



**UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMÍA**

**POLVO FRÍO Y GAS MOLECULAR EN LA REGIÓN N11
DE LA NUBE GRANDE DE MAGALLANES**

**TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGÍSTER EN
CIENCIAS, MENCIÓN ASTRONOMÍA**

**AUTOR:
CINTHYA NATALIA HERRERA CONTRERAS**

**PROFESOR GUÍA:
MÓNICA RUBIO LOPEZ**

**MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
FRANÇOIS BOULANGER
LEONARDO BRONFMAN
GASPAR GALAZ**

**SANTIAGO DE CHILE
OCTUBRE 2009**

Resumen

La segunda región de formación estelar más brillante en la Nube Grande de Magallanes, N11, fue estudiada a través de su emisión milimétrica. A 1.2 mm se tiene que la emisión está constituida por varios radiaciones: emisión libre-libre, emisión de la transición molecular CO(2-1) y emisión de polvo frío. Este último actúa como trazador de la materia interestelar por lo cual se puede utilizar para calcular las masas de las nubes moleculares. Para poder discriminar la emisión de polvo en el continuo milimétrico con respecto a todas las contribuciones a 1.2 mm se utilizaron imágenes obtenidas con el bolómetro SIMBA a 1.2 mm, con el radiotelescopio SEST en la transición CO(2-1) a 230 GHZ y con el interferómetro ATCA a 8.64 GHz para trazar la emisión libre-libre, para finalmente obtener una imagen de polvo. Se utilizaron las nubes moleculares individuales de N11 identificadas anteriormente por Herrera (2007) (Herrera et al. (2010) en preparación) a las cuales se les midió las distintas contribuciones a 1.2 mm. Para 7 de las 27 nubes fue posible calcular el valor de las masas de polvo y luego utilizando la razón de masa de polvo a gas se pudo calcular la masa del gas. Estos valores de masa de gas fueron comparados con valores anteriores de la masa de las nubes moleculares obtenidos por dos distintos métodos: teorema del virial y emisión CO. Las masas milimétricas resultaron ser mayores que las masas CO y que las masas viriales en Herrera (2007) presentando un rango de este cuociente de 0.6 a 19.5 y de 0.1 a 5.8 , respectivamente, donde la media del cuociente entre la masa milimétrica y al masa virial es 1.4 ± 0.7 . Esto difiere de lo estudiado en nuestra galaxia en donde las masas milimétricas son similares a las masas viriales (Mezger et al. 1990), pero concuerda con otros estudios realizados en las Nubes de Magallanes (Rubio et al. 2004; Bot et al. 2007).

Junto con esto también se realizó una modelización de las regiones en las superficies de las nubes moleculares, PDRs. El modelo utilizado fue el código PDR Meudon y se aplicó a 9 de las 27 nubes, las que se encontraban directamente afectadas por la radiación de la asociación OB central de N11, LH9. Se realizaron diagramas color-color para comparar los modelos con las observaciones. En general los datos no coincidieron con los modelos salvo en un par de nubes. Ajustando un modelo a la nube 2d definida en Herrera (2007) se pudo obtener la variación de la temperatura de gas en la nube y el campo de radiación en la misma. Las densidades de columnas encontradas son menores que las densidades de columna promedio calculadas con la emisión CO lo cual nos dice que para que exista coherencia entre ambos valores de densidad de columna las nubes moleculares deben tener o una extinción mayor a 50 mag o se debe utilizar otra ley de extinción que sea adecuada para esta región. También se calcularon las intensidades más estudiadas de líneas atómicas y moleculares de H₂, CO, CI, CII y OI, las que se compararon con los datos observacionales obtenidos por SEST dando valores similares. Estas líneas también se contrastaron con observaciones recientes realizadas con NANSEN en 30 Dor obteniendo resultados diferentes lo cual es muy interesante de investigar a futuro con datos obtenidos por la última generación de telescopios a longitudes de onda larga.

Agradecimientos

Las primeras personas a las cuales agradeceré son a mi mamá Cecy y a mis hermanas Eve y Karla. Aunque mi mamá no le creía a esa niña de doce años que decía querer ser astrónoma cuando grande siempre me apoyó y se sacrificó por mí y mis hermanas. Evelyn y Karla han sido fuertes pilares en mi vida, hemos compartido todo, hemos pasado momentos muy felices y muy tristes pero siempre han estado para apoyarme, para aconsejarme, para guiarme. Mis tres más amadas mujeres en mi vida, sin ellas yo no podría haber llegado a esta instancia de mi vida. Gracias a mi papá Juan Carlos ya que en estos últimos años nos hemos podido unir mucho más y he recibido valiosos consejos, apoyo y cariño de su parte. Agradezco enormemente a mi profesora de estos últimos tres años, la Dra. Mónica Rubio. Desde que comencé a trabajar con ella a fines del año 2006 siempre me apoyó y me instó a hacer las cosas mejor, esta tesis se debe en gran parte a la labor de ella, y el que yo haya seguido en esta área de la astronomía también. Ella es una gran profesional y una gran persona, agradezco haberla tenido como profesora guía y sin duda seguiremos trabajando juntas. Un capítulo entero de esta tesis la desarollé bajo la extraordinaria supervisión del Dr. François Boulanger en el Institut d'Astrophysique Spatiale en Francia. Él es realmente una persona muy amena y un excelente científico, agradezco la hospitalidad y la atención que me dió durante y después de la visita al IAS, preocupándose siempre del desarrollo de la tesis y animándome siempre con su buen humor. Estoy segura que seguiremos haciendo un magnífico trabajo cuando comience a hacer mi doctorado con él como profesor guía. Gracias a todos los profesores que he tenido durante mis estudios de pregrado y postgrado tanto en la Pontificia Universidad Católica de Chile como en la Universidad de Chile, de ellos aprendí a ser astrónoma. Por supuesto que agradezco a mis amigos y compañeros, a mis queridas amigas Fabi y Karla que aunque tomamos caminos completamente distintos sabemos que nuestra amistad perdurará durante los años porque amistades como las que forjamos son más fuertes que el tiempo. Agradezco a mis *amigos astronómicos* de antes y de ahora, no me daría tanta tristeza dejar Calán si no fuera por ellos, gracias por la amistad, la ayuda y las tardes de pin-pon y taca-taca. También quiero agradecer a todos los funcionarios del Cerro Calán que hicieron de mis días de desarrollo de mi Magíster más placenteros. Agradezco a Dr. John Dickel por la disposición de las imágenes del telescopio ATCA y a Dr. Paul Jones y Dra. Maria Cunningham por la ayuda en el tratamiento de las mismas. Por último agradezco al Departamento de Astronomía de la Universidad de Chile, proyecto Basal PFB-06, proyecto FONDECYT No 1080335 (PI M. Rubio), programa PICS del convenio CONICYT-CNRS (Programme International de Coopération Scientifique), fondo ALMA-SOCHIAS y beca NRAO (National Radio Astronomy Observatory) cuyo apoyo financiero hizo posible el exitoso desarollo de mi Magíster y de esta tesis.

Índice General

1. Introducción	1
1.1. Objetivos	2
1.2. Antecedentes	2
1.3. Estructura de la Tesis	3
2. La Región de Formación Estelar N11	4
2.1. Contenido Estelar de N11	5
2.2. Emisión Molecular	6
3. El Medio Interestelar	9
3.1. Componentes del ISM	9
3.2. Fases del Gas en el Medio Interestelar	11
3.3. Fuentes de Energía	13
3.4. Polvo Interestelar	13
4. Reducción de Datos	15
4.1. Datos de emisión molecular CO	15
4.2. Imagen de contínuo de radio	16
4.3. Imagen a 1.2 mm	16
4.4. Datos del IR	17
4.5. Convolución de las imágenes	17

5. Emisión Milimétrica de las Nubes Moleculares	23
5.1. Emisión Contínua Milimétrica del Polvo	23
5.1.1. Radiación libre-libre	24
5.1.2. Contribución de la línea CO(2-1) a 1.2 mm	25
5.2. Masa del gas	27
5.3. Determinación de las masas de las nubes moleculares	29
5.3.1. Masas milimétricas	30
5.3.2. Masas milimétricas para nubes definidas por Israel et al. (2003)	31
6. Modelamiento del Gas y del Polvo	35
6.1. Estructura de la región	35
6.1.1. Modelo de la emisión estelar: simulación Starburst99	36
6.1.2. Modelo de la Región HII	37
6.1.3. Modelo de la PDR	40
6.2. Código para el modelo de la PDR: Meudon	40
6.3. Densidad de Columna	42
6.4. Comparación del modelo Meudon con las observaciones	44
6.4.1. Datos utilizados	45
6.4.2. Colores	45
6.4.3. Variación de extinción A_V	49
6.4.4. Variación de la distancia	50
6.4.5. Efecto de la Luminosidad	50
6.4.6. Comparación de densidad de columna	51
6.4.7. Distribución de tamaños de granos de polvo	52
6.5. Modelamiento del gas	54
6.5.1. Densidades	54
6.5.2. Variación del Campo de Radiación en la nube	54

6.5.3. Temperatura	56
6.5.4. Flujo de Líneas de Gas	56
7. Conclusiones	59
Bibliografía	61
Apéndices	63
A. Propiedades de Nubes Moleculares	64
A.1. Área	64
A.2. Radio	65
A.3. Intensidad	65
A.4. Luminosidad	66
A.5. Masa	66
B. Transferencia Radiativa en la región HII	68
B.1. Balance de ionización	69
B.2. Solución para la Transferencia de Radiación	70
B.2.1. Caso simple: sin emisión de polvo	70
B.2.2. Ecuación General	71
C. Código para la Transferencia Radiativa en la región HII	72
D. Teorema del Virial	78

Índice de Figuras

2.1. Región N11 en la Nube Grande de Magallanes	4
2.2. Asociaciones estelares OB en N11	5
3.1. Esquema de una región de fotodisociación	10
4.1. Imagen CO(2-1) obtenida con el SEST	17
4.2. Imágenes obtenidas con el interferómetro ATCA	18
4.3. Imagen obtenida con el bolómetro SIMBA	19
4.4. Imágenes del telescopio espacial Spitzer	20
5.1. Superposición de las distintas contribuciones en 1.2 mm	24
5.2. Nubes en N11 cuya masa milimétrica fue calculada	31
5.3. Nubes moleculares individuales en N11	33
5.4. Nubes moleculares en N11 de los dos estudios, Israel et al. (2003) y Herrera (2007)	33
6.1. Esquema de la región sujeta a la radiación UV	36
6.2. Curvas de radiación proveniente de los cúmulos principales de N11	38
6.3. Espectro de radiación del cúmulo a partir de S99	39
6.4. Radiación libre-libre y radiación termal de polvo de la región HII	40
6.5. Espectro de emisión de la PDR	43
6.6. Nubes moleculares en N11 con modelamiento de la PDR	44
6.7. Diagrama Color-Color $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$ vs $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$	46
6.8. Diagrama Color-Color $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$ vs $F_{1,2mm}/F_{24\mu m}$	46

6.9. Diagrama Color-Color $F_{70\mu m}/F_{1,2mm}$ vs $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$	47
6.10. Diagrama Color-Color $F_{160\mu m}/F_{1,2mm}$ vs $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$	48
6.11. Diagrama Color-Color $F_{70\mu m}/F_{8\mu m}$ vs $F_{8\mu m}/F_{1,2mm}$	48
6.12. Variación del campo de radiación según extinción	49
6.13. Variación del campo de radiación según distancia	50
6.14. Efecto de la Luminosidad en el modelo PDR	51
6.15. Diagrama Color-Color $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$ vs $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$ para modelos de Draine & Li (2007)	53
6.16. Diagrama Color-Color $F_{70\mu m}/F_{8\mu m}$ vs $F_{8\mu m}/F_{1,2mm}$ para modelos de Draine & Li (2007)	53
6.17. Densidades de H y H ₂ en la nube 2d	55
6.18. Densidad de CO y C en una nube de $A_V=5$	55
6.19. Variación del campo de radiación al entrar en la nube	56
6.20. Variación de la temperatura del gas en la nube 2d de N11	57

Índice de Tablas

2.1. Características de las asociaciones OB LH9 y LH10 de la región N11.	5
2.2. Parámetros de las nubes moleculares individuales en N11	7
3.1. Propiedades físicas de las fases del gas en el ISM	11
4.1. Características de las frecuencias de los datos observados con el SEST	16
5.1. Emisión milimétrica de las nubes de N11	29
5.2. Masas milimétricas de nueve nubes de N11	30
5.3. Masas milimétricas para nubes definidas por Israel et al. (2003)	32
5.4. Comparación entre nubes definidas por Israel et al. (2003) y por Herrera (2007)	34
6.1. Parámetros utilizados para simulación Starburst99	36
6.2. Entradas al código PDR Meudon	42
6.3. Densidades de columna de las nubes	51
6.4. Característica de modelos de polvo de Draine & Li (2007)	52
6.5. Emisión en el IR de los modelos de polvo de Draine & Li (2007)	54
6.6. Intensidades de líneas de emisión de gas	58

Capítulo 1

Introducción

La evolución de las galaxias está condicionada por el proceso de formación de estrellas en ellas. El medio interestelar (ISM) compuesto de material gaseoso y particulado crea el vínculo entre la evolución galáctica y la formación estelar por lo que juega un rol intermediario para estas dos escalas. Por su parte el ISM se compone en un 99 % de gas y 1 % de polvo siendo el elemento principal por ser el más abundante el hidrógeno. Podemos encontrar el gas en varios estados y es en el estado molecular en donde están las condiciones de ambiente necesarias para que se origine el nacimiento de nuevas estrellas. Debido a las bajas temperaturas de las nubes moleculares y a que la molécula H_2 es simétrica ésta no se puede observar en longitudes de ondas milimétricas, por esto se utiliza como trazador la segunda molécula más abundante, el monóxido de carbono (CO). Observaciones del CO nos permiten determinar propiedades físicas de las nubes moleculares como tamaños, masas y luminosidades.

Las nubes moleculares se han estudiado de manera exhaustiva en nuestra galaxia siendo el trabajo de Solomon et al. (1987) el primero en la obtención de las propiedades físicas de estas nubes, encontrando tamaños típicos, anchos en las líneas de las velocidades, masas a partir del teorema del virial y luminosidades CO pudiendo de esta forma estudiar distintas correlaciones entre estos parámetros, mientras en la publicación de Dame et al. (1986) se muestra un estudio en el primer cuadrante galáctico encontrando relaciones de leyes de potencia entre anchos de línea y tamaños y entre densidades y tamaños. Hace un par de décadas atrás comenzó el estudio de nubes moleculares en otras galaxias. Las Nubes de Magallanes son galaxias satélites de la Vía Láctea y son tan cercanas a nosotros que sirven como laboratorios para el estudio de los procesos de formación estelar en un medio ambiente muy distinto al presente en nuestra galaxia. En particular la Nube Grande de Magallanes (LMC) se encuentra a 50 kpc de distancia (Persson et al. 2004) y presenta una baja metalicidad (Westerlund 1997; Keller & Wood 2003). La LMC contiene interesantes regiones de formación estelar masivas como lo es N11 (Henize 1956) la cual, después de 30 Dorado, es la segunda región HII más brillante y más grande en la LMC.

Existe evidencia (Rubio et al. 1993) que en ambientes de baja metalicidad como lo es el medio interestelar de las Nubes de Magallanes el CO no estaría trazando completamente el gas molecular debido a que la baja cantidad de polvo existente no protegería suficientemente a esta molécula de la radiación fotodisociadora proveniente de estrellas masivas cercanas y se encontraría confinada solo a los núcleos densos de las nubes mientras que el H_2 se autoprotegería de esta radiación extendiéndose más espacialmente con respecto al CO. Observaciones de la emisión de polvo templado entonces revelarían la masa de la nube molecular que de otra forma no se puede trazar.

Por otro lado en la superficie de las nubes moleculares se produce una interfaz entre las regiones donde el hidrógeno está completamente ionizado (regiones HII) y el gas neutro. Estas regiones se llaman regiones fotodisociadas (PDR) y es la zona donde los procesos físicos y químicos son dominados por los fotones incidentes. Se han realizado estudios completos para modelar estas regiones, modelos que son comparados con datos observacionales. Una vez que se encuentra una correlación entre las observaciones y el modelo se puede extraer diversa información de estos modelos. Existe un modelo de PDR llamado Modelo PDR Meudon (Le Petit et al. 2006) el cual auna la modelización para el polvo y para el gas. A partir de la modelización de una nube obtenemos información acerca de las líneas de transiciones del gas tanto atómicas como moleculares, la abundancia a través de la nube, temperaturas y abundancias químicas.

1.1. Objetivos

Este proyecto de tesis de Magíster está enfocado principalmente en dos grandes metas:

- Cálculo de masas de nubes moleculares en la región N11 de la Nube Grande de Magallanes a partir de la emisión milimétrica de polvo templado a 1.2 mm.
- Estudio de PDR's en sistemas de baja metalicidad a través de la comparación entre las observaciones y modelos del gas y polvo.

La realización de estos objetivos conllevará a un profundo estudio de las nubes moleculares en la región N11 pudiendo ser comparadas con lo que ocurre en otras zonas de las Nubes de Magallanes y en zonas de nuestra misma galaxia.

1.2. Antecedentes

El tema de investigación de esta tesis de Magíster es una prosecución de mi tesis de licenciatura realizada en la Pontificia Universidad Católica de Chile bajo la tutela de la Dr. Mónica Rubio (Herrera (2007), H07; Herrera et al. (2010) en preparación). La descripción de la identificación de las nubes moleculares y la obtención de sus propiedades se encuentra en el apéndice A. En esta investigación se estudiaron e identificaron las nubes moleculares en la mayor parte de la región N11 a través de la emisión molecular CO($J=2-1$) y CO($J=1-0$) con datos obtenidos con el SEST en La Silla. Se calculó la masa del gas con dos métodos distintos, uno utilizando la intensidad de la emisión de la transición molecular CO($1-0$) y otro a partir del teorema del virial. Los resultados de las masas obtenidos con estos dos métodos discrepan para todas las nubes siendo siempre la masa virial mayor que la masa luminosa CO, con un valor medio de 3.5 veces mayor. Este resultado es consistente con otros cálculos realizados en ambas Nubes de Magallanes (Rubio et al. 1993; Garay et al. 2002) y es una evidencia de la confinación del CO a las partes más densas de las nubes moleculares en ambientes de baja metalicidad producto de la radiación fotodisociadora.

Aun así la determinación de las masas utilizando el teorema del virial conlleva una serie de suposiciones como lo son esfericidad de las nubes, autogravitación, que el principal contribuyente al ancho de línea sea debido a la cinemática de la nube y la ausencia de campos magnéticos. La diferencia entre los valores de las masas obtenidas para estas nubes moleculares nos lleva a preguntarnos si la masa virial es la masa real de la nube molecular. El propósito de esta tesis

consiste por una parte en obtener las masas de las nubes moleculares usando un tercer método.

Debido a que las moléculas se formarían sobre las superficies de granos de polvo las nubes moleculares deberían presentar granos de polvo en toda su estructura por lo que el polvo trazaría la materia interestelar. El estudio realizado por Mezger et al. (1990) mostró que los valores obtenidos mediante la emisión milimétrica para nubes moleculares en nuestra galaxia eran semejantes a los valores obtenidos con espectroscopía de transiciones de líneas moleculares, Alton et al. (2002) estudiaron la galaxia NGC 6946 que está a 10 Mpc que presenta una alta cantidad de CO encontrando una muy buena correlación entre el CO y el polvo, mientras que Rubio et al. (2004) y posteriormente Bot et al. (2007) realizaron un estudio de la emisión continua del polvo a 1.2mm en la Nube Chica de Magallanes obteniendo que las masas determinadas por este método eran mayores por un factor aproximado de dos a las masas viriales. Utilizando estos antecedentes podemos enfocarnos en calcular las masas de nubes moleculares a través de la emisión de polvo en el continuo milimétrico.

Por su parte en el modelamiento de la PDR se usó el código PDR Meudon el cual ya ha sido probado, en el trabajo de Gonzalez García et al. (2008) tomaron una PDR muy bien estudiada (S140) encontrando resultados coherentes con estudios anteriores.

1.3. Estructura de la Tesis

Se dividió el trabajo de la siguiente manera, en la presente sección se introdujo en el tema a estudiar y se presentaron los antecedentes que serán base del estudio, en la sección 2 se presenta la región de formación estelar estudiada N11, en la sección 3 se describe el medio interestelar, luego en la sección 4 se señalan los datos utilizados; los distintos constituyentes a la emisión milimétrica y la física de la obtención de la masa del gas a partir de la emisión milimétrica del polvo y sus resultados están precisados en la sección 5 junto con la correlación existente entre ellos, en la sección 6 se expone el modelo utilizado para estudiar la física del polvo y del gas de la PDR en las superficies de las nubes moleculares y los resultados obtenidos, y por último en la sección 7 se indican las conclusiones. Se adjuntan cuatro apéndices, en el primer apéndice se muestra parte de mi trabajo de práctica de Licenciatura explicando la obtención de las propiedades de las nubes moleculares en N11, en el siguiente se desarrolla el tratamiento utilizado para obtener la ecuación de transferencia radiativa para la región HII con la cual se pudo calcular el campo de radiación que incidiría a la PDR, en el tercer apéndice se muestra el código utilizado para la región HII y por último se trata el teorema del virial.

Capítulo 2

La Región de Formación Estelar N11

Junto con el estudio de las regiones de formación estelar en nuestra galaxia se ha hecho hincapié en las Nubes de Magallanes, galaxias irregulares y satélites de la Vía Láctea, las cuales al ser muy cercanas a nuestra galaxia sirven como excelentes laboratorios para estudiar la formación estelar en un medio ambiente muy distinto al existente en la Vía Láctea. En particular la Nube Grande de Magallanes es la más cercana de las dos estando a una distancia de 50 kpc (Persson et al. 2004), su composición química es bastante distinta al de la Vía Láctea presentando una baja metalicidad ($Z \approx 0.3 - 0.5 Z_{\odot}$ Westerlund (1997), $Z \approx 0.45 Z_{\odot}$ Keller & Wood (2003)) y su ISM cuenta con menos polvo y con una razón de masa de polvo a gas distinta. Esta galaxia contiene grandes regiones de formación estelar masiva como lo son 30 Dorado y N11 (Henize 1956), esta última es la segunda más brillante y más grande, se encuentra en su parte noroeste y exhibe una estructura particular en forma de anillo.

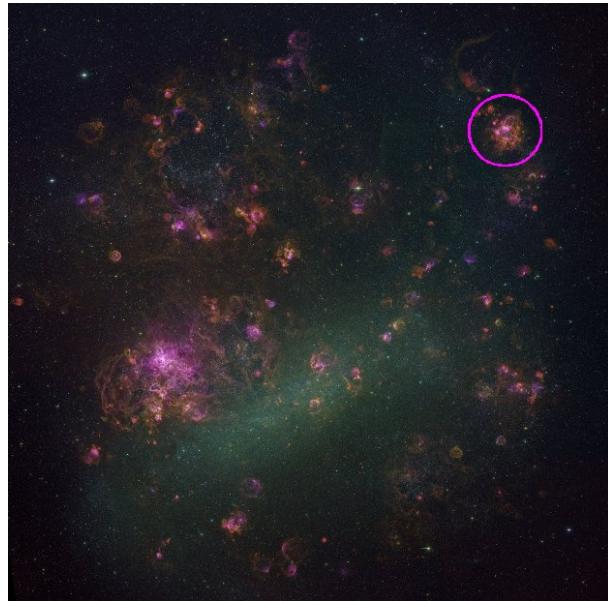


FIGURA 2.1: Ubicación de la región de formación estelar N11 en la Nube Grande de Magallanes.
Créditos imagen: C. Smith, S. Points, equipo MCELS y NOAO/AURA/NSF.

2.1. Contenido Estelar de N11

Después de 30 Dorado la región N11 es la segunda región de formación estelar más grande y luminosa en la LMC. La mayor característica de esta región es que presenta una cavidad de 170 pc de diámetro interno en cuyo interior se encuentra la asociación estelar OB LH9 (Lucke & Hodge 1970) (NGC 1761), mientras que hacia el norte de ésta se ubica el cúmulo LH10 asociado a la nebulosa N11B (NGC 1763). Al este de LH9 está la asociación OB LH13 asociado a la nebulosa N11C y hacia el noreste de LH10 está LH14 (N11E). LH9 y LH10 son los dos principales cúmulos en N11 (ver Figura 6.2).

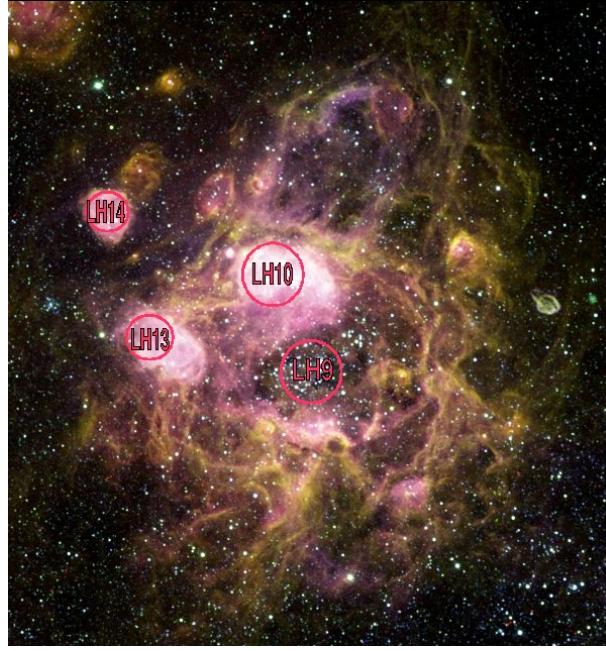


FIGURA 2.2: Ubicación de las asociaciones estelares OB LH9, LH10, LH13 y LH14 en la región N11. Esta imagen a color fue producida con los pasos de banda de hidrógeno, azufre y oxígeno.

Imagen fue tomada con el telescopio Curtis Schmidth en el CTIO como parte del Magellanic Clouds Emission-Line Survey. Créditos imagen: C. Aguilera, C. Smith y S. Points/NOAO/AURA/NSF.

Los datos de las dos asociaciones principales, LH9 y LH10, están descritos en la Tabla 2.1. Las edades fueron extraídas del estudio de Mokiem et al. (2007), mientras que las Funciones Iniciales de Masa (IMF) de Parker et al. (1992).

TABLA 2.1: Características de las asociaciones OB LH9 y LH10 de la región N11.

Asociación OB	RA J2000.0	DEC	Edad	IMF
			Myr	Γ
LH9	04:56:40.8	-66:28:41	7.0±1.0	-1.6±0.1
LH10	04:56:50.9	-66:24:38	3.0±1.0	-1.1±0.1

El contenido estelar de esta región fue descrito por Parker et al. (1992) en donde se realizó un estudio fotométrico

en los filtros UVB para las estrellas más azules y brillantes de ambos cúmulos las que dominarían la radiación en cada uno. En ambas asociaciones se encontraron estrellas tempranas, en particular en LH9 se encontró una estrella O6 y varias decenas de otras estrellas O más tardías, mientras que en LH10 se encontraron varias estrellas O3 y otras estrellas O pertenecientes a la secuencia principal de edad cero (ZAMS¹). En ese mismo trabajo se obtuvo las pendientes de las funciones iniciales de masa mostrando que LH10 tiene una proporción de estrellas masivas mayor que en LH9, lo cual refleja la marcada diferencia de edades de los cúmulos. Se cree que la formación estelar en LH10 podría haber sido gatillada por el cúmulo LH9 (Parker et al. 1992; Hatano et al. 2006). En Barbá et al. (2003) se realizó un estudio infrarrojo de la zona N11B y se muestra que existe una segunda generación estelar activa en N11B, lo cual se corrobora en Hatano et al. (2006), concluyendo que la formación estelar está activa en la región N11.

2.2. Emisión Molecular

Como se dijo en la sección 1.2, este trabajo es la continuación del estudio realizado por Herrera (2007). En la Tabla 2.2 podemos ver los resultados obtenidos en ese trabajo, solo hicimos una corrección en la comparación entre masas obtenidas con el teorema del virial y con la emisión CO ya que anteriormente no se había corregido por la abundancia del helio, con esto la mediana de la razón entre la masa virial y la masa del gas es de 3.47 con una desviación absoluta de 0.41 obtenida de la siguiente manera:

$$\sigma_{\text{median}} = 1,253 \frac{\sigma_{\text{mean}}}{\sqrt{N}} \quad (2.1)$$

en que N es el número de nubes que estamos utilizando. En el apéndice A está la descripción de la obtención de estas propiedades.

Anteriormente al trabajo realizado por Herrera (2007) esta región de formación estelar ya ha sido estudiada en la emisión molecular de CO por Israel et al. (2003) en el cual trabajaron con la emisión CO(1-0) y algunas mediciones en CO(2-1) pudiendo identificar 29 nubes moleculares en toda la región N11, de las cuales 15 estaban en la parte central. Con observaciones simultáneas en CO(1-0) y CO(2-1) nosotros pudimos identificar 27 nubes en la misma parte central de N11 (donde se encuentra la cavidad), esto es 12 nubes más que en I03. En la figura 5.3 se muestran las nubes moleculares identificadas en ambos estudios mientras que en la figura 5.4 se hace una comparación entre ellas. Las nubes moleculares identificadas por nosotros son en promedio más grandes que las nubes identificadas por I03 pero casi todas se corresponden en posición.

