



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/03.09.13.53-TDI

**ESTUDO DE PARÂMETROS FÍSICO-QUÍMICOS DE
REGIÕES DE FORMAÇÃO ESTELAR: MUSCA E IRAS
16293-2422**

Dinelsa António Machaieie

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. José Williams dos Santos Vilas Boas, e Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 24 de fevereiro de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NFUL75>>

INPE
São José dos Campos
2017

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@inpe.br

COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):

Presidente:

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (CTE)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação de Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/03.09.13.53-TDI

**ESTUDO DE PARÂMETROS FÍSICO-QUÍMICOS DE
REGIÕES DE FORMAÇÃO ESTELAR: MUSCA E IRAS
16293-2422**

Dinelsa António Machaieie

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. José Williams dos Santos Vilas Boas, e Carlos Alexandre Wuensche de Souza, aprovada em 24 de fevereiro de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NFUL75>>

INPE
São José dos Campos
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Machaieie, Dinelsa António.

M119e Estudo de parâmetros físico-químicos de regiões de formação estelar: Musca e IRAS 16293-2422 / Dinelsa António Machaieie. – São José dos Campos : INPE, 2017.
xxvi + 238 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/03.09.13.53-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.

Orientadores : Drs. José Williams dos Santos Vilas Boas, e Carlos Alexandre Wuensche de Souza.

1. Poeira. 2. Moléculas. 3. Maser. 4. Cinemática. 5. Dinâmica.
I.Título.

CDU 524.57



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): *Dinêsa Antônio Machalele*
"ESTUDO DE PARÂMETROS FÍSICO-QUÍMICOS DE REGIÕES DE FORMAÇÃO ESTELAR: MUSCA E
IRAS 16293-2422".

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de *Doutor(a)* em
Astrofísica

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues



Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Sergio Pilling Guapyassu de Oliveira



Convidado(a) / UNIVAP / São José dos Campos - SP

Dra. Zulema Abraham



Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

majoria simples

unanimidade

São José dos Campos, 24 de fevereiro de 2017

“Quem vive num labirinto, tem fome de caminhos”.

MIA COUTO

*A minha querida mãe **Inês Fernando Manhica**, em
memória*

AGRADECIMENTOS

Agradeço especialmente a minha mãe (descanse em paz), por seu amor e apoio incondicional em vida, ao meu pai Mário Singa e aos meus irmãos Valdo e Gerson, pelo encorajamento, amor e presença e aos restantes membros de toda minha família pelo apoio.

À CAPES e ao SKA-África do Sul, pelo apoio financeiro.

Aos Drs. José Williams Vilas-Boas e Carlos Alexandre Wuensche pela oportunidade que me deram de trabalhar numa área tão fascinante. Por sua sabedoria e amabilidade em transmitir conhecimento. Por sua orientação dedicada, pela paciência e por me inspirar a ser uma pesquisadora cada vez melhor.

Ao Germán Racca, que infelizmente faleceu no final do trabalho, pela ajuda fundamental, que gentilmente cedeu os códigos usados neste trabalho para construção dos mapas de extinção e para os estudos de estabilidade dos *cores*. Pelos ensinamentos transmitidos ao longo de todo o processo, por seu acompanhamento e participação ativa nas discussões. Descanse em paz.

Ao Cláudio M. Paulo por despertar meu interesse pela Astrofísica e aos professores da Divisão de Astrofísica do INPE pelos ensinamentos e aos funcionários do INPE que de uma forma direta ou indireta contribuíram para a realização deste trabalho.

Aos companheiros da jornada Valente Cuambe, Fabrícia Almeida, Eunice Bezerra, Tatyana Coelho, Marília Carlos, a atual representante dos discentes Aysses Oliveira e a todos os companheiros de curso, pelo encorajamento, amizade e pela grande ajuda no doutorado.

Agradeço aos amigos que ficaram em Moçambique, mas que sempre me apoiaram e estiveram presentes ao longo de todo processo e aos amigos que fiz aqui no Brasil, por sua recepção, apoio e carinho, em especial à Polyanna Bispo e Priscila Tavares que me acolheram com tanto amor.

Agradeço à presença divina que me deu força e coragem para começar uma nova jornada, numa terra completamente desconhecida e longe da minha família moçambicana. Mas colocou pessoas maravilhosas no meu caminho, com as quais construí amizade e se tornaram minha família de coração. Estas pessoas tornaram esta caminhada menos dolorida e por isso as agradeço do fundo do meu coração.

RESUMO

Apesar da formação estelar ser um dos processos astrofísicos mais importantes, ela ainda não é completamente compreendida. De modo a entender a física e dinâmica da formação estelar é necessário obter estimativas precisas das propriedades físicas das regiões de formação estelar. Neste trabalho estudamos a distribuição do gás e da poeira na nuvem escura Musca por meio de linhas de emissão moleculares e de extinção visual. Obtivemos mapas de extinção visual desta nuvem usando dados do catálogo 2MASS e analisamos as propriedades das condensações mais densas por meio das linhas de emissão do ^{13}CO , C^{18}O e NH_3 . Avaliamos a estabilidade de cinco *cores* densos de Musca aplicando o modelo de esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert. Com base nos resultados de extinção visual concluímos que Musca se comporta como um cilindro autogravitante e possui cinco *cores* que são potenciais locais de formação estelar. Um dos *cores* possui um objeto estelar jovem, a fonte IRAS 12322-7023. O parâmetro de estabilidade dos *cores* modelados varia entre 4,6 e 5,7, o que sugere que não estão colapsando e a largura das linhas observadas sugere que a pressão não térmica é que dá maior suporte contra o colapso gravitacional. A análise dos parâmetros físicos mostra que o *core* com a fonte IRAS apresenta valores de extinção visual, densidade central e pressão externa mais elevados do que os demais *cores*. No entanto, os restantes parâmetros não mostram nenhuma correlação com a existência ou não de objetos jovens nos *cores*. Estes resultados sugerem que A_V , n_c e P_{ext} são os parâmetros que devem ser explorados para identificar *cores* com formação estelar em curso. Também é parte deste trabalho um estudo preliminar da variabilidade dos maser's de água de 22 GHz em IRAS 16293-2422. Revisitamos as observações da emissão do maser de água de 22 GHz na direção desta fonte, realizadas no Rádio Observatório do Itapetinga assim como em outros rádio observatórios, desde a sua descoberta em 1986. Os dados revelam uma complexidade na evolução temporal das diversas componentes de velocidade detetadas na região. As linhas observadas mostram variação na intensidade, no perfil e no tempo de vida. Observamos componentes com tempo de vida da ordem de uma dezena de minutos, que não podem ser explicadas considerando apenas bombeamento colisional, por choques com velocidade de 40 km s^{-1} mesmo que os *spots* maser nesta fonte tenham dimensões da ordem de 0,05 UA.

