: Soft skills y seminarios especializados

Se ha asistido a:

26/11/2014 Soft skill por D. Pedro M. Echenique Landiribar: Consejos a un joven

investigador.

04/12/2014 Seminario de especialización por D^a. Ana Inés Gómez de Castro. Exploración espacial e inteligencia artificial. El proyecto World Space Observatory.

15/01/2015 Seminario de especialización por D. Alberto Carramiñana: Resultados científicos del proyecto HAWC (High-Altitude Water Cherenkov Observatory).

04/02/2015 Seminario de especialización por D. David Valls-Gabaud: The MESSIER satellite: unveiling galaxy formation.

23/06/2015 Seminario de especialización por D. Kouichi Hirotani: Very High Energy Emission from the supermassive black hole IC 310.

11/12/2015 Jornada de doctorandos. **21/01/2016** Seminario de especialización por D. John Ellis: Why is the Universe so big and old.

02/03/2016 Seminario de especialización por D. Jorge Sanz Forcada, titulado: Emisión X estelar y efectos en exoplanetas.

16/03/2016 Seminario de especialización por D^a. María Dolores Rodríguez Frías, titulada: Observation of cosmic radiation from space with the JEM-EUSO space mission.

13/04/2016 Seminario de especialización por D. Benjamín Montesinos, titulado: Buscando cinturones de Kuiper.

Parte V

Apéndices

Apéndice A

Radiotelescopios

En este apéndice se describe la instrumentación utilizada para la realización de las observaciones y obtención de los datos. El radiotelescopio Pico de Veleta y el interferómetro NOEMA se presentan a continuación.

A.1. Telescopios terrestres

Para la realización de este trabajo, se han utilizado las observaciones realizadas con los radiotelescopios terrestres de Pico Veleta y del Plateau de Bure (NOEMA). Ambos son instalaciones de uso abierto a la comunidad astronómica internacional del Instituto de Radioastronomía Milimétrica (IRAM), una organización en la que participan institutos científico-técnicos de Francia, Alemania y España. El IRAM fue creado en 1979. Sus miembros actuales son el Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) francés, el Max Planck Gesellschaft (MPG) alemán y el Instituto Geográfico Nacional (IGN) español. El IRAM además de contar con los radiotelescopios posee un conjunto de oficinas y laboratorios en Granada (España) y Grenoble (Francia) que sirven de apoyo. Para poder optar a realizar las observaciones hay que seguir un proceso de selección de propuestas: existen dos convocatorias abiertas semestrales de proyectos de observación, en torno a marzo y septiembre, para poder enviar las propuestas de observación. Los proyectos enviados se evalúan de acuerdo con unos criterios científicos y técnicos, por un comité de programas y los que resultan elegidos podrán realizar las observaciones.

A.2. Pico de Veleta

El telescopio situado en la loma de Dilar, cerca del Pico de Veleta, está emplazado a casi 2900 m de altura. Por sus condiciones atmosféricas a lo largo del año, ofrece unas excelentes condiciones para la radioastronomía. El telescopio Pico de Veleta (PdV) es una antena única (imágenes de la figura A.1), paraboloide Nasmyth-Cassegrain de 30 m de diámetro y montura alt-azimutal.



Figura A.1: Imágenes del telescopio Pico de Veleta: a la izquierda, vista de la antena frontal. A la derecha, vista de la antena de lateral y del edificio anexo.

Su diseño está optimizado para operaciones en el rango de frecuencias de 72 GHz (extrapolada) a 345 GHz (longitudes de onda milimétricas). El haz del telescopio es una gaussiana cuya anchura a media altura, HPBW, es $2460/frecuencia(GHz)$. En la tabla A.2 se presentan los valores de la resolución angular y de la eficiencia del haz para las frecuencias.

Para las observaciones del estudio espectral de Monoceros R2, descritas en la sección 3.2 del capítulo 3, se han empleado 3 pares de receptores de doble polarización (EMIR, Eight Mixer Receiver) que operan en las bandas de 3 mm (80 a 116 GHz), 1.3 mm (197 a 266 GHz) y 0.9 mm (241 a 281 GHz). El ancho de banda era de 500 MHz a 3 mm y 1 GHz en el resto. Todas las bandas EMIR están equipadas con mezcladores de doble banda lateral que ofrecen 8 GHz de ancho de banda por banda y por polarización. De esta manera, se pudo observar simultáneamente los 8 GHz en la banda lateral inferior

Tabla A.1: Tabla de las características del 30m

Frecuencia (GHz)	HPBW (")	Eficiencia	S/T _A (Jy/K)
72	34	0.79	6
77	32	0.79	6
86	29	0.78	6
110	22	0.75	6.3
145	17	0.69	6.7
170	14.5	0.65	7.1
210	12	0.57	7.9
235	10.5	0.52	8.7
260	9.5	0.46	9.5
279	9	0.42	10.4
340	7.5	0.38	10.8
345	7.1	0.35	10.9

y los 8 GHz en la banda lateral superior.

El procedimiento de observación fue *position switching*¹. A los receptores EMIR se les conectó los backends (espectrómetros). El autocorrelador WILMA (Wideband line multiple autocorrelator) consiste en 18 unidades, que cada una provee 512 canales espectrales, que proporciona una resolución espectral de 2 MHz, cubriendo un total de 1 GHz. También se utilizó el VESPA (Versatile Spectrometric and Polarimetric Array). Las resoluciones espectrales nominales van de 3.3 kHz a 1.25 MHz. Y los anchos de banda de 10 a 512 MHz. VESPA provee hasta 12000 canales espectrales (18000 en condiciones especiales). Para Mon R2 utilizamos WILMA que proporcionó una resolución espectral de 2 MHz y VESPA con ~ 40 kHz de resolución espectral. Para tener más información sobre el telescopio Pico de Veleta se remite a <http://www.iram-institute.org/EN/30-meter-telescope.php>

A.3. NOEMA / Plateau de Bure

El interferómetro del Plateau de Bure (PdBI), denominado en 2015 NOEMA (Northern Extended Millimeter Array), figura A.2, es uno de los interferómetros milimétricos más sensibles del mundo. Situado en el Plateau de Bure a 2560m de altitud en los Alpes