¹Zero Age Main Sequence

TABLA 2.2: Las nubes moleculares individuales en N11 definidas por Herrera (2007). El centro de coordenadas corresponde a $\alpha = 04^h : 56^m : 42,47^s$, $\delta = -66^\circ : 28' : 42''$, J2000.0. En la tabla podemos ver el corrimiento de las posiciones de las nubes en minutos de arco. La velocidad representa el ajuste gaussiano de la línea de emisión siendo la velocidad del Local Standard of Rest $V_{\text{LSR}} = 280$ km/s. Se muestra el radio obtenido en parsec, la intensidad de la línea CO integrada en toda la nube, el ancho a media altura del ajuste gaussiano en km/s y la luminosidad para la transición CO(1-0). Los errores otorgados son los obtenidos por el ajuste gaussiano. Las nubes que no presentan datos en CO(1-0) son porque no pudieron ser definidas en CO(1-0) pero si en CO(2-1) a causa de la mejor resolución de estos últimos datos.

Nube	X _{off} arcmin	Y _{off}	Velocidad km/s CO(2-1)	Velocidad Rango km/s	Radio ^a [pc]	CO(1-0)		
						I _{CO} K km/s	Δv km/s	L _{CO} (10 ²) K km/s pc ²
1a	7.2	8.3	268.6±0.2	262-269	12.7	82.5±1.7	5.5±0.1	27.9±0.6
1b	7.6	7.9	274.5±0.1	273-280	11.4	32.0±1.4	3.2±0.2	10.8±0.5
1c	7.2	-1.7	275.0±0.05	265-277	12.3	83.2±2.7	6.6±0.2	28.2±0.9
1d	6.6	-0.3	279.9±0.0	270-290	16.7	186.2±2.9	4.9±0.1	63.0±1.0
1e	4.0	0.9	268.9±0.1	264-274	7.3	13.2±0.6	2.6±0.1	4.5±0.2
1f ^b	5.4	0.5	278.4±0.1	270-287	5.7	-	-	-
1g	5.6	2.1	280.1±0.04	272-289	13.5	40.1±0.7	3.5±0.1	13.6±0.2
1h	4.2	9.1	276.7±0.05	272-282	8.7	16.0±1.9	4.0±0.7	5.4±0.6
1i	7.8	9.3	270.9±0.1	264-278	4.6	8.4±0.5	3.4±0.2	2.8±0.2
1j	3.6	5.1	277.6±0.04	267-288	10.9	60.4±1.5	5.7±0.2	20.4±0.5
1k	4.2	5.9	279.2±0.1	270-280	11.4	20.7±3.9	3.4±0.7	7.0±1.3
1l	1.5	4.3	280.0±0.1	270-284	9.3	43.3±5.3	4.5±0.6	14.7±1.8
1m ^b	1.5	3.5	282.1±0.1	275-289	5.7	-	-	-
1n	0.5	4.3	286.2±0.1	268-304	13.9	83.4±4.3	6.1±0.4	28.2±1.5
1o	4.0	7.1	283.2±0.1	275-291	7.3	24.2±0.8	4.1±0.2	8.2±0.3
1p	2.1	5.1	286.4±0.1	283-295	12.3	37.4±1.7	5.6±0.3	12.7±0.6
2a	-7.8	-5.5	270.2±0.05	268-278	9.3	55.1±1.4	5.2±0.2	18.6±0.5
2b	-8.2	-2.9	269.2±0.03	264-275	7.3	19.7±1.3	3.3±0.3	6.7±0.4
2c	-6.0	-5.7	278.9±0.04	264-293	16.1	295.8±11.5	7.5±0.4	100.1±3.9
2d	-6.4	-3.9	283.6±0.03	274-292	11.8	59.3±1.2	3.9±0.1	20.1±0.4
2e ^c	-7.0	-1.9	281.8±0.1	271-293	10.4	112.9±3.0	6.0±0.2	38.2±1.0
2f ^b	-9.0	-0.9	278.7±0.2	268-288	5.7	-	-	-
2g ^d	-7.0	-0.7	280.3±0.03	269-291	13.1	-	-	-
2h	-6.6	0.7	277.1±0.1	272-282	12.3	102.7±3.3	7.3±0.3	34.8±1.1
3a	-3.4	-8.9	277.4±0.03	270-285	13.5	111.4±1.3	3.6±0.05	37.7±0.4
3b	-2.1	-8.1	279.3±0.03	269-290	13.5	158.6±3.7	5.4±0.2	53.7±1.3
3c	-0.1	-3.5	268.6±0.04	261-276	8.7	43.4±3.2	4.1±0.4	14.7±1.1

Notas

^a Valor del radio obtenido de la emisión CO(2-1).

^b Estas nubes fueron definidas solo con una posición en CO(2-1), esto es utilizando un solo espectro, y no fueron detectadas en CO(1-0).

^c Esta nube corresponde a la nube 2e más 2g debido a que en CO(1-0) no se pudo resolver espacialmente ambas nubes.

^d La información en CO(1-0) de esta nube está incluida en la nube 2e.

TABLA 2.2: Parámetros para cada nube molecular obtenidos mediante la emisión CO(2-1). Se señala la razón de intensidades entre las transiciones CO(2-1) y CO(1-0) para la posición del peak de emisión en la nube molecular. Además están dados los valores para las masas obtenidas mediante la emisión CO(1-0) M_{lum} y el teorema del virial M_{vir} , mostrando el cuociente entre ambas.

Nube	Radio [pc]	CO(2-1)			$\frac{I_{\text{CO}(2-1)}}{I_{\text{CO}(1-0)}}$	M_{lum} $10^3 M_{\odot}$	M_{vir}	$\frac{M_{\text{vir}}^{\text{corr}}}{M_{\text{lum}}}$
		I_{CO} K km/s	Δv km/s	$L_{\text{CO}}(10^2)$ K km/s pc ²				
1a	12.7	43.6±3.8	4.3±0.3	14.8±1.3	0.83±0.06	17.0±0.4	80.7±2.9	3.49±0.4
1b	11.4	13.8±1.2	2.3±0.2	4.7±0.4	1.78±0.06	6.6±0.3	25.0±3.1	2.79±1.0
1c	12.3	29.6±0.8	3.5±0.2	10.0±0.3	1.04±0.02	17.1±0.6	112.3±6.8	4.82±0.4
1d	16.7	183.0±1.3	5.0±0.04	61.9±0.4	1.99±0.02	38.4±0.6	85.0±3.5	1.63±0.1
1e	7.3	8.2 ±0.7	2.7±0.2	2.8±0.2	0.42±0.13	2.7±0.3	10.1±0.8	2.72±2.3
1f	5.7	8.4 ±0.4	4.2±0.3	2.8±0.1	-	-	-	-
1g	13.5	56.5±1.2	4.2±0.1	19.1±0.4	1.44±0.05	8.3±0.1	35.5±2.0	3.16±0.8
1h	8.7	11.2±0.5	2.5±0.2	3.8±0.2	0.33±0.11	3.3±0.4	29.2±10.2	6.51±2.7
1i	4.6	3.9 ±0.3	3.5±0.3	1.3±0.1	0.63±0.06	1.7±0.1	11.0±1.3	4.67±4.4
1j	10.9	57.6±0.9	5.3±0.1	19.5±0.3	1.68±0.04	67.3±0.3	74.4±5.2	4.40±0.6
1k	11.4	24.4±1.2	3.2±0.2	8.3±0.4	0.96±0.28	24.9±0.8	27.6±11.4	4.75±1.8
1l	9.3	45.4±1.0	5.7±0.2	15.4±0.3	0.86±0.15	8.9±1.1	39.2±10.5	3.23±0.7
1m	5.7	9.3 ±0.6	3.6±0.3	3.2±0.2	-	-	-	-
1n	13.9	146.1±1.9	8.9±0.2	49.4±0.6	1.73±0.11	17.2±0.9	108.8±14.3	4.65±0.4
1o	7.3	23.4±0.6	3.9±0.1	7.9±0.2	1.03±0.06	5.0±0.2	26.4±2.6	3.89±1.4
1p	12.3	39.3±2.4	5.7±0.4	13.3±0.8	0.88±0.11	7.7±0.4	82.3±8.7	7.85±1.2
2a	9.3	23.4±0.6	4.1±0.1	7.9 ±0.2	0.38±0.02	11.4±0.3	53.7±4.1	3.47±0.6
2b	7.3	13.8±0.4	2.6±0.1	4.7 ±0.1	0.82±0.07	4.1±0.3	17.0±3.1	3.07±1.6
2c	16.1	241.2±2.3	7.3±0.1	81.6±0.8	1.27±0.04	61.0±2.4	187.7±20.1	2.26±0.1
2d	11.8	61.4±1.0	4.5±0.1	20.8±0.3	1.15±0.04	12.2±0.2	38.2±1.9	2.30±0.5
2e	10.4	37.5±0.9	6.0±0.2	12.7±0.3	2.33±0.02	23.3±0.6	128.5±8.5	4.06±0.3
2f	5.7	8.2 ±1.1	5.6±0.9	2.8±0.4	-	-	-	-
2g	13.1	87.5±1.1	5.5±0.1	29.6±0.4	-	-	-	-
2h	12.3	62.7±3.9	6.3±0.6	21.2±1.3	0.61±0.06	21.2±0.7	137.4±8.3	4.77±0.5
3a	13.5	100.4±1.6	3.5±0.1	34.0±0.5	1.23±0.02	23.0±0.3	36.6±1.0	1.17±0.2
3b	13.5	113.9±1.3	5.1±0.1	38.6±0.4	1.44±0.02	32.7±0.8	83.3±6.2	1.83±0.2
3c	8.7	25.8±0.6	3.8±0.1	8.7±0.2	0.41±0.06	8.9±0.7	31.4±6.1	2.58±0.7

Notas

^a $M_{\text{vir}}^{\text{corr}}$ corresponde a la masa virial corregida por la abundancia del helio, esto es por un factor de 1.36, para poder comparar ambas masas.

Capítulo 3

El Medio Interestelar

El medio interestelar se puede ver como el eslabón que aúna la última fase de una estrella con la formación de las mismas. Cuando una estrella termina su vida, en la mayoría de los casos los residuos de ésta se devuelven al medio interestelar los que enriquecerán el medio y a su vez serán la materia prima de la que se formarán futuras generaciones de estrellas, presentándose un proceso cíclico (feedback). Así cada generación de estrellas provocará que la metalicidad del ISM aumente. Mientras menos metálico sea el medio menos generaciones de estrellas habrán pasado por lo que representará un universo más temprano.

De esta forma el ISM es la interfaz entre escalas estelares y galácticas siendo sumamente importante en la evolución de las galaxias.

El ISM es muy tenue, presentando bajas densidades (nuestra galaxia presenta $\sim 10^6$ partículas por m^3) (Dyson & Williams 1997). La masa del ISM está compuesta de un 99 % de gas y un 1 % de polvo, a su vez el gas contiene mayoritariamente Hidrógeno ($\sim 90\%$) seguido por Helio ($\sim 10\%$) y un poco de elementos más pesados, lo cual representa el $\sim 5\%$ de toda la masa estelar de la Galaxia y el $\sim 0.5\%$ de la masa total de la Galaxia la cual está dominada por la materia oscura (Battaglia et al. 2005).

3.1. Componentes del ISM

La materia interestelar está compuesta por gas y polvo, los cuales se concentran para formar los siguientes objetos (Tielens 2005):

1. Regiones HII

Nebulosas de gas ionizado producidas por fotones de alta energía (UV extremo) provenientes de estrellas jóvenes, masivas y de tipos más tempranos que B con temperaturas típicas de 10^4 K. Se pueden encontrar en zonas muy compactas (0.5 pc) y en zonas difusas y extendidas (10 pc) cuyas densidades promedios son 10^3 - 10^4 cm^{-3} y 10 cm^{-3} respectivamente. Estas regiones emiten radiación electromagnética en un amplio rango, partiendo desde el óptico a través de líneas de recombinación de H y He, y de emisión de líneas prohibidas excitadas por colis-

siones, siguiendo por el rango de radio mediante el gas ionizado que produce emisión radiotermal (libre-libre), y terminando en el infrarrojo (IR) a través de la emisión del polvo templado.

2. Regiones de Fotodisociación

Las regiones del ISM en las que los procesos químicos y físicos son dominados por fotones FUV se designan Regiones de Fotodisociación o Regiones Fotodominadas (PDR¹) las que incluyen nubes interestelares difusas y translúcidas como lo es el ISM difuso. En particular, estas regiones corresponden a zonas atómicas-moleculares que separan el gas ionizado del gas molecular cuando se sitúan en las cercanías de estrellas energéticas (tipos espectrales O o B). Estas estrellas producen fotones de alta energía (Far-UV) los que calientan, disocian e ionizan las especies moleculares encontradas en esta zona, siendo estas regiones en consecuencia zonas de transición. En la Figura 3.1 se expone el esquema de una PDR en la cual los fotones altamente energéticos provenientes de una estrella O o B temprana suceden de una Región HII penetrando una nube molecular. Fotones con energías menores a la energía de ionización del hidrógeno (13.6 eV) disociarán el hidrógeno molecular e ionizarán el carbono. A medida que los fotones incidentes ahonden en la nube molecular densa estos serán atenuados por el polvo presente en ella.

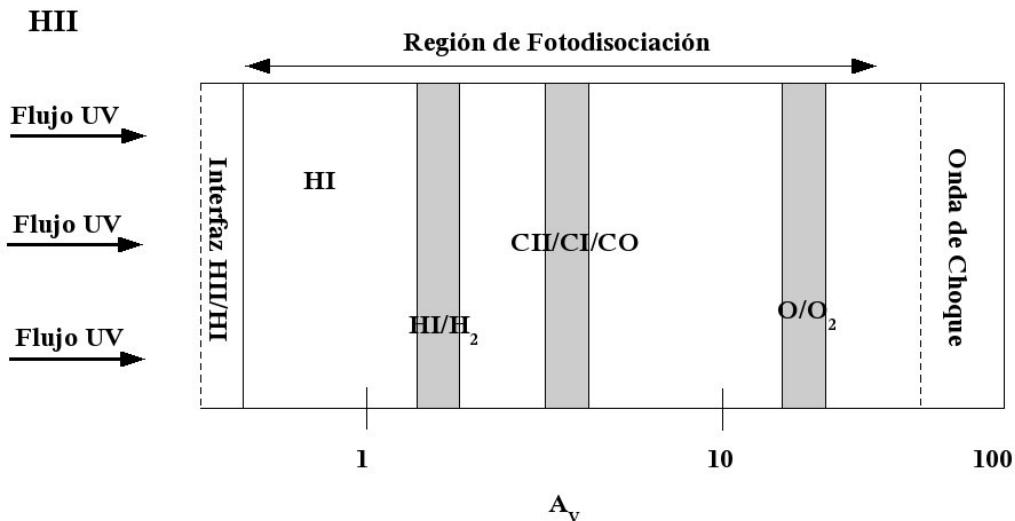


FIGURA 3.1: Esquema de una región de fotodisociación (Hollenbach & Tielens 1997).

3. Nebulosas Oscuras

Estas nebulosas son regiones frías y están compuestas de gas y polvo que bloquean la luz estelar por lo que son vistas en contra de un fondo de luz estelar, mientras que otras son visibles a causa de una nebulosa de emisión ubicada detrás de ellas (vistas a través de nuestra línea de visión). Esto último es bastante común debido a que el mismo gas asociado a la nebulosa puede ser calentado por estrellas cercanas radiando así como una nebulosa de emisión. Algunas de ellas pueden ser completamente oscuras ($A_v > 10$ mag) mientras que otras son casi transparentes. En el óptico muestran una reflexión débil de luz estelar.

¹Photodissociation Regions o Photodominated Regions

4. Remanentes de Supernova

Cuando una estrella termina sus días mediante una explosión se dice que es una Supernova (SN). Los remanentes de ésta corresponden al material eyectado durante la explosión el cual posee electrones a altísimas velocidades (relativistas), los cuales emiten radiación de sincrotón ya que viajan en forma espiral entorno al campo magnético emitiendo de esta manera fuertemente en radio. Por lo tanto los remanentes de SN son gas caliente producidos por ondas de choque. Producto del calentamiento del gas además existe emisión en rayos X.

3.2. Fases del Gas en el Medio Interestelar

El gas presente en el ISM se divide en tres tipos dependiendo de la temperatura a la que se encuentre, dando así origen a las distintas fases del gas en el medio interestelar caracterizadas por diferentes temperaturas, densidades y fracciones de ionización (Tielens 2005). En la Tabla 3.1 se muestran las características de estas fases.

TABLA 3.1: Diagrama de propiedades físicas de las distintas fases del gas en el medio interestelar (Tielens 2005).

Estado del Gas	Fase	Temperatura [K]	Densidad [partícula cm ⁻³]
Gas Molecular	MC	~ 10	~200
Gas Atómico Neutro	CNM	~100	~ 50
	WNM	~8000	~ 0.5
Gas Ionizado	WIM	~8000	~0.1
	HIM	~10 ⁵ -10 ⁶	~10 ⁻³

A continuación se describirán cada una de estas fases.

1. Gas Molecular

Gas en forma molecular, esto es, los átomos están ligados entre si (i.e. hidrógeno molecular H₂). Este gas lo encontramos en forma de:

- *Nubes Moleculares (MC²)*

Son concentraciones muy densas de gas y polvo que se encuentran en los centros de nebulosas oscuras, presentando temperaturas bajas y densidades altas (ver Tabla 3.1). Se clasifican obedeciendo a su tamaño, densidad, condiciones físicas y ubicación. Al ser estas nubes tan densas su propia gravedad evita la expansión, por lo que son autogravitantes.

Sus tamaños pueden abarcar todas las escalas, mientras que sus núcleos disponen de tamaños de ~1 pc, densidades de 10⁴ cm⁻³ y masas de 10-10³ M_⊙. Es en estos núcleos donde se produce el proceso de formación estelar a través de inestabilidades que, debido a la gravedad, hacen colapsar a la nube. Son estudiadas para investigar lo que concierne a las condiciones que llevan a la formación estelar, para determinar la función inicial de masa de la población estelar formada de esa nube la que a su vez define el proceso de evolución galáctica, y para investigar acerca de los detalles de la evolución protoestelar.

²Molecular Clouds

El estudio directo de la molécula H₂ no es posible realizarlo debido a que solo las líneas emitidas rotacionalmente tienen energías que las hacen visibles en longitudes de onda de radio y, al no poseer momento dipolar neto, el H₂ no cuenta con líneas rotacionales. Es por esto que se utiliza como trazador la molécula de dióxido de carbono (CO) la cual es la segunda más abundante con una razón de $\frac{H_2}{CO} = 10^4 - 10^5$. El ancho de la línea de emisión de CO refleja las altas presiones turbulentas de estas nubes (Larson 1981).

Estudiar las transiciones rotacionales de especies moleculares nos permite determinar propiedades físicas y químicas de la nube.

Hasta la fecha se han detectado más de 200 especies moleculares diferentes, las que se formarán en las superficies de los granos de polvo.

Cuando una nube molecular está siendo ionizada por una estrella cercana en la superficie de esta nube se crea una región de fotodisociación (sección 3.1)

2. Gas Atómico Neutro

Gas compuesto por átomos aislados (i.e. hidrógeno neutro HI). Es trazado por la línea 21 cm del hidrógeno la cual se origina por la alineación de los spin del protón y del electrón. Este cambio de spin puede ocurrir por colisiones entre átomos (poco probable por la baja densidad) o naturalmente después de millones de años (a causa de la existencia de billones y billones de átomos esta emisión es muy fuerte). Se observa en el óptico por líneas de absorción UV de varios elementos hacia estrellas brillantes de fondo.

Este gas se encuentra organizado en:

- *Medio Neutro Frío* (CNM³)

Nubes HI difusas y frías con temperaturas de 50-100 K, densidades de ~ 50 partículas por cm⁻³ y tamaños típicos de 10 pc.

- *Medio Neutro Tibio* (WNM⁴)

Gas menos denso que el anterior (~ 0.5 partículas por cm³) y presenta temperaturas aproximadas a 8000 K. Este gas se puede observar en la galaxia a altas latitudes.

3. Gas Ionizado

Gas compuesto por protones y electrones libres formando un plasma (i.e. hidrógeno ionizado HII). Es trazado por líneas de absorción UV de especies altamente ionizadas vistas en contra de fuentes brillantes de fondo o por la emisión de líneas atómicas como H_a, OIII, etc.

Este gas se presenta en dos formas:

- *Medio Ionizado Tibio* (WIM⁵)

Posee una física similar a las regiones HII debido a que está expuesto a la fotoionización por estrellas O o B. Tiene baja densidad ($\simeq 0.1$ cm⁻³) y temperaturas de $\simeq 8000$ K.

- *Medio Ionizado (o Intranube) Caliente* (HIM⁶)

Gas coronal, es muy caliente ($\sim 10^5$ - 10^6 K) y muy tenue (< 0.01 partículas por cm³). Es calentado e ionizado a través de choques llevados a cabo por vientos estelares por estrellas de tipo temprano o por explosiones de SN.

³Cold Neutral Medium

⁴Warm Neutral Medium

⁵Warm Ionized Medium

⁶Hot Ionized Medium

Cuando una estrella de tipo O o B empieza a disociar e ionizar su entorno molecular se forma alrededor de ella una esfera en donde el gas estará completamente ionizado (esfera de Strömgren) en donde se alcanza un equilibrio entre la tasa de recombinaciones con la tasa de ionizaciones, a esta zona se le llama región HII.

3.3. Fuentes de Energía

Junto con los objetos ya señalados, hay diversas fuentes energéticas en el ISM (Tielens 2005).

- **Campos de Radiación.** El ISM está embebido en diferentes campos de radiación, el principal es el campo de radiación estelar el cual depende ciertamente del tipo espectral de la estrella emisora. Para estrellas tempranas este campo domina en el FUV, para estrellas tipo A en la región visible, mientras que para estrellas tardías el campo de radiación va del rojo lejano (Far-Red) hasta el infrarrojo cercano (Near-IR). Además de esta directa contribución estelar existe también contribuciones indirectas como lo es el campo de radiación de PDRs producido por la re-radiación de fotones estelares por granos de polvo detectados en el Infrarrojo medio (Mid-IR) y como emisión continua en el Infrarrojo lejano y en el submilimétrico.
- **Campos Magnéticos.** Estos campos controlan gran parte de la dinámica del gas siendo una importante fuente de energía y de presión. Hay diversas formas en que son visibles, así como a través de las distintas polarizaciones: polarización de luz estelar producida por alineación de granos de polvo, polarización lineal de la emisión de sincrotón⁷ y polarización de la emisión continua en el infrarrojo lejano de granos de polvo alineados, entre otros.
- **Rayos Cósmicos.** Son partículas de altas energías ($\gtrsim 100 \text{ MeV nucleon}^{-1}$) principalmente originadas en las galaxias cuyo constituyente principal son protones de energías entre 1-10 GeV (~90 %), seguidos por núcleos de He (~9 %) y con un pequeño aporte de electrones (~1 %). Estas partículas contribuyen notoriamente en la densidad de energía del ISM. Cuando los protones interactúan con el ISM se producen Rayos γ , mientras que los rayos cósmicos de baja energía influyen en el calentamiento y polarización del gas interestelar.
- **Energía Cinética del ISM.** Las principales fuentes de este tipo de energía son los vientos de estrellas tempranas, outflows y explosiones de SN. Estos barren y comprimen el ISM cercano a la estrella provocando, entre otros, turbulencia influenciando la morfología del ISM.

3.4. Polvo Interestelar

La presencia de polvo interestelar fue notada por primera vez por la absorción de pequeños granos de polvo enrejeciendo⁸ y provocando extinción de la luz de estrellas distantes en la galaxia⁹ (Trumpler 1930). Luego se pudo corroborar la existencia de éstos a través de otros procesos como lo son el scattering y la polarización.

Los granos de polvo tienen un núcleo de carbono y silicio el cual puede estar inmerso en hielo o hielo seco. Los tamaños de los granos de polvo parten de los 5000 Å hasta los 5 Å, es decir todo el dominio molecular, siendo 10^{-13} por

⁷Radiación producida por una partícula moviéndose en un campo magnético a velocidades relativistas.

⁸La componente azul de la luz sufre scattering más fácilmente que la componente roja.

⁹La luz estelar es reducida al pasar a través del material del ISM.

átomo de hidrógeno la densidad típica para granos de tamaños de 1000 Å. Los granos de polvo del medio interestelar están compuestos de varios componentes diferenciándose en la composición química, estructura y distribuciones de tamaños. El espectro de la emisión de polvo presenta una característica a 2175Å la cual es probablemente debida al carbón el cual sería el mayor constituyente del polvo interestelar.

Según los tamaños los granos de polvo se dividen en tres componentes: granos pequeños VSGs¹⁰ con temperaturas hasta 1000 K, con tamaños que van desde 1 nm a 10 nm; granos grandes BGs¹¹ con temperaturas entre 15 y 50 K y tamaños desde unas pocas decenas de nm a unas centenas de nm, estos usualmente están modelados por una emisión modificada de cuerpo negro con un peak de emisión a 100 μm , y finalmente los PAHs¹² que son moléculas grandes de carbono que presentan emisión de líneas.

La gran mayoría de la masa del ISM está en los granos de polvo grande, no obstante el área superficial de éste posee granos de polvo pequeños los que son capaces de absorber la luz estelar que les llega y re-radiarla. Las colisiones con los átomos provocan que el polvo emita en espectro termal en el IR.

En las superficies de los granos de polvo interestelar es en donde se forman las moléculas, estas superficies permiten un ambiente frío para la formación, prolongan el tiempo de contacto de los átomos y absorben energía sobrante. Algunos efectos del polvo interestelar son:

- **Polarización de Luz Estelar.** Los grandes granos de polvo se alinean con el campo magnético galáctico, provocando este tipo de polarización.
- **Nebulosas de Reflexión.** Son producidas por el scattering de luz estelar.
- **Emisión Contínua en Infrarrojo (IR).** Los fotones estelares son absorbidos por granos de polvo frío, los cuales re-radían la energía como emisión continua en el IR provocando la brillantez del ISM en estas longitudes de onda. En el FIR (sub-mm/mm) esta emisión de polvo frío es usada como trazador de la materia interestelar en el medio en el que se encuentra el polvo (PDRs). Un mejor entendimiento y modelamiento de la emisión FIR/mm del polvo es necesario para trazar la estructura y densidad de los núcleos frío protoestelares en las nubes moleculares.

¹²Polycyclic Aromatic Hydrocarbons

Capítulo 4

Reducción de Datos

La obtención de la emisión del continuo milimétrico de polvo en la región N11 de la LMC implicó el manejo de una serie de imágenes. Como eran imágenes obtenidas con diferentes telescopios y a distintas frecuencias éstas presentaban distinta astrometría y resoluciones. Se trabajó entonces con una imagen a 1.2 mm, una imagen de continuo de radio y una imagen de emisión molecular CO(2-1).

Las imágenes fueron tratadas para poder realizar procesos aritméticos con ellas, primero se llevaron a las mismas unidades, luego dos de ellas se convolucionaron para llevarlas a la resolución más baja y por último se proyectaron de manera tal que todas tuviesen las mismas grillas. Con esto las tres imágenes quedaron con la misma astrometría y resolución por lo que pudimos trabajarlas.

Para realizar la comparación de los modelos de PDR con observaciones utilizamos imágenes en el infrarrojo obtenidas con el telescopio espacial Spitzer. Se usaron 4 imágenes, una de IRAC a $8 \mu m$, las tres restantes de MIPS a 24, 70 y $160 \mu m$.

4.1. Datos de emisión molecular CO

Los datos de la emisión de transiciones de línea CO fueron obtenidos con el SEST (Swedish-ESO Submillimeter Telescope) en el Observatorio La Silla, Chile, durante enero y septiembre de 2001. El telescopio SEST consiste en una antena de 15m de diámetro que opera en un rango de frecuencias de 70 a 365 GHz. La operación del Telescopio SEST cesó en 2003 debido a la implementación del nuevo radiotelescopio APEX (Atacama Pathfinder EXperiment).

Se utilizaron observaciones de las transiciones de líneas de CO($J=1 \rightarrow 0$) y CO($J=2 \rightarrow 1$) a las frecuencias de 115 GHz y 230 GHz con resoluciones de $44''$ y $23''$, respectivamente. A la distancia de la LMC (50 kpc) la resolución lineal para cada beam consiste de 11 pc para 115 GHz y 6 pc para 230 GHz. Estas observaciones cubrieron tres zonas de la región N11 las cuales fueron observadas simultáneamente en ambas frecuencias por lo que contamos con mapas para las dos transiciones. El espaciado utilizado para cada medición fue de $24''$.