Palavras-chave: Poeira. Extinção. Moléculas. Maser. Variabilidade. Cinemática. Dinâmica.

STUDY OF PHYSICO-CHEMICAL PARAMETERS OF STAR-FORMING REGIONS: MUSCA AND IRAS 16293-2422

ABSTRACT

The star formation process is a fundamental astrophysical process, however, it is not fully understood. In order to understand how cores evolve into stars, it is necessary to probe the physical properties of their parental clouds. In this work we studied the extinction distribution in Musca molecular cloud using near-infrared data from the 2MASS catalog. Also we analyzed the properties of some condensations embedded in Musca using the J=1-0 transition of ^{13}CO and C^{18}O , and J=K=1 transition of NH_3 . We analyzed the stability of five dense cores, that show visual extinction greater than 10 mag and are potential sites of star-formation, fitting their radial extinction radial profiles with Bonnor-Ebert isothermal spheres. One core is not well-described by the model. The stability parameter of the fitted cores ranges from 4.6 to 5.7 and suggests that all cores are stable, including Mu13 which harbors one young stellar object, the IRAS 12322-7023 source. However, the analysis of the physical parameters show that Mu13 has larger A_V , n_c , and P_{ext} than the remaining starless cores. The other physical parameters do not show any trend. It is possible that those are the main parameters to explore in active star-forming cores. Also, on the basis of long-term monitoring of IRAS 16293-2422 water masers performed with interferometric and single-dish observations, we have studied both fast and long-term variations of H_2O maser emission as well as the evolution of individual features. The monitoring of the water masers toward IRAS 16293-2422, since its discovery in 1986, reveals a complexity in the temporal evolution of the different velocity components detected in the region. The observed lines show variations in the intensity, the profile and in the scale time of variability. Some components show variability in timescale of minutes, that can not be explained considering collisional pumping with shock velocity of about 40 km s^{-1} and the smallest maser spot of 0.05 AU.

Keywords: Dust. Extinction. Molecules. Maser. Variability. Kinematics. Dynamics.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Mapa de emissão contínua de poeira na região do complexo de Camaleão-Musca.	7
1.2 Imagem no contínuo submm de IRAS 16293-2422 obtida no ALMA.	10
1.3 Posição e velocidade dos <i>spots</i> maser da região de IRAS 16293-2422.	11
1.4 Espectros resultantes do monitoramento da emissão do maser de água em IRAS 16293-2422 por um período de 13 meses.	12
1.5 Contornos da emissão do maser de água em IRAS 16293-2422.	13
2.1 Mapa de distribuição das regiões de formação estelar na Galáxia.	15
2.2 Moléculas detetadas no MI.	21
2.3 Evolução dos mantos de gelo sobre a superfície dos grãos.	22
2.4 Moléculas características dos diferentes estágios de formação de estrelas de baixa massa.	23
2.5 Emissão integrada de diversas moléculas observadas na direção do glóbulo IRAS 16293-2422.	24
2.6 Reações na fase gasosa que resultam na síntese de várias moléculas.	25
2.7 Distribuição dos níveis rotacionais do ^{12}CO e perfil das linhas do ^{12}CO , ^{13}CO e C^{18}O	28
2.8 Principais reações químicas envolvidas na síntese do CO nas NM's.	28
2.9 Evolução do C, C^+ e CO em uma NE isolada embebida num campo de radiação UV interestelar típico.	29
2.10 Vista projetada de esferoides oblato e prolato.	31
2.11 Ilustração da molécula do NH_3	31
2.12 Níveis rotacionais da molécula de NH_3	32
2.13 Inversão do NH_3	33
2.14 Estrutura hiperfina e espectro típico da transição $J=K=1$ do NH_3	34
2.15 Principais reações químicas envolvidas na síntese do NH_3 nas NM's.	35
2.16 Abundância química de várias moléculas em função da profundidade de um <i>core</i> colapsando.	35
2.17 Estrutura molecular da água.	36
2.18 Estrutura dos níveis rotacionais da molécula de água.	37
2.19 Cadeia de reações que levam à formação da H_2O	38
2.20 Abundância de alguns elementos constituídos por oxigênio em função da extinção visual da região.	39

2.21	Transições espontâneas e induzidas entre dois níveis de energia de uma molécula.	44
2.22	Amplificação maser.	48
2.23	Processos de povoamento e despovoamento dos níveis de energia em uma transição maser.	50
2.24	Amplificação da radiação ao longo do percurso.	53
2.25	Curvas de extinção para diferentes valores de R_V	62
2.26	Imagens do glóbulo B68 obtidas no óptico e no IV próximo.	64
2.27	Distribuição de poeira em dois <i>cores</i> embebidos em Musca.	66
2.28	Mapas dos vetores de polarização obtidos no óptico em Musca.	68
2.29	Diagrama esquemático das fases de formação de estrelas de baixa massa do tipo solar.	70
2.30	SED das diferentes fases evolutivas dos OEJ's.	72
2.31	Propriedades das diferentes fases evolutivas dos OEJ's.	74
3.1	Diagrama cor-cor das estrelas do campo de comparação e mapa de extinção à volta dessa região.	84
3.2	Diagramas cor-cor das estrelas de Musca.	85
3.3	Mapas de extinção visual da região norte de Musca construídos com resoluções diferentes.	86
3.4	Ilustração do processo de redução de dados.	95
4.1	Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$ sobreposto com contornos de extinção com $A_V \geq 3$ mag.	104
4.2	Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$ sobreposto com contornos de extinção com $A_V \geq 5$ mag.	105
4.3	Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$ sobreposto com contornos de extinção com $A_V \geq 7$ mag.	106
4.4	Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$ sobreposto com contornos de extinção com $A_V \geq 10$ mag.	107
4.5	Mapa de extinção visual de Mu13 construído com a resolução de $30''$ e perfil radial do <i>core</i> embebido.	108
4.6	Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-1.	109
4.7	Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-2.	109
4.8	Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-3.	110
4.9	Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-4.	110
4.10	Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-5.	111
4.11	Mapas da distribuição da intensidade integrada das transições $J=1-0$ de ^{13}CO e C^{18}O em Mu13 em $V_1 \sim 3,1 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$ e $V_2 \sim 3,9 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$	112
4.12	Espectro de emissão da transição (1, 1) do NH_3 na condensação Mu13.	113