¹Uno de los modos de observación en el telescopio 30 m del IRAM es el *position switching*. En este modo el telescopio se mueve entre una posición ON y otra posición OFF. La posición OFF tiene que ser tal que esté libre de emisión y tan cerca como sea posible de la posición ON para así minimizar la influencia de las variaciones de la atmósfera. El procedimiento a seguir puede ser un único ON-OFF o por ejemplo, una serie simétrica de OFF-ON-ON-OFF. La última suele llevar a mejores líneas de base. Se ha usado *position switching* en vez de otros modos de observación como *wobbler switching* porque es el modo de observación adecuado para fuentes extendidas como la nuestra de Mon R2

franceses, su posición geográfica exacta es longitud: 05:54:28.5 este, latitud: 44:38:02.0 norte, en el centro de fase del array de antenas. Desde un interferómetro de tres antenas con una línea de base máxima de 288 metros en 1988, ha evolucionado a una matriz de seis antenas con líneas base de hasta 760 metros en 2005. Una nueva generación de potentes receptores de doble polarización para 3 mm y 1 mm fueron instalados en 2006, y se extendió a 2 mm a finales de 2007. Al aumentar de tres a seis antenas, el PdBI ha sido capaz de aumentar su velocidad de toma de imágenes por un factor de cinco. Las antenas del interferómetro del Instituto de Radioastronomía Milimétrica (IRAM) se pueden mover en los carriles hasta una separación máxima de 760 m en la dirección EW y 368 m en la dirección NS, que corresponde a una resolución de 0,5 segundos de arco a una longitud de onda de observación de 1,3 mm (230 GHz). El campo de visión (FOV) del interferómetro se determina por la relación entre la longitud de onda y el diámetro para cada antena, y es de 20 segundos de arco a 230 GHz.

En 2015 constaba de 7 antenas en total con los tracks de 368 y 760 m de longitud. Para tener más información sobre el interferómetro NOEMA se remite a <http://www.iram-institute.org/EN/noema-project.php>

Las observaciones del estudio sobre la retroalimentación de formación estelar en M 82, se llevaron a cabo con el interferómetro del Plateau de Bure de 6 antenas. Con las antenas en configuración C y D se observaron las frecuencias en las bandas 1 y 2, en un intervalo de 80 a 116 GHz y de 129 a 177 GHz respectivamente. Usamos tanto los correladores de banda estrecha con una resolución de 20 kHz, como el de banda ancha WideX para cubrir los 3.6 GHz en doble polarización con un espaciado de canales de 1.95 MHz. En cada momento, únicamente una banda de frecuencia puede ser observada, pero con las dos polarizaciones disponibles. El correlador de banda estrecha admite como input dos señales de ancho de banda 1 GHz.



Figura A.2: Interferómetro del Plateau de Bure.

NOEMA, el sucesor del Plateau de Bure, es el observatorio más potente en milimétricas del hemisferio norte y uno de los complejos más avanzados hoy en radioastronomía. NOEMA llegará a tener 12 antenas en 2019. Su resolución espacial será cuatro veces la actual y la sensibilidad diez veces mayor.

Estos radiotelescopios, tanto el 30 m del Pico de Veleta como el interferómetro NOEMA, juegan un papel crucial en la astronomía, ya que permiten el estudio de la materia fría a través de las mediciones de la emisión de gas molecular y del polvo - elementos clave en la formación de estrellas y galaxias y por lo tanto, en la evolución del universo.

Apéndice B

Modelo de transferencia radiativa

Los resultados obtenidos en esta tesis están generalmente basados en el modelo de transferencia radiativa. La modelización de la emisión del gas puede realizarse mediante distintos planteamientos. En este apéndice se presentan diversas definiciones, la ecuación de transferencia radiativa y varias aproximaciones que conducen a la resolución de la ecuación.

B.1. Radiación

La energía se transmite por radiación, convección y conducción. En el medio interestelar se transmite normalmente por radiación. En el transporte de energía por radiación cada volumen de control absorbe parte de la energía incidente y reemite otra parte. El campo de radiación se puede describir mediante la **intensidad de radiación o intensidad específica**, I_ν . Se define I_ν como la energía E por unidad de tiempo t que atraviesa un área S perpendicular a la dirección k que es transportada por la radiación que se propaga dentro de un ángulo sólido Ω en un intervalo de frecuencia ν . I_ν contiene información de la distribución espacial del campo de la radiación tal que $I_\nu = I_\nu(\vec{x}, t; \hat{n})$, siendo \hat{n} la dirección de los rayos que transportan la energía electromagnética y \vec{x} la posición donde está situada la superficie orientada $d\vec{S}$.

$$dE = I_\nu(\vec{x}, t; \hat{n})(\hat{n} \cdot d\vec{S})d\Omega_{\hat{n}}d\nu dt \quad (\text{B.1.1})$$

Las unidades de la intensidad específica, ecuación B.1.1, en el sistema cgs son: $\text{erg cm}^{-2} \text{ rad}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$.

Cuando la radiación no interactúa con el medio, la conservación de la energía implica

que se ha de cumplir

$$\frac{1}{c} \partial_t I_\nu + \nabla I_\nu = 0 \quad (\text{B.1.2})$$

Cuando la radiación atraviesa un medio material las partículas, al transitar entre sus estados de energía, pueden emitir o absorber radiación y alterar así el balance de fotones. Si se consideran las interacciones más comunes entre la radiación y la materia la ecuación de transferencia pasa a ser la siguiente:

$$\frac{1}{c} \partial_t I_\nu(\hat{n}) + \hat{n} \cdot \nabla I_\nu(\hat{n}) = \epsilon_\nu - \kappa_\nu I_\nu(\hat{n}) + \kappa_\nu^{\text{sca}} \int_{S^2} [I_\nu(\hat{n}'\phi(\hat{n}' \rightarrow \hat{n}) - I_\nu(\hat{n}\phi(\hat{n} \rightarrow \hat{n}'))] d\Omega_{\hat{n}'} \quad (\text{B.1.3})$$

Los sumandos a la derecha de la ecuación B.1.3 corresponden, de izquierda a derecha, a los siguientes procesos:

- **Emisión espontánea:** es el proceso por el cual un átomo en un estado excitado pasa a un estado de energía inferior. Cuando una transición tiene lugar, el átomo emite radiación dando lugar a un incremento de la energía del haz. Está cuantificada por la emisividad, ϵ_ν (ó j_ν), definida como la energía emitida espontáneamente en la unidad de tiempo, unidad de frecuencia y en un gramo de materia estelar. j_ν tiene unidades de $\text{erg g}^{-1} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ en el sistema cgs. Con lo que la aportación de la energía del haz debido a este efecto queda:

$$dE = j_\nu dV d\Omega dt d\nu \quad (\text{B.1.4})$$

- **Absorción y emisión inducida:** la intensidad de radiación absorbida es directamente proporcional a la intensidad de radiación incidente. Este proceso se puede describir mediante la expresión:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu \quad (\text{B.1.5})$$

siendo $-\alpha_\nu$ el coeficiente de absorción (medido en cm^{-1}). Se cumple que $\alpha_\nu = \rho\kappa_\nu$. Se define κ_ν como el coeficiente de absorción masivo u opacidad (medido en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$). En astronomía es habitual incluir también en este coeficiente otro proceso, el de la emisión inducida. Este consiste en la emisión de fotones de la misma frecuencia y sentido de propagación que la de un fotón incidente que actúa de estímulo y equivale formalmente a una absorción con coeficiente negativo (no a una emisión espontánea). El inverso del coeficiente de absorción es la longitud denominada *recorrido libre medio de la radiación*, $l_\nu = 1/\alpha_\nu$. este parámetro indica la distancia media recorrida por un fotón de frecuencia ν antes de ser absorbido.

- **Dispersión:** este proceso consiste en la desviación del sentido de propagación de los fotones incidentes sin que cambie su frecuencia. La intensidad del rayo varía tanto por la incorporación de fotones provenientes de otros rayos como por la pérdida de fotones propios que son dispersados en otras direcciones. La magnitud de este proceso está promediada por el coeficiente de dispersión κ_ν^{sca} y por las probabilidades de transición de un rayo \hat{n}' a otro \hat{n} tal que $\phi(\hat{n}' \rightarrow \hat{n})$ sabiendo que:

$$\int_{S^2} \phi(\hat{n}' \rightarrow \hat{n}) d\Omega_{\hat{n}'} = \phi(\hat{n}' \rightarrow \hat{n}) d\Omega_{\hat{n}} = 1 \quad (\text{B.1.6})$$

Se define la distancia a lo largo del rayo, s ,

$$\hat{n} \cdot \nabla \equiv \frac{d}{ds} \quad (\text{B.1.7})$$

Al considerar tanto los procesos de emisión como los de absorción se obtiene la **ecuación de transferencia radiativa** (también denominada de transporte radiativo):

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu \quad (\text{B.1.8})$$

Para resolverla se trata de conocer todas las contribuciones relevantes a α_ν y a j_ν . Se define la *opacidad* o la *profundidad óptica* como:

$$\tau_\nu(s_0; s) \equiv \int_{s_0}^s \kappa_\nu(s') ds' \quad (\text{B.1.9})$$

Se define la *función fuente* como la relación entre el coeficiente de emisión y el de absorción tal como sigue:

$$S_\nu \equiv \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \quad (\text{B.1.10})$$

Cuando el estado de estudio se considera estacionario, $\partial_t I_\nu = 0$, la ecuación de transferencia B.1.8 se escribe en función de estas nuevas variables del modo siguiente:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = S_\nu - I_\nu \quad (\text{B.1.11})$$

Se llega a que su solución general es:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu \quad (\text{B.1.12})$$

La solución general de la ecuación de transporte radiativo B.1.12 con las hipótesis de:

1. estado estacionario $\partial_t I_\nu = 0$
2. y, además, medio homogéneo, es decir, en el caso de que S_ν no dependa de τ_ν

viene dada por:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau(\nu)} + S_\nu(1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (\text{B.1.13})$$

Para la resolución de la ecuación anterior B.1.13 se pueden realizar dos simplificaciones o hipótesis:

- Si el medio es ópticamente transparente (también denominado delgado) a una frecuencia dada, es decir, $\tau(\nu) \ll 1$ implica que la expresión: $1 - e^{-\tau(\nu)} \approx \tau_\nu$. Con lo que:

$$I_\nu(\tau_\nu) \approx I_\nu(0) + S_\nu\tau_\nu \quad (\text{B.1.14})$$

- Si el medio es ópticamente opaco (espeso) a una frecuencia dada, es decir, $\tau(\nu) \gg 1$ entonces:

$$I_\nu(\tau_\nu) \approx S_\nu = \text{constante} \quad (\text{B.1.15})$$

La potencia radiada por unidad de área, de frecuencia, y de ángulo sólido por un cuerpo negro a una temperatura T viene dada por la función de Planck.

$$B_\nu(T) = (2h\nu^3/c^2)(1/(e^{h\nu/kT} - 1)) \quad [\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}] \quad (\text{B.1.16})$$

siendo $h=6.626 \cdot 10^{-27}$ erg s, la constante de Planck y $k=1.38 \cdot 10^{-16}$ erg K^{-1} , la constante de Boltzmann.

B.2. Equilibrio termodinámico

Cuando la materia y la radiación están en **equilibrio termodinámico (TE)** el sistema conjunto es un cuerpo negro (a la frecuencia de la radiación). Las temperaturas de excitación, T_{ex} y cinética T_K coinciden y definen la temperatura de equilibrio T_{eq} o T . En tal caso se cumple que:

1. La distribución de equilibrio para todas las partículas (átomos, moléculas o electrones) es la de Maxwell.

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k T_{eq}}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT_{eq}} \quad (\text{B.2.1})$$

2. La población relativa de los niveles viene dada por la ley de Boltzmann (densidad de partículas en un nivel con respecto al fundamental u otro).

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E/kT_{eq}} \quad (\text{B.2.2})$$

3. La ecuación de ionización o ley de Saha nos da la población relativa de átomos ionizados con respecto al número total de átomos o el número de átomos neutros.
4. La radiación cumple la ley de Planck del cuerpo negro.

$$B_\nu(T_{eq}) = (2h\nu^3/c^2)(1/(e^{h\nu/k_B T_{eq}} - 1)) \quad (\text{B.2.3})$$

Además:

- la intensidad de la radiación ha de ser igual a la función de Planck, $I_\nu = B_\nu(T_{eq})$
- los flujos netos de energía electromagnética han de ser nulos.

$$\frac{dI_\nu}{ds} = 0 \quad (\text{B.2.4})$$

De las ecuaciones B.1.11 y B.2.4 se deduce que la función fuente es igual a la función de Planck:

$$S_\nu = I_\nu = B_\nu(T_{eq}) \quad (\text{B.2.5})$$

B.3. Equilibrio termodinámico local

Más habitual que el caso de equilibrio termodinámico es el caso de **equilibrio termodinámico local**. Se cumple que la materia por sí sola está en equilibrio termodinámico en cada punto, pero no con la radiación.