La temperatura de sistema de los datos fluctuaron entre 360 y 713 K para los espectros a 115 GHz y entre 235 y 467

TABLA 4.1: Características de las frecuencias de los datos observados con el SEST

Frecuencia	Receptor	Transición	FWHM ^a	Eficiencia del beam principal	Eficiencia de Apertura ^b
115 GHz	SEISIS 100	CO J=1-0	45"	0.70	0.58 (27 ^c)
230 GHz	SEISIS 150	CO J=2-1	23"	0.50	0.38 (41 ^c)

^a Half Power Beamwidth.

^b Cuociente entre la apertura efectiva de la antena y la apertura física.

^c [JyK⁻¹]

K para aquellos a 230 GHz.

La reducción de los datos espectroscópicos fue hecha con CLASS¹ (Continuum and Line Analysis Single-dish Software), comenzando por la corrección de los espectros por la línea de base que determina el nivel base del contínuo para de esta forma evitar los problemas de la atmósfera, luego corregimos también por la eficiencia de la antena para así poder obtener la temperatura de radiación de la fuente.

En la figura 4.1 vemos la emisión CO(2-1) de la región N11 en unidades de K km/s, esta imagen fue obtenida ajustando una gaussiana a cada espectro de emisión y luego integrándola.

4.2. Imagen de contínuo de radio

Se utilizaron dos imágenes de radio contínuo obtenidas con el *Australia Telescope Compact Array* (ATCA) localizado en Australia. Las observaciones aquí utilizadas fueron realizadas por John Dickel² para toda la Nube Grande de Magallanes y fueron presentadas en la publicación Dickel et al. (2005) (referencias ahí), llevándose a cabo en Febrero de 2003.

Se empleó esta imagen ya que la emisión de contínuo de radio corresponde a emisión libre-libre del gas ionizado. Para calcular la emisión milimétrica del polvo se utilizó la imagen a la frecuencia de 8.64 GHz (3.5 cm) la que tenía un beam gaussiano de 22 segundos de arco de FWHM mientras que la imagen a la frecuencia de 4.8 GHz (6.2 cm) fue utilizada para el modelamiento de la PDR. En la figura 4.2 vemos las imágenes a 8.64 GHz y a 4.8 GHz utilizadas en este trabajo de tesis.

4.3. Imagen a 1.2 mm

Para trazar la emisión continua a 1.2 mm se obtuvo una imagen con el bolómetro SIMBA (SEST IMage Bolometer Array) durante observaciones realizadas en octubre de 2002 el cual consiste en un arreglo hexagonal de 37 canales cuya longitud de onda central es de 1.2 mm (250 GHz), el HPBW de cada elemento corresponde a 24 segundos de arco y el espaciamiento entre ellos es de 24", SIMBA tiene un ancho de banda de 50 GHz.

¹<http://iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

²johnd@astro.uiuc.edu

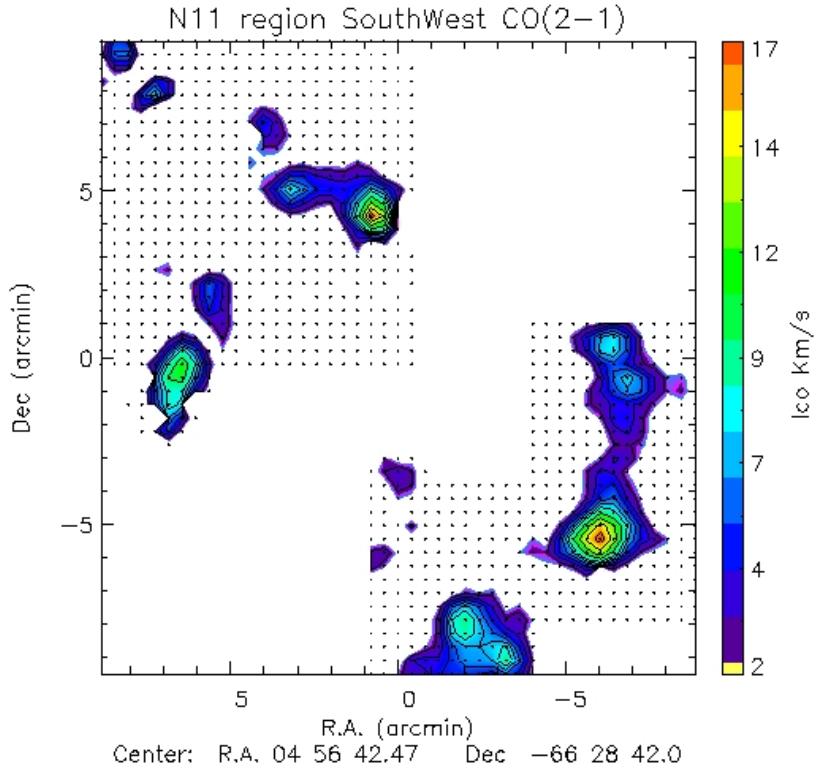


FIGURA 4.1: Imagen de la emisión molecular CO(2-1) obtenida con el SEST en unidades de K km/s. No se mapeó completamente la región N11, los puntos indican los lugares donde se realizaron las observaciones.

4.4. Datos del IR

Se utilizaron imágenes obtenidas por el telescopio espacial Spitzer³, en las longitudes de onda $8 \mu\text{m}$, $24 \mu\text{m}$, $70 \mu\text{m}$ y $160 \mu\text{m}$, la primera fue obtenida con la cámara IRAC (InfraRed Array Camera) mientras que las otras tres con MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer). Así la imagen de emisión a $8 \mu\text{m}$ representa la emisión de los PAHs mientras que las otras tres imágenes a los VSGs y BGs. En la Figura 4.4 se muestran las imágenes infrarrojas utilizadas en este trabajo de tesis. Los modelos obtenidos para las PDRs fueron contrastados con datos observacionales del IR.

4.5. Convolución de las imágenes

Las tres imágenes utilizadas para la obtención de la emisión milimétrica del polvo presentaban distintas resoluciones:

$$\begin{aligned}
 \text{CO(2-1) @ SEST} &\rightarrow 23'' \\
 1.2 \text{ mm @ SIMBA} &\rightarrow 24'' \\
 8.64 \text{ GHZ @ ATCA} &\rightarrow 22''
 \end{aligned}$$

Entonces, si queremos trabajar y comparar estas imágenes debemos llevarlas a la misma resolución. Para ello debemos convolucionar las imágenes lo cual consiste en bajar la resolución de éstas de tal forma que el resultado sean imágenes

³<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/Spitzer/>

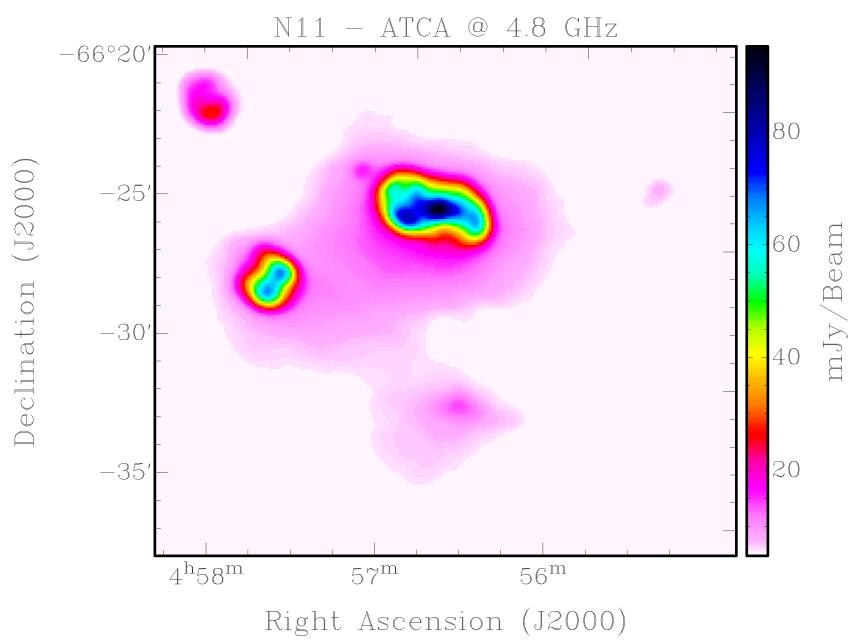
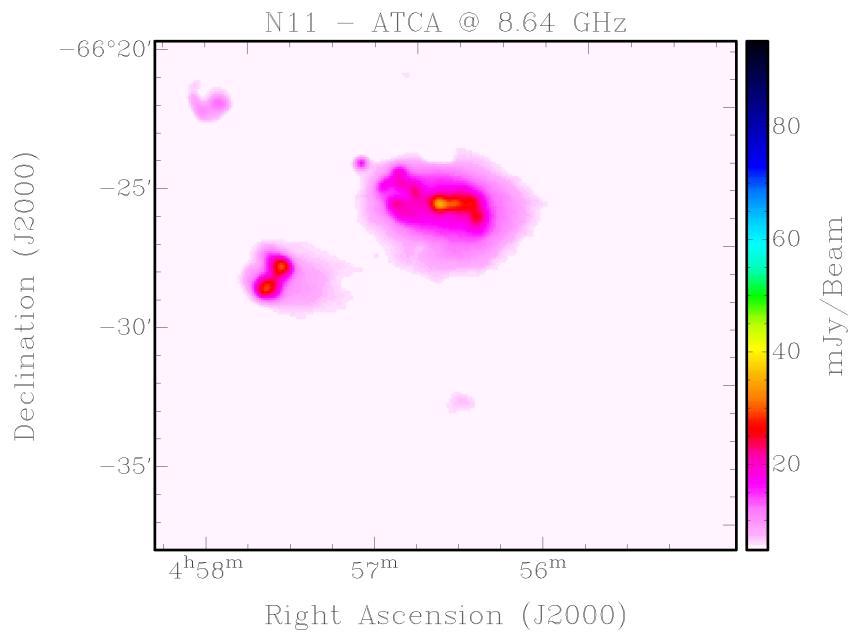


FIGURA 4.2: Imágenes obtenidas con el interferómetro ATCA, la imagen de arriba corresponde a 8.64 GHz y la imagen de abajo a 4.8 GHz, ambas en unidades de mJy/beam.

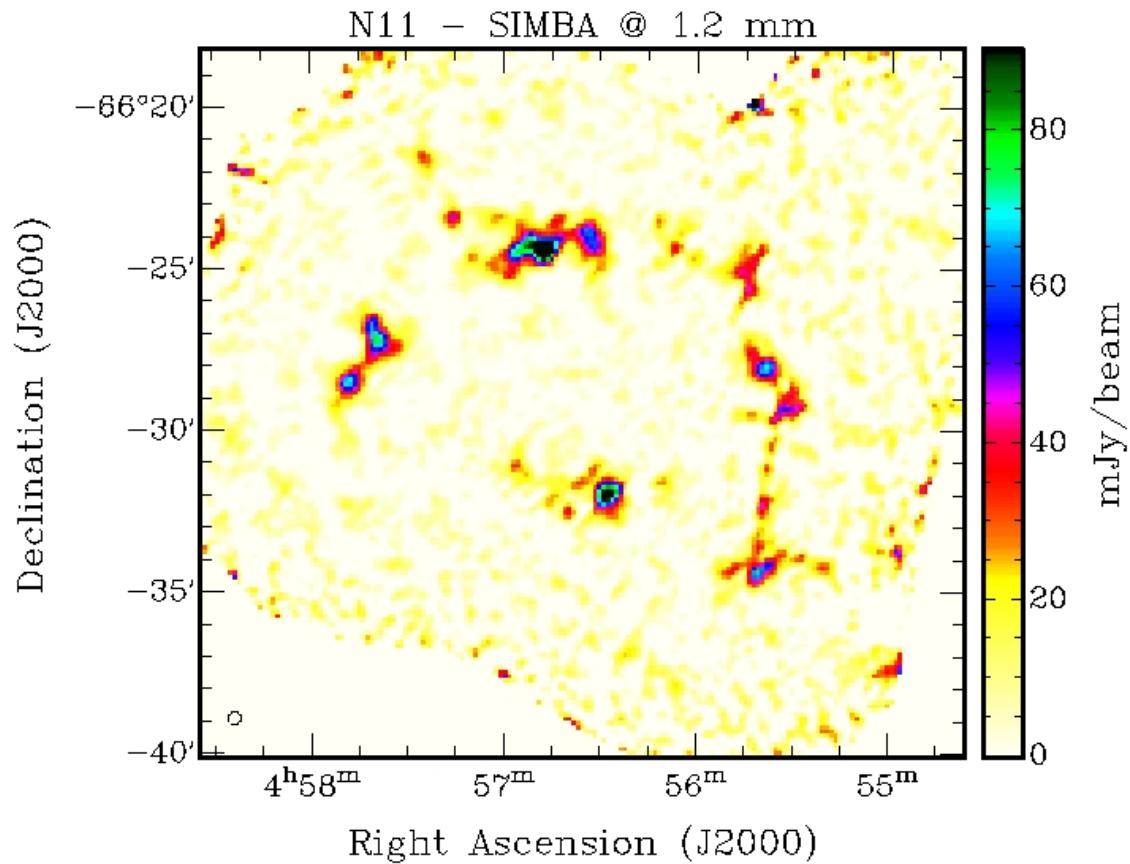


FIGURA 4.3: Imagen obtenida con el bolómetro SIMBA a 1.2 mm, en unidades de mJy/beam.

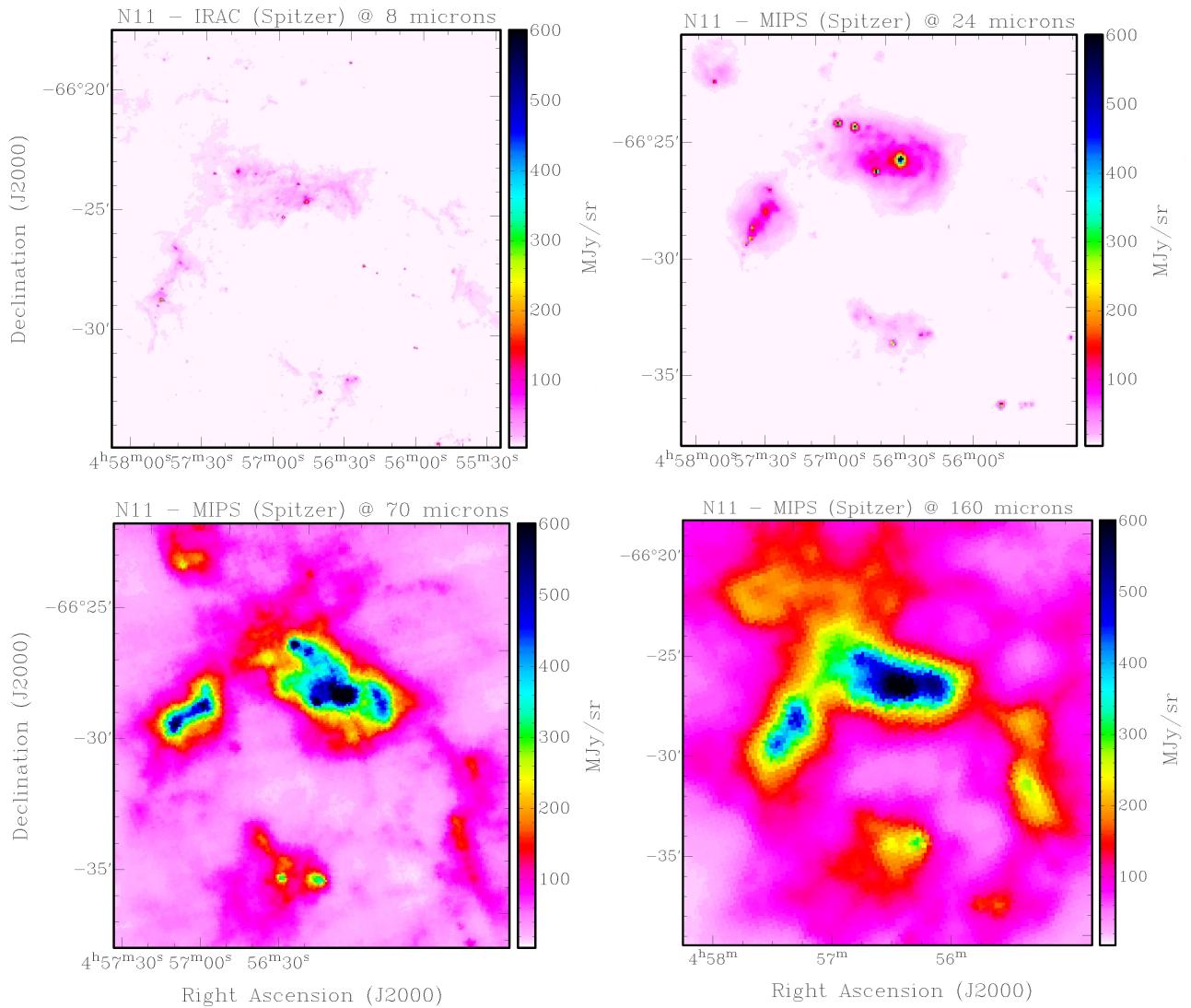


FIGURA 4.4: Imágenes infrarrojas utilizadas, obtenidas por el telescopio espacial Spitzer. Partiendo desde arriba a la izquierda hasta abajo a la derecha tenemos las imágenes a $8 \mu\text{m}$, $24 \mu\text{m}$, $70 \mu\text{m}$ y $160 \mu\text{m}$ respectivamente, en unidades de MJy/sr. Estas imágenes fueron utilizadas para el modelamiento de la PDR.

empeoradas. Las dos imágenes de mejor resolución se convolucionan entonces a la peor resolución. Así, se tiene que convolucionar las imágenes de ATCA y SEST para llevarlas a la resolución de SIMBA.

Para concretar nuestro objetivo tenemos que centrarnos en el beam del telescopio. Podemos decir que el beam es aproximadamente una función gaussiana. El beam entonces está dado por el ancho a media altura (FWHM⁴) el cual actúa como la resolución del telescopio. La función que representa al beam es:

$$G(x, y) = Ae^{-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma^2}}$$

donde A representa a una constante (normalización), x e y son las coordenadas centrales hacia donde apunta el telescopio, σ corresponde a la dispersión de la gaussiana. Podemos escribir la dispersión como función del FWHM, al cual llamaremos θ , de la siguiente forma:

$$\theta = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$$

A su vez se sabe que la convolución de dos funciones gaussianas dará como resultado una tercera función gaussiana, por lo que la función con la que convolucionaremos nuestros espectros debe ser una gaussiana en la cual esté implícito el cambio en la resolución. Este cambio ocurre si:

$$\theta_{conv}^2 = \theta_f^2 - \theta_i^2$$

en donde θ_{conv} es el FWHM de la función convolución, θ_f es la resolución del beam a la que queremos dejar las imágenes mientras que θ_i representa la resolución del beam inicial de las imágenes.

Así la función convolución está dada por:

$$G_{conv}(x, y) = Ae^{-\frac{(x^2 + y^2)}{-4\ln 2(\theta_f^2 - \theta_i^2)}}$$

Por otro lado, la convolución de dos funciones está definido por la siguiente relación:

$$(I * G)(x, y) = \int \int I(x', y')G(x - x', y - y') dx' dy'$$

Si aplicamos esta relación a nuestro caso, la función $I(x, y)$ correspondería a las imágenes de mejor resolución, mientras que $G(x, y)$ sería nuestra función convolución $G_{conv}(x, y)$, y las variables x' y y' entonces serían las coordenadas de los píxeles en la imagen.

La función convolución que será aplicada a las imágenes es:

$$G_{conv}(x, y) = e^{-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{\left(\frac{\sqrt{\theta_{imagen}^2 - 23^2}}{\sqrt{4\ln 2}}\right)^2}} \quad (4.1)$$

⁴Full Width at Half Maximum

A la ecuación (4.1) le hemos suprimido la constante A ya que al realizar la convolución en el programa este factor de normalización lo obtendremos sumando contribuciones de cada pixel. Podemos notar que la cantidad que contribuye cada pixel con respecto al pixel que estamos convolucionando depende directamente del argumento de la exponencial, ya que éste es una medida de la distancia entre los píxeles.

Después de esto se proyectaron las imágenes a la misma grilla que la imagen obtenida con SIMBA utilizando la rutina **mproj** de IDL, esto consiste en proyectar una imagen con respecto a la otra dejándolas del mismo tamaño, con la misma cantidad de píxeles y con las mismas coordenadas.

Capítulo 5

Emisión Milimétrica de las Nubes Moleculares

En la estimación de las masas de las nubes moleculares la mayor dificultad es que el H₂ no produce transiciones observables en el entorno frío existente en las nubes moleculares. El método más comúnmente usado es medir la intensidad de la línea molecular CO(1-0). Empíricamente (Strong et al. 1988) se ha encontrado que la intensidad de esta línea de emisión I_{CO} es proporcional a la densidad de columna del hidrógeno N(H), con lo cual se puede calcular la masa de estas nubes. De la misma emisión de CO(1-0) se puede obtener las masas de las nubes moleculares utilizando otro método, este es el teorema del virial. Para hacer uso de este teorema necesitamos la información del ancho en velocidad de la línea de emisión y el radio de la nube (Larson 1981). Este último método conlleva varias suposiciones como lo son la virialización de las nubes moleculares asumiendo que corresponden a sistemas estables ligados gravitacionalmente, esfericidad de las nubes, que el ancho de línea representa nada más que la cinemática de la nube y la ausencia de campos magnéticos.

Por otro lado, el polvo emite termalmente debido a la radiación incidente, esta emisión depende de la cantidad de polvo y mide la masa molecular por lo que la emisión de polvo sirve como trazador del gas molecular, podemos de esta forma obtener la masa del gas a partir de esta emisión.

Debido a la inconsistencia entre los resultados obtenidos anteriormente para los dos métodos de obtención de masas moleculares especificados en la Sección 1.2, utilizamos la emisión milimétrica del polvo frío como un tercer método. En ambientes donde la metalicidad es baja como lo es en el medio interestelar de la LMC el CO estará confinado en las partes más densas de las nubes moleculares debido a que sufre fotodisociación porque la cantidad de polvo es baja para poder protegerla mientras que el H₂ se autoprotegería.

5.1. Emisión Contínua Milimétrica del Polvo

La emisión continua milimétrica del polvo está asociada con la del gas molecular. La emisión a 1.2 mm de una nube proviene principalmente de tres mecanismos: radiación libre-libre, transición de la línea molecular CO(2-1) y

la de nuestro interés, emisión de polvo frío. De este modo para conseguir una imagen de emisión del polvo frío en el continuo milimétrico tomamos la imagen obtenida con el bolómetro SIMBA y le sustraemos las contribuciones debidas a la radiación libre-libre y a la transición molecular CO(J=2-1).

En la Figura 5.1 vemos las correlaciones entre las distintas contribuciones a 1.2 mm en donde la imagen de fondo corresponde a la emisión CO(2-1) medida en K km/s a través de la cual identificamos las nubes moleculares individuales, y los contornos corresponden a la imagen obtenida con SIMBA (contornos azules) y la imagen de radio continuo con ATCA (contornos rojos).

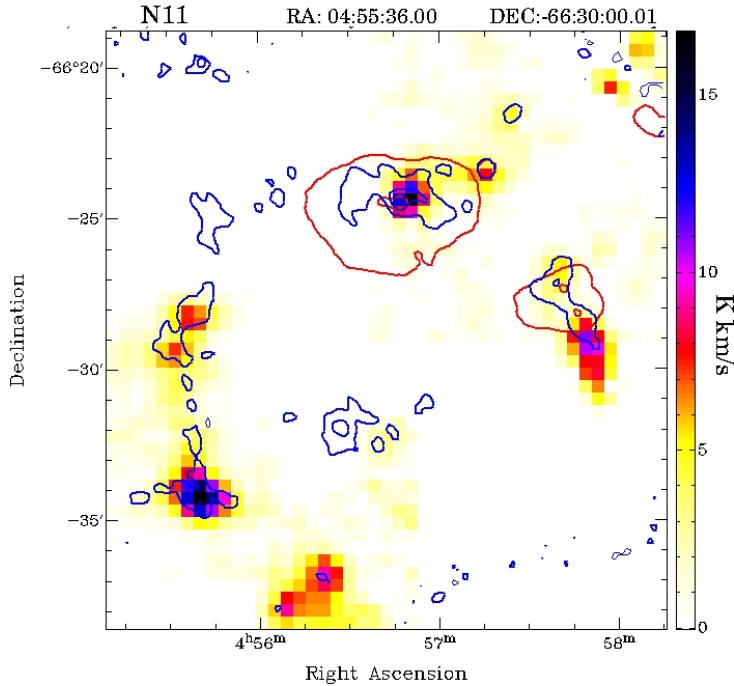


FIGURA 5.1: Imagen de fondo corresponde a la emisión CO(2-1) de la región N11 medida en K km/s. Los contornos azules corresponden a la emisión a 1.2 mm obtenida con el bolómetro SIMBA mientras que los contornos rojos corresponden a la emisión de radio continuo observada con el interferómetro ATCA.

5.1.1. Radiación libre-libre

La radiación termal Bremsstrahlung de una región HII usualmente es llamada emisión libre-libre ya que se produce por el scattering de electrones libres con iones sin ser los electrones capturados, estos permanecen libres antes y después de la interacción.

La emisión de radio continuo presenta dos contribuciones, emisión termal proveniente de regiones HII y emisión polarizada de sincrotrón debido a remanentes de supernovas. La emisión termal muestra en longitudes de onda de radio un espectro casi plano mientras que la emisión de sincrotrón corresponde una ley de potencia la cual va en aumento a más bajas frecuencias, así a la frecuencia de 8.64 GHz la imagen de ATCA estaría trazando casi por completo solo la emisión termal, es decir, la emisión libre-libre.

La imagen de radio continuo del interferómetro ATCA está obtenida a una frecuencia de 8.64 GHz por lo que para

sustraerla de la imagen SIMBA debemos llevarla a la frecuencia deseada de 250 GHz (1.2 mm) ajustándola a una escala específica. Para escribir el ajustamiento de escala de la emisión con respecto a la frecuencia hacemos el tratamiento que sigue.

De la ecuación de transferencia radiativa tenemos que (Rohlfs & Wilson 1996)

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} (1 - e^{-\tau_{ff}})$$

en donde ϵ_ν es el coeficiente de emisión libre-libre cumpliendo $\epsilon \propto N_e^2 T_e^{-0.5}$, y κ corresponde al coeficiente de absorción tal que

$$\kappa_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{B_\nu(T_e)} \propto N_e^2 T_e^{-1.35} \nu^{-2.1}.$$

El coeficiente de absorción puede ser utilizado para obtener la profundidad óptica libre-libre en la zona ionizada:

$$\begin{aligned} \tau_{ff} &= \int \kappa_\nu dl \sim 3.28 \times 10^{-7} \left(\frac{T_e}{10^4 K} \right)^{-1.35} \times \\ &\quad \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2.1} \left(\frac{EM}{cm^{-6} pc} \right) \end{aligned}$$

en donde EM corresponde a la *medida de emisión* ('emission measure' en inglés) y se define como $EM = N_e^2 l$ representando el número de aproximaciones entre electrones e iones a lo largo de la línea de visión.

Entonces para un medio ópticamente delgado (como es en el caso de la emisión a longitudes submm/mm) el término $(1 - e^{-\tau_{ff}})$ se aproxima a τ_{ff} y este a su vez es proporcional a $\nu^{-2.1}$ por lo que la densidad espectral de potencia se comportará como $\nu^{-0.1}$, entonces tenemos (Rohlfs & Wilson 1996)

$$S_\nu \propto \nu^{-0.1}.$$

Utilizando esta proporcionalidad se puede encontrar la contribución de la emisión libre-libre a 1.2 mm ajustando la imagen de radio continuo por el cuociente especificado.

$$\begin{aligned} \frac{S_{1.2mm}^{ff}}{S_{8.64GHz}^{ff}} &= \left(\frac{250 \text{ GHz}}{8.64 \text{ GHz}} \right)^{-0.1} \\ S_{1.2mm}^{ff} &= \left(\frac{250 \text{ GHz}}{8.64 \text{ GHz}} \right)^{-0.1} S_{8.64 \text{ GHz}}^{ff} \end{aligned} \quad (5.1)$$

5.1.2. Contribución de la línea CO(2-1) a 1.2 mm

Debido a que cuando miramos transiciones de línea de gas estamos observando la forma en que varía la emisión según el movimiento de las nubes moleculares podemos utilizar el efecto Doppler para describirlas. La velocidad de la nube observada en la línea de visión estará correspondida con la diferencia en la frecuencia observada de la siguiente

manera:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c}$$

en donde v es la velocidad de la nube en la línea de visión, c es la velocidad de la luz, $\Delta\nu$ es el ancho en frecuencia de la línea observada, y ν es la frecuencia central de la línea. Con esto podemos utilizar la función de Planck para poder calcular la contribución de la línea CO(2-1) al continuo a 1.2 mm.