4.13	Mapa de extinção visual de Mu11 construído com a resolução de 30". . .	114
4.14	Espectro de emissão da transição (1, 1) do NH ₃ na condensação Mu11. .	114
4.15	Mapa de extinção visual de Mu10 construído com a resolução de 30" e perfil radial do <i>core</i> embebido.	115
4.16	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu10-1.	115
4.17	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu10-2.	116
4.18	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu10-3.	116
4.19	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu10-4.	117
4.20	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu10-5.	117
4.21	Mapa de extinção visual de Mu9 construído com a resolução 30". . . .	118
4.22	Espectro da transição (1, 1) da NH ₃ na condensação Mu9.	118
4.23	Mapa de extinção visual de Mu8 construído com a resolução de 30". . . .	119
4.24	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu8-1.	120
4.25	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu8-2.	120
4.26	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu8-3.	121
4.27	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu8-4.	121
4.28	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu8-5.	122
4.29	Mapa de extinção visual de Mu6.	122
4.30	Espectro de emissão da transição (1, 1) do NH ₃ na condensação Mu6. . .	123
4.31	Mapa de extinção visual de Mu5 construído com a resolução de 30" e perfil radial do <i>core</i> embebido.	123
4.32	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu5-1.	124
4.33	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu5-2.	125
4.34	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu5-3.	125
4.35	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu5-4.	126
4.36	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu5-5.	126
4.37	Mapa de extinção visual e perfis radiais dos <i>cores</i> de Mu4.	127
4.38	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu4-1.	128
4.39	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu4-2.	128
4.40	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu4-3.	129
4.41	Espectros de ¹³ CO e de C ¹⁸ O em Mu4-4.	129
4.42	Mapa de extinção visual e perfil radial de Mu1	130
4.43	Perfil das linhas com duas componentes.	134
4.44	Exemplos dos perfis das linhas com apenas uma componente de velocidade.	134
4.45	Variação da intensidade durante as observações para a componente próxima de +7 km s ⁻¹	135
4.46	Sequência das observações do dia 29/10/2009.	136
4.47	Sequência de observações do dia 28/11/2009.	137

4.48 Espectro do maser de água observado na direcção de IRAS 16293-2422 no dia 30/08/11.	138
---	-----

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Algumas moléculas usadas para investigar as NM's.	40
2.2 Propriedades físicas das NM's na Galáxia	41
3.1 Valores médios do excesso de cor observado em cada região de Musca. . .	84
3.2 Extinção visual máxima nos <i>cores</i> modelados por esferas de Bonnor-Ebert.	87
3.3 Condensações de Musca observadas em ^{13}CO , C^{18}O e NH_3	92
3.4 Características de outros rádiotelescópios onde foi observada a emissão do maser de H_2O em IRAS 16293-2422.	94
4.1 Distribuição hierárquica de massa em Musca.	108
4.2 Valores médios dos observáveis das condensações de Musca obtidos das linhas de CO	131
4.3 Valores médios dos parâmetros físicos das condensações.	131
4.4 Parâmetros físicos dos <i>cores</i> derivados do perfil radial de extinção	132
4.5 Parâmetros físicos derivados do ajuste de Bonnor-Ebert	132
A.1 Parâmetros observacionais das linhas de ^{13}CO e C^{18}O em algumas condensações de Musca	200
A.2 Parâmetros observados da NH_3	203
A.3 Propriedades do gás derivadas das linhas de ^{13}CO e C^{18}O	204
A.4 Parâmetros derivados do NH_3	207
B.1 Parâmetros das linhas de maser de água de 22 GHz em IRAS 16293-2422 observadas no ROI	209
C.1 Emissão da componente de $-7,0\pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$	235
C.2 Emissão da componente de $-6,0\pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$	235
C.3 Emissão da componente de $-2,2\pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$	235
C.4 Emissão da componente de $0,0\pm 0,3 \text{ km s}^{-1}$	236
C.5 Emissão da componente de $+2,0\pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$	236
C.6 Emissão da componente de $+2,5\pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$	236
C.7 Emissão da componente de $+3,0\pm 0,5 \text{ km s}^{-1}$	237
C.8 Emissão da componente de $+4,0\pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$	237
C.9 Emissão da componente de $+6,0\pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$	237
C.10 Emissão da componente de $+7,0\pm 0,3 \text{ km s}^{-1}$	238
C.11 Emissão da componente de $+7,5\pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$	238

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALMA	–	<i>Atacama Large Millimeter/submillimeter Array</i>
EAO	–	Espectrómetro Acústico Óptico
ETL	–	Equilíbrio Termodinâmico Local
ETR	–	Equação de transporte radiativo
IV	–	Infravermelho
mag	–	magnitude
MI	–	Meio Interestelar
MHD	–	Magnetohidrodinâmico
NICE	–	<i>Near Infrared Color Excess</i>
NE	–	Nuvem Escura
NM	–	Nuvem Molecular
NMG	–	Nuvem Molecular Gigante
OEJ	–	Objeto Estelar Jovem
ROI	–	Rádio Observatório do Itapetinga
SED	–	<i>Spectral Energy Density</i>
SMA	–	<i>Submillimeter Array</i>
2MASS	–	<i>Two Micron All Sky Survey</i>
UA	–	Unidade astronômica
UV	–	Ultravioleta
VLA	–	<i>Very Large Array</i>
VLBI	–	<i>Very Long Baseline Interferometry</i>