La función fuente es igual a la función de Planck evaluada en la temperatura de excitación de la materia, T_{ex} (lo que se conoce como Ley de Kirchoff).

$$S_\nu = B_\nu(T_{ex}) \quad (\text{B.3.1})$$

En este caso cuando la densidad crece, las poblaciones de los niveles de las partículas son controladas por las colisiones. Cuando las transiciones colisionales (ver B.5) dominan sobre las transiciones radiativas, las poblaciones vienen dadas por la ley de Boltzmann, ecuación B.2.2, con $T_{ex} \approx T_k$. Si la densidad del medio es suficiente, la opacidad podría ser elevada y la radiación tendería al equilibrio termodinámico y vendría dado por la ley de Planck.

En radioastronomía es habitual expresar la intensidad en temperatura de brillo, T_B . La temperatura de brillo T_B se define como la temperatura equivalente de Rayleigh-Jeans de un cuerpo negro que diera la misma intensidad de emisión que la radiofuente. Es decir:

$$I_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} \kappa_B T_B \quad (\text{B.3.2})$$

$$T_B = S_\nu (\lambda^2 / 2k) \Delta\theta \quad (\text{B.3.3})$$

Para longitudes de onda larga realizamos la simplificación $h\nu \ll kT$. En el caso de TE la temperatura de brillo es igual a la temperatura de equilibrio para aquellas frecuencias tales que $h\nu \ll k_B T_{ex}$ (régimen de Rayleigh-Jeans).

Por tanto:

$$B_\nu = 2\kappa_B T_{ex} / \lambda^2 \quad (\text{B.3.4})$$

Si el cuerpo negro subtende un ángulo $\Delta\theta$, se define el flujo S_ν como la potencia por unidad de área y de frecuencia:

$$S_\nu = (2\kappa_B T_{ex} / \lambda^2) \Delta\theta \quad (\text{B.3.5})$$

La solución de la ecuación de transporte radiativo en el caso de la espectroscopía molecular viene dada por:

$$T_B = (J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})) (1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (\text{B.3.6})$$

siendo la función de Planck en escala de temperatura de excitación:

$$J_\nu(T_{ex}) = \frac{h\nu/k}{e^{h\nu/kT_{ex}}} \quad (\text{B.3.7})$$

Siendo T_{ex} la temperatura de excitación de la línea y T_{bg} la temperatura de fondo de radiación. En radioastronomía se ha de considerar en general dos contribuciones: el fondo cósmico de microondas (Cosmic Microwave Background, CMB), que corresponde a un

cuerpo negro a una temperatura $T_{bg} = 2.73$ K, y las fuentes de continuo.¹

La temperatura de excitación de la línea viene dada por:

$N_l/N_u = (g_l/g_u)e^{h\nu/(kT_{ex})}$, donde N_l , g_l , N_u , g_u , son la densidad proyectada y la degeneración del nivel inferior y superior de la transición, respectivamente. En un medio homogéneo, como el que se supone para nuestro caso, se cumple que:

$$T_B = T_{exc}(1 - e^{-\tau(\nu)}) + T_{bg}e^{-\tau(\nu)} \quad (\text{B.3.8})$$

La opacidad τ_ν depende de las constantes moleculares, la cantidad de materia en la línea de mirada y la temperatura de excitación. Se calcula con la expresión:

$$\tau_\nu = c^2\phi_\nu A_{ul}N_u(e^{h\nu/(kT_{ex})} - 1)/(8\pi\nu^2) \quad (\text{B.3.9})$$

donde ϕ_ν es el perfil de la línea con área normalizada a la unidad y A_{ul} es el coeficiente de Einstein en s^{-1} .

En el caso ópticamente delgado, $\tau(\nu) \ll 1$. La expresión $1 - e^{-\tau(\nu)} \approx \tau_\nu$.

Sustituyendo esta aproximación en la ecuación de transporte radiativo y despreciando la temperatura de radiación de fondo (T_{bg}) frente a la temperatura de excitación (T_{ex}), tenemos que la temperatura de brillo a una frecuencia determinada es:

$$T_B = hc^2\phi_\nu A_{ul}N_u/(8\pi k\nu) \quad (\text{B.3.10})$$

Pasando al espacio de velocidades, utilizando $\delta\nu = (c/\nu)\delta v$ e integrando en el perfil de la línea, se obtiene:

$$W = 10^{-5}hc^3 A_{ul}N_u/(8\pi k\nu) \quad (\text{B.3.11})$$

Donde $W = \int T_B dv$ es el área de la línea observada en K km s^{-1} y ν viene dada en GHz. De aquí podemos deducir fácilmente la densidad proyectada de moléculas que se

¹En el estudio de M 82 y de MON R2, las fuentes de continuo o bien están delante del sistema, bien son débiles, bien ocupan una fracción pequeña de ángulo sólido de los sistemas (en cuyo caso su contribución se diluye dentro del haz). Con lo que se asume que sólo el fondo cósmico contribuye a la radiación de fondo. Puesto que la temperatura de excitación de la materia es mayor que la del CMB, en muchos casos incluso esta contribución es poco significativa.

encuentran en el nivel de energía superior de la transición. La expresión es la siguiente:

$$N_u = 1,94 \times 10^3 \nu^2 W / A_{ul} \text{ [cm}^{-2}\text{]} \quad (\text{B.3.12})$$

B.4. Método de los diagramas rotacionales: aproximación LTE

Si consideramos que la molécula está en equilibrio termodinámico local (ETL), es decir, que la población de sus niveles de energía puede ser descrita por la ecuación de Boltzmann a una temperatura determinada (que llamaremos T_{rot}), entonces $T_{ex} = T_{rot}$ y la densidad proyectada total de esa molécula (número total de moléculas por unidad de superficie en el cielo) viene dada por:

$$N_t = N_u g_u / (Q(T_{rot}) e^{E_u/T_{rot}}) \quad (\text{B.4.1})$$

donde

$$Q(T_{rot}) = \sum g_i e^{-E_i/T_{rot}} \quad (\text{B.4.2})$$

es la función de partición a la temperatura rotacional del gas y E_i es la energía del nivel i en K.