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$$

aproximamos al límite de Rayleigh-Jeans y multiplicamos y dividimos por el ancho en frecuencia:

$$\begin{aligned} B_\nu &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu} \\ &= \frac{2\nu^2}{c^2} kT \frac{\nu\nu/c}{\Delta\nu} \\ &= \frac{2\nu^3}{c^3} kT\nu \frac{1}{\Delta\nu} \end{aligned}$$

Ahora transformamos esta emisión espectral de la línea CO(1-0) a la contribución que deberíamos ver desde un bolómetro. Integraremos la temperatura en todo el rango de velocidades y multiplicaremos por el ángulo sólido del beam gaussiano.

$$\begin{aligned} S_{CO(2-1)} &= \frac{2\nu^3}{c^3} k \int T_{mb} dv \frac{1}{\Delta\nu_{bol}} \Omega_{beam} \\ &= \frac{2k\nu^3 c^{-3} \int_{CO(2-1)} T_{mb} dv}{\Delta\nu_{bol}} \times \\ &\quad \int \int_{beam} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma^2} dr \\ &= \frac{2k\nu^3 c^{-3} I_{CO} 2\pi \int_{beam} r e^{-4 \ln 2(r^2)/\theta_{fwhm}^2} dr}{\Delta\nu_{bol}} \\ &= \frac{2k\nu^3 c^{-3} I_{CO} 2\pi \theta_{fwhm}^2 / 8 \ln 2}{\Delta\nu_{bol}} \\ S_{CO(2-1)} &= \frac{2k\nu^3 c^{-3}}{\Delta\nu_{bol}} \Omega I_{CO} \end{aligned} \tag{5.2}$$

Este desarrollo se puede ver en la ecuación (2) de Braine et al. (1995). Tenemos que I_{CO} corresponde a la intensidad de la línea de emisión CO(2-1), θ_{fwhm} es el Full Width at Half Maximum del bolómetro y $\Delta\nu_{bol}$ ancho en frecuencia del bolómetro. Para SIMBA se tiene $\Delta\nu_{bol}= 50 \text{ GHz}$ y $\theta_{fwhm} = 24''$ y para la línea CO(2-1) tenemos $\nu = 230 \text{ GHz}$, con esto obtenemos

$$\left[\frac{S_{1,2mm}^{CO}}{\text{mJy/beam}} \right] = 0,38 \left[\frac{I_{CO}}{\text{K km/s}} \right]$$

Calculamos así la contribución de la línea CO(2-1) en el continuo la cual resultó ser menor (ver tabla 5.1).

De esta forma podemos obtener la imagen de polvo descontándole a la imagen SIMBA a 1.2mm las contribuciones de la emisión libre-libre (ecuación 5.1) y de la transición molecular CO(2-1) (ecuación 5.2) obteniendo una imagen en unidades de mJy/beam.

5.2. Masa del gas

Para poder obtener la masa de polvo a partir de la emisión milimétrica del polvo en el continuo debemos hacer un tratamiento de la ecuación de transferencia radiativa (Mezger et al. 1986):

$$I_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_d})$$

y ahora para un medio ópticamente delgado ($\tau \ll 1$) podemos aproximar:

$$I_\nu = \tau_d B_\nu(T_d) \quad (5.3)$$

La profundidad óptica del polvo se escribe en términos del coeficiente de absorción por unidad de masa y la densidad de columna de polvo en la línea de visión

$$\tau_\nu = \sigma_d \kappa_\nu(\nu)$$

por lo que despejando la densidad superficial de masa de polvo tenemos:

$$\sigma_d = \frac{I_\nu}{B_\nu(T_d)\kappa_d(\nu)}$$

Ahora, para obtener la masa de polvo en la nube solo integramos por el ángulo sólido en el que está definido al nube:

$$\begin{aligned} M_d &= \int_{\Omega} \sigma_d D^2 d\Omega = \int_{\Omega} \frac{I_\nu D^2}{B_\nu(T_d)\kappa_d(\nu)} d\Omega \\ &= \frac{S_\nu D^2}{B_\nu(T_d)\kappa_d(\nu)} \end{aligned} \quad (5.4)$$

en donde S_ν corresponde a la emisión completa de la nube en el milimétrico y D es la distancia a la nube.

Por otro lado, el coeficiente de absorción por unidad de masa de polvo $\kappa_d(\nu)$ se relaciona con la emisividad por átomo de hidrógeno $\epsilon_H(\nu)$.

$$\epsilon_H(\nu) = \kappa_d(\nu)x_d\mu m_H$$

en donde μ es el peso molecular ¹, m_H es la masa de hidrógeno² y x_d es la razón masa de polvo a gas.. A su vez la emisividad del polvo ha sido determinada mediante datos obtenidos con el satélite COBE y observaciones de HI (Boulanger et al. 1996), obteniendo el siguiente modelo para la vecindad solar:

$$\epsilon_d(\nu) = 1,0 \times 10^{-25} \left(\frac{\lambda}{250 \mu m} \right)^{-2} cm^2$$

el cual evaluado para 1.2 mm nos da un valor de $4.34 \times 10^{-27} cm^2$. La razón masa de polvo a gas para la vecindad solar corresponde a $x_d(\odot) = \frac{M_d}{M_H} \approx 0,007$ (Draine & Li 2007). Podemos calcular de esta forma el valor de κ para la galaxia cercana a 1.2 mm:

$$\kappa_\odot(1,2mm) = \frac{\epsilon_d(1,2mm)}{x_d(\odot)\mu m_H} = \frac{4,34 \times 10^{-27} cm^2}{0,007 \times 1,36 \times 1,674 \times 10^{-24} gr}$$

¹tomando en cuenta la abundancia de helio $\mu=1.36$

² $m_H = 1,674 \times 10^{-24} gr$

$$\kappa_{\odot}(1,2mm) = 0,27 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$$

Entonces, para obtener la masa del gas debemos llevar la masa de polvo a la masa de gas:

$$\begin{aligned} M_{gas} &= M_d x_d^{-1} \\ &= \frac{S_{\nu} D^2}{B_{\nu}(T_d) \kappa_d(\nu)} x_d^{-1} \end{aligned}$$

(Hildebrand (1983), ecuación 10). Es necesario saber el valor de la razón masa de polvo a gas x_d , y aunque no conocemos el valor de este número utilizamos la dependencia en metalicidad de éste. En Dobashi et al. (2008) se calcula una abundancia del polvo en la LMC variando de 8.5 a 2 veces el valor en la vecindad solar, desde la periferia hasta las regiones internas de la galaxia.

Asumimos que la dependencia de esta razón con la metalicidad es directa (Issa et al. 1990; James et al. 2002) por lo que utilizamos la metalicidad de la LMC como factor de escalamiento de x_d :

$$x_d(LMC) \approx 0,3 x_d(\odot) \approx 2,1 \times 10^{-3}$$

en donde 0.3 es la metalicidad de la Nube Grande de Magallanes. Tomamos como valor típico de temperatura de polvo $T_d = 15K$ para luego poder calcular la función de Planck la cual nos da $B_{1,2mm}(15K) = 1,88 \times 10^{13} \text{ mJy}$. Ahora reemplazamos para calcular la masa del gas:

$$\begin{aligned} M_{gas} &= \frac{S_{\nu} D^2}{B_{\nu}(T_d) \kappa_d(\nu)} x_d^{-1} \\ &= \frac{S_{\nu} (50000 \times 3,086 \times 10^{18} \text{ cm})^2}{(1,88 \times 10^{13} \text{ mJy})(0,27 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1})} (2,1 \times 10^{-3})^{-1} \\ \left[\frac{M_{gas}}{M_{\odot}} \right] &= 1,1 \times 10^3 \left[\frac{S_{\nu}}{\text{mJy}} \right] \end{aligned} \tag{5.5}$$

en donde S_{ν} es la emisión de polvo frío en el continuo milimétrico perteneciendo a la nube completa en unidades de mJy mientras que la masa milimétrica está expresada en masas solares.

El valor de S_{ν} que será introducido en la masa del gas debe estar en mJy, por lo que la imagen de polvo obtenida en unidades de mJy/beam debe ser llevada a mJy. Así para obtener el flujo de la fuente en cada pixel debemos primero dividir por el ángulo sólido del beam Ω_{beam} medido en sr y luego multiplicamos por el área en sr:

$$\Omega_{beam} = \frac{2\pi\theta^2}{8\ln(2)}$$

en donde θ es el valor del FWHM en unidades de sr. Así, aplicando estos valores a la imagen de polvo obtendremos una imagen en unidades de mJy.

Los valores de metalicidad para la LMC fluctúan principalmente entre 0.3 y 0.5 veces la metalicidad solar lo que se traduce en una variación de la masa del gas, utilizando la ecuación 5.5 se tiene:

$$\begin{aligned}
\left[\frac{M_{gas}}{M_\odot} \right] &= 1,1 \times 10^3 \left[\frac{S_\nu}{mJy} \right] \quad [Z = 0,3 Z_\odot] \\
\left[\frac{M_{gas}}{M_\odot} \right] &= 8,4 \times 10^2 \left[\frac{S_\nu}{mJy} \right] \quad [Z = 0,4 Z_\odot] \\
\left[\frac{M_{gas}}{M_\odot} \right] &= 7,4 \times 10^2 \left[\frac{S_\nu}{mJy} \right] \quad [Z = 0,45 Z_\odot] \\
\left[\frac{M_{gas}}{M_\odot} \right] &= 6,8 \times 10^2 \left[\frac{S_\nu}{mJy} \right] \quad [Z = 0,5 Z_\odot]
\end{aligned} \tag{5.6}$$

5.3. Determinación de las masas de las nubes moleculares

Se calculó la emisión milimétrica obtenida con SIMBA a 1.2 mm para las nubes identificadas en N11. En la tabla 5.1 están los valores de esta emisión además de las contribuciones a 1.2 mm de la línea CO(2-1) y de la emisión libre-libre. Las nubes que no tiene un valor asociado es porque no estaban bien definidas en la imagen de SIMBA.

TABLA 5.1: Emisión milimétrica a 1.2 mm de las nubes moleculares en N11 obtenida con la imagen del bolómetro SIMBA, se detallan también los valores de las contribuciones de CO(2-1) y de la emisión libre-libre a 1.2 mm.

Nube	$S_{1,2mm}$ mJy	S_{ff} mJy	S_{CO} mJy
1a	20	17	3
1b	27	16	1
1c	-	17	3
1d	286	110	7
1e	12	21	1
1f	20	20	-
1g	337	91	2
1h	10	8	1
1i	-	20	0
1j	62	36	2
1k	25	15	1
1l	278	99	2
1m	78	36	-
1n	674	236	3
1o	76	6	1
1p	108	97	0
2a	80	6	2
2b	6	6	1
2c	360	27	11
2d	116	10	2
2e	48	3	4
2f	2	2	-
2g	248	17	4
2h	285	20	5
3a	53	9	0
3b	26	10	6
3c	31	11	2

5.3.1. Masas milimétricas

TABLA 5.2: Compendio de las nueve nubes moleculares en N11 cuyas masas pudieron ser calculadas a partir de la emisión milimétrica. La obtención de las masas CO y virial están definidas en el apéndice A, en la tabla 2.2 se muestran para todas las nubes moleculares de N11.

Nube	S_{polvo} mJy	M_{CO} $\times 10^3 M_\odot$	M_{vir} $\times 10^3 M_\odot$	M_{polvo} $\times 10^3 M_\odot$	$Z_{LMC}=0.3 Z_\odot$		$Z_{LMC}=0.45 Z_\odot$	
					$M_{1,2mm}$ $\times 10^3 M_\odot$	$\frac{M_{1,2mm}}{M_{vir}}$	$M_{1,2mm}$ $\times 10^3 M_\odot$	$\frac{M_{1,2mm}}{M_{vir}}$
1d	168	38.4	85.0	397	189	2.2	142	1.7
1g	244	8.3	35.5	575	274	7.7	206	5.8
1o	69	5.0	26.4	164	78	3.0	59	2.2
1p	11	7.7	82.3	25	12	0.1	9	0.1
2a	72	11.4	53.7	169	81	1.5	60	1.1
2c	322	61.0	187.7	759	362	1.9	272	1.4
2d	103	12.2	38.2	243	116	3.0	87	2.3
2h	266	21.2	137.4	616	294	2.1	220	1.6
3a	43	23.0	36.6	103	49	1.3	37	1.0

En la tabla 5.2 vemos una recopilación de los datos obtenidos para las nubes a las cuales fue posible calcular la masa milimétrica, se tiene que $M_{1,2mm}$ corresponde a la masa del gas obtenida de la emisión de polvo templado, M_{CO} que por definición es la masa a partir de la emisión de CO(1-0) y M_{vir} es la masa virial. De un total de 27 nubes moleculares identificadas en esta región (ver figura 5.3a) a 9 les pudimos calcular la masa a través de la emisión de polvo a 1.2 mm. De la sección 5.2 podemos ver que el valor de las masas milimétricas es muy sensible a la metalicidad utilizada, por lo que calculamos el valor de estas masas para el mínimo valor de metalicidad encontrado por Westerlund (1997), $Z_{LMC}=0.3 Z_\odot$, y para el valor calculado por Keller & Wood (2003) $Z_{LMC}=0.45 Z_\odot$, vemos que mientras más metálica sea la región la masa del gas de las nubes moleculares disminuirá, entonces para poder definir la masa del gas se debe primero obtener un valor más preciso de la metalicidad de la región. Aun así la masa milimétrica sigue siendo mayor que la masa virial. En la tabla 5.2 se muestra que los valores de $M_{1,2mm}$ son mayores que los de M_{CO} y que los de M_{vir} con un valor promedio del cuociente entre $M_{1,2mm}$ y M_{vir} de 1.8 ± 1.6 y una media de 1.4 ± 0.7 utilizando $Z_{LMC}=0.45 Z_\odot$. Para 4 de las 20 nubes restantes la emisión libre-libre dominaba a 1.2 mm por lo que fue imposible calcular las masas milimétricas, de las restantes algunas no pudieron ser definidas en la imagen a 1.2 mm, otras estaban superpuestas en esta imagen y no se pudo separar las contribuciones (solo se podían diferenciar por las distintas velocidades en el cubo CO(2-1) y no en la imagen de SIMBA) y mientras que otras tenían más del 40 % de la contribución de la imagen SIMBA con cuentas negativas por lo que no se iba a estar sumando una verdadera contribución pudiendo subestimar la emisión a 1.2 mm.

En el estudio realizado por Rubio et al. (2004) encuentran algo similar, ellos estudiaron la nube SMCB1#1 perteneciente a la Nube Chica de Magallanes y calcularon que el cuociente entre la masa $M_{1,2mm}$ y la masa M_{vir} tenía un valor promedio de 22.5, luego (Bot et al. 2007) complementaron este trabajo agregando más regiones de la Nube Chica de Magallanes y encontraron que este cuociente fluctuaba entre 0.9 y 3.1.

Vemos en la Figura 5.2 las nueve nubes moleculares descritas en la tabla 5.2 a las que fue posible calcular la masa a partir de la emisión milimétrica del polvo.

Podemos calcular la temperatura aproximada para que las masas milimétricas y viriales coincidan, siendo las temperaturas 22 K, 62 K, 27 K, 4.6 K, 16 K, 19 K, 30 K, 14 K y 15 K para las nubes de la tabla 5.2. Para las nubes 1g, 1o

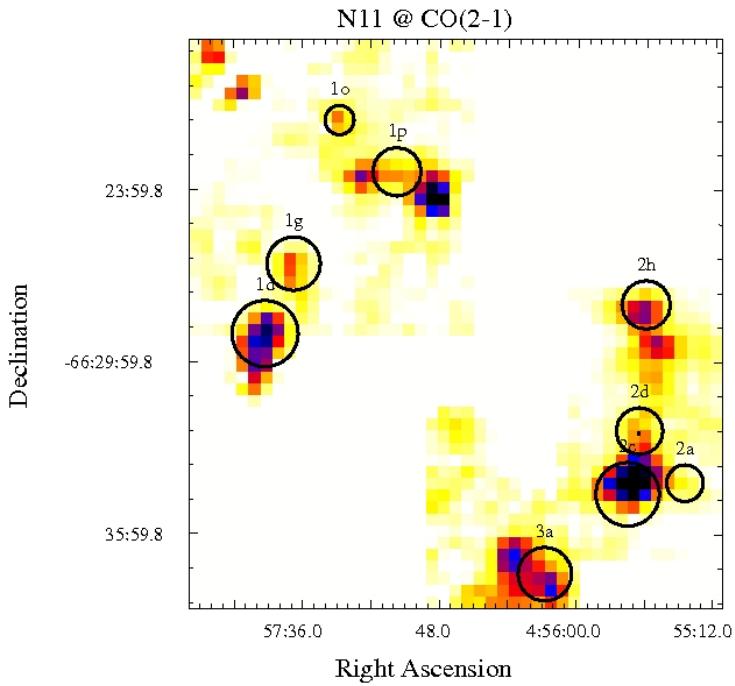


FIGURA 5.2: En la figura se muestran las 9 nubes moleculares a las cuales se les pudo calcular la emisión de polvo. Están señaladas en la imagen de emisión molecular CO(2-1).

y 2d la temperatura debe ser demasiado alta llegando en la nube 1g a 62 K, mientras que para la nube 1p se requiere una temperatura mucho menor por lo que para estas nubes una pequeña variación de la temperatura de polvo no sería suficiente para compensar la diferencia de masas. Las otras nubes están en un rango razonable de temperatura de polvo, de 14 K a 22 K. Otra cosa que podría estar afectando los valores de las masas podría ser la presencia de campos magnéticos. Bot et al. (2007) estimó la intensidad del campo magnético que debiera existir para que las masas de las nubes moleculares que ellos estudiaron en la SMC no presentara anomalías entre los distintos métodos de obtención de masa. Los campos magnéticos además de ser una gran fuente de energía son también fuentes de presión y podrían provocar emisión de sincrotrón aportando otro contribuyente a la emisión a 1.2 mm.

5.3.2. Masas milimétricas para nubes definidas por Israel et al. (2003)

Como se dijo anteriormente la emisión en CO(1-0) de la región N11 ya había sido estudiada por Israel et al. (2003) (I03), en donde se identificaron 29 nubes moleculares en la región N11 completa de las cuales 15 (ver figura 5.3b) están en la región estudiada en esta tesis y que son correspondientes con algunas de las nubes encontradas por Herrera (2007) (H07) (ver figura 5.4). Las mayores diferencias entre las nubes definidas por estos dos estudios son el radio obtenido y el ancho de línea lo que conlleva a diferencias en las masas viriales. Por lo tanto debido a que este valor es muy sensible a la forma de obtención del ancho de línea y del radio se decidió también calcular la masa del gas de las nubes de I03 a través de la emisión de polvo.

La apreciable diferencia entre los valores para los radios se debe tanto al procedimiento de obtención de estos valores

TABLA 5.3: Nubes definidas por Israel et al. (2003) en la región de N11 utilizada en esta tesis. Las masas viriales son las obtenidas en I03 mientras que las distintas emisiones fueron calculadas utilizando las coordenadas y radios provistos en I03. Las masas de polvo y milimétricas fueron obtenidas usando las ecuaciones 5.4 ,5.5 y 5.6, respectivamente.

Nube	$S_{1.2mm}$	S_{CO}	S_{ff}	S_{polvo}	M_{polvo}	M_{vir}	$Z_{LMC}=0.3 Z_{\odot}$		$Z_{LMC}=0.45 Z_{\odot}$	
	mJy	mJy	mJy	mJy	$\times 10^3 M_{\odot}$	$\times 10^4 M_{\odot}$	$M_{1.2mm}$	$M_{1.2mm}$	$M_{1.2mm}$	$M_{1.2mm}$
							$\frac{M_{1.2mm}}{M_{vir}}$	$\times 10^3 M_{\odot}$		$\frac{M_{1.2mm}}{M_{vir}}$
1	210	18	12	180	424	1.6	203	12.7	152	9.5
2	182	9	8	165	389	1.1	185	16.9	139	12.6
3	117	15	10	92	217	2.0	104	5.2	78	3.9
4	268	41	12	215	506	7.5	242	3.2	181	2.4
6	43	4	15	23	55	2.6	26	1.0	20	0.8
7	31	3	1	26	61	<0.4	29	7.3	22	5.5
9	68	4	10	55	129	1.0	62	6.2	46	4.6
10	372	18	76	278	655	5.4	313	5.8	235	4.3
11	78	9	23	46	109	3.3	52	1.6	39	1.2
13	16	2	3	12	28	<1.0	13	1.3	10	1.0
14	89	3	17	69	163	<1.7	78	4.6	58	3.4
15	220	25	49	146	344	3.2	164	5.1	123	3.8
16	23	6	7	10	25	5.4	12	0.2	9	0.2
17	7	8	5	-	-	0.5	-	-	-	-
18	-	-	-	-	-	2.7	-	-	-	-

como a la sensibilidad de los datos. En esta tesis se trabajó con datos mucho más sensibles, la temperatura de sistema en ondas de radio representa la sensibilidad de los datos y actúa como ruido para los datos espectrales obtenidos, en nuestras observaciones estas temperaturas (ver sección 4.1) son más bajas que las presentes en I03 en donde para CO(1-0) se tiene T_{sis} de 600 K a 750 K mientras que para los espectros que nosotros utilizamos para identificar las nubes se tiene T_{sis} de 235 K a 470 K, lo que nos dice que la profundidad de temperatura alcanzada en I03 es menor que en H07 detectando en nuestro caso emisión CO proveniente de una región más grande. Junto con esto tenemos una resolución espacial dos veces mejor que la utilizada en I03, la definición de las nubes moleculares en H07 se hizo con la imagen CO(2-1) la cual tiene una resolución de 23" mientras que en I03 trabajaron con CO(1-0) con una resolución de 45". Todo esto hace que la definición de los tamaños en H07 sean más precisos, pudiendo aumentar con respecto a los valores en I03 debido a que podemos definir bordes nebulares más profundos.

En la tabla 5.3 están los valores de emisión milimétrica a 1.2 mm y sus contribuciones (CO(2-1) y emisión libre-libre) para las nubes definidas por I03 presentes en nuestra imagen de N11. Luego con esto calculamos las masas milimétricas de las nubes. Estadísticamente las masas obtenidas con el método milimétrico son mayores que las masas obtenidas con el teorema del virial, el cuociente entre $M_{1.2mm}$ y M_{vir} presenta un promedio de 4.1 ± 3.6 y una media de 3.8 ± 1.2 utilizando $Z_{LMC}=0.45 Z_{\odot}$. Aunque la nube 18 está en la imagen CO(2-1) ésta no se encuentra definida en la imagen de SIMBA a 1.2 mm, mientras que para la nube 17 la suma de las contribuciones libre-libre y de CO(2-1) es mayor que la emisión a 1.2 mm por lo que no se pudo calcular la masa del gas.

En la tabla 5.4 están los valores para las nubes coincidentes entre H07 y I03. En ambos casos las masas milimétricas son mayores que las masas viriales, mostrando las nubes de H07 masas milimétricas más similares a las masas viriales que en I03. Vemos que hay una apreciable diferencia entre los valores de la masa virial para la nube 2h, esto viene principalmente por la diferencia en los anchos de velocidades. En I03 calcularon $\Delta v = 2.7$ mientras que nosotros cal-

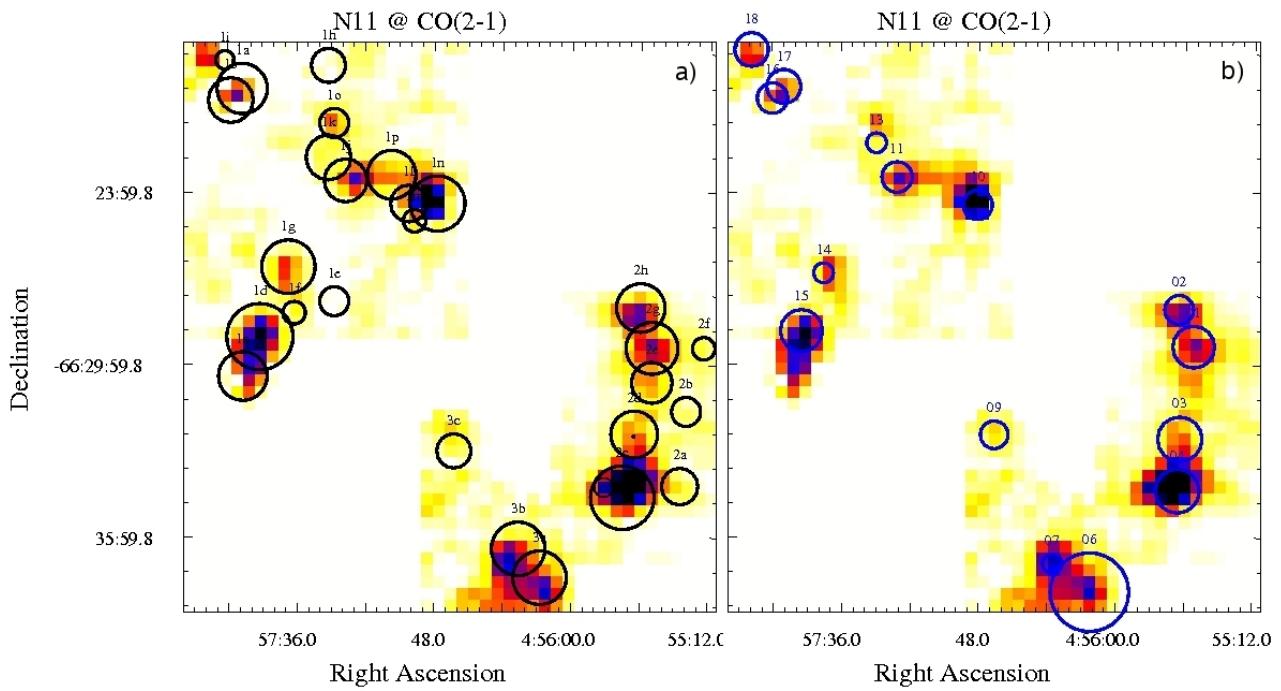


FIGURA 5.3: En la imagen a) vemos las nubes definidas por Herrera (2007) con su respectiva nomenclatura, en la imagen b) en cambio están marcadas las nubes encontradas en el estudio de I03.

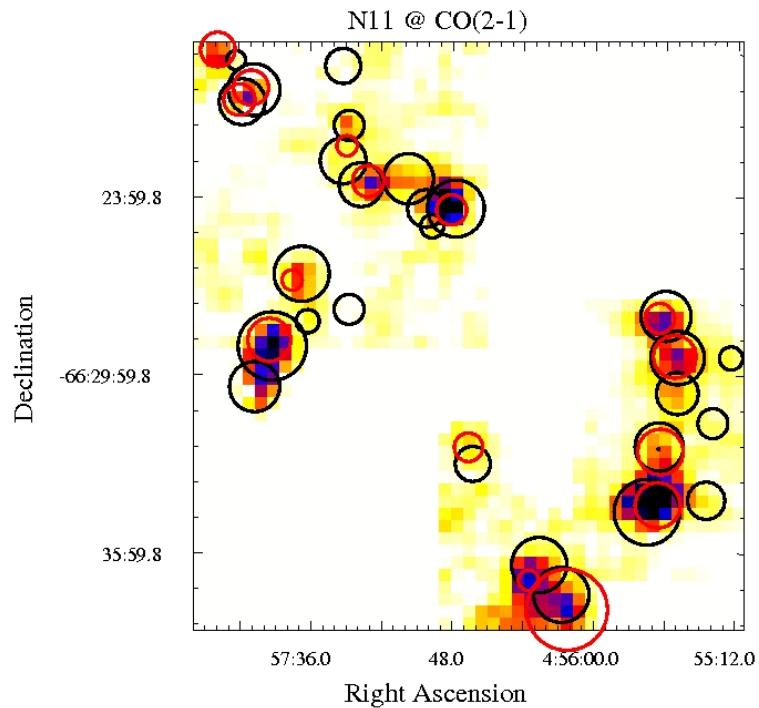


FIGURA 5.4: Superposición de las nubes definidas por los dos estudios de la figura 5.3.

TABLA 5.4: Nubes definidas por Israel et al. (2003) y por Herrera (2007) (ver tabla 2.2) coincidentes cuyas masas fue posible calcularlas mediante la emisión milimétrica del polvo. Se utilizó $Z_{LMC}=0.45 Z_{\odot}$ según Keller & Wood (2003).

Nube H07	Nube I03	Herrera (2007)				Israel et al. (2003)			
		R pc	M_{vir} $\times 10^4 M_{\odot}$	$M_{1,2mm}$ $\times 10^4 M_{\odot}$	$\frac{M_{1,2mm}}{M_{vir}}$	R pc	M_{vir} $\times 10^4 M_{\odot}$	$M_{1,2mm}$ $\times 10^4 M_{\odot}$	$\frac{M_{1,2mm}}{M_{vir}}$
1d	15	16.7	8.5	14.2	1.7	10.7	3.2	12.3	3.8
1g	14	13.5	3.6	20.6	5.8	<5	<1.7	5.8	3.4
2c	04	16.1	18.8	27.2	1.4	11.2	7.5	18.1	2.4
2d	03	11.8	3.8	8.7	2.3	11.3	2.0	7.8	3.9
2h	02	12.3	13.7	22.0	1.6	7.3	1.1	13.9	12.6
3a	06	13.5	3.7	3.7	1.0	19.9	2.6	2.0	0.8

culamos un valor de 7.3, aunque es posible que estemos sobreestimando este valor ya que la línea en nuestros datos estaba un poco contaminada.

Capítulo 6

Modelamiento del Gas y del Polvo

Como se dijo en la sección 3.1, las regiones fotodominadas (PDRs) corresponden a la interface entre las regiones HII y las nubes moleculares, es decir, son la superficie de las nubes moleculares expuestas a radiación FUV. La penetración del FUV y el balance térmico del ISM dependen de las propiedades del polvo.