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Contexto do trabalho	1
1.2 Motivação	4
1.3 Objetivos	5
1.3.1 Objetivos gerais	5
1.3.2 Objetivos específicos	5
1.4 Relevância do trabalho	6
1.5 As regiões de estudo	7
1.5.1 Musca	7
1.5.2 IRAS 16293-2422	8
1.6 Visão geral e estrutura do trabalho	13
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	15
2.1 Aspectos gerais das regiões de formação de estrelas	15
2.1.1 Características das nuvens moleculares	15
2.1.2 O fluxo de gás nas nuvens moleculares	17
2.2 Moléculas nas nuvens moleculares	20
2.2.1 A formação de moléculas nas nuvens moleculares	25
2.2.2 Breve descrição da molécula do monóxido de carbono	26
2.2.2.1 Síntese da molécula de monóxido de carbono	27
2.2.3 Breve descrição da molécula de amônia	30
2.2.3.1 Síntese da molécula de amônia	34
2.2.4 Breve descrição da molécula de água	36
2.2.4.1 Síntese da molécula de água	38
2.3 Determinação das propriedades das nuvens moleculares por meio das linhas de emissão moleculares	39
2.3.1 Temperatura	40
2.3.2 Densidade volumétrica	41
2.3.3 Massa da nuvem	41
2.3.4 Tamanho da nuvem	42
2.4 A emissão maser	42
2.4.1 Mecanismo de amplificação	42

2.4.2	O bombeamento e a inversão dos níveis de energia	47
2.4.3	Saturação da emissão	51
2.4.4	Estreitamento no domínio de frequências	53
2.4.5	Coerência em velocidade	55
2.4.6	Efeito <i>beaming</i>	55
2.5	Características do maser de água de 22 GHz das regiões de formação estelar	56
2.5.1	Variabilidade e modelos de excitação da emissão do maser de água de 22 GHz	57
2.6	A poeira nas nuvens moleculares	59
2.6.1	Extinção visual medida no óptico e no infravermelho próximo	60
2.6.2	Emissão térmica de poeira nas nuvens moleculares	65
2.6.3	Polarização interestelar	67
2.7	A formação de estrelas de baixa massa	69
2.8	Características gerais dos objetos estelares jovens	71
2.9	Condições para o colapso gravitacional	73
2.9.1	Massa de Jeans	74
2.9.2	Massa de Bonnor-Ebert	75
2.9.3	Massa magnética crítica	76
2.10	As teorias de formação estelar	77
2.10.1	Teoria do campo magnético forte	77
2.10.2	Teoria do campo magnético fraco	78
2.11	O papel do campo magnético na formação estelar	78
2.12	O papel da turbulência na formação estelar	79
3	METODOLOGIA	81
3.1	Construção dos mapas de extinção	81
3.1.1	O catálogo 2MASS	81
3.1.2	O método NICE	81
3.1.3	Aplicação do método NICE em Musca	83
3.2	Perfis radiais dos <i>cores</i> densos e ajuste por esferas isotérmicas de Bonnor- Ebert	86
3.2.1	A esfera de Bonnor-Ebert	86
3.2.2	Ajuste de esferas de Bonnor-Ebert aos perfis radiais de extinção	87
3.3	Determinação dos parâmetros físicos do gás por meio dos dados de extinção visual	89
3.3.1	Massa e estabilidade da nuvem	89
3.3.2	Parâmetros físicos dos <i>cores</i> densos obtidos dos perfis radiais	90
3.3.3	Parâmetros físicos dos <i>cores</i> densos obtidos do ajuste de Bonnor-Ebert	90

3.3.4	Observação das linhas de emissão da transição J=1-0 do ^{13}CO e do C^{18}O	91
3.3.5	Observação das linhas de emissão da transição J=K=1 do NH_3	92
3.3.6	Observações da emissão do maser de água em IRAS 16293-2422	93
3.3.7	Redução de dados das linhas de emissão de ^{13}CO , C^{18}O , NH_3 e H_2O	94
3.4	Parâmetros físicos das condensações de Musca estimados a partir das linhas de emissão	96
3.4.1	Parâmetros físicos do gás estimados das linhas de ^{13}CO e C^{18}O	96
3.4.2	Parâmetros físicos do gás estimados das linhas de NH_3	99
4	RESULTADOS	103
4.1	Propriedades da nuvem escura Musca	103
4.1.1	Distribuição da extinção visual em Musca	103
4.1.2	Características individuais das condensações densas	108
4.1.2.1	Mu13	108
4.1.2.2	Mu11	113
4.1.2.3	Mu10	114
4.1.2.4	Mu9	118
4.1.2.5	Mu8	119
4.1.2.6	Mu6	121
4.1.2.7	Mu5	123
4.1.2.8	Mu4	125
4.1.2.9	Mu1	129
4.1.3	Parâmetros físicos do gás na região de Musca	131
4.1.3.1	Parâmetros físicos do gás obtidos das linhas de emissão	131
4.1.3.2	Parâmetros físicos do gás obtidos dos mapas de extinção visual	132
4.2	O maser de água de IRAS 16293-2422	132
4.2.1	Componentes observadas	133
4.2.2	Perfil das linhas	133
4.2.3	Evolução temporal das linhas	134
4.2.4	Componentes de curta duração	136
5	DISCUSSÃO	139
5.1	Distribuição do gás e poeira em Musca	139
5.1.1	Temperatura de antena	140
5.1.2	Velocidade radial	140
5.1.3	Perfil e largura das linhas	140
5.1.4	Temperatura cinética	142
5.1.5	Extinção visual	143