Una de las herramientas más utilizadas para calcular la emisión de las moléculas y obtener sus densidades de columna^{II} es el **diagrama de rotación**. Consiste en la representación gráfica de la densidad de columna normalizada por el peso estadístico N_u/g_u de cada transición en función de la energía del nivel superior de las mismas (E_u/k). Para ello se realiza un ajuste lineal por mínimos cuadrados. La solución sería una recta (o varias) cuya pendiente(s) es la temperatura de rotación ($-1/T_{rot}$) y su intersección con el eje de ordenadas indica la densidad columnal total dividida por la función de partición ($\log(N/Q(T_{rot}))$).

Por lo tanto combinando las ecuaciones B.3.12, B.4.1 y B.4.2 se obtiene:

$$N_u = \frac{1,94 \times 10^3 \nu^2 W Q(T_{rot})}{A_{ul} g_u} e^{E_u/kT_{rot}} \quad (\text{B.4.4})$$

^{II}La densidad de columna total N se define como la densidad superficial de la especie observada a lo largo de la línea de mirada:

$$N = \int n ds \quad (\text{B.4.3})$$

y tomando logaritmos se tiene:

$$\log \frac{1,94 \times 10^3 \nu^2}{A_{ul} g_u} W = \log \frac{N}{Q(T_{rot})} - \frac{\log e}{k T_{rot}} E_u \quad (\text{B.4.5})$$

B.5. Método LVG: aproximación no LTE

El método de los diagramas rotacionales se puede utilizar cuando las condiciones son las de equilibrio termodinámico local.

Se definen los coeficientes colisionales R_{ij} como las tasas de colisión por segundo y por molécula. Se pueden expresar como $R_{ij} = C_{ij} n_{col}$. Se incluye n_{col} en la expresión anterior para tener en cuenta que R_{ij} depende de las densidades colisionales del compañero, que a menudo es H_2 .

Se definen asimismo los coeficientes de tasa colisionales C_{ij} [$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$] como las secciones eficaces de velocidad integrada que dependen de la temperatura a través de la velocidad relativa de las moléculas colisionantes y posiblemente también a través directamente de las secciones eficaces de colisión. Los coeficientes de tasa colisionales obedecen las relaciones de balance, al igual que las relaciones de Einstein^{III}

Cuando las colisiones dominan, es decir $C_{ij} \gg A_{ij}$, entonces la $T_{ex} \rightarrow T_K$ y nos encontramos ante un equilibrio termodinámico local y no es necesario realizar la aproximación no LTE.

En un sistema en equilibrio termodinámico de dos niveles se tiene que:

$$n_1 C_{12} = n_2 C_{21} \quad (\text{B.5.1})$$

La distribución de Boltzmann de población de niveles, ecuación B.2.2 quedaría introduciendo la ecuación B.5.1 como:

^{III}Para cada par de niveles i, j , las tasas (transiciones por unidad de tiempo y por partícula) a las que ocurren las transiciones radiativas están fijadas por los *coeficientes de Einstein*, A_{ij} , B_{ij} y B_{ji} . En emisión espontánea, cada partícula en el estado i decae al estado j emitiendo un fotón de frecuencia ν_{ij} con una tasa A_{ij} . En absorción, las partículas en el estado j ascienden al estado i por absorción de fotones de frecuencia ν_{ij} con una tasa por partícula $B_{ji} I_{ij}$. En emisión estimulada, las partículas en el estado i , al interactuar con los fotones de frecuencia ν_{ij} decaen al estado j con una tasa por partícula $B_{ij} I_{ij}$

$$C_{12} = (g_2/g_1)C_{21}e^{(-\Delta E)/(kT)} \quad (\text{B.5.2})$$

El equilibrio estadístico para los dos niveles resulta:

$$dn_1/dt = -n_1(B_{12}J + C_{12}) + n_2(A_{21} + B_{21}J + C_{21}) \quad (\text{B.5.3})$$

$$dn_2/dt = n_1(B_{12}J + C_{12}) - n_2(A_{21} + B_{21}J + C_{21}) \quad (\text{B.5.4})$$

donde J es J_ν integrada en $\phi(\nu)$ y J_ν (medida en $\text{erg cm}^{-2} \text{ rad}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$) es la media de I_ν en los 4π esteroradianes, tal que:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu d\Omega \quad (\text{B.5.5})$$

Para resolver estas ecuaciones se debe conocer el campo de radiación, es decir, debemos resolver J . La dificultad es que las ecuaciones están acopladas. A continuación se describe la manera de desacoplar las ecuaciones y por tanto, resolverlas. En un estado no LTE, se utilizará el método de Probabilidad de escape.

B.6. Probabilidad de escape

Fuera del equilibrio termodinámico local una temperatura de excitación diferente puede caracterizar la población de cada nivel relativa a la del estado fundamental o a la de cualquier estado.

Para la resolución de la ecuación de transferencia radiativa hay que desacoplar los cálculos de los de las poblaciones de niveles, ecuaciones B.5.3. El método de probabilidad de escape, usado por primera vez por Sobolev, utiliza un factor que determina la probabilidad de que un fotón de una nube pueda escapar del sistema. Si β es ese factor y S es la función fuente (relación entre el coeficiente de emisión y el de absorción, ecuación B.1.10), entonces podemos definir $J = S(1 - \beta)$. Introduciendo este parámetro en las ecuaciones de equilibrio estadístico B.5.3, quedan:

$$dn_2/dt = n_1C_{12} - n_2C_{21} - \beta n_2A_{21} \quad (\text{B.6.1})$$

El método de probabilidad de escape toma como hipótesis que el factor β depende

de la geometría y de la profundidad óptica, pero no del campo de radiación. Uno de los principales inconvenientes de la resolución de la ecuación de transferencia radiativa es que en general no cabe una solución con la hipótesis de equilibrio termodinámico local, puesto que todos los puntos del sistema están acoplados por la radiación. Sin embargo, en sistemas donde los gradientes del campo de velocidad macroscópica son intensos, el desplazamiento Doppler de la frecuencia puede desacoplar realmente los distintos puntos del sistema. En esta situación, la emisión que ve cada punto de la nube procede de una región restringida, de una región separada, lo que proporciona un desacoplamiento radiativo de las distintas regiones, con lo que la temperatura de excitación y la opacidad de la línea dependen sólo de parámetros locales (densidad, abundancia y temperatura cinética de la molécula) despreciándose la excitación inducida por los fotones emitidos por las moléculas de otro volumen de control contiguo. Esta aproximación tiene en consideración que la anchura de las líneas es debida a la existencia de grandes gradientes de velocidad a lo largo de una nube o una región, tal que la variación de velocidad entre puntos relativamente cercanos es mayor que la dispersión de velocidad.