La interacción entre el gas molecular y la emisión de polvo en el medio interestelar puede ser estudiada mediante simulaciones que modelen la física de estas interacciones comprendiendo de esta forma la radiación UV provenientes de estrellas ionizantes cercanas, la región HII formada por este frente de ionización y la resultante PDR.

Para realizar un estudio acerca de esta física debemos estudiar entonces los procesos que se están desenvolviendo en los distintos ambientes. Primero estudiamos la radiación proveniente de los cúmulos estelares en N11, luego resolvemos la transferencia radiativa en la región HII que está compuesta de polvo e hidrógeno ionizado ya formada por la radiación estelar UV hasta llegar a la nube molecular en donde se aplica el modelo PDR Meudon para simular la PDR. De esta forma dividimos la región en los diferentes entornos y utilizamos diversas herramientas para modelarlas.

Utilizando los modelos obtenidos con el código PDR Meudon se quiere explicar las emisiones infrarrojas y milimétricas observadas. Para ello primero debemos encontrar un modelo adecuado que se ajuste con los datos observacionales lo cual lo hacemos optimizando parámetros como el campo de radiación y la extinción total de la nube. Con esto podemos estudiar la capacidad de modelización del código. Una vez que se obtiene el modelo adecuado se pueden extraer las propiedades del polvo y del gas de la nube molecular.

Ahora veremos las diferentes etapas que debemos investigar desde que los fotones salen del cúmulo hasta que llegan a la PDR para poder realizar el modelamiento.

6.1. Estructura de la región

En la Figura 6.1 se muestra el esquema de la región que está siendo expuesta a los rayos UV que provienen del cúmulo estelar. Tenemos primero la radiación FUV proveniente del cúmulo la cual se va diluyendo a medida que nos alejamos de él debido a un factor geométrico, tal que si estamos a una distancia r del cúmulo el flujo medido será $F(r) = \frac{F^*}{4\pi r^2}$. Cuando la radiación encuentra átomos de hidrógeno los ioniza formando de esta forma una región HII, el tamaño de esta región es definido por el tamaño de la esfera de Strömgren la cual se define por el equilibrio entre

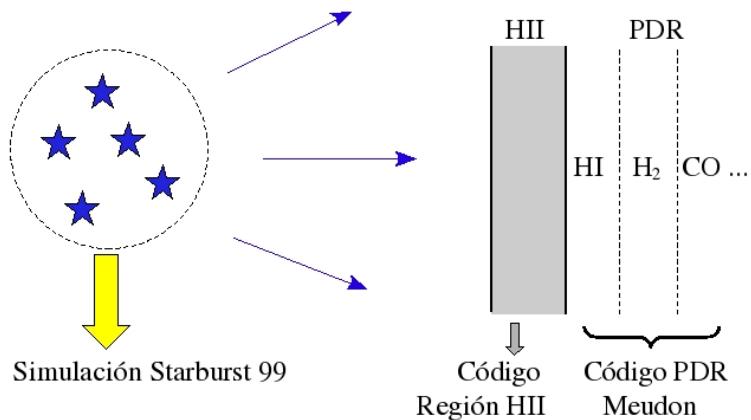


FIGURA 6.1: Esquema de la región sujeta a la radiación UV

el número de ionizaciones con el número de recombiones. En esta región el espectro de radiación sufre una gran absorción debido a la ionización del hidrógeno y una pequeña absorción por los granos de polvo presentes. Después de atravesar la región HII la radiación se encuentra con el gas molecular y es en donde se produce la PDR (ver sección 3.1) que corresponde a la transición entre el gas ionizado y el gas atómico. La PDR se compone por varias capas definidas por la energía requerida para disociar las moléculas que ésta contiene. En la PDR la radiación proveniente del cúmulo termina de ser absorbida por lo que a la nube molecular no entra ningún fotón.

Para realizar el análisis se dividió la zona en tres partes, primero el modelamiento de la radiación proveniente del cúmulo utilizando la simulación Starburst99, luego la absorción de fotones y la radiación termal libre-libre en la región HII y por último la transferencia radiativa en la PDR utilizando el código PDR Meudon.

6.1.1. Modelo de la emisión estelar: simulación Starburst99

El modelamiento del campo de radiación FUV proveniente del cúmulo estelar se realizó a través de la simulación Starburst99 (<http://www.stsci.edu/science/starburst99>) (Leitherer et al. 1999). Las características de la simulación utilizada están descritas en la tabla 6.1 en la cual se consideraron valores correspondientes a la LMC.

TABLA 6.1: Parámetros de entrada para la simulación Starburst99.

Metalicidad	$Z=0.008$ (Nube Grande de Magallanes)
IMF	Salpeter (índice 2.35)
Formación Estelar	Instantánea
Masa estelar	$1 \times 10^6 M_{\odot}$

El dato entregado por esta simulación es el logaritmo de la luminosidad medida en $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en función de la longitud de onda en Å y a distintas edades del cúmulo. Se escogieron los espectros obtenidos para edades de 3 Myr y 7 Myr que corresponden a las edades de LH10 y LH9, respectivamente (Mokiem et al. 2007) (ver Tabla 2.1). Al integrar

en longitud de onda los resultados de la simulación determinamos la luminosidad de $1,8 \times 10^9 L_\odot$ para LH10 y de $5,4 \times 10^8 L_\odot$ para LH9.

Como al correr el modelo se usó siempre una misma masa estelar de $1 \times 10^6 M_\odot$ tuvimos entonces que corregir la luminosidad por los valores calculados de luminosidad a partir de las magnitudes bolométricas de LH9 y LH10 dadas por Parker et al. (1992). Esto lo hicimos utilizando el catálogo electrónico¹ del contenido estelar de LH9 y LH10. En este catálogo se disponen las magnitudes bolométricas de las estrellas más azules y más brillantes en los cúmulos (éstas dominarían la luminosidad en cada cúmulo), por lo que se utilizó el módulo de distancia para calcular la luminosidad.

$$M_1 - M_2 = -2,5 \log \left(\frac{L_1}{L_2} \right)$$

y utilizando al Sol como la estrella 2 cuya magnitud absoluta corresponde a $M_2 = M_\odot = 4,83$ tenemos:

$$\begin{aligned} M_\star - M_\odot &= -2,5 \log \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right) \\ L_\star &= 10^{0,4(M_\odot - M_\star)} L_\odot \\ L_\star &= 10^{0,4(4,83 - M_\star)} L_\odot \end{aligned} \quad (6.1)$$

Luego aplicando la Ecuación 6.1 a las magnitudes bolométricas de las estrellas catalogadas y sumándolas obtenemos la luminosidad de los cúmulos:

$$L_{\text{LH9}} = 1,89 \times 10^7 L_\odot$$

$$L_{\text{LH10}} = 1,90 \times 10^7 L_\odot$$

Con estos valores y los obtenidos con Starburst99 calculamos los factores de corrección los que resultaron ser:

$$\text{LH9 : corr} = \frac{L_{\text{S99}}}{L_{\text{LH9}}} = \frac{5,4 \times 10^8 L_\odot}{1,9 \times 10^7 L_\odot} = 28,7$$

$$\text{LH10 : corr} = \frac{L_{\text{S99}}}{L_{\text{LH10}}} = \frac{1,8 \times 10^9 L_\odot}{1,9 \times 10^7 L_\odot} = 95,7$$

De esta forma se pudieron calibrar las luminosidades de los espectros obtenidos por las luminosidades a partir de las observaciones. En la figura 6.2 se muestran los flujos resultantes para cada uno de los cúmulos. Además de la emisión estelar la simulación nos entrega la emisión estelar más la nebulosa que se compone de emisión libre-libre y emisión libre-ligado.

6.1.2. Modelo de la Región HII

Una vez que se obtuvieron los espectros adecuados para los dos cúmulos, estos se utilizaron en el modelamiento de la región HII como fuente de la radiación FUV ionizante. Aplicando un factor de dilución esférico a la distancia del cúmulo central LH9 a las nubes moleculares estudiadas anteriormente (Herrera 2007) se determinó la radiación incidente.

Desarrollamos un código para obtener la ecuación de transferencia radiativa en un caso plano-paralelo de una nebulosa de hidrógeno con granos de polvo (ver Apéndice B) en donde utilizamos una densidad de gas aproximada de 600 cm^{-3}

¹<http://vizie.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR?-source=J/AJ/103/1205>

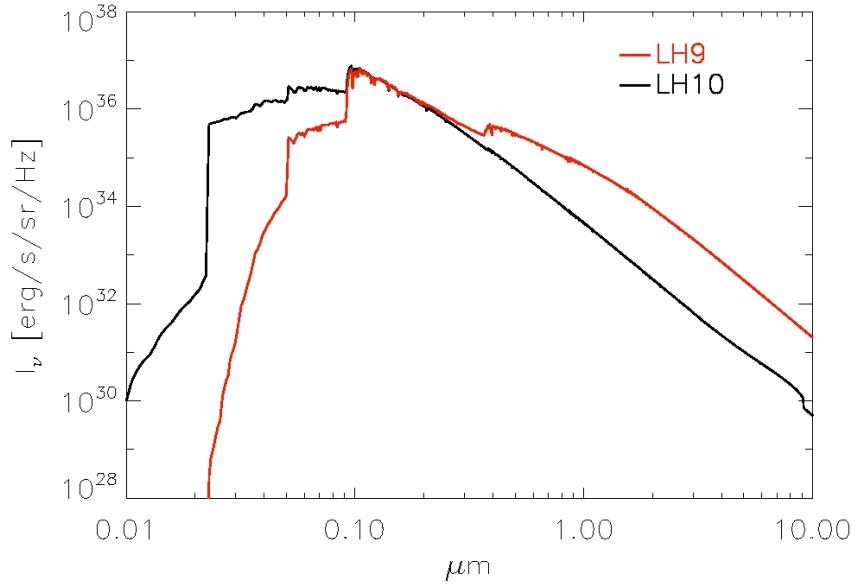


FIGURA 6.2: Curvas de radiación obtenidas a partir de la simulación Starburst99 para los cúmulos principales de N11, LH9 en rojo y LH10 en negro

para N11, valor calculado por Heydari-Malayeri & Testor (1985) a partir de la razón de intensidades de línea de [SII] y paralelamente de la intensidad $I_{H\beta}$. Lo que nos entrega este código es el flujo del cúmulo después de haber atravesado la región HII en donde la emisión a longitudes de onda menores a 912 Å fueron absorbidas por los átomos de HI y produjeron la región HII, mientras que un pequeño porcentaje de los fotones de menor energía fueron absorbidos por granos de polvo pequeños y grandes (VSGs y BGs). Observacionalmente no hay evidencia de la existencia de PAHs en las regiones HII). En la Figura 6.3 se muestra el flujo del cúmulo LH9 antes de atravesar la región HII (en azul) y después de atravesarla para la nube 2d de la Tabla 2.2, que se encuentra a una distancia de 92 pc de LH9 (en rojo). Se observa que entre 10 nm y 91.2 nm la emisión incidente se absorbe por la región HII.

6.1.2.1. Emisión IR

La energía UV absorbida por los VSGs y los BGs es reemisita en el IR. Para modelar esta emisión se utilizó el programa Dustem (Desert et al. 1990; Compiègne et al. 2008). Dustem tiene aproximadamente unos 20 años y es un modelo físico que calcula la emisión de los granos de polvo (BGs, VSGs y PAHs). Las entradas requeridas por Dustem son el campo de radiación y la distribución en tamaño de los granos, y por su parte Dustem entrega la temperatura y emisividad de los granos de polvo para modelos galácticos del polvo. Se muestra en la figura 6.4 en azul la contribución de la emisión termal de polvo de la región HII obtenida con Dustem, mientras que la emisión libre-libre nebulosa del cúmulo LH9 obtenida por Starburst99 está en verde .

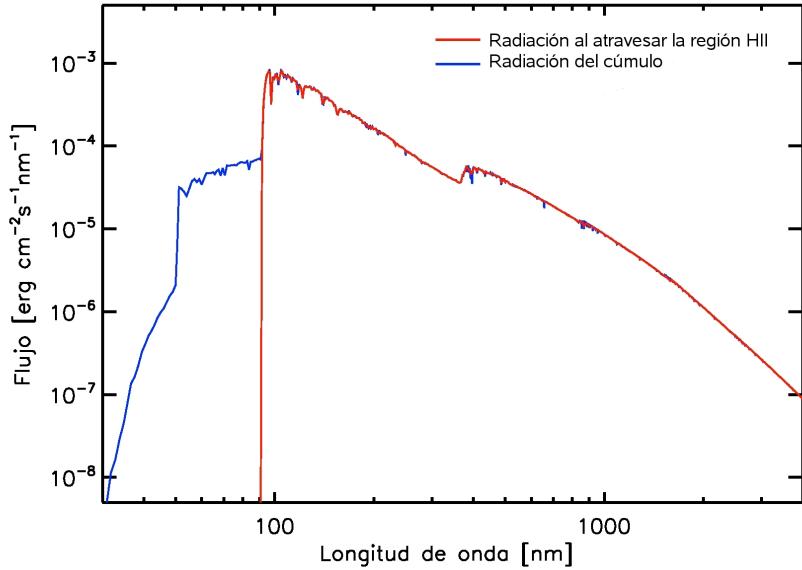


FIGURA 6.3: Línea azul: espectro de la radiación proveniente del cúmulo utilizando la simulación Starburst99, corrigiéndola por la luminosidad y diluyéndola volumétricamente; línea roja: espectro de la radiación luego de atravesar la región HII en donde casi la totalidad de sus fotones ionizantes fueron absorbidos y un pequeño porcentaje de fotones no ionizantes fueron absorbidos por granos de polvo.

6.1.2.2. Emisión libre-libre

Para determinar la contribución de la emisión libre-libre en el rango milimétrico usamos la determinación hecha por Reynolds (1992), en la cual a partir de la emisión de la línea H_α él calcula la emisión continua a distintas longitudes de onda.

La intensidad I_α se describe de la siguiente manera:

$$I_\alpha = 8,7 \times 10^{-8} T_4^{-0,92} EM \quad (6.2)$$

con I_α en unidades de $erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ sr^{-1}$, EM es la emission measure en $cm^{-6}\ pc$, y $T_4 = T/10^4\ K$. La emission measure (medida de emisión) es un indicador del número de aproximaciones entre electrones e iones a lo largo de la línea de visión y se define como:

$$EM = \int n_p n_e dl, \quad EM = \frac{\phi_{LYC}}{\alpha_2}$$

en donde n_p es la densidad de protones, n_e es la densidad de electrones, l es el largo de la nube, ϕ_{LYC} es el flujo de los fotones en el continuo de Lyman y α_2 corresponde al coeficiente de recombinación exceptuando el nivel fundamental, por lo que la EM depende directamente tanto del grosor de la región HII como de la densidad de la misma.

La intensidad de la emisión libre-libre derivada por Reynolds (1992) es:

$$I_{ff} = 6,6 \times 10^{-15} T_4^{-0,42} (1 + 0,24 \ln(T_4) - 0,16 \ln(\nu_{11})) I_\alpha \quad (6.3)$$

donde ν_{11} es la frecuencia en unidades de 10^{11} Hz, y I_{ff} está en unidades de $erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ sr^{-1}\ Hz^{-1}$. Esta relación es válida hasta el infrarrojo cercano, a longitudes de onda corta tenemos que esta emisión queda definida por la emisión libre-libre nebulosa del cúmulo central obtenida con Starburst99. Estas dos emisiones se pueden extrapolar utilizando el procedimiento desarrollado por Beckert et al. (2000). En la figura 6.4 se muestra en celeste la contribución de la radiación libre-libre obtenida a partir de la intensidad de I_a .

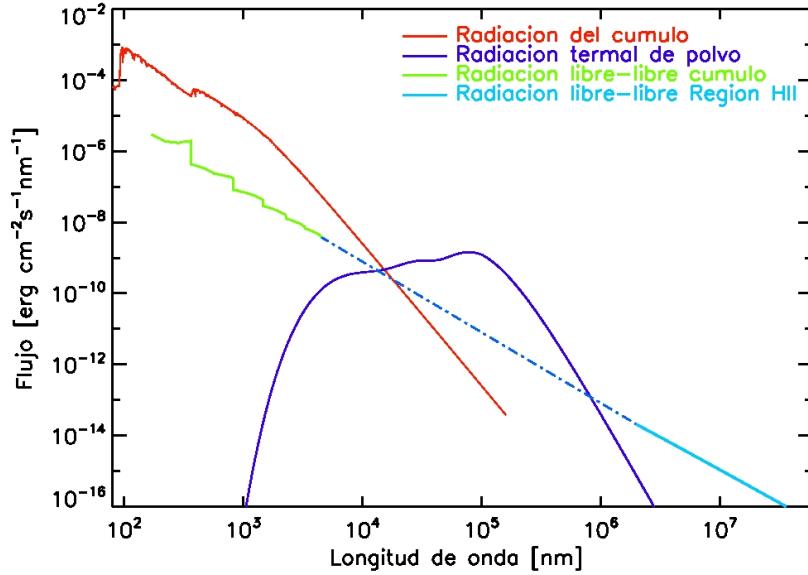


FIGURA 6.4: Radiación proveniente de las distintas contribuciones en la región HII: emisión de polvo templado (VSGs y BGs) y emisión libre-libre.

6.1.3. Modelo de la PDR

Modelizar las regiones fotodominadas conlleva varias dificultades debido a que se requieren muchos parámetros en el modelamiento: características del polvo y del gas, geometría de la PDR y radiación incidente proveniente de la región HII, entre otros.

El modelamiento de las regiones fotodominadas se remonta hace más de 30 años atrás partiendo con modelos en estado de equilibrio de transiciones de átomos hacia las moléculas más abundantes en el medio interestelar (Black & Dalgarno 1977), H₂ y CO. Desde esa época los modelos de la física de las PDRs se han vuelto más complejos y sofisticados incluyendo ahora muchas más transiciones, balance térmico y estructura química.

En la siguiente sección hablaremos en profundidad de las características del modelo utilizado en esta tesis.

6.2. Código para el modelo de la PDR: Meudon

En esta investigación se utilizó el código PDR Meudon² (Le Petit et al. 2006). Fue creado con la contribución de varias personas y auspiciado por el Laboratoire Univers et Théories (LUTH), Laboratoire d'Étude du Rayonnement et

²Disponible en <http://aristote.obspm.fr/MIS/>

de la Matiere en Astrophysique (LERMA), Institut d’Astrophysique Spatiale (IAS) y el programa nacional Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PCMI) del Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS).

En general el código Meudon calcula la estructura atómica y molecular de las nubes interestelares y puede ser utilizado para estudiar la física y química de PDRs, nubes difusas, nubes oscuras, regiones circumestelares, etc.

Las características generales de este código son las siguientes:

- **Geometría.** Es unidimensional, considera un segmento de gas y polvo con una geometría plano-paralela.
- **Estacionario.** Estado de una nube tras un tiempo infinito.
- **Freeware.** Su uso es libre y es modificable según lo que quiera el usuario.
- **Versatil.** Una vez que calcula la estructura atómica y molecular para los datos ingresados, lo cual toma bastante tiempo, se puede extraer y analizar mucha información sin volver a hacer cálculos.

La manera en que este código funciona es mediante la segmentación de la nube. En cada punto de la nube resuelve la transferencia radiativa en el UV con absorción en el continuo por el polvo y transiciones de H y He. Como todos los puntos de la nube dependen de los otros puntos de la nube este código, dado unas condiciones iniciales, opera iteracionalmente hasta alcanzar la convergencia, siendo el número típico de iteraciones ocho.

Lo que resuelve este código es:

- **Transferencia Radiativa.** Absorción del continuo, líneas de absorción moleculares (H, H₂, CO, etc).
- **Cálculo de las poblaciones.** Equilibrio estadístico de las poblaciones en los niveles moleculares. Trabaja con 20 moléculas (H₂, H₂O, CO, ...) con lo cual se puede calcular la intensidad de las líneas. Toma en cuenta las excitaciones y des-excitaciones radiativa y colisional, fotodisociaciones.
- **Balance Térmico.** Calentamiento (efecto fotoeléctrico del polvo, química, rayos cósmicos) y enfriamiento en las líneas.
- **Cálculo de la química.** Más de 100 especies y más de 1000 reacciones, regulando la formación de moléculas. Fotoionización.

Para tener una comparación del modelamiento del gas efectuado por el código PDR Meudon con otros modelos de PDR ver la publicación de Röllig et al. (2007).

Los datos requeridos por el código PDR Meudon están dispuestas en la tabla 6.2. Como valor entre la razón de la densidad de columna de hidrógeno y el enrojecimiento C_D se utilizó el promedio de las medidas realizadas por Koornneef (1982) y por Fitzpatrick (1985) para la Nube Grande de Magallanes. Las principales salidas que nos entrega este código corresponden a las abundancias de los elementos químicos, temperatura del gas y los flujos de las líneas de emisión de gas.

Encontramos cantidades que se pueden usar para ser comparadas con datos observacionales (cantidades integradas en la línea de visión) tales como absorción de la radiación, intensidades de transiciones de líneas moleculares y atómicas y densidades de columna; también entrega cantidades locales en cada punto de la nube como lo son abundancia y excitación de especies, temperatura del polvo y gas, tasas de calentamiento para cada mecanismo de calentamiento,

TABLA 6.2: Inputs entregados al código PDR Meudon con los que se resolverá la física y química de la PDR.

Tamaño de la nube (A_V)	20
Densidad de protones (n_H)	$1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$
Intensidad del campo de radiación isotrópico	1 (Draine)
Campo de radiación adicional	LH9
Distancia (pc) de la estrella	92
Tasa de ionización de los rayos cósmicos	$5 \times 10^{-17} \text{ s}$
$R_V = A_V/E(B - V)$	3.1
$C_D = N_H/E(B - V)$	$2.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$
Temperatura Inicial	150 K
Presión Inicial Externa	$1 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$

tasas de enfriamiento para cada mecanismo de enfriamiento, densidad de energía y tasas de reacciones químicas.

En la PDR el polvo juega un rol muy importante ya que el 99 % de esta región es polvo y solo un 1 % es gas por lo que la mayoría de la absorción es producida por el polvo. Debido a que la emisividad del polvo (emisión del polvo por átomo de H) depende directamente de la temperatura del polvo se debe tener un valor confiable de temperatura. El código PDR Meudon calcula este valor mediante una manera analítica por lo que para obtener un valor más adecuado se decidió recientemente hacerlo interactuar con el código Dustem, trabajo desarrollado en la tesis de doctorado de Gonzalez García (2009). Así el código PDR Meudon llama Dustem en cada segmento de la nube para calcular la temperatura y emisividad de los granos de polvo en toda la nube, mientras que el código Meudon calcula la estructura química y termal del gas interestelar. Una vez que se obtuvo la radiación proveniente del cúmulo luego de atravesar la región HII se utilizó ésta como entrada para el código PDR Meudon.

En la figura 6.5 vemos el campo de radiación en el borde de la PDR (a $A_V=0$) entregado directamente por el código Meudon en donde se ve la radiación misma del cúmulo ionizante, la radiación del fondo cósmico y la emisión del polvo, esta última está caracterizada por la emisión de los PAHs, VSGs y BGs.

6.3. Densidad de Columna

La densidad de columna del hidrógeno N_H , número de partículas por cm^{-2} , corresponde a:

$$N_H = \int n_{\text{gas}} dl \quad (6.4)$$

y es proporcional a la extinción (Bohlin et al. 1978; Rachford et al. 2002), siendo para la Galaxia:

$$\frac{N_H}{A_B - A_V} = 5.8 \times 10^{21} H \text{ cm}^{-2}$$

mientras que para la LMC podemos utilizar el promedio de los valores calculados por Koornneef (1982) y por Fitzpatrick (1985), esto es:

$$\frac{N_H}{A_B - A_V} = 2.2 \times 10^{22} H \text{ cm}^{-2}$$

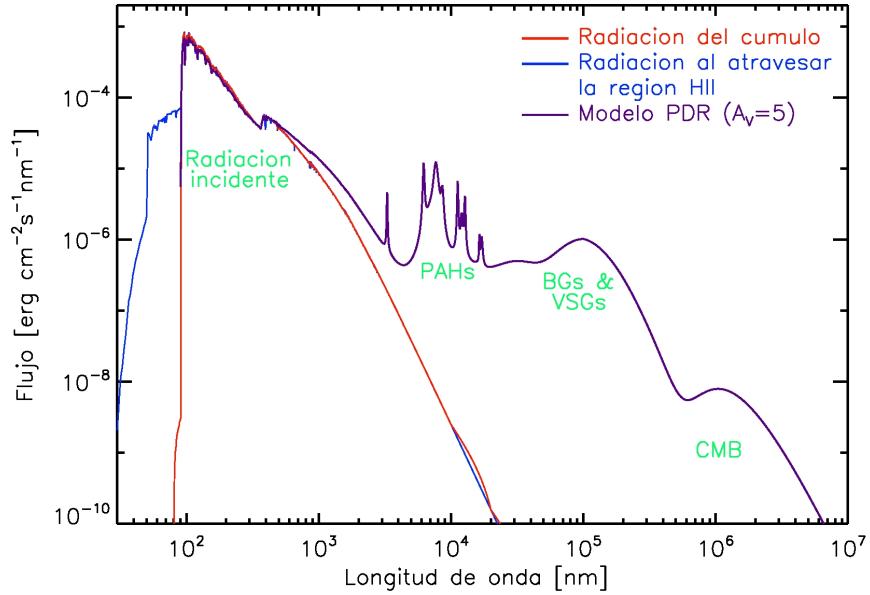


FIGURA 6.5: Campo de radiación entregado por el código PDR Meudon. Las líneas rojas y celeste están descritas en la figura 6.3, por su parte la línea morada corresponde al flujo calculado por el código PDR Meudon para una nube de $A_V=5$. Acá podemos distinguir alrededor de 10^4 nm las características de los PAHs y a longitudes de onda más larga la emisión de los granos de polvo pequeños y grandes.

y la razón de extinción

$$R_V = \frac{A_V}{E(B-V)} = \frac{A_V}{A_B - A_V}$$

la ley de extinción estándar corresponde a $R_V=3.1$ (Weingartner & Draine 2001). Con esto tenemos que:

$$\frac{N_H}{A_V} = 7,1 \times 10^{21} H \text{ cm}^{-2}$$

pero debido a que el beam del telescopio no tiene la resolución suficiente para poder resolver cada región de alta densidad (clumps) debemos introducir un factor de dilución (*beam dilution factor* b_{df}), con esto la densidad de columna será proporcional a la extinción, tal que:

$$N_{H_{mod}} = A_V \times b_{df} \times 7,1 \times 10^{21} H \text{ cm}^{-2} \quad (6.5)$$

El *beam dilution factor* se obtiene solamente ajustando el modelo de PDR a los datos observacionales a través de un factor de escalamiento.

Utilizando esta relación podemos comparar la densidad de columna obtenida con el modelo respecto a la densidad de columna observada. Anteriormente se obtuvieron las masas viriales y las masas a partir de la emisión CO de las nubes moleculares presentes en N11 (apéndice A), por lo que podemos calcular la densidad de columna utilizando estas masas y las áreas de las nubes:

$$\langle N_H \rangle_{M_V} = \frac{M_V/m_H/\mu}{A} \quad (6.6)$$

$$\langle N_H \rangle_{M_{CO}} = \frac{M_{CO}/m_H}{A} \quad (6.7)$$

en donde M_V es la masa virial, M_{CO} corresponde a la masa de hidrógeno de la nube a partir de la emisión CO(1-0) sin tomar en consideración la abundancia de He, m_H es la masa del hidrógeno correspondiente a $1,6737 \times 10^{-24}$ gr, $\mu = 1,36$ es el peso de helio por átomo de hidrógeno y $A = \pi r^2$ corresponde al área de la nube molecular.

6.4. Comparación del modelo Meudon con las observaciones

Se midió la emisión de 9 nubes moleculares identificadas anteriormente en Herrera (2007), las cuales se utilizaron para realizar diagramas color-color y estudiar el comportamiento de los modelos de PDR con respecto a los datos observacionales. Las nueve nubes utilizadas se identifican en la figura 6.6. Se escogieron las nubes que estaban más expuestas a la radiación proveniente de la asociación OB central LH9.