5.1.6	Profundidade óptica	144
5.1.7	Densidade de coluna e densidade volumétrica	144
5.1.8	Pressão	145
5.1.9	Massa	145
5.1.10	Estabilidade	146
5.2	Características gerais do maser de água de IRAS 16293-2422	147
5.2.1	Variabilidade de longo-termo	148
5.2.2	Variabilidade de curto período	149
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	153
6.1	Conclusões	153
6.2	Trabalhos futuros	156
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	159
	APÊNDICE A - OBSERVÁVEIS DAS LINHAS DE ¹³CO, C¹⁸O E NH₃ EM MUSCA	199
	APÊNDICE B - OBSERVÁVEIS DAS LINHAS DO MASER DE ÁGUA DE 22 GHz EM IRAS16293-2422 NO ROI	209
	APÊNDICE C - EVOLUÇÃO TEMPORAL DAS COMPONENTES DE VELOCIDADE DO MASER DE ÁGUA DE 22 GHz EM IRAS 16293-2422 DETETADAS EM OUTROS OBSERVATÓRIOS	235

1 INTRODUÇÃO

Na presente tese estudamos duas regiões de formação de estrelas de baixa massa, a nuvem escura Musca e o glóbulo IRAS 16293-2422. Em Musca, analisamos dados de emissão térmica das linhas moleculares de ^{13}CO ($J=1-0$), C^{18}O ($J=1-0$) e NH_3 ($J=K=1$) e de extinção visual obtidos no infravermelho (IV) próximo. Em IRAS 16293-2422, analisamos a variabilidade da emissão do maser¹ de água de 22 GHz. Uma parte dos resultados referentes à Musca foram publicados em revista por Machaieie et al. (2017).

Uma vez que a definição de alguns termos em formação estelar não é clara, adotamos a seguinte terminologia: condensação é análogo a glóbulo, com a única diferença de que as condensações se encontram embebidas numa nuvem e estão próximas umas das outras, enquanto que os glóbulos se encontram relativamente isolados. Os *cores* são regiões densas que se encontram no interior das condensações ou dos glóbulos e é onde ocorre a formação estelar. Em função da existência ou não de protoestrelas no seu interior, estes são divididos em *cores* protoestelares e *cores starless*.

1.1 Contexto do trabalho

A formação estelar é um dos processos astrofísicos mais importantes e o estudo das condições em que ela ocorre tem sido de grande interesse científico pois, essas condições controlam a natureza e a taxa de formação de estrelas, com consequência na formação de planetas e na evolução das galáxias (CHIANG; YODIN, 2010; EVANS-II, 1999; KENNICUTT; EVANS, 2012; LARSON, 2003; SHU et al., 1987b).

Desde a detecção de regiões escuras e isoladas no céu (BARNARD, 1919; BOK; REILLY, 1947; WOLF, 1923), a descoberta de sua componente molecular por meio da observação da molécula de monóxido de carbono (CO , WILSON et al., 1970), a posterior confirmação de que essas regiões são as menores entidades relacionadas com a formação de estrelas (BOURKE et al., 1995; CLEMENS; BARVAINIS, 1988) até a atualidade, com a construção de instrumentos que permitem medidas cada vez mais precisas (Herschel, Atacama Large Millimeter Array-ALMA) e a realização de simulações que além da gravidade, incluem a turbulência, processos magnetohidrodinâmicos (MHD), processos de resfriamento, efeitos da radiação externa e do *feedback* radiativo de estrelas massivas (FEDERRATH, 2016; FROEBRICH

¹A palavra MASER é um acrônimo em inglês de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, que traduzido literalmente para português significa amplificação em micro-ondas por emissão estimulada de radiação. É equivalente à emissão LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) no óptico.

et al., 2005; IBÁÑEZ-MEJÍA et al., 2016; KRITSUK et al., 2013; KRUMHOLZ et al., 2007; OSTRIKER et al., 1999), tem se obtido uma quantidade elevada de informações sobre o processo de formação estelar, proporcionando avanços importantes na área.

Mesmo com avanços significativos na área, as fases iniciais de formação de estrelas ainda não são completamente compreendidas devido, principalmente, à complexidade e simultaneidade dos fenômenos e ao vasto intervalo de escalas envolvidas no processo. Dois dos aspectos menos compreendidos do processo de formação de estrelas são as condições iniciais que levam à formação dos *cores* densos e como estes evoluem até formar estrelas. Atualmente, se acredita que o processo de formação estelar seja regido pela ação combinada da gravidade, campos magnéticos e turbulência (FEIGELSON; MONTMERLE, 1999; TACHIHARA et al., 2000; LARSON, 2003; MCKEE; OSTRIKER, 2007; CRUTCHER; TROLAND, 2007; TROLAND; CRUTCHER, 2008; KLESSEN, 2011; CRUTCHER, 2012), embora não se saiba exatamente em que proporção cada um atua.

O conhecimento das propriedades físicas dos *cores* e sua relação com a dinâmica das nuvens onde se encontram embudados é um dos caminhos para o entendimento dos mecanismos de formação de estrelas. O estudo das linhas espectrais se apresenta como uma ferramenta poderosa para investigar as condições físicas e químicas (CAUX et al., 2011; JØRGENSEN et al., 2011; MYERS; BENSON, 1983; MYERS et al., 1983) além de oferecerem uma oportunidade única para investigar a estrutura dinâmica das nuvens moleculares (NM's), que tem um papel importante na formação estelar.

Linhas rotacionais de moléculas em comprimentos de onda milimétricos têm sido usadas para investigar as propriedades das NM's, permitindo o acompanhamento da evolução dos fenômenos relacionados com a formação estelar como o colapso, a fragmentação, a perda de massa e a formação de discos protoplanetários (CAMPBELL et al., 2016; CASELLI; CECCARELLI, 2012; GREGERSEN; EVANS-II, 2000; GREGERSEN et al., 2000; JØRGENSEN et al., 2011; MYERS et al., 2000). Se destacam as emissões térmicas do CO, usado principalmente para mapear o gás mais tênue e o NH₃, que é usado para estudar o gás mais denso, onde as linhas usuais do CO são opticamente espessas (BENSON; MYERS, 1989; MYERS; BENSON, 1983; MYERS et al., 1983; MYERS et al., 1991), além de outras moléculas como o CS, NH₂⁺, H₂CO, CH₃OH (BERGIN et al., 2001; CASELLI et al., 2002; TAFALLA et al., 2000; TAFALLA et al., 2004).