Sobolev introduce β en las ecuaciones de equilibrio estadístico y de ese modo se desacoplan de las de transferencia radiativa. Si se elige el factor β^{IV} aplicado a una esfera que se expande radialmente tenemos que:

$$\beta = (1 - e^{-\tau})/\tau \quad (\text{B.6.2})$$

Esta aproximación es la llamada de Sobolev o de Large Velocity Gradient (LVG).

^{IV}Se puede resolver la ecuación de transferencia radiativa en equilibrio termodinámico no local, mediante RADEX, un software disponible. Utiliza la aproximación LVG. RADEX se puede utilizar gratuitamente de <http://var.sron.nl/radex/radex.php>

En este software se utiliza la temperatura de radiación T_R .

$$T_R = c^2 I(\nu)_{fuente} / (2\nu^2 k).$$

En el caso de Rayleigh-Jeans $h\nu \ll kT$. $T_B = T_R$.

RADEX utiliza la aproximación de Osterbrock para una esfera uniforme:

$$\beta = (1,5/\tau)[1 - 2/\tau^2 + ((2/\tau) + (2/\tau^2))e^{-\tau}]$$

En el caso de una línea ópticamente espesa, únicamente el primer término de la fórmula se retiene.

^VMADEX es otro software disponible que calcula las intensidades de las líneas moleculares con una aproximación no-LTE LVG para las moléculas cuyos coeficientes colisionales están disponibles o tomando como hipótesis condiciones LTE (una temperatura única rotacional y una distribución de Boltzmann para las poblaciones de niveles). Para ello el medio es homogéneo isoterma asumiendo un alto gradiente en velocidad y geometría esférica. En esta aproximación, las ecuaciones de equilibrio estadístico se resuelven suponiendo condiciones de excitación locales y un formalismo de probabilidad de escape promediado geoméricamente para los fotones emitidos (Sobolev 1960; Castor 1970).

Apéndice C

Código MEUDON

El código de Meudon para las regiones PDR calcula la estructura atómica y molecular de las nubes interestelares. Para ello, además de utilizar el modelo de transferencia radiativa del apéndice B, incluye en sus cálculos la influencia de los granos de polvo, la excitación, el balance térmico y la química de muchas especies moleculares. Se puede utilizar para estudiar la física y la química de nubes difusas, regiones PDR, nubes oscuras, regiones circunestelares, etc.

Se explican a continuación las características generales del código MEUDON, las hipótesis, las variables, los parámetros, la estructura del código, la influencia de los granos, la transferencia radiativa, la excitación, el balance térmico y la química

C.1. Características generales

Tielens & Hollenbach (1985) mostraron que la emisión de PDRs podría ser parametrizada por la densidad n de la nube y la intensidad del campo de radiación UV que ilumine dicha nube, G_{UV} (en unidades de Habing Field, $1,6 \cdot 10^{-3}$ ergs cm^{-2} s^{-1}). Le Petit et al. (2006) presentaron 2 modelos diferentes. Uno de nubes difusas con baja excitación y el otro para nubes densas con alta excitación. El presente código es la implementación y mejora del modelo de Le Bourlot et al. (1993). El modelo en el que se basa el código Meudon considera un recinto plano paralelo estacionario de gas y polvo iluminado por un campo de radiación procedente de uno o ambos lados de la nube. Las intensidades del campo pueden ser diferentes. El campo de radiación incidente puede ser el estándar de radiación de campo Interestelar (ISRF) y / o el de una estrella. El modelo resuelve en cada punto de la nube, la ecuación de transferencia radiativa en el campo UV teniendo en cuenta la absorción en el continuo por el polvo y las transiciones discretas de H y H₂. El modelo calcula el balance térmico teniendo en cuenta los procesos de calentamiento tales como el efecto fotoeléctrico en el polvo, la química, los rayos cósmicos, etc. y el

enfriamiento resultante de la emisión infrarroja y milimétrica de abundantes especies. La química se resuelve para cualquier número de especies y reacciones.

Una vez que la abundancia de átomos y moléculas y niveles de excitación de las especies más importantes se han calculado en cada punto, las intensidades de línea y las densidades de columna se pueden deducir. Una restricción se basa en que los resultados del modelo no se pueden comparar directamente con las observaciones de regiones de rápida evolución. En el caso de PDRs, las escalas de tiempo son pequeñas en baja o alta excitación y más cortas que las escalas de tiempo de las reacciones químicas de dos cuerpos en ambientes difusos. La escala de tiempo de la fotodisociación de H_2 es del orden de $1000/\chi$ años en el borde de la nube, siendo χ la intensidad del campo de radiación ultravioleta.

C.2. Hipótesis, variables y parámetros

Se toman como hipótesis las siguientes:

- Cada célula de gas es lo suficientemente pequeña para considerar todas sus cantidades físicas como constantes.
- A su vez es lo suficientemente grande para que tengan sentido estadístico las cantidades físicas.
- La densidad se define como $n_H = n(H) + 2n(H_2) + n(H^+) \text{ cm}^{-3}$
- Todas las cantidades, parámetros de entrada o de salida dependen al menos de la coordenada espacial, profundidad óptica del polvo, τ_v , calculada perpendicularmente a un plano semi infinito.
- En las ecuaciones físicas las derivadas parciales respecto al tiempo $\partial/\partial t$ se desprecian. Esto implica que todos los cálculos se realizan cuando $t \rightarrow \infty$ con lo que hay casos que no se pueden calcular, tales como la obtención de las intensidades del borde de una PDR, ya que la línea de vista es infinita. Ni tampoco el cálculo de las emisividades de un objeto pre-estelar muy joven, ya que los procesos dominantes dependen del tiempo.