Para estudiar la capacidad de modelización del código PDR Meudon primero hacemos una optimización de los mode-

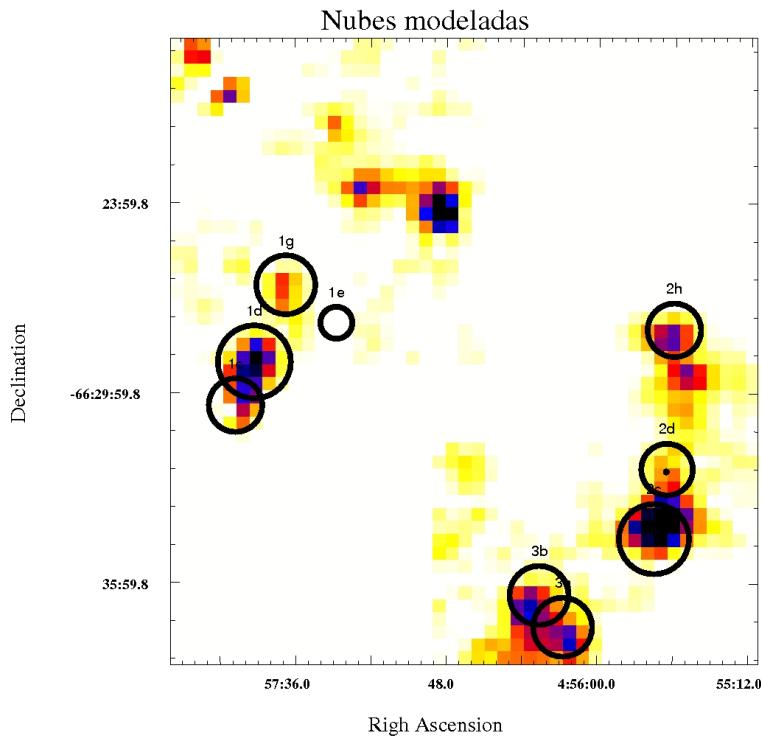


FIGURA 6.6: Nubes moleculares de la región N11 que fueron comparadas a través de diagramas color-color con los modelos obtenidos con el código PDR Meudon.

los utilizando los diagramas color-color los cuales son independientes de factores de escala, y luego elegimos una nube en particular para hacer un tratamiento más detallado.

Se compilaron distintos modelos dependientes de dos parámetros, la distancia a la nube y la extinción máxima de la

nube. Primero se realizaron siete modelos con $A_V=20$ en donde variamos la distancia, siendo estas 58 pc, 80 pc, 85 pc, 92 pc, 101 pc, 105 pc, y 123 pc. Luego dejamos la distancia como un parámetro fijo (92 pc) y variaremos la extensión de la nube utilizando valores para A_V iguales a 1 mag, 5 mag, 10 mag, 20 mag, 30 mag, 40 mag y 80 mag. Así tuvimos finalmente 13 modelos con los cuales comparar las emisiones de nuestras nubes moleculares.

Describimos ahora las imágenes utilizadas en la comparación de los modelos con las observaciones.

6.4.1. Datos utilizados

Para poder comparar los modelos con observaciones utilizamos una imagen obtenida con el bolómetro SIMBA a 1.2 mm con 24" de FWHM (ver sección 4.3), junto con ésta también se utilizaron cuatro imágenes de N11 obtenidas con el telescopio espacial Spitzer (ver sección 4.4) tres de ellas con MIPS (24 μm , 70 μm y 160 μm , con un Full Width at Half Maximum igual a 6", 18" y 40", respectivamente) y otra con IRAC a 8 μm , las otras tres imágenes de IRAC (3.6 μm , 4.5 μm , 5.8 μm) no se utilizaron ya que exhibían mucha contribución estelar. Entonces descontándole la contribución de fondo a cada una se calculó el brillo de cada imagen en las nubes estudiadas escogiendo entonces como apertura el área de cada nube.

6.4.2. Colores

Realizamos diagramas color-color en los que se compararon los modelos con los flujos observados. De esta forma se comparan cantidades que no son dependientes de factores de escalamiento. Para ajustar un modelo de PDR a los datos observacionales debemos primero optimizar la forma de la SED lo que nos dice que los colores entre el modelo y las observaciones deben ser iguales. La presencia de algún factor de escalamiento sería debido a la existencia del *beam dilution factor*.

Se realizaron así cinco diagramas color-color. El primer diagrama en la figura 6.7 muestra las relaciones entre los datos obtenidos en el infrarrojo con el telescopio espacial Spitzer sin incluir la emisión milimétrica. Vemos que los datos observacionales tienen un color $F_{70\mu\text{m}}/F_{160\mu\text{m}}$ en promedio mayor que los modelos de PDR. Este exceso de color podría ser explicado si el cúmulo tuviera una luminosidad más grande que la calculada.

Los cuatro siguientes gráficos comparan la emisión milimétrica a 1.2 mm con las emisiones en el IR, en estos gráficos las flechas rosadas corresponden a modelos con una distancia fija de 92 pc y con una extinción variable desde $A_V=1$ hasta $A_V=80$ según el sentido de las flechas, mientras que las flechas moradas señalan los modelos con un A_V constante de 20 mag y distancias variables desde 58 pc a 123 pc siguiendo el sentido de las flechas.

Vemos en los gráficos 6.7, 6.8 y 6.9 que el modelo tiene un problema general en reproducir el color $F_{24\mu\text{m}}/F_{70\mu\text{m}}$ lo cual probablemente está vinculado con la distribución de tamaños de granos de polvo ya que estamos utilizando una distribución de tamaños galáctica para modelar nubes moleculares de la Nube Grande de Magallanes, esto también afectaría a los colores $F_{1.2\text{mm}}/F_{24\mu\text{m}}$ y $F_{70\mu\text{m}}/F_{1.2\text{mm}}$. En la sección 6.4.7 hablaremos más acerca de esta distribución.

En el diagrama color-color de la figura 6.10 notamos que los modelos se ajustarían adecuadamente a los datos observacionales si la luminosidad del cúmulo fuese mayor que el valor utilizado en las simulaciones por un factor aproximado de 2 o 3, lo cual es coincidente con lo requerido para los gráficos anteriores. El aumento en la luminosidad permitiría entonces el ajuste de los flujos en la SED ya que al existir más radiación incidente los granos de polvo estarían más

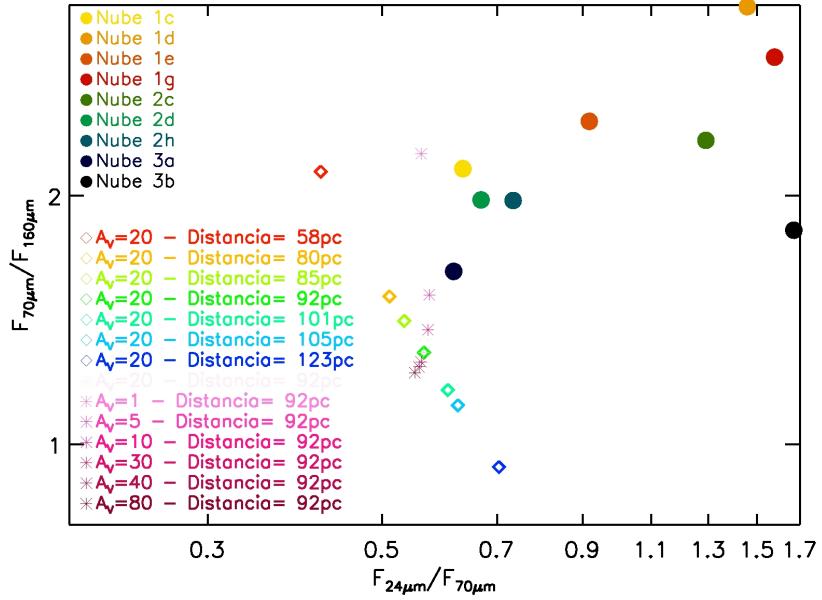


FIGURA 6.7: Diagrama color-color $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$ vs $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$. Los círculos corresponden a los colores observados para las nubes mientras que los rombos y los asteriscos son modelos, los rombos corresponden a modelos de extinción máxima de la nube constante de $A_V=20$ pero con distancia entre el cúmulo y la nube variable desde 58 pc a 123 pc, y los asteriscos corresponden a modelos con distancia constante de 92 pc pero con extinción variable de 1 mag a 80 mag. Esto es válido para las cuatro figuras siguientes.

Acá se ve que los modelos en general no reproducen los colores de las nubes moleculares de la región N11.

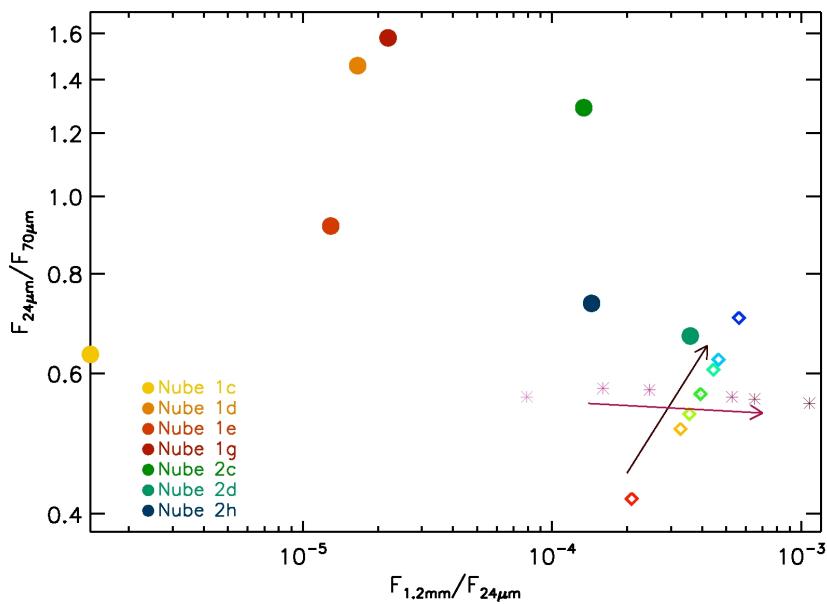


FIGURA 6.8: Diagrama color-color $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$ vs $F_{1.2mm}/F_{24\mu m}$. Descripción de los símbolos en Figura 6.7. Vemos acá nuevamente el problema que tiene el modelo en reproducir los colores de las nubes.

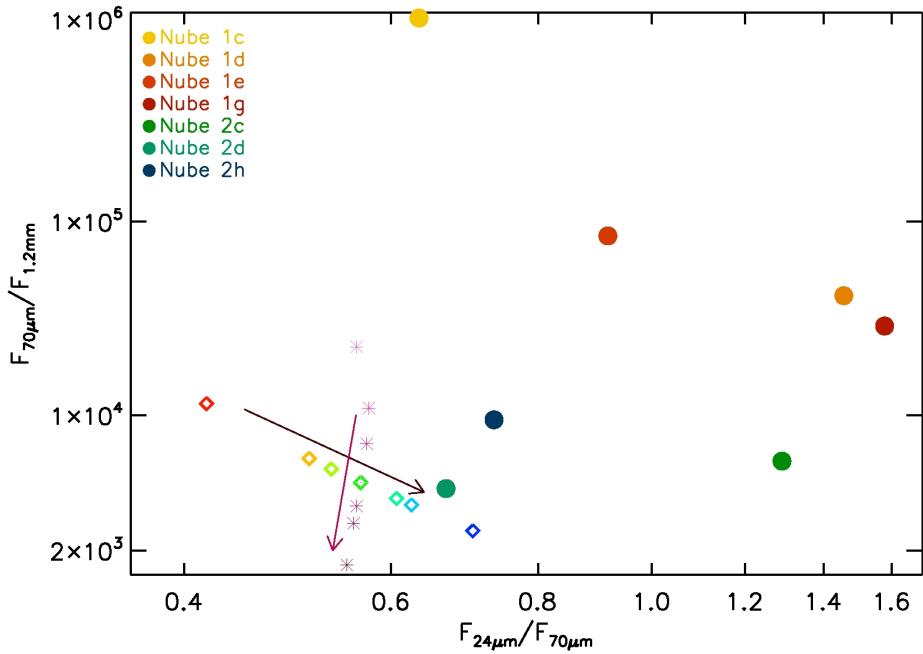


FIGURA 6.9: Diagrama color-color $F_{70\mu m}/F_{1,2mm}$ vs $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$. Los círculos corresponden a los colores observados (descripción en figura 6.7). Notamos que si el color $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$ fuese unas dos veces mayor los modelos podrían reproducir los colores observados.

calientes produciendo un cambio directo en la forma del espectro de emisión de los granos. El aumento de la luminosidad se debería ciertamente a estrellas cercanas a estas nubes las que contribuirían a la radiación UV. En la sección 6.4.5 se estudiará el efecto de un cambio en luminosidad por un factor dos.

Por último, en el gráfico 6.11 incluimos el flujo a 8 μm el cual es una característica de la emisión de los PAHs siendo proporcional a la abundancia de PAHs. Para que los modelos ajusten con las observaciones debería realizarse entonces una reducción de la abundancia de PAHs por un factor aproximado de 2. Debido a que en el código Dustem utilizamos una abundancia galáctica, si utilizaramos un valor apropiado para la Nube Grande de Magallanes estas abundancias disminuirían en un factor aproximado de 3 o 2 provocando que los flujos observados estuviesen dentro del rango de los modelos.

En general los datos no coinciden con los modelos, para que estos ajustasen las nubes en general deberían ser bastante traslúcidas ya que requieren un A_V muy chico y debieran estar a distancias menores a 92 pc. Lo que podría estar gatillando este resultado es que la radiación incidente debería ser mayor, no solo estaría la calculada a partir de las magnitudes bolométricas de las estrellas más azules y brillantes observadas por Parker et al. (1992) sino que habrían otras estrellas cuya radiación UV incidirían en las nubes. Junto con esto otra contribución posible se puede deber a que la distribución de tamaño de los granos de polvo utilizada en Dustem no es propia de la Nube Grande de Magallanes sino que es galáctica.

Para realizar un estudio detallado de la variación de diversos parámetros en las nubes moleculares modeladas se escogió una nube en particular. Según los diagramas color-color los modelos se ajustaban bastante bien en general a

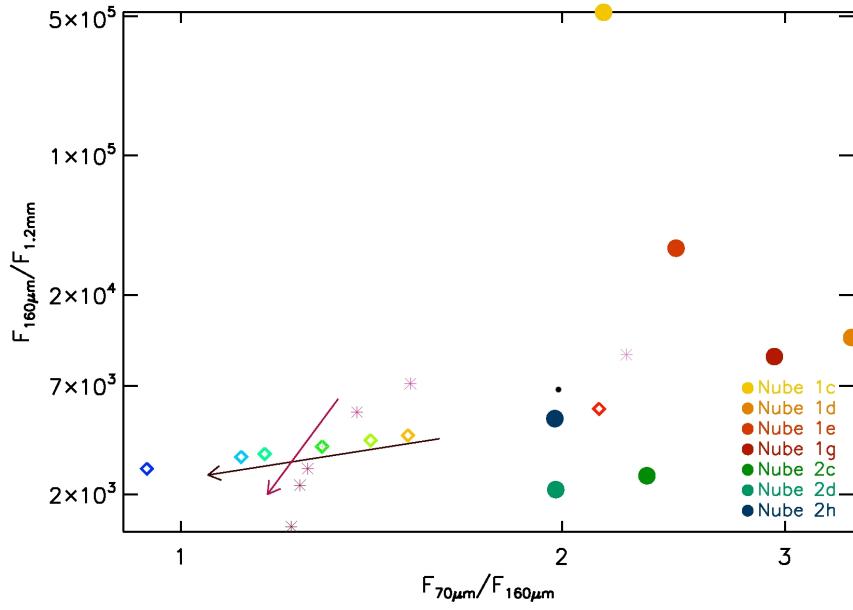


FIGURA 6.10: Diagrama color-color $F_{160\mu m}/F_{1,2mm}$ vs $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$. Descripción de los símbolos en la figura 6.7. Podemos apreciar al igual que en la figura 6.9 que si el color $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$ aumenta unas dos veces se reproducirían los colores observados. El color $F_{160\mu m}/F_{1,2mm}$ reproduce en general los colores de las nubes observadas.

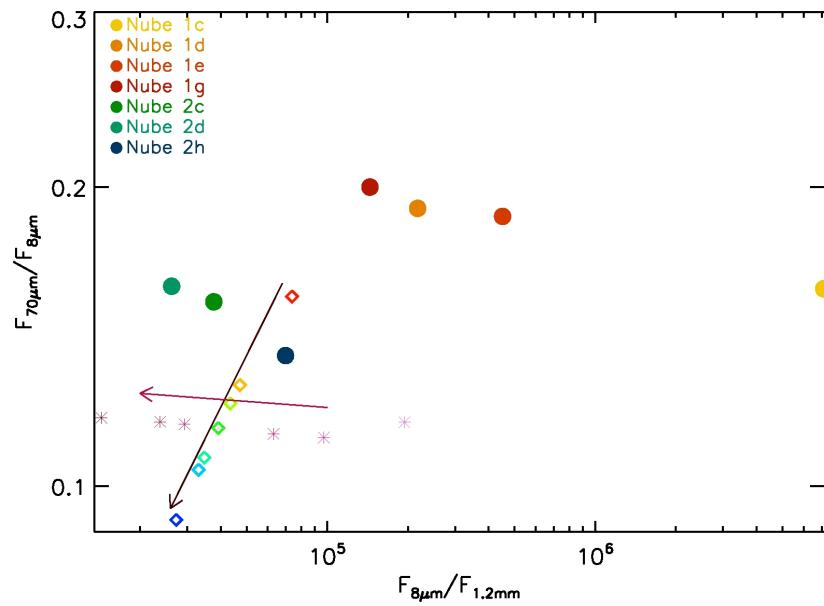


FIGURA 6.11: Diagrama color-color $F_{70\mu m}/F_{8\mu m}$ vs $F_{8\mu m}/F_{1,2mm}$. Descripción de los símbolos en la figura 6.7. La emisión a $8\mu m$ es una característica de los PAHs por lo que la abundancia de los PAHs deberá ser disminuida aproximadamente por un factor 2 para que los modelos se ajusten a las observaciones.

la nube 2d por lo que se tomó esta nube para estudiar la variación del campo de radiación en el borde de la nube para distintos valores de extinción máxima, la variación de un mismo campo de radiación en distintos puntos de la nube, el ajuste de diversos campos de radiación a distintas distancias de la nube molecular, densidades a lo largo de la nube de sus elementos principales H, H₂ y CO, y temperaturas de polvo y gas.

6.4.3. Variación de extinción A_V

En la figura 6.12 vemos el campo de radiación a 92 pc para distintos valores de la extinción máxima de la nube, variando desde A_V=1 hasta A_V=80. Notamos que para distintos valores de extinción máxima de la nube la emisión de los PAHs se mantiene casi invariable mientras que la emisión de los granos grandes es el que presenta más cambios. La masa de polvo de la superficie de la nube emitiendo a 8 μm y la masa total de la nube emitiendo a 1.2 mm que ve la radiación UV incidente varía con la extinción de la nube, por lo que para todas las extinciones se medirá un flujo en el IR cercano similar pero el flujo en el milimétrico será distinto ya que éste trazará la masa total del polvo. Estos campos de radiación fueron escalados por un *beam dilution factor* correspondiente a 0.013. De este gráfico vemos que si utilizamos la distancia proyectada en el cielo entre el cúmulo y la nube molecular 2d la cual es 92 pc, y utilizando una distribución de tamaños de granos galáctica entonces para que el modelo de la PDR se ajuste a las observaciones se necesitaría una extinción aproximada de A_V=20, con este valor se ajusta el flujo a 1.2 mm pero el flujo a 160 μm queda sobreestimado.

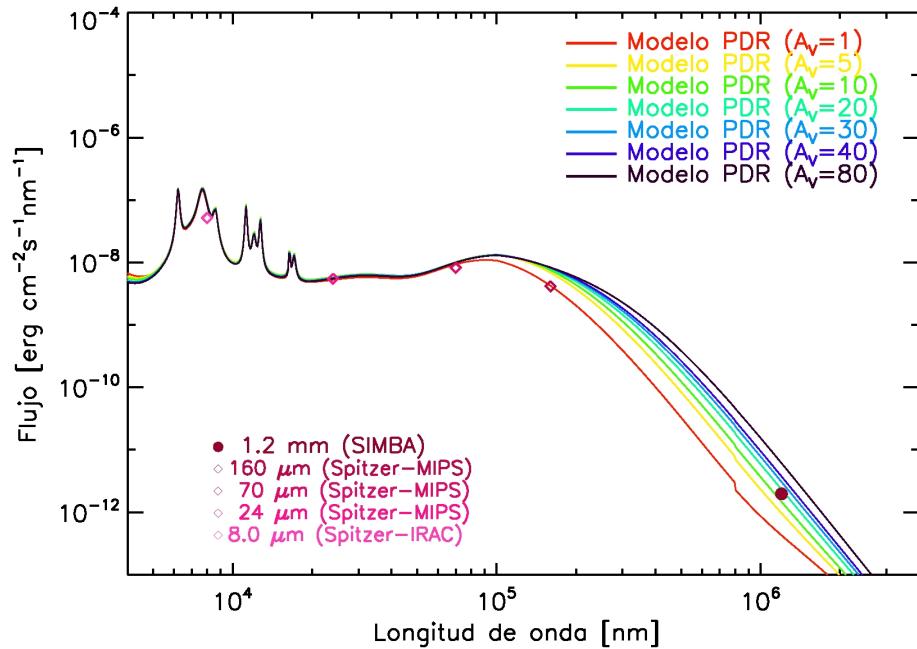


FIGURA 6.12: Distintos modelos obtenidos del campo de radiación, para diferentes valores de extinción máxima de la nube desde A_V=1 hasta A_V=80 a una distancia fija de 92 pc. Los símbolos corresponden a las observaciones obtenidas de las diferentes emisiones para la nube 2d.

6.4.4. Variación de la distancia

Ahora se utilizó como parámetro fijo la extinción de la nube, trabajamos con una extinción máxima de $A_V=20$. En la figura 6.13 notamos que si queremos ajustar la emisión a 1.2 mm con los modelos de PDR utilizando una nube densa es necesario que la distancia entre el cúmulo y la nube esté en un rango aproximado de 85 - 105 pc. La distancia proyectada en el cielo para esta nube es de 92 pc por lo que este valor se utiliza como cota inferior por lo que el rango de distancia será 92 - 105 pc.

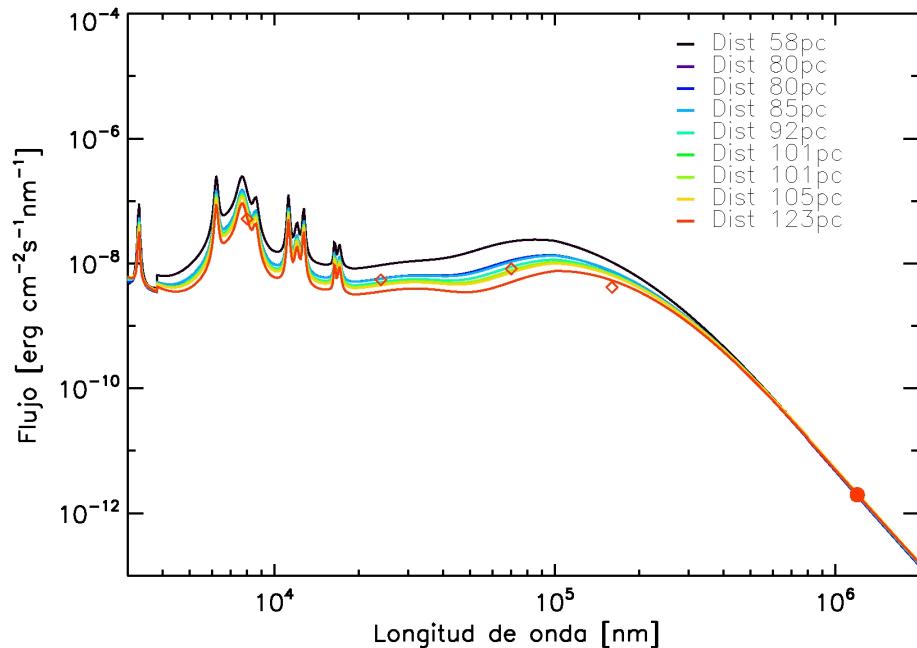


FIGURA 6.13: Distintos modelos obtenidos del campo de radiación para diferentes valores de distancia entre la nube molecular y el cúmulo variando desde 58 pc a 123 pc a una extinción máxima de la nube fija de 20 mag. Los símbolos corresponden a los mismos valores observados para la nube 2d de la figura 6.12.

6.4.5. Efecto de la Luminosidad

En la figura 6.14 se muestran dos modelos de PDR para la nube 2d expuesta a dos luminosidades que están diferenciadas por un factor dos. El modelo de luminosidad más alta corresponde a un campo de radiación de $8.5 \times 10^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, valor resultante de la integración entre 91.2 y 200 nm y que equivale a 51.8 unidades de Habing³. El modelo de luminosidad más baja tiene un campo de radiación de $4.2 \times 10^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ igual a 25.9 unidades de Habing.

Están señaladas las longitudes de onda que utilizamos en la comparación con los modelos de PDR. Vemos que tanto a $160 \mu\text{m}$ como a 1.2 mm no hay gran alteración en las respectivas emisiones pero a $24 \mu\text{m}$ y a $70 \mu\text{m}$ hay una apreciable diferencia.

Estas diferencias en los flujos explicarían los gráficos discutidos anteriormente. Por su parte, la diferencia en la lumi-

³La unidad de Habing es al flujo de la vecindad solar en el ultravioleta lejano integrado entre 912 y 2000 Å, correspondiente a $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

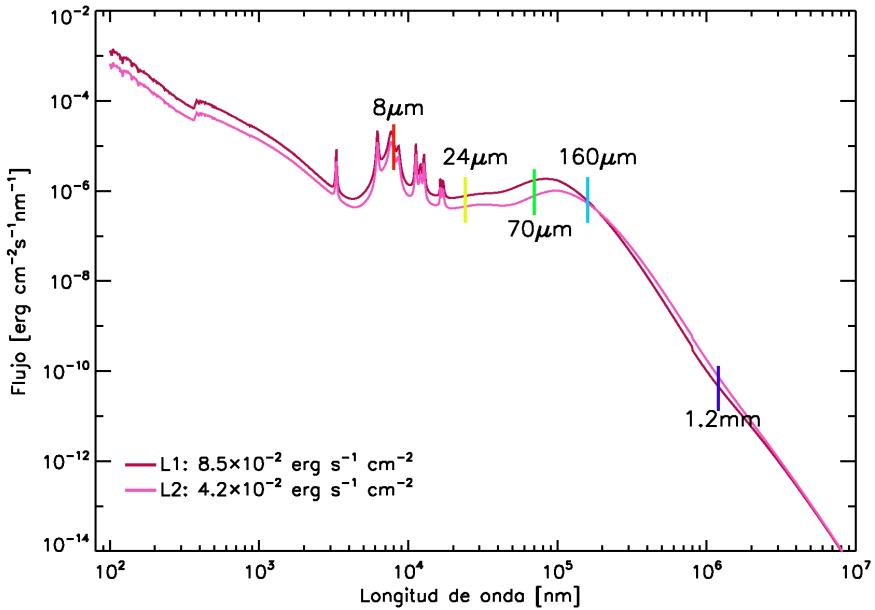


FIGURA 6.14: Efecto de la luminosidad en los flujos obtenidos con el modelo PDR Meudon. Se utilizó la luminosidad calculada para la asociación OB LH9 empleando los datos de la publicación de Parker et al. (1992), y luego a esa luminosidad se multiplicó por dos. Se puede ver como varía el flujo en las distintas longitudes de onda.

nosidad se podrían deber a otras contribuciones estelares no pertenecientes a LH9.

6.4.6. Comparación de densidad de columna

Utilizando las ecuaciones 6.5, 6.6 y 6.7 podemos obtener las densidades de columna de hidrógeno $N(H)$ teóricas y observacionales a partir de la masa virial y la masa CO. En la tabla 6.3 vemos la comparación para las densidades de

TABLA 6.3: Densidades de columnas teórica ($N(H)_{mod}$) y observadas ($\langle N(H) \rangle_{M_V}$, $\langle N(H) \rangle_{M_{CO}}$) para las nubes modeladas de N11.

Nube	$\langle N(H) \rangle_{M_V} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$	$\langle N(H) \rangle_{M_{CO}} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$	$N(H)_{mod} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$	$\frac{\langle N(H) \rangle_{M_V}}{N(H)_{mod}}$	$\frac{\langle N(H) \rangle_{M_{CO}}}{N(H)_{mod}}$
2d	5.9	3.5	1.8	3.2	1.9

columna para la nube 2d. Notamos que el modelo de la PDR nos entrega valores de densidad de columna inferiores a los valores calculados con la emisión directa de CO tanto para la masa virial como para la masa CO. Si nos centramos en la ecuación 6.5 y si forzamos a la densidad de columna obtenida con el modelo ser igual a la observada mediante el método del virial se necesitaría que la extinción máxima de la nube molecular 2d fuese igual a $A_V \simeq 63$, el cual es un valor muy alto y no coincide con los resultados obtenidos de los diagramas color-color donde se ve que las nubes requieren extinciones aproximadas de 20-40 mag. Entre uno de los factores que podría estar provocando esta diferencia es que la ley de extinción usada (ley de extinción estándar $R_V=3.1$) no fuera la adecuada para N11.

6.4.7. Distribución de tamaños de granos de polvo

Como dijimos anteriormente en la sección 6.4.2, queremos analizar cómo actúa la distribución de tamaños de granos de polvo de diferentes ambientes en los colores infrarrojos de la emisión de nubes moleculares.

Se estudió la influencia de la distribución de tamaños de los granos de polvo y la abundancia en PAHs sobre los colores infrarrojos tanto para granos de polvo galácticos como para granos de polvo de la LMC. Esto fue posible utilizando modelos teóricos de la emisión en el IR de granos de polvo calentados por luz estelar, trabajo desarrollado por Draine & Li (2007).