A emissão maser de algumas moléculas como OH, H₂O, SiO, NH₃, CH₃OH, H₂CO, também é uma ferramenta útil para investigar as fases iniciais de vida das estrelas (BRAND et al., 2003; CASWELL et al., 1995; CLAUSSEN et al., 1997; FURUYA et al.,

2003; FURUYA et al., 2001). O maser de H_2O , em particular, indica estágios primários de formação de estrelas (BAE et al., 2011; CODELLA et al., 1996; FELLI et al., 1992; FURUYA et al., 2003; GREGORIO-MONSALVO et al., 2006b) e traça a interação dos jatos e ventos fortes originários da protoestrela em formação com o gás denso à volta por meio de choques (BAE et al., 2011; ELITZUR, 1982; ELITZUR et al., 1989; FURUYA et al., 2003; WILKING et al., 1994a; WOOTTEN et al., 1999). Por isso a emissão maser da molécula de H_2O tem sido usada para estudar propriedades das regiões onde é observada, como o campo magnético, distribuição de velocidades e para estimar distâncias (ALVES et al., 2012; HIROTA et al., 2008; IMAI et al., 2007; LILJESTRÖM; GWINN, 2000; REID; MORAN, 1981; TEREBEY et al., 1992).

Uma característica importante da emissão maser é a variabilidade observada em algumas fontes, que se reflete principalmente na variação do pico da densidade do fluxo em uma dada componente de velocidade (GOMEZ-BALBOA; LEPINE, 1986; BREEN et al., 2010; COLOM et al., 2015; GREEN et al., 2012; GOEDHART et al., 2014; KANG et al., 2013; WILKING et al., 1994b). Em regiões de formação de estrelas, estudos de variabilidade têm se concentrado principalmente no maser de H_2O de 22 GHz, devido ao seu alto brilho. Embora não se saiba exatamente o que cria a variabilidade nessa emissão, ela é consistente com a origem deste maser em ambientes turbulentos. Acredita-se que a variabilidade pode ser causada por gradientes de velocidade, efeitos geométricos, incremento de profundidade óptica do meio ou outros efeitos relacionados com a transferência radiativa (FURUYA et al., 2001; ROWLAND; COHEN, 1986; WOOTTEN, 1993; ZHOU; ZHENG, 2001).

O estudo das NM's por meio de linhas é afetado por problemas como desvio do equilíbrio termodinâmico local (ETL), variação da opacidade, evolução química, estruturas de pequena escala e depleção de moléculas na fase gasosa, principalmente em regiões densas (AIKAWA et al., 2005; ALVES et al., 1999; BERGIN et al., 2001; DICKMAN, 1978b; DICKMAN; HERBST, 1990; PRASAD; HUNTRESS JR., 1980) que, se ignorados, podem gerar informações não muito precisas sobre as NM's. Sendo assim, a caracterização das NM's por meio de linhas tem sido complementada por estudos da extinção visual (A_V) produzida pela poeira na luz das estrelas de fundo no óptico (BOK, 1956; DICKMAN, 1978a) ou no IV próximo (LADA et al., 1994), assumindo que a razão gás-poeira ao longo da linha de visada é constante (BOHLIN et al., 1978; LISZT, 2014; VUONG et al., 2003).

No óptico, a extinção visual pode ser medida pelo método de contagem de estrelas. No entanto, esta técnica somente alcança regiões com extinção de até 8 mag

(ANDREAZZA; VILAS-BOAS, 1996; CAMBRÉSY, 1999; CERNICHARO; BACHILLER, 1984). Com o advento das câmaras no IV, os estudos de extinção visual têm sido realizados por meio da técnica de excesso de cor no IV próximo, que permite alcançar regiões com extinção visual ~ 40 mag (KANDORI et al., 2005). Por isso, esta técnica se apresenta como uma ferramenta útil para obter mapas de extinção visual mais detalhados, a partir dos quais se podem identificar *cores* densos e analisar suas condições físicas e dinâmicas em diferentes estágios evolutivos, com ou sem objetos estelares jovens (OEJ's) embebidos (ALVES et al., 2001; HARVEY et al., 2003a; HARVEY et al., 2001; HUARD et al., 2006; KANDORI et al., 2005; RACCA et al., 2002; RACCA et al., 2009; TEIXEIRA et al., 2005). A associação dos resultados de extinção visual e das linhas de emissão molecular tem permitido uma descrição mais precisa da estrutura das nuvens e dos *cores* embebidos (ALVES et al., 1999; BERGIN et al., 2001; KANDORI et al., 2005).

1.2 Motivação

A compreensão dos processos físicos que ocorrem durante os estágios iniciais de formação de estrelas e sua influência no gás molecular do qual as estrelas são formadas requer o conhecimento detalhado das condições físico-químicas do ambiente antes e depois da formação das estrelas. Os *cores*, por serem as menores entidades relacionadas com a formação estelar e uma vez que podem se encontrar em estágios evolutivos diferentes, são importantes laboratórios para investigar os processos físicos que levam à formação de estrelas. Uma vez que os *cores* podem se encontrar em estágios evolutivos diferentes, eles têm uma variada gama de propriedades. O conhecimento dessas propriedades é essencial para a obtenção de um cenário de evolução do gás até formar estrelas.

O filamento de Musca (vide seção 1.5.1) por possuir *cores* com e sem OEJ's embebidos, é um bom candidato para se estudar as condições iniciais de formação de estrelas e a influência que a formação de estrelas tem sobre o gás em sua vizinhança e vice-versa. No entanto, mesmo com essa propriedade importante e apesar de Musca ser uma das regiões de formação estelar mais próxima, ela tem sido pouco estudada. Destacam-se estudos de CO (ARNAL et al., 1993; HACAR et al., 2016; LÖHR et al., 2007; MIZUNO et al., 1998; MIZUNO et al., 2001; VILAS-BOAS et al., 1994), de extinção visual (CAMBRÉSY, 1999; GREGORIO-HETEM et al., 1988; KAINULAINEN et al., 2016), polarização (PEREYRA; MAGALHÃES, 2004) e emissão de poeira em algumas condensações (JUVELA et al., 2010; JUVELA et al., 2012; JUVELA et al., 2011), mas que pecam pela falta de análise da estabilidade dos *cores* embebidos na nuvem.