Se definen las siguientes variables (o parámetros dependiendo de si se les da o no valores iniciales o según lo que se pretenda resolver) : T_K temperatura cinética, n_H densidad de núcleos de hidrógeno, $n(X)$ abundancia y $u(\lambda)$ densidad de energía de radiación. Al modelo, además, hay que incorporarle los diferentes parámetros astrofísicos

como χ la intensidad del campo de radiación ultravioleta, ζ la tasa de ionización de rayos cósmicos, A_v la extinción, v_{turb} la velocidad turbulenta, δ_X depleción de átomos y P la presión térmica. Las propiedades físicas también son un input para el modelo: $k_{XY}(T_k)$ coeficiente de reacción química, $\sigma_X(E)$ sección cruzada, A_{ij} coeficiente de Einstein de transición espontánea, $q_{ij}(T_k)$ coeficiente de excitación colisional. Hay que tener en cuenta las incertidumbres de algunos parámetros para poder evaluar la sensibilidad de los resultados.

C.3. Estructura del código

La ejecución del código está estructurada en 3 pasos diferentes. Primero se rellenan las diferentes condiciones. Segundo, a partir de los inputs anteriores, la estructura física de la nube se calcula y como resultado se obtiene un fichero binario. Por último, un código permite extraer las metas iniciales (variables de interés) y desarrollar la interpretación física y química.

El acople de procesos físicos y químicos (transferencia radiativa con química y balance térmico con químico) requiere de métodos numéricos para la resolución. Como el campo de radiación decrece cuando τ_v aumenta, la densidad de energía dentro de la nube se reduce a su vez. Con lo que las condiciones físicas en un punto dependen más de zonas de la nube cercanas al borde que de zonas apantalladas internas. Esto se utiliza para los cálculos desde el borde a zonas más profundas. Este proceso es iterativo. Primero se calcula la transferencia radiativa en el campo UV. A posteriori la química. Y por último los niveles poblacionales y el balance térmico. Las ecuaciones químicas se resuelven usando el esquema Newton-Raphson. Para las ecuaciones físicas, al estar variando en todo momento con τ_v , se utiliza una matriz espacial con variaciones logarítmicas de τ_v , creciendo en factores de 10 hasta que se obtienen resultados físicos. Pueden aparecer múltiples soluciones para unos mismos inputs.

C.4. Propiedades de los granos

Los granos afectan a la curva de extinción de la nube, que se necesita para la transferencia radiativa UV. Sus propiedades pueden catalizar algunas reacciones químicas y son responsables de la formación de H_2 en condiciones galácticas estándar. Además toman parte en el equilibrio térmico a través del calentamiento fotoeléctrico, y tienen un débil acoplamiento colisional con el gas.

- La distribución del tamaño de grano, según Mathis et al. (1977), es $dn(a) \propto a^\alpha da$ donde

$dn(a)$ es el número de granos de forma esférica por unidad de volumen que tengan un radio entre a y $a+da$ y $\alpha = -3,5$.

- La curva de extinción UV en función de la longitud de onda, según Fitzpatrick & Massa (1990):

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = c_1 + c_2x + c_3 \frac{x^2}{(x^2 - y_0^2)^2 + x^2\gamma^2} + c_4F(x) \quad (C.4.1)$$

siendo $F(x) = 0,5392(x - 5,9)^2 + 0,05644(x - 5,9)^3$ si $x > 5,9 \mu m^{-1}$ y 0 en cualquier otro caso. Los parámetros $c_1, c_2, c_3, c_4, \gamma$ e y_0 son una función de

$$R_v = \frac{A_V}{E(B - V)}$$

- Las secciones cruzadas de absorción de grano se cogen de Draine & Lee (1984) y de Laor & Draine (1993). Estos valores se determinan a partir del análisis experimental de las propiedades de extinción de partículas de grafito y silicatos esféricas para una muestra de radios entre 1 nm 10 μm . Los valores correspondientes a radios menores que 50 nm se consideran para poder emular los hidrocarburos policíclicos aromáticos (PAH). Los parámetros y valores típicos en las PDR que se tienen en consideración son: tamaño mínimo de grano ($3 \cdot 10^{-7}$ cm), a_{min} , tamaño máximo de grano ($3 \cdot 10^{-5}$ cm), a_{max} , distancia media entre adsorciones ($2,6 \cdot 10^{-8}$ cm) d , el índice α (-3.5), albedo del polvo (0.42) w , factor de anisotropía (0.6) g , $\frac{M_{grano}}{M_{gas}}$ (0.01) G_r , masa volumétrica de grano (3 g cm^{-3}) ρ_{gr} , $\frac{A_V}{E_{B-V}}$ (3.1) R_V , $\frac{N_H}{E_{B-V}}$ ($5,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$) C_D , curva de extinción c_3, γ e y_0 , coeficiente de absorción $Q_{abs}(a, \lambda)$.

C.5. Resolución de la ecuación de transferencia radiativa en el campo UV

Las aproximaciones principales para resolverla se basan en desacoplar los procesos radiativos de los químicos y térmicos. Para ello la radiación UV que llega se desacopla de la infrarroja y milimétrica que sale. Se supone que no existe función fuente UV interna, con lo que la transferencia a longitudes de onda UV es dispersión o absorción pura seguida por emisión. La fotodisociación o fotoionización que se pudiese producir por fotones UV secundarios generados por rayos cósmicos en el gas molecular no es explícitamente calculada. La ionización por rayos cósmicos se introduce en el modelo según Gredel et al. (1989). La redistribución de los efectos de la radiación se desprecian a excepción de la dispersión anisotrópica UV por los granos. En las primeras etapas de las iteraciones, cuando se está realizando la base de datos, la función fuente de varias transiciones para el cálculo de la opacidad de la línea se obtiene mediante una aproximación de proba-

bilidad de escape. En cambio, ninguna aproximación se realiza en la integración de la profundidad óptica en el centro de la línea para cada línea. Después de tener la temperatura, abundancias y poblaciones de niveles en cada punto de la nube se puede resolver la ecuación de transferencia radiativa en la línea de mirada, para obtener los perfiles de línea y las intensidades integradas. No se resuelve el balance térmico de los granos resultante de la emisión continua IR del polvo, ni la emisión de los PAH.