Los modelos utilizados son el resultado de polvo calentado por la radiación estelar en la vecindad solar ($D=10$ kpc) definida por Mathis et al. (1983) la cual comprende a tres cuerpos negros diluidos. Las temperaturas de estos cuerpos negros corresponden a 3000 K, 4000 K y 7500 K mientras que los factores de dilución son 4.0×10^{-13} , 1.0×10^{-13} y 1.0×10^{-14} , respectivamente. Entonces integrando el UV de esta radiación obtenemos:

$$RF = \int_{91.2nm}^{400nm} 4\pi J_\lambda^\odot d\lambda = 2,08 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Los modelos de Draine & Li (2007) se escriben en función de este campo de radiación por lo que tuvimos que calcular la emisión del campo estelar de LH9 a la distancia de la nube 2d entre 91.2 nm y 400 nm. Esto nos da un valor de:

$$RF = 5,04 \times 10^{-2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

lo que equivale a ~ 25 veces el campo de radiación de Mathis et al. (1983). Utilizamos el modelo para $U=25.0$ siendo U el factor de escalamiento del campo de radiación de Mathis et al. (1983). Los modelos de polvo empleados utilizan la distribución de tamaños dada por Weingartner & Draine (2001). Estos modelos ajustan la curva de extinción de la LMC.

Se utilizaron cuatro modelos, uno de la Vía Láctea mientras los tres restantes de la Nube Grande de Magallanes. En la tabla 6.4 se muestran las diferencias entre los modelos, en donde q_{PAH} es la fracción de la masa de polvo total que es contribuida por los PAHs conteniendo menos de 1000 átomos de carbón.

TABLA 6.4: Características de los modelos de polvo de Draine & Li (2007).

Modelo	q_{PAH}
MW3.1_60	4.58
LMC2_00	0.75
LMC2_05	1.49
LMC2_10	2.37

En la tabla 6.5 están los valores de las emisiones obtenidas para estos cuatro modelos.

La figura 6.15 muestra el comportamiento de los colores para los distintos factores de escalamiento y para los distintos modelos. Notamos que para la distribución de gas galáctica los colores $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$ son en general más grande que aquellos para la distribución de la LMC. Ahora, si nos enfocamos en los modelos de la LMC, vemos que para el color $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$ es bastante dependiente de la abundancia de PAH. En la figura 6.16 se ha incluido el flujo a 8

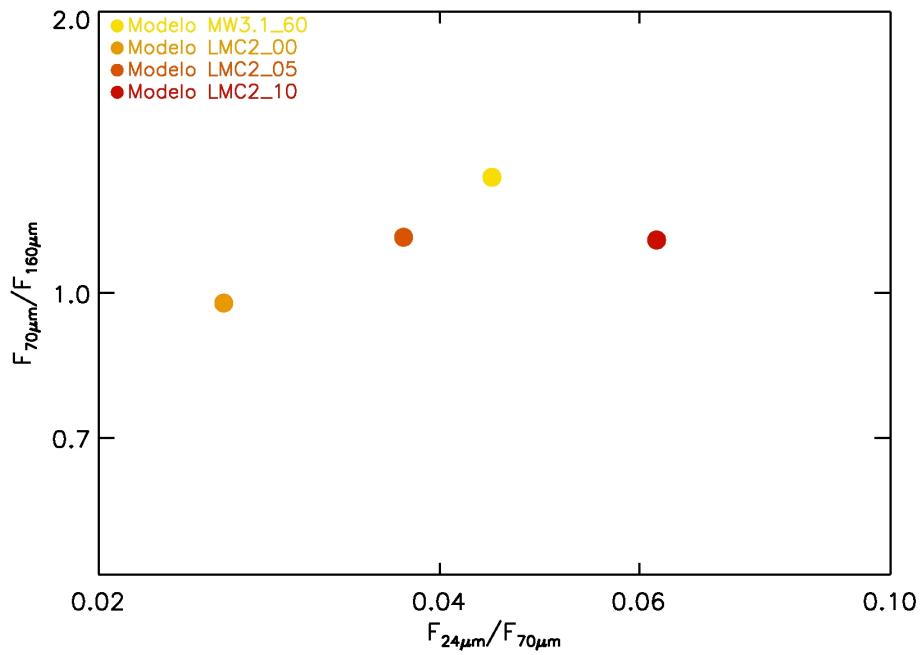


FIGURA 6.15: Diagrama color-color $F_{70\mu m}/F_{160\mu m}$ vs $F_{24\mu m}/F_{70\mu m}$ en el que graficamos las emisiones infrarrojas obtenidas de los modelos teóricos de granos de polvo de Draine & Li (2007).

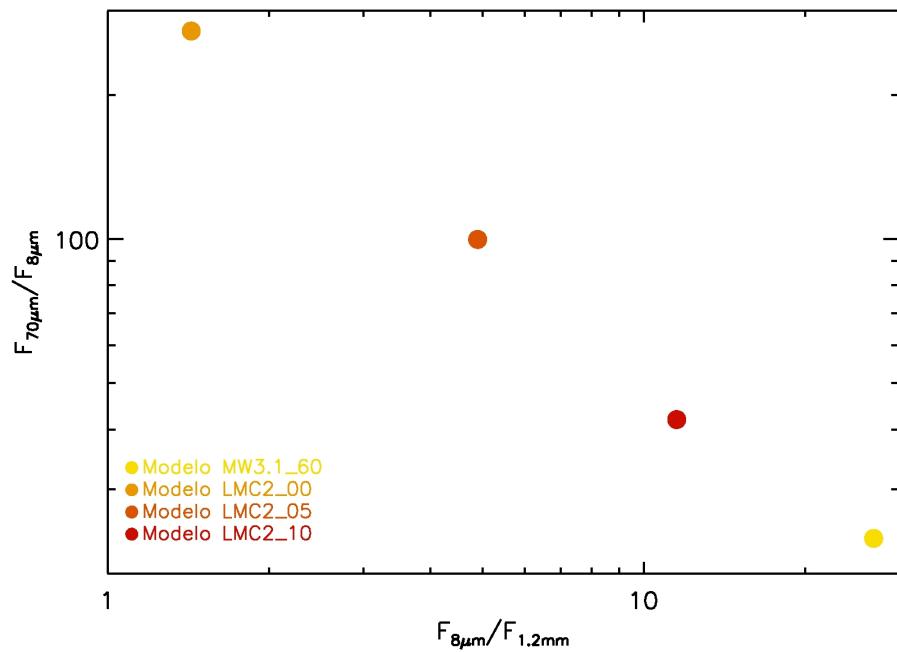


FIGURA 6.16: Diagrama color-color $F_{70\mu m}/F_{8\mu m}$ vs $F_{8\mu m}/F_{1.2mm}$. Vemos el efecto de la abundancia de los PAHs en los colores que involucran a la emisión a $8\mu m$.

TABLA 6.5: En esta tabla se muestran las emisiones en el infrarrojo para los modelos de polvo descritos en Draine & Li (2007). Todas las emisiones están en unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{H}^{-1}$.

Modelo	$8 \mu\text{m}$	$24 \mu\text{m}$	$70 \mu\text{m}$	$160 \mu\text{m}$	1.2 mm
U=25.0					
MW3.1_60	5.018×10^{-15}	5.285×10^{-15}	1.188×10^{-13}	8.931×10^{-14}	1.869×10^{-16}
LMC2_00	7.678×10^{-17}	5.387×10^{-16}	2.089×10^{-14}	2.141×10^{-14}	5.362×10^{-17}
LMC2_05	2.909×10^{-16}	1.079×10^{-15}	2.903×10^{-14}	2.530×10^{-14}	5.937×10^{-17}
LMC2_10	6.788×10^{-16}	1.770×10^{-15}	2.847×10^{-14}	2.498×10^{-14}	5.892×10^{-17}

μm el cual es proporcional a la abundancia de PAHs. Podemos ver el efecto en este flujo en medio ambientes de distinta metalicidad. Se ve que para entornos donde q_{PAH} es alto (modelo de la Galaxia MW3.1_60) el flujo a $8 \mu\text{m}$ será alto en comparación con ambientes en donde hay poca abundancia de PAHs (modelo de la Nube Grande de Magallanes LMC2_00). Esto nos remite a la sección 6.4.2 en donde se puede explicar la diferencia entre las observaciones de las nubes de N11 en la LMC con los modelos de las PDR utilizando distribución de tamaños de polvo galáctica.

6.5. Modelamiento del gas

6.5.1. Densidades

Podemos ver en el gráfico 6.17 las densidades de H y H_2 en una nube molecular de $A_V=5$. Notamos que la cantidad total de hidrógeno, esto es $n(\text{H})+2 \times n(H_2)$, se mantiene constante a lo largo de la nube tal cual lo especificamos en el modelamiento con un valor de 10^4 cm^{-3} . En la superficie de la PDR la densidad de H corresponderá a la densidad total pero a medida que entramos en la nube ésta va disminuyendo y el hidrógeno comienza a encontrarse en estado molecular hasta llegar a $A_V \approx 0.4$ en donde prácticamente todo el hidrógeno es molecular y corresponde a una densidad de $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Debido a que estamos trabajando con una nube molecular de muy alta densidad la autoprotección del H_2 es bastante efectiva y éste va a dominar desde capas muy externas.

La cantidad de CO y de C se presentan en la figura 6.18, durante las primeras capas de la PDR el CO se encuentra completamente disociado debido a la radiación UV pero la densidad de éste aumenta cuando entramos en la nube mientras que los fotones UV son atenuados. Debido a que el CO no se autoprotege como si lo hace el H_2 éste se confina hacia las zonas más densas de la nube (núcleo).

6.5.2. Variación del Campo de Radiación en la nube

La figura 6.19 grafica la variación del campo de radiación en distintos puntos de la nube desde el borde de la nube hasta el centro de la nube a $A_V=20$. En este último lugar la radiación a longitudes de onda más cortas correspondiente al flujo del cúmulo se reduce de manera apreciable lo cual es debido a que esta radiación ya fue absorbida por las primeras capas de la PDR. Vemos que no hay notable variación en la emisión de polvo.

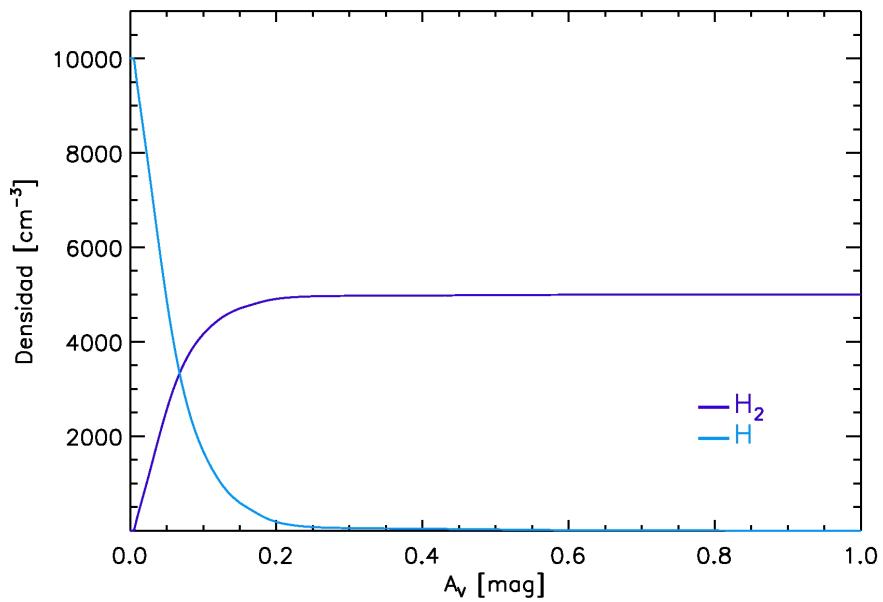


FIGURA 6.17: Modelo de densidades del hidrógeno neutro y el hidrógeno molecular a través de la nube 2d.

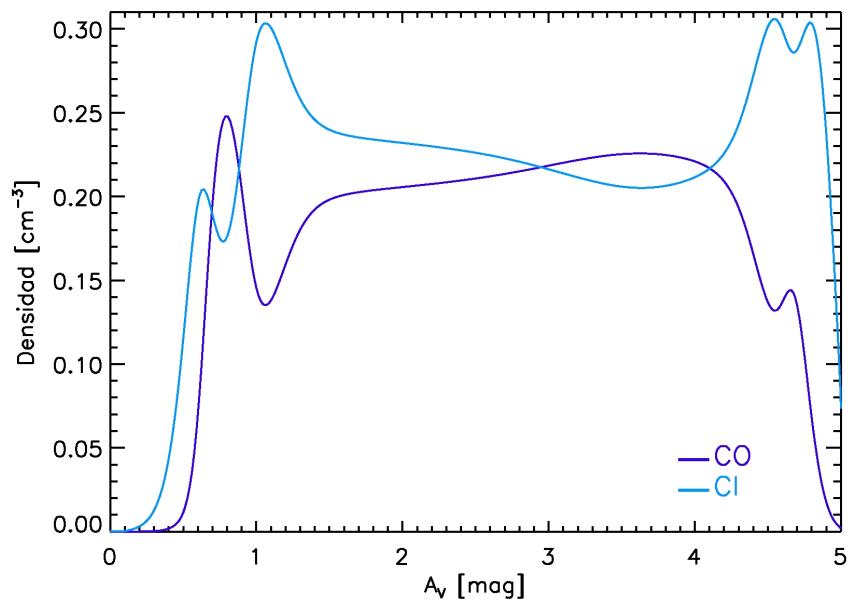


FIGURA 6.18: Modelo de densidad de CO y C a través de una nube de $A_V=5$.

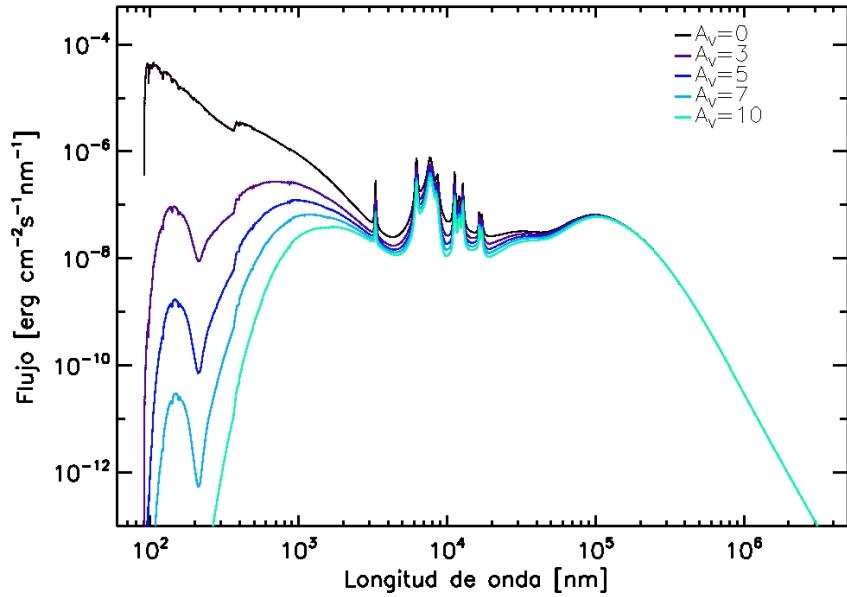


FIGURA 6.19: Modelos de variación del campo de radiación mientras vamos entrando a una nube cuya extinción máxima es de $A_V=20$. A medida que nos adentramos en la nube la radiación incidente va disminuyendo.

6.5.3. Temperatura

Utilizando los modelos podemos obtener la variación de la temperatura del gas a lo largo de la nube (figura 6.20). Estas variaciones de temperatura fueron obtenidas para una nube de extinción igual a $A_V=20$, densidad $n=10^4 \text{ cm}^{-3}$ y distancia al cúmulo de 92 pc (ver tabla 6.2).

En esta figura tenemos que para extinciones cercanas a $A_V=20$ la temperatura incrementa su valor, esto se debe a que el código PDR Meudon necesita fuentes de radiación a ambos lados de la nube por lo que este incremento es un reflejo directo del pequeño campo de radiación introducido al otro lado de la nube. La temperatura del gas en el borde de las PDRs nos indica el grado de excitación del medio.

6.5.4. Flujo de Líneas de Gas

Con el modelo de la PDR además de estudiar las propiedades del polvo se pueden predecir las intensidades de las líneas de emisión del gas integrada a través de la línea de visión (LOS), siendo estas cantidades observables. El cálculo de estos valores asume que la PDR es perpendicular a la LOS.

Los valores de las intensidades de estas líneas se comparan con los datos observacionales que se pueden obtener con varios telescopios:

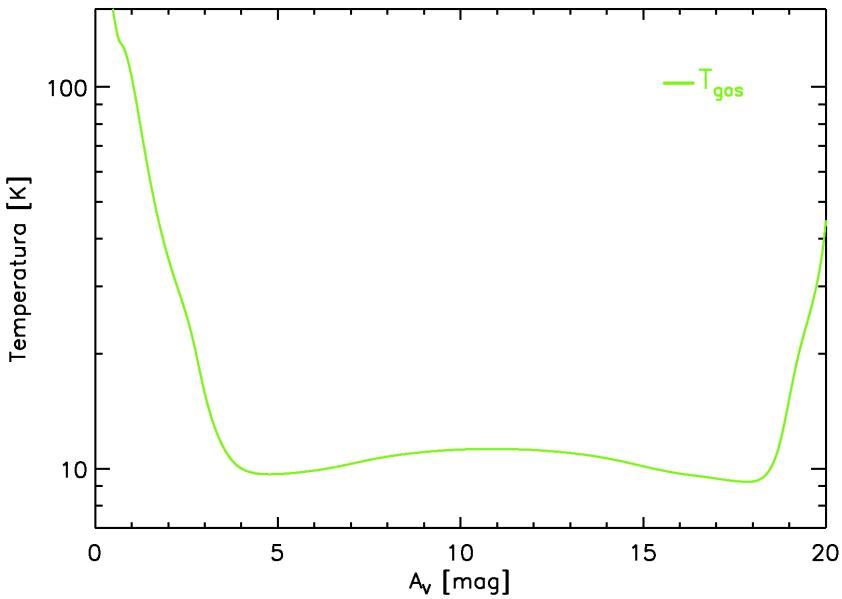


FIGURA 6.20: Modelo de variación de la temperatura del gas para la nube molecular 2d de N11. A medida que nos adentramos en la nube la temperatura del gas decrece rápidamente para llegar a ser muy baja

- Actuales radiotelescopios (ASTE, APEX, NANTEN2). Con estos telescopios podemos obtener las intensidades de varias transiciones moleculares de CO y de CI. NANTEN2 opera en los rangos 450-495 GHz y 800 - 880 GHz pudiendo de esta manera observar las líneas CO(7-6), CO(4-3), [CI] 3P_2 - 3P_1 y [CI] 3P_1 - 3P_0 .
- Telescopio espacial Spitzer. Este telescopio está equipado con el espectrógrafo infrarrojo IRS (Infrared Spectrograph), el cual en alta resolución trabaja en los rangos del Infrarrojo medio de 10-19.5 μm y 19-37 μm observando las líneas H₂(0,0)S(0) y H₂(0,0)S(1), entre otras.
- Observatorio Espacial Herschel. Este observatorio recientemente lanzado opera a 55 μm a 672 μm , en este rango se encuentran las líneas [OI] 3P_1 - 3P_2 y 3P_0 - 3P_1 , [CI] 3P_2 - 3P_1 y 3P_1 - 3P_0 , y [CII] $^3P_{3/2}$ - $^3P_{1/2}$.

Calculamos los valores de las intensidades de línea utilizando la metalicidad galáctica y la metalicidad de la LMC, estas últimas fueron obtenidas corrigiendo las abundancias de C, O, S y N por la metalicidad de la LMC del modelo galáctico empleado por el código PDR Meudon. En la tabla 6.6 están los valores de las intensidades. Podemos notar el efecto de la metalicidad en las líneas de gas. Todas las líneas de gas metálicas, esto es CO, C y O, son mayores para nubes galácticas que para nubes en la LMC ya que las primeras son más metálicas. Para H₂ dos de ellas son mayores en nubes galácticas mientras que las otras dos son mayores en nubes moleculares de la LMC.

Comparamos dos de estos valores con datos observacionales. En la tabla 2.2 están dadas las intensidades para las transiciones moleculares CO(1-0) y CO(2-1). Podemos escribir la intensidad en unidades físicas de la siguiente manera:

$$\frac{I}{[\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]} = \frac{2k\nu^3}{c^3} \frac{I_{CO}}{[\text{Kkm/s}]}$$

TABLA 6.6: Predicciones de intensidades de líneas de emisión de gas integradas en la línea de visión. Se utilizaron nubes galácticas y nubes corregidas por la metalicidad de la LMC. Las intensidades están en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$

	[CI] $^3P_1 - ^3P_0$ (609 μm)	[CI] $^3P_2 - ^3P_1$ (370 μm)	[CII] $^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$ (157 μm)	[OI] $^3P_0 - ^3P_1$ (145 μm)	[OI] $^3P_1 - ^3P_2$ (63 μm)
LMC	1.70×10^{-6}	1.62×10^{-6}	1.16×10^{-4}	9.63×10^{-6}	3.04×10^{-4}
GAL	1.84×10^{-6}	1.15×10^{-6}	1.38×10^{-4}	1.42×10^{-6}	5.81×10^{-5}
	CO(1-0) (115 GHz)	CO(2-1) (230 GHz)	CO(4-3) (461 GHz)	CO(7-6) (807 GHz)	
LMC	1.07×10^{-7}	8.89×10^{-7}	1.79×10^{-6}	6.49×10^{-9}	
GAL	9.05×10^{-8}	4.72×10^{-7}	3.24×10^{-7}	1.30×10^{-11}	
	H ₂ 1-0 S(1) (2.12 μm)	H ₂ 2-1 S(1) (2.25 μm)	H ₂ 0-0 S(1) (17 μm)	H ₂ 0-0 S(0) (28 μm)	
LMC	8.76×10^{-7}	4.33×10^{-7}	1.11×10^{-5}	7.73×10^{-6}	
GAL	2.73×10^{-7}	1.39×10^{-11}	7.40×10^{-7}	1.76×10^{-6}	

Las intensidades para la nube 2d son: $I_{CO(1-0)} = 9.22 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, y $I_{CO(2-1)} = 7.63 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, la primera intensidad es más similar a la galáctica, al comparar estos valores resulta 0.86 con respecto al valor para la LMC y 1.02 con respecto a la Galaxia. El cuociente entre las intensidades CO(2-1) observada y modelada para la LMC es de 0.86, mientras que entre la observada y la modelada para la Galaxia es de 1.62.

Podemos comparar las intensidades con otra región de la Nube Grande de Magallanes. Se tienen observaciones para 30 Dorado de CI a 370 μm obtenidas con KOSMA en noviembre de 2007 y observaciones de CO(7-6) obtenidas con el receptor SMART de NANTEN en Junio de 2009. Las intensidades calculadas corresponden a:

$$\begin{aligned} \text{CI (370}\mu\text{m)} &= 7.5 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \\ \text{CO(7-6)} &= 3.83 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \end{aligned}$$

Los valores calculados difieren con respecto a los valores modelados para la región N11, estas diferencias son muy interesantes para investigar a futuro.

Capítulo 7

Conclusiones

- La imagen obtenida con SIMBA a 1.2 mm muestra una evidente correlación con el gas molecular trazado por la emisión CO(2-1). Ambas emisiones muestran la característica forma de anillo de N11.
- La emisión milimétrica de polvo de N11 fue calculada a través del manejo de imágenes obtenidas con el bolómetro SIMBA, el radio-telescopio SEST y el interferómetro ATCA.
- En la imagen de radio contínuo vemos donde la emisión libre-libre está definida. Esto depende de la fuente ionizante y de la distancia a ésta. Las nubes moleculares en la parte sur-este de N11 están expuestas a una ionización débil ya que la asociación OB más cercana es LH9 cuya edad es de 7 Myr y tiene muy pocas estrellas O, mientras que las nubes moleculares de la parte norte están expuestas a la radiación proveniente de LH10 el cual es más jóven (3 Myr) y presenta más estrellas de tipo O que LH9.
- En 9 de las 27 nubes moleculares definidas por Herrera (2007) la emisión a 1.2 mm estaba bien definida y la emisión termal de polvo dominó a 1.2 mm por lo cual se pudo calcular la masa de gas a partir de esta emisión.
- Las masas milimétricas son siempre más grandes que las masas CO y que las masas viriales calculadas en Herrera (2007) presentando un rango de este cuociente de 0.6 a 19.5 y de 0.1 a 5.8, respectivamente, siendo la media del cuociente entre la masa milimétrica y la masa virial 1.4 ± 0.7 . Esto concuerda con que el CO en ambientes de baja metalicidad se confina en las partes más densas de las nubes moleculares mientras que la autoprotección del H₂ con respecto a la radiación UV es mucho más eficiente encontrándose esta molécula espacialmente más distribuida.
- Los resultados son coherentes con otros resultados encontrados en ambas Nubes de Magallanes en donde las masas milimétricas son mayores que las masas viriales y masas CO.
- La obtención de la masa milimétrica es muy sensible a la metalicidad utilizada por lo que se debería hacer un estudio para obtener un valor preciso de este valor en la región N11 de la Nube Grande de Magallanes.
- Se utilizó el código PDR Meudon para el modelamiento de las superficies de las nubes moleculares. Este modelo utiliza distribución de tamaños de granos de polvo galáctico

- Se modelaron nubes con distintas distancias y extinciones, las distancias utilizadas fueron las proyectadas en el cielo entre las nubes moleculares definidas en Herrera (2007) y el cúmulo central. Con estos modelos se realizaron cinco diagramas color-color para las emisiones de Spitzer a $8 \mu\text{m}$, $24 \mu\text{m}$, $70 \mu\text{m}$ y $160 \mu\text{m}$ y para la emisión de SIMBA a 1.2 mm. Se hizo una comparación e interpretación de datos observacionales y modelos. En los diagramas color-color vemos que hay modelos que no se ajustan adecuadamente a los colores de las nubes moleculares en N11. En general estas nubes presentaban notables diferencias con los modelos, estando lejos del campo en que se realizó el modelamiento por típicamente un factor 2.
- Se estudió la variación en el campo de radiación para la nube molecular 2d de Herrera (2007) cuya distancia proyectada en el cielo es de 92 pc para así optimizar el valor de A_V . Para que los puntos observacionales se ajusten a los modelos se requiere un A_V aproximadamente de 20 mag, el ajuste no es completo ya que el flujo a $160 \mu\text{m}$ está sobreestimado por el modelo. También hicimos el análisis inverso, variando la distancia y dejando fija la extinción. Asumimos una extinción de $A_V=20$ que es un valor típico para nubes oscuras. Con estos parámetros encontramos que para que exista un ajuste la nube debe estar a una distancia entre 92 pc a 105 pc aproximadamente.
- Para esta misma nube encontramos que el valor del *beam dilution factor* corresponde a 0.013. Este resultado viene directamente de ajustar el modelo a las observaciones.
- Como los diagramas color-color nos mostraban diferencias en colores por un factor de 2 entre los modelos y las observaciones decidimos ver el efecto de la luminosidad en la PDR. Se trabajó con una luminosidad el doble de la luminosidad para el modelo de $A_V=5$ y distancia de 92 pc. Se vió que para algunas longitudes de onda el flujo variaría mucho más que para otras longitudes de onda. Un exceso de luminosidad se podría explicar por la contribución de otras estrellas cercanas a la nube molecular y, por lo demás, a la asociación OB LH10 que está un poco más al norte que esta nube molecular.
- La temperatura del gas se reduce abruptamente en las primeras capas de la nube, manteniendo una temperatura aproximadamente constante de 10 K en el interior de la PDR, al otro extremo de la PDR aumentará debido al campo externo que introducimos en el modelo de la PDR.
- Con este modelo podemos obtener predicciones de las intensidades de líneas atómicas y moleculares para las transiciones más utilizadas que son y serán vistas por telescopios como APEX, NANTEN2, Spitzer y Herschel. Se pueden comparar con otras zonas de formación estelar que ya han sido investigadas.
- En el modelamiento de la PDR se utilizó la física del polvo galáctico, si utilizaramos los valores adecuados de abundancias para la LMC lo más probable es que tendríamos otro resultado, por ejemplo sabemos que la abundancia de PAHs en la LMC es menor que en la Vía Láctea (Weingartner & Draine 2001).
- Encontramos que la abundancia de PAHs en la región N11 debe ser aproximadamente la mitad del valor galáctico para reproducir las observaciones del flujo a $8 \mu\text{m}$.
- La optimización de este modelo a la Nube Grande de Magallanes queda como trabajo futuro. Se estudiará la distribución de tamaños de granos de polvo correspondiente a la LMC.