Por meio de análise de estabilidade é possível saber se os *cores* formarão estrelas ou não. Informações desta natureza são importantes pois têm implicações em outras áreas da astrofísica.

Apesar de um número considerável de observações de várias fontes, ainda não existe um quadro completo que descreva a variabilidade das fontes maser. Por isso, é necessário um monitoramento contínuo das fontes emissoras para entender o fenômeno da variabilidade e para estabelecer sua verdadeira frequência. A fonte IRAS 16293-2422 (vide seção 1.5.2) é o objeto ideal para o estudo da variabilidade pois, seus masers têm sido monitorados desde sua descoberta em 1986 (WILKING; CLAUSSEN, 1987), tanto por interferometria (IMAI et al., 1999; IMAI et al., 2007; WOOTTEN, 1993; WOOTTEN et al., 1999) assim como por observações de antena única (FURUYA et al., 2003; MONFREDINI, 2010) para entender sua origem, estrutura de velocidade e evolução temporal das componentes.

As componentes do maser de água de 22 GHz de IRAS 16293-2422 tem tempo de vida que varia de dias a meses (CLAUSSEN et al., 1996; FURUYA et al., 2003; WILKING; CLAUSSEN, 1987; WOOTTEN, 1993). No entanto, chama atenção a detecção de uma componente de curta duração, com tempo de vida da ordem de dezenas de minutos, por Monfredini (2010). Até a altura dessa detecção, o menor tempo de vida registrado em componentes maser nesta fonte era de 1 dia (CLAUSSEN et al., 1996; WOOTTEN, 1993; WOOTTEN et al., 1999), provavelmente devido ao espaçamento das observações. Por se tratar de uma componente de velocidade com curtíssima duração nunca antes observada em IRAS 16293-2422, analisamos cuidadosamente os espectros dos masers desta fonte obtidos entre 2009 e 2011, com alta resolução temporal, para confirmar ou não a ocorrência dessa componente de curta duração assim como para procurar por outras componentes com tempo de vida da ordem de minutos, horas ou dias.

1.3 Objetivos

1.3.1 Objetivos gerais

- Estudar o processo de formação estelar na nuvem escura Musca;
- Estudar a variabilidade do maser de água de 22 GHz em IRAS 16293-2422.

1.3.2 Objetivos específicos

- Caracterizar a distribuição do gás e da poeira na nuvem escura Musca;
- Estudar as propriedades físicas, cinemáticas e dinâmicas das condensações

densas embebidas em Musca por meio das linhas de emissão do ^{13}CO , C^{18}O e NH_3 e de extinção visual obtida no IV;

- Avaliar a estabilidade dos *cores* densos embebidos em Musca;
- Caracterizar as componentes do maser de água de 22 GHz da fonte IRAS 16293-2422;
- Analisar a variabilidade das componentes mais intensas do maser de água de IRAS 16293-242;
- Estudar a variabilidade de curto período nesta fonte.

1.4 Relevância do trabalho

Os dados do satélite *Herschel* (ANDRÉ et al., 2014; ARZOUMANIAN et al., 2011) e simulações (INUTSUKA; MIYAMA, 1997; FEDERRATH, 2016) enfatizam o cenário em que filamentos interestelares e *cores* pré-estelares neles embebidos representam dois passos fundamentais no processo de formação de estrelas. Por isso, é importante caracterizar as propriedades dos filamentos e dos *cores* embebidos, e investigar como o processo de formação estelar depende das condições locais. Como mencionado acima, o fato de Musca ser muito próxima e possuir *cores* em estados evolutivos diferentes, tornam essa nuvem uma ótima candidata para investigar as primeiras fases da formação estelar. Com este trabalho será possível explorar as propriedades dos *cores starless* e protoestelares formados sob as mesmas condições iniciais. Informações deste tipo podem fornecer elementos importantes e contribuir significativamente para o desenvolvimento de uma teoria geral de formação de estrelas.

A variabilidade maser é um importante investigador da dinâmica das regiões, por isso, existe um esforço enorme da comunidade científica para entender sua origem, caracterizá-la e retirar informações importantes sobre as regiões emissoras. Além disso, a variabilidade maser pode dar limitações sobre os mecanismos de bombeamento que estão relacionados com as condições físicas da nuvem onde a emissão maser ocorre. Um estudo sistemático da variabilidade maser como o que apresentamos aqui na região de IRAS 16293-2422 é importante para entendermos as condições físicas e dinâmicas das regiões de formação estelar.

1.5 As regiões de estudo

1.5.1 Musca

Musca é uma nuvem escura com estrutura filamentar de aproximadamente 6,5 pc de extensão e 0,5 pc de largura (CAMBRÉSY, 1999; GREGORIO-HETEM et al., 1988; MIZUNO et al., 1998; MIZUNO et al., 2001; KAINULAINEN et al., 2016), situada na extremidade norte do complexo Camaleão-Musca (FEITZINGER; STUEWE, 1984; FRANCO, 1991; MIZUNO et al., 1998), à 150 pc (ARNAL et al., 1993; KNUDE; HOG, 1998). Na Figura 1.5.1 se encontra o mapa de emissão de poeira, mostrando o conjunto de nuvens que fazem parte do complexo de Camaleão-Musca.