- Absorción del continuo

La atenuación de la radiación dentro de la nube viene descrita por la ecuación siguiente y se resuelve por el método de armónicos esféricos según Flannery et al. (1980) y Roberge (1983).

$$\mu \frac{\partial I(r, \mu)}{\partial s} = -(\kappa_\lambda + \sigma_\lambda)I(r, \mu) + \frac{\sigma_\lambda}{2} \int_{-1}^{+1} p(\mu, \mu')I(r, \mu')d\mu' \quad (\text{C.5.1})$$

siendo $\mu = \cos\theta$, θ el ángulo entre la dirección perpendicular al recinto de gas y la dirección de propagación del haz de luz, s la abscisa curvilínea en la dirección perpendicular al recinto de gas. $I(r, \mu)$ es la intensidad específica en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Å}^{-1}$ en la posición r en la dirección dada por μ , κ_λ es el coeficiente de absorción total (gas y polvo) en cm^{-1} y σ_λ el coeficiente de dispersión del polvo en cm^{-1} . $p(\mu, \mu')$ es la función de redistribución angular debido al polvo del campo de radiación.

La extinción del gas en las líneas de H y H₂ se tiene en cuenta introduciendo la opacidad τ_λ del modo siguiente:

$$d\tau_\lambda = -ds(\kappa_\lambda^G + \kappa_\lambda^D + \sigma_\lambda) \quad (\text{C.5.2})$$

donde κ_λ^D es el coeficiente de extinción del polvo y κ_λ^G es el coeficiente de absorción del gas. Ambos en cm^{-1} .

La contribución del polvo se obtiene de:

$$d\tau_\lambda^D = d\tau_V^D \left(1 + \frac{1}{R_V} \frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}}\right) \quad (\text{C.5.3})$$

y $ds = 1,086 \frac{C_D}{R_V} \frac{1}{n_H} d\tau_V$ Las curvas de extinción $\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}}$ se escogen de una base de datos usando los ajustes de Fitzpatrick & Massa (1986, 1988, 1990). El factor R_V se determina por Cardelli (1994) y Patriarchi et al. (2001, 2003), teniendo un valor aproximado a 3.1.

- Absorción discreta

Las absorciones discretas en el UV son debidas principalmente a las transiciones electrónicas H Lyman y moleculares de H₂. La fotodisociación de H₂ tiene lugar en los

niveles rotacionales ($J=0,1$, etc.). Estas líneas se vuelven anchas debido a efectos de saturación. Dada una línea de absorción con nivel inferior l y superior u , su contribución a la opacidad a longitud de onda λ

$$\kappa_{l \rightarrow u}^G = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc \Delta \nu_D} n_l f_{lu} H(a_{lu}, \xi) \quad (\text{C.5.4})$$

donde $\Delta \nu_D = (v_0/c)[2kT_K/m] + v_{turb}^2]^{1/2}$ es la anchura de la línea debida al efecto doppler, T_K es la temperatura cinética del gas, v_{turb} es la velocidad turbulenta, n_l es la densidad del nivel poblacional inferior, f_{lu} es la potencia del oscilador y $H(a_{lu}, \xi)$ es el perfil de Voigt definido por: $H(a, \xi) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{d} y a^2 + (\xi - y)^2$ donde $a = \Gamma/4\pi\Delta\nu_D$ y $\xi = (v - v_0)/\Delta\nu_D$. Esta función $H(a, \xi)$ se resuelve según Wells (1999). Con todos los cálculos anteriores la ecuación de transferencia radiativa se simplifica a:

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} = I(\tau, \mu) - S(\tau, \mu) \quad (\text{C.5.5})$$

con la función fuente $S(\tau, \mu) = \frac{\omega(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} p(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu$.

- Probabilidad de escape

Mediante el método de Flannery et al. (1980) se calcula la probabilidad de escape de los fotones UV producidos dentro de la nube, por ejemplo, dentro de las cascadas de H_2 . Estos fotones son emitidos isotrópamente por lo que la fracción que llega a un lado de la nube es similar a lo resuelto en la transferencia radiativa anteriormente. La nube se divide en dos partes en la posición τ^- de la molécula emisora. Las condiciones de contorno se ponen a 1 en τ^- y 0 en $\tau = 0$ y en $\tau = \tau_{max}$, siendo τ_{max} la profundidad óptica máxima de la nube. La probabilidad de que un fotón emitido en τ^- llegue a $\tau = 0$ o τ_{max} es entonces la relación $J(0)/J(\tau^-)$, respectivamente $J(\tau_{max})/J(\tau^-)$.

C.6. Excitación

Los niveles poblacionales se calculan. Se incluyen los coeficientes colisionales, atenuación radiativa, interacción con el fondo cósmico y procesos de formación y destrucción de estados. Se desprecia la extinción del polvo para líneas milimétricas e infrarrojas. Después de que las iteraciones han convergido, el estado de la nube es conocido y con ello se puede resolver la ecuación de transferencia radiativa.

Apéndice D

Procesos de cambio de energía: procesos radiativos y colisionales

En un sistema pueden ocurrir muchos procesos por el que se produce un intercambio de energía. Estos pueden dar lugar a transiciones entre niveles discretos (con la aparición de líneas espectrales), transiciones entre un nivel discreto y uno continuo (ionización o recombinación) y transiciones en el continuo. El espectro de estos dos últimos es continuo.

Los procesos de interacción entre materia y radiación pueden ser radiativos o colisionales. En los primeros existe emisión o absorción de fotones; en cambio, en los segundos, existen las colisiones entre electrones y átomos, por ejemplo.

Se presentan a continuación los procesos por el cual un átomo o una molécula cambian a un estado de energía más bajo o más alto, emitiendo o absorbiendo fotones y electrones.

- Absorción: fotón + átomo = átomo excitado.
- Emisión espontánea: átomo excitado = fotón + átomo.
- Emisión estimulada o inducida : fotón + átomo excitado = 2 fotones + átomo.
- Fotoionización: fotón + átomo = ión + electrón.
- Recombinación radiativa: ión + electrón = fotón + átomo.
- Emisión continuo-continuo (Bremsstrahlung): electrón + ión = electrón + ión + fotón.
- Absorción continuo-continuo: fotón + electrón + ión = electrón + ión.
- Excitación colisional: electrón + átomo = electrón + átomo.

- Desexcitación colisional: electrón + átomo excitado = electrón + átomo.
- Ionización colisional: electrón + átomo = 2 electrones + ión.
- Recombinación colisional: 2 electrones + ión = electrón + átomo.
- Difusión Thompson: fotón + electrón = fotón + electrón.