Bibliografía

- Alton, P. B., Bianchi, S., Richer, J., Pierce-Price, D., & Combes, F. 2002, *A&A*, 388, 446
- Barbá, R. H., Rubio, M., Roth, M. R., & García, J. 2003, *AJ*, 125, 1940
- Battaglia, G., Helmi, A., Morrison, H., et al. 2005, *MNRAS*, 364, 433
- Beckert, T., Duschl, W. J., & Mezger, P. G. 2000, *A&A*, 356, 1149
- Black, J. H. & Dalgarno, A. 1977, *ApJS*, 34, 405
- Bloemen, J. B. G. M., Strong, A. W., Mayer-Hasselwander, H. A., et al. 1986, *A&A*, 154, 25
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Bot, C., Boulanger, F., Rubio, M., & Rantakyro, F. 2007, *A&A*, 471, 103
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, *A&A*, 312, 256
- Braine, J., Kruegel, E., Sievers, A., & Wielebinski, R. 1995, *A&A*, 295, L55+
- Compiègne, M., Abergel, A., Verstraete, L., & Habart, E. 2008, *A&A*, 491, 797
- Dame, T. M., Elmegreen, B. G., Cohen, R. S., & Thaddeus, P. 1986, *ApJ*, 305, 892
- Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Dickel, J. R., McIntyre, V. J., Gruendl, R. A., & Milne, D. K. 2005, *AJ*, 129, 790
- Dobashi, K., Bernard, J., Hughes, A., et al. 2008, *A&A*, 484, 205
- Draine, B. T. & Li, A. 2007, *ApJ*, 657, 810
- Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1997, The physics of the interstellar medium, ed. D. A. Dyson, J. E. Williams
- Fitzpatrick, E. L. 1985, *ApJ*, 299, 219
- Garay, G., Johansson, L. E. B., Nyman, L.-Å., et al. 2002, *A&A*, 389, 977
- Gonzalez García, M. 2009, Tesis de doctorado, LUTH, Observatoire de Paris (Francia)
- Gonzalez García, M., Le Bourlot, J., Le Petit, F., & Roueff, E. 2008, *A&A*, 485, 127
- Hatano, H., Kadowaki, R., Nakajima, Y., et al. 2006, *AJ*, 132, 2653

- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, 2, 315
- Herrera, C. 2007, Estudio de las Nubes Moleculares en la región N11 de la Nube Grande de Magallanes, Práctica de licenciatura, Pontificia Universidad Católica de Chile (Chile), disponible en Biblioteca Gauss (TUC 2007 H5653e), Campus San Joaquín, Pontificia Universidad Católica de Chile
- Herrera, C., Rubio, M., & Bolatto, A. 2010, en preparación
- Heydari-Malayeri, M. & Testor, G. 1985, *A&A*, 144, 98
- Hildebrand, R. H. 1983, *QJRAS*, 24, 267
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, *ARA&A*, 35, 179
- Israel, F. P., de Graauw, T., Johansson, L. E. B., et al. 2003, *A&A*, 401, 99
- Issa, M. R., MacLaren, I., & Wolfendale, A. W. 1990, *A&A*, 236, 237
- James, A., Dunne, L., Eales, S., & Edmunds, M. G. 2002, *MNRAS*, 335, 753
- Keller, S. C. & Wood, P. R. 2003, *ApJ*, 642, 834
- Koornneef, J. 1982, *A&A*, 107, 247
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Le Petit, F., Nehmé, C., Le Bourlot, J., & Roueff, E. 2006, *ApJS*, 164, 506
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Lucke, P. B. & Hodge, P. W. 1970, *AJ*, 75, 171
- MacLaren, I., Richardson, K. M., & Wolfendale, A. W. 1988, *ApJ*, 333, 821
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. 1983, *A&A*, 128, 212
- Mezger, P. G., Chini, R., Kreysa, E., & Gemuend, H. 1986, *A&A*, 160, 324
- Mezger, P. G., Zylka, R., & Wink, J. E. 1990, *A&A*, 228, 95
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Evans, C. J., et al. 2007, *A&A*, 465, 1003
- Parker, J. W., Garmany, C. D., Massey, P., & Walborn, N. R. 1992, *AJ*, 103, 1205
- Persson, S. E., Madore, B. F., Krzeminski, W., et al. 2004, *AJ*, 128, 2239
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., et al. 2002, *ApJ*, 577, 221
- Reynolds, R. J. 1992, *ApJ*, 392, L35
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, Tools of Radio Astronomy, ed. K. Rohlfs & T. L. Wilson
- Röllig, M., Abel, N. P., Bell, T., et al. 2007, *A&A*, 467, 187

- Rubio, M., Boulanger, F., Rantakyro, F., & Contursi, A. 2004, *A&A*, 425, L1
- Rubio, M., Lequeux, J., & Boulanger, F. 1993, *A&A*, 271, 9
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Spitzer, L. 1978, Physical processes in the interstellar medium, ed. L. Spitzer
- Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., et al. 1988, *A&A*, 207, 1
- Tielens, A. G. G. M. 2005, The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium, ed. A. G. G. M. Tielens
- Trumpler, R. J. 1930, *PASP*, 42, 214
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- Westerlund, B. E. 1997, The Magellanic Clouds

Apéndice A

Propiedades de Nubes Moleculares

Las propiedades de las nubes moleculares identificadas en N11 fueron obtenidas como trabajo de mi práctica de Licenciatura realizada en el año 2007 bajo la supervisión de la Dra. Mónica Rubio en la Pontificia Universidad Católica de Chile (Herrera (2007), Herrera et al. (2010) en preparación). El objetivo trascendental propuesto en esta práctica fue el de obtener y analizar propiedades de las nubes moleculares en N11.

Se utilizaron observaciones de la región N11 en CO(1-0) y CO(2-1) obtenidas con el SEST (sección 4.1). Primero se analizaron visualmente todos los espectros de la región para luego realizar un análisis cinemático haciendo mapas de canales para definir la extensión espacial y en velocidad de las nubes. De esta forma se separaron las nubes que estaban en la misma posición pero que presentaban velocidades diferentes. Una vez realizado este análisis se definieron los rangos de velocidad para cada nube y se integró en velocidad tomando los espectros espacialmente definidos. Con ello se generó un mapa de contorno para cada nube integrada en el rango de velocidad adecuado y allí se midió el área tomando el contorno a 3σ en rms. La forma en que se midió fue contando pixeles, luego para determinar el radio equivalente se asumió el tamaño de esa área medida a una nube circular.

Con CLASS medimos las características de las líneas de emisión como lo son el ancho de línea y la intensidad de la misma. Para obtener el ancho en velocidad de la nube se sumaron los espectros definidos para cada nube y se hizo un ajuste gaussiano al espectro suma. Usando ese espectro suma se determinó la intensidad CO de la nube.

A.1. Área

Como se dijo anteriormente, el área se midió contando los espectros que definieron a cada nube molecular. Así, debido a que todos los espectros proyectan la misma área en el cielo, el área de una nube corresponde al área abarcada por un espectro multiplicada por la cantidad de espectros que definen a la nube. Sabiendo que la distancia a la LMC es

50 kpc (Persson et al. 2004) y que cada espectro equivale a un cuadrado de 24" por 24" esta área es fácil de calcular:

$$\begin{aligned}
 A_{pix} &= (R\theta)^2 \\
 &= \left(50 [kpc] \frac{24}{3600} \frac{\pi}{180} [rad]\right)^2 \\
 &= (5,8 [pc])^2 \\
 &= 33,85 [pc^2]
 \end{aligned}$$

Por lo que el área de cada nube está dada por:

$$A_N = 33,85 \times N [pc^2] \quad (\text{A.1})$$

en donde N es el número de espectros por nube.

A.2. Radio

Se obtiene el valor del radio equivalente asumiendo que las nubes son circulares lo que no necesariamente es cierto, mas bien, las nubes moleculares presentan una estructura irregular. Se toma el área calculada en la ecuación (A.1) y se procede a calcular el radio mediante la siguiente relación:

$$R_N = \sqrt{\frac{A_N}{\pi}} [pc]$$

A.3. Intensidad

La intensidad de CO corresponde a la temperatura integrada en el rango de emisión y se calcula por espectro como el área bajo la curva de la línea de emisión de éste mismo, I_{CO}^i . Para obtener la intensidad de toda la nube, I_{CO} , debemos integrar I_{CO}^i por ángulo sólido (extensión de la nube).

$$\begin{aligned}
 I_{CO}^i &= \int T dv \\
 I_{CO} &= \int_{\Omega_s} \int T dv d\Omega \\
 &= \sum_{n=1}^N T_i \Delta v [K km s^{-1}]
 \end{aligned}$$

Como vemos en el último paso de la ecuación anterior podemos calcular la intensidad total I_{CO} de la nube sumando las contribuciones de intensidad de los N espectros que forman la nube molecular.

A.4. Luminosidad

La luminosidad CO de una nube molecular se puede escribir en términos de la Intensidad CO, tal como sigue:

$$\begin{aligned} L_{CO} &= D^2 \int_{\Omega_s} \int T dv d\Omega \\ &= D^2 I_{CO} [K km s^{-1} pc^2] \end{aligned}$$

A.5. Masa

Describiremos dos métodos para calcular la masa de nubes moleculares mediante la emisión de la línea molecular de CO las que son Masa CO y Masa Virial.

1. Masa CO

La cantidad de H_2 se puede medir mediante su densidad de columna $N(H_2)$ ¹, en nuestro caso el trazador de H_2 que hemos usado es la molécula de CO. La intensidad de CO muestra en la Galaxia una correlación constante con $N(H_2)$ y el factor que los vincula se denomina Factor-X² y es una función de los parámetros de la nube.

$$N(H_2) = X I_{CO} \quad (\text{A.2})$$

Para calcular la masa de la nube se integra la densidad de columna del H_2 en el área proyectada en el cielo (ángulo sólido) y se multiplica por la masa del H_2 . Esta última la podemos expresar como $\mu_m m_H$ donde μ_m representa el peso molecular promedio del gas y m_H la masa de un átomo de hidrógeno.

$$\begin{aligned} M_N &= \mu_m m_H \int_{\Omega} N(H_2) d\Omega \\ &= X \mu_m m_H D^2 \int_{\Omega} I_{CO} d\Omega \end{aligned}$$

El valor para μ es 2.73³ mientras que el factor de conversión galáctico utilizado corresponde a $X = 2,8 \times 10^{20} [cm^2 K^{-1} km^{-1} s]$ (Bloemen et al. 1986), por lo tanto podemos dejar la masa expresada en términos numéricos en función de la luminosidad.

$$\frac{M_N}{[M_{\odot}]} = 6,09 \frac{L_{CO}}{[K km s^{-1} pc^2]} \quad (\text{A.3})$$

con la masa de la nube medida en masas solares M_{\odot} .

El factor de conversión es sumamente importante para determinar la masa molecular, si se compara el valor encontrado para la masa virial en la que se utiliza el factor X galáctico con el valor para la masa CO podemos encontrar el factor de conversión para la región en la que estamos trabajando por lo que calcular la masa molecular

¹Número de átomos en un cilindro con un área transversal de 1 cm^2 .

²Este factor se espera que sea constante, se ha medido para la Galaxia y para ambas Nubes de Magallanes a través de la comparación del flujo de radiación γ , resultante de la interacción de rayos cósmicos con moléculas de hidrógeno, con el flujo CO. Este factor ha sido muy controversial.

³Según abundancias relativas, para nubes frías con $T_k \sim 10K$ la abundancia corresponde a 73 % de H y 25 % de He, Allen 1973.

es trascendental para determinar este factor.

2. Masa Virial

Este método involucra los anchos de líneas y los tamaños de las nubes moleculares. Se supone una nube esférica con densidad ρ constante en equilibrio virial la cual es soportada por sus movimientos internos, así la masa de la nube molecular es⁴ (MacLaren et al. 1988):

$$\frac{M_{vir}}{[M_\odot]} = 210 \left(\frac{R}{[pc]} \right) \left(\frac{\Delta v}{[km s^{-1}]} \right)^2 \quad (\text{A.4})$$

con Δv el ancho medio de la línea de emisión obtenido mediante ajuste gaussiano y R el radio de la nube calculado como se explicitó en la sección A.2.

⁴Ver Apéndice D

Apéndice B

Transferencia Radiativa en la región HII

Escribimos la ecuación de transporte radiativo:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu, \quad \kappa = \sum_i n_i \sigma_i$$

en donde κ_ν corresponde al coeficiente de absorción medido en cm^{-1} , n_i y σ_i son la densidad de partícula y la sección eficaz de una partícula de tipo i , respectivamente. En una nebulosa de hidrógeno y polvo lo que provoca la absorción será la ionización de los átomos de hidrógeno y la absorción debido a los granos de polvo por lo que el coeficiente de absorción corresponderá a estas dos contribuciones y lo podemos escribir como $\kappa_\nu = \kappa_\nu^H + \kappa_\nu^d$. Suponemos además que la radiación es monocromática por lo que no hay dependencia en la frecuencia, por lo tanto:

$$\frac{dI}{ds} = -n_H \sigma_H I - n_d \sigma_d I \tag{B.1}$$

en donde n_H y n_d corresponden a la densidad de hidrógeno y a la de granos de polvo, respectivamente.

Por otro lado tenemos que la intensidad se atenúa al entrar en la nube de la forma $I = I_o e^{-\tau}$ en donde τ corresponde a la profundidad óptica efectiva partiendo desde 0 en la superficie de la nube y hasta ∞ al final de la región HII para los fotones en el continuo de Lyman (Lyc) donde ya la radiación Lyc fue completamente absorbida. Con esto podemos escribir:

$$\begin{aligned} I &= I_o e^{-\tau} \\ dI &= -I_o e^{-\tau} d\tau \\ dI &= -I d\tau \end{aligned}$$

entonces

$$\begin{aligned}-I \frac{d\tau}{ds} &= -n_H \sigma_H I - n_d \sigma_d I \\ \frac{d\tau}{ds} &= n_H \sigma_H + n_d \sigma_d \\ \frac{d\tau}{ds} &= n_H \sigma_H + n x_d \sigma_d\end{aligned}$$

en donde hemos utilizado $n_d = n x_d$ con $n = n_+ + n_H$ densidad total de la nebulosa, n_+ densidad de iones (protones) y x_d razón polvo a gas. Introducimos la fracción de ionización $\chi = \frac{n_+}{n}$, y con esto tenemos:

$$\frac{d\tau}{ds} = (1 - \chi)n \sigma_H + n x_d \sigma_d \quad (\text{B.2})$$

ecuación que vincula la profundidad óptica, la fracción de ionización y la coordenada espacial.

B.1. Balance de ionización

El balance de ionización se alcanza cuando hay un equilibrio entre el número de ionizaciones de HI y el número de recombinaciones de HII:

$$n_e n_+ \alpha_2 = n_H \int_{\nu_{Ly\alpha}}^{\infty} \frac{\int_{4\pi} J_\nu d\Omega}{h\nu} \sigma_\nu d\nu$$

en donde n_e es la densidad electrónica, α_2 es el coeficiente de recombinación exceptuando el nivel fundamental (aproximación On The Spot, esto es los fotones que no escapan de la nube son absorbidos donde fueron emitidos), n_H densidad de hidrógeno neutro, J_ν es la intensidad específica media local de la nube, y σ_ν es la sección eficaz de fotoionización. Escribimos la intensidad de radiación en función de el flujo de fotones por unidad de área S_ν asumiendo geometría plano-paralela e ignorando la difusión introducida por la emisión de HI y difusión por el polvo:

$$S_\nu = \int_{4\pi} J_\nu d\Omega$$

entonces:

$$n_e n_+ \alpha_2 = n_H \int_{\nu_{Ly\alpha}}^{\infty} \frac{S_\nu}{h\nu} \sigma_\nu d\nu$$

tomamos un valor promediado de para la sección eficaz, $\bar{\sigma}$, por lo cual podemos sacarla de la integral:

$$n_e n_+ \alpha_2 = n_H \bar{\sigma} \underbrace{\int_{\nu_{Ly\alpha}}^{\infty} \frac{S_\nu}{h\nu} d\nu}_S$$

en donde se ha llamado a la integral S y corresponde al número de fotones por unidad de área por unidad de tiempo, $S = S_0 e^{-\tau}$ (tal como hicimos anteriormente asumimos un flujo monocromático). Suponemos que tanto los electrones como los protones recombinados provienen de los mismos átomos de hidrógeno, ignoramos He, por lo que sus densidades

son iguales: $n_e = n_+$, introducimos nuevamente la fracción de ionización χ , por lo tanto:

$$\begin{aligned} n_+^2 \alpha_2 &= n_H \bar{\sigma} S \\ \chi^2 n \alpha_2 &= (1 - \chi) \bar{\sigma} S \\ \frac{\chi^2}{1 - \chi} &= \frac{\bar{\sigma}}{\alpha_2} \frac{S}{n} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

B.2. Solución para la Transferencia de Radiación

Tomamos la ecuación B.1 y hacemos un cambio de variable: $y = e^{-\tau}$:

$$\frac{dy}{ds} = -n(1 - \chi)\sigma_H y - n x_d \sigma_d y$$

y escribimos el valor de $(1 - \chi)$ de la ecuación B.3, en donde $S = S_o e^{-\tau} = S_o y$, y además $\langle \sigma_H \rangle = \bar{\sigma}$

$$\begin{aligned} \frac{dy}{ds} &= -n\sigma_H y \frac{\alpha_2 n}{\bar{\sigma} S_o y} \chi^2 - n x_d \sigma_d y \\ \frac{dy}{ds} &= -\frac{\alpha_2 n^2}{S_o} \chi^2 - n x_d \sigma_d y \end{aligned}$$

aproximamos $n_+ \approx n$ por lo que $\chi \approx 1$, lo cual es una buena aproximación para la región HII

$$\frac{dy}{ds} = -\frac{\alpha_2 n^2}{S_o} - n x_d \sigma_d y \quad (\text{B.4})$$

B.2.1. Caso simple: sin emisión de polvo

Ahora veamos el caso más simple: la no existencia de polvo. En este caso la ecuación nos queda:

$$\frac{dy}{ds} = -\frac{\alpha_2 n^2}{S_o} \quad (\text{B.5})$$

$$y(r) - y(0) = \int_0^r -\frac{\alpha_2 n^2}{S_o} ds$$

y antes de entrar en la nube tenemos que se cumple que $y(0) = 1$, por lo que:

$$y(r) = 1 - \frac{\alpha_2 n^2}{S_o} r$$

y al término de la nube cuando $r = r_s$ el flujo debe ser cero (la profundidad óptica tiende a infinito)

$$y(r_s) = 1 - \frac{\alpha_2 n^2}{S_o} r_s = 0$$

$$\frac{\alpha_2 n^2}{S_o} r_s = 1$$

por lo que el radio para la región ionizada es:

$$r_s = \frac{S_o}{\alpha_2 n^2} \quad (\text{B.6})$$

Por otro lado tenemos que el flujo S de fotones que se pierde será el número de recombinaciones a través del ancho de la nube:

$$\begin{aligned} S - S_o &= - \int_0^{r_s} n_e n_+ \alpha_2 \, ds \\ S_o &= n_+^2 \alpha_2 r_s \end{aligned}$$

para el final de la nube todo estará ionizado por lo que $n_+ \approx n$

$$r_s = \frac{S_o}{n^2 \alpha_2}$$

y si comparamos este último resultado con la ecuación B.6 vemos que son correspondientes.

B.2.2. Ecuación General

Comprobamos que la ecuación B.4 concuerda con el caso más simple, introducimos ahora una nueva variable que llamaremos l_{HII} y corresponderá al largo de la región HII en el caso sin polvo, es decir: $l_{HII} = \frac{S_o}{n^2 \alpha_2}$, entonces la ecuación B.4 queda:

$$\boxed{\frac{dy}{ds} = -\frac{1}{l_{HII}} - n x_d \sigma_d y}$$

y esta ecuación es la que describirá la radiación en el interior de la región HII.

Apéndice C

Código para la Transferencia Radiativa en la región HII

;Transpaso del modelo para la region HII. Caso Plano-Paralelo

```

;Calculo de la extincion del polvo
Av_NH          = interpol(dustem_ext, lam_fxd*1e4, [0.55])*mp*1.4/alog(10.)/0.4
;Factor 1.4, abundancia de He
fac_cor        = 5.34e-22/av_nh(0)
fac21          = fac_cor*mp*1d21
dustem_abs     = dustem_abs*fac21
dustem_abs_HII = dustem_abs_HII*fac21
dustem_ext     = dustem_ext*fac21

;-----*
;Campo de radiacion proveniente de stars_n11.pro
;Starburst99 nos entrega lambda vs log(L) para un cumulo de masas
;y alpha de la IMF dadas, las luminosidades para distintas edades del cumulo
;lam_rad: cm, rad: erg/s/cm2/Hz
readcol,'N11_ISRF_92pc.dat',lam_rad,rad,skip=1

;definiendo las longitudes de onda. Lycontinuum
gnolyc=where(lam_rad gt 912e-8,complement=glyc)
;-----
;Unidades de Habing
;Unidades de la vecindad solar FUV
;1.6x10-3 erg s-1 cm-2, integrado de 912 a 2000 A

gfuv=where(lam_rad gt 912e-8 and lam_rad le 2000e-8)
xx=3d10/lam_rad(gfuv) & yy=rad(gfuv)
ifuv=int_tabulated(xx,yy,/sort,/double)
G0=ifuv/1.64e-3 ; FUV field in Habing units: 4220

;-----
glyc=where(lam_rad le 912e-8)
xx=3d10/lam_rad(glyc) & yy=rad(glyc)/(hp*xx)
Nlyc=int_tabulated(xx,yy,/sort,/double)
xx=3d10/lam_rad(glyc) & yy=rad(glyc)
Ilyc=int_tabulated(xx,yy,/sort,/double)

;-----*
;Interpolar el RF en las long de DUSTEM (lam_fxd)
gffd=where(lam_fxd ge min(lam_rad) and lam_fxd le max(lam_rad))
rad0=lam_fxd*0.
rad0(gffd)=interpol(rad, lam_rad, lam_fxd(gffd))
glyc=where(lam_fxd lt 912e-8,nglyc)
xx=clight/lam_fxd(glyc) & yy=rad0(glyc)/(hp*xx)

```



```

endfor

;Calcula fraccion de fotones Lyc abs. por el polvo para iterar en lHII
eabsint = fltarr(nglyc)
for j=0,nglyc-1 do eabsint(j)=total(eabs(0:nbinHII-1,j))/rad0(j)

phtabs = fltarr(nglyc)
for j=0,nglyc-1 do phtabs(j)=total(eabs(0:nbinHII-1,j))/(hp*clight/lam_fxd(glyc(j)))

xx      = clight/lam_fxd(glyc) & yy=rad0(glyc)/(hp*clight/lam_fxd(glyc))
nlyc0   = int_tabulated(xx,yy,/sort,/double)
xx      = clight/lam_fxd(glyc) & yy=phtabs

; flujo de fotones Lyc absorbido por el polvo en cm-2s-1
Nlycabs = int_tabulated(xx,yy,/sort,/double)
fHII    = 1.-Nlycabs/nlyc0

;Iteracion de la transferencia de radiacion con un nuevo valor de fHII
;el cual cambia lHII y lbin
lHII    = Nlyc*fHII/ng^2./a2/1d21 ; Grosor de la capa HII en 1e21cm
lbin    = lHII/nbinHII ; Grosor de cada capa en unidades de 1e21 cm
HII     = ng*lbin ; Densidad de columna de HII en unidades de 1e21 cm-2

glyc    = where(lam_fxd lt 912e-8,nglyc)
nlam    = n_elements(lam_fxd)
fhii_wav= fltarr(nglyc)
y       = fltarr(nbins,nlam)
eabs   = fltarr(nbins,nlam)
y(0,:) = 1.
eabs(0,:)=0.

for j=0,nglyc-1 do begin & $ ; loop en long. Lyc
  for k=1,nbins-1 do begin & $ ; loop en las capas
    if(y(k-1,j) gt 0.) then begin & $
      y(k,j)=y(k-1,j)-ng*dustem_abs_HII(j)*y(k-1,j)*lbin-lbin*1d21*a2/Nlyc*ng^2. & $
      eabs(k,j)=rad0(j)*ng*dustem_abs_HII(j)*y(k-1,j)*lbin & $ ; absorcion del polvo
    endif & $
  endfor & $
  hii           = where(y(*,j) ne 0.)& $
  fhii_wav(j)   = max(hii)/float(nbinHII) & $
endfor

bad     = where(y lt 0.,nbad)
if(nbad gt 0) then y(bad)=0.

```

```

;Transferencia UV no-ionizante
guv      = where(lam_fxd ge 912e-8,nguv)
for j=0,nguv-1 do begin & $ ; loop en las long. UV no ionizante
  jj = guv(j) & $
; loop en las capas de HII
  for k=1,nbinHII do y(k,jj)= y(k-1,jj)*exp(-ng*dustem_abs_HII(jj)*lbin) & $
; loop en las capas de H2
  for k=nbinHII+1,nbins-1 do y(k,jj)=y(nbinHII,jj)*exp(-ng*dustem_abs(jj)*lbin*k) & $
  eabs(1:*,jj)= rad0(jj)*(y(0:nbins-2,jj)-y(1:nbins-1,jj)) & $
endfor

eabs_lyc= fltarr(nbins)
eabs_uv = fltarr(nbins)
eabs_lya= fltarr(nbins)
xlyc    = lam_fxd(glyc)
xuv     = lam_fxd(guv)
for k=0,nbins-1 do begin & $
  buf_lyc      = reform(eabs(k,glyc)) & $
  nu_lyc       = clight/xlyc & $
  buf_uv       = reform(eabs(k,guv)) & $
  nu_uv        = clight/xuv & $
  eabs_lyc(k)  = int_tabulated(nu_lyc,buf_lyc,/sort) & $
  eabs_uv(k)   = int_tabulated(nu_uv,buf_uv,/sort) & $
endfor

eabs_uv(0)      = eabs_uv(1)
eabs_lyc(0)     = eabs_lyc(1)

num      = string(n_elements(lam_fxd),format='(i4.4)')

;Archivo requerido para el PDR code
rsun      = 6.955d10      ;radio sol en cm
pc_rs     = pc/rsun
openw,4,'F_N11_PDRcode_92.txt'
printf,4,pc_rs ;radio de la estrella, corresponde 1 pc
printf,4,'0.0' ;temperatura de la estrella
printf,4,num ; numero de longitudes de onda
printf,4,'nm Flux N11(ergcm-2s-1nm-1sr-1)'
radio    = 1.      ; Radio del cumulo, en pc
input    = rad0(k)*y(nbinHII,k)*clight/lam_fxd(k)/lam_fxd(k)^1.d-7//pi*(rshell)^2/(radio)^2

```

```
for k=0,n_elements(lam_fxd)-1 do printf,4,  
lam_fxd(k)*1.d7,rad0(k)*y(nbinHII,k)*clight/lam_fxd(k)/lam_fxd(k)*1.d-7/*pi*(rshell)^2/(radio)^2  
close,4
```

Apéndice D

Teorema del Virial

El Teorema del Virial para una nube molecular vincula la energía cinética (a través del ancho de línea) y la energía potencial (mediante la masa).

El movimiento interno de un gas se determina a través de la ecuación de continuidad y la ecuación de campo magnético

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot v = 0 \quad (\text{D.1})$$

$$\frac{dB}{dt} - (B \cdot \nabla)v - B \nabla \cdot v = 0 \quad (\text{D.2})$$

de estas ecuaciones, y utilizando la ecuación de momentum, podemos derivar una de las fórmulas más generales de este teorema (Spitzer 1978):

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + 3\Pi + M + W + \frac{1}{4\pi} \int_S (\vec{r} \cdot \vec{B}) \vec{B} \cdot d\vec{S} - \int_S \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \vec{r} \cdot d\vec{S} \quad (\text{D.3})$$

en donde I corresponde al momento de inercia $\int r^2 \rho dV$, T es la energía cinética del fluido $\int \frac{1}{2} \rho v^2 dV$, la componente termal de la energía viene representado por $\Pi = \int p dV$, M es la energía magnética al interior del volumen V $M = \frac{1}{8\pi} \int B^2 dV$ y la energía gravitacional del sistema está dada por $W = \int \rho r \cdot \nabla \phi dV$. Se asume un equilibrio en la fuerza gravitacional y los movimientos internos de la nube, si existieran movimientos sistemáticos en la nube debido a turbulencia la masa virial calculada sobreestimaría la masa de la nube. De esta ecuación pueden ser ignorados varios términos, como lo es la presión Π debido a que las nubes son supersónicas. Se puede estimar que el término de energía magnética y la integral de la presión externa son una pequeña contribución de la energía potencial. Se considera que el sistema es estacionario por lo que no hay aceleración de momentum angular, entonces la ecuación se reduce a:

$$\int \rho v^2 dV = - \int \rho \vec{r} \cdot \nabla \Phi dV$$

Suponiendo que la nube es homogénea y esférica la integración de la ecuación anterior nos queda:

$$3\sigma_v^2 M = \frac{3GM^2}{5R} \quad (\text{D.4})$$

en donde σ_v es la dispersión unidimensional de las velocidades internas del gas. Podemos escribir esta dispersión como función de el ancho a altura medio de un perfil gaussiano, entonces la ecuación final que nos queda y la que se usó para calcular las masas viriales es (MacLaren et al. 1988):

$$\frac{M_{vir}}{[M_\odot]} = 210 \left(\frac{R}{[pc]} \right) \left(\frac{\Delta v}{[km s^{-1}]} \right)^2 \quad (D.5)$$