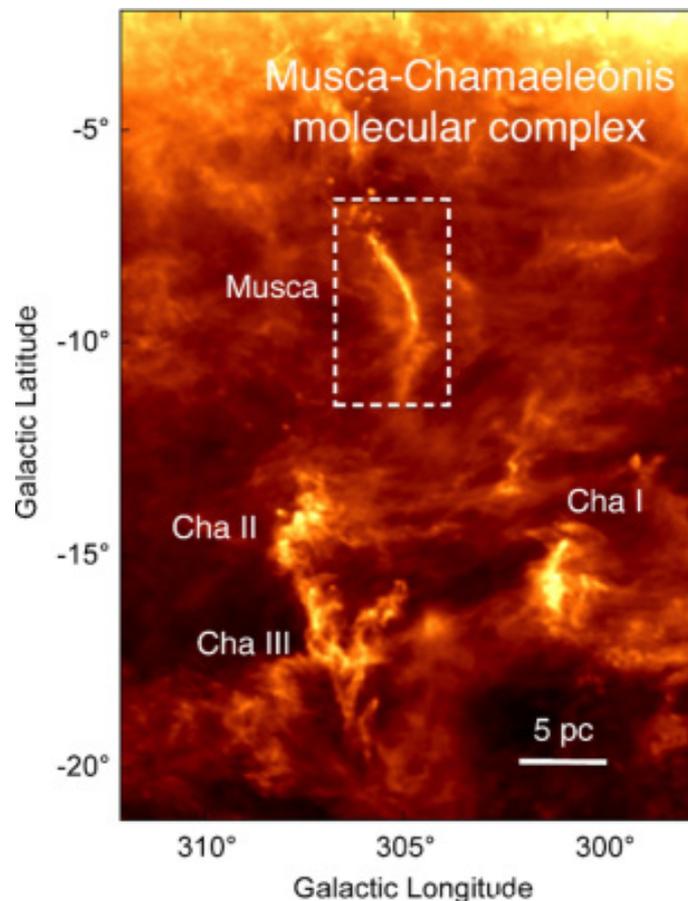


Figura 1.1 - Mapa de emissão contínua de poeira em 857 GHz obtida pelo satélite Planck na região do complexo de Camaleão-Musca. Estão indicadas as nuvens que fazem parte do complexo e destacada a região de Musca.

Fonte: Hacar et al. (2016).

Musca possui 16 condensações situadas praticamente ao longo do eixo maior da

nuvem (VILAS-BOAS et al., 1994). A condensação designada de Mu13, localizada na extremidade norte do filamento, abriga a fonte IRAS 12322-7023, um OEJ candidato a estrela T Tauri (GREGORIO-HETEM et al., 1988). Na direção do OEJ foram observados picos duplos nas linhas J=1-0 do ^{12}CO (ARNAL et al., 1993), J=1-0 do ^{13}CO e do C^{18}O (VILAS-BOAS et al., 1994) e J=2-1 de ^{13}CO (HACAR et al., 2016). Vilas-Boas et al. (1994) sugerem que esses picos duplos podem indicar ou expansão/contração do gás no meio ou sobreposição de nuvens distintas ao longo da linha de visada. Por sua vez, Hacar et al. (2016) sugerem que os picos duplos podem ser causados pela interação do OEJ com o seu envelope.

Estudos de polarização na vizinhança de Musca (ARNAL et al., 1993; PEREYRA; MAGALHÃES, 2004) mostram que o campo magnético se encontra praticamente alinhado com o eixo menor da nuvem. O padrão e o grau de polarização são alterados nas regiões com extinção elevada, principalmente na extremidade norte, próxima do OEJ. Nesta região, o ângulo de polarização tem dispersões maiores do que em outros campos da nuvem (PEREYRA; MAGALHÃES, 2004).

O primeiro estudo extenso de emissão de ^{13}CO e C^{18}O (J=1-0) na direção de Musca foi realizado por Vilas-Boas et al. (1994), no qual foram observadas as posições centrais das 16 condensações. Com base nessas observações foram estimados alguns parâmetros físicos do gás e avaliada a estabilidade da nuvem. Recentemente, Hacar et al. (2016) estudaram a cinemática da nuvem, observando posições ao longo do eixo principal da nuvem através das transições J=2-1 de ^{13}CO e C^{18}O e concluíram que o gás em Musca é inteiramente subsônico e que a cinemática interna é dominada por movimentos térmicos. Por sua vez, associando estudos de extinção visual no IV próximo e emissão contínua de poeira em $870 \mu\text{m}$, Kainulainen et al. (2016) estudaram o processo geral de fragmentação da nuvem e concluíram que este iniciou há dezenas de milhões de anos a partir das suas extremidades, deixando a região mais interna menos fragmentada.

1.5.2 IRAS 16293-2422

IRAS 16293-2422 é um glóbulo altamente embebido, que se situa na NE filamentária L1689N, no complexo molecular ρ Ophiuchi, localizado entre 120 pc e 160 pc (BLAKE et al., 1994; IMAI et al., 2007; KNUDE; HOG, 1998; LOINARD et al., 2008; MUNDY et al., 1986; MUNDY et al., 1990). É uma das regiões de formação de estrelas de baixa massa mais estudada, tendo sido observada no contínuo e em linhas moleculares de diversas espécies no submilimétrico (BISSCHOP et al., 2008; JØRGENSEN et al., 2011; KRISTENSEN et al., 2013; LOINARD et al., 2007; PARISE et al., 2005; PARISE et al., 2012;

PECH et al., 2010; van DISHOECK et al., 1995) e outras fontes citadas no trabalho. Sua estrutura química e física foi modelada por Doty et al. (2004).

IRAS 16293-2422 é um sistema protoestelar com disco em fase de acreção ainda, rotacionando em torno do seu eixo menor (MUNDY et al., 1986; IMAI et al., 1999). Possui dois OEJ's de baixa massa, A e B (MUNDY et al., 1992; WOOTTEN, 1989), que distam entre si 4-5'' (CHANDLER, 2005; CAUX et al., 2011; GIRART et al., 2014; JØRGENSEN et al., 2005; LOINARD et al., 2013; WOOTTEN, 1989). A fonte B gira em torno da fonte A, com velocidade de 1,2 km s⁻¹ (CAUX et al., 2011; LOINARD et al., 2013). A massa (disco+objetos) é estimada em aproximadamente 2,3 M_⊙ (GIRART et al., 2014) e a luminosidade em 30 L_⊙ (BLAKE et al., 1994; MUNDY et al., 1990). A fonte A é um OEJ classe 0, com luminosidade bolométrica de 16,5 L_⊙, circundado por um envelope de gás e poeira, tem massa 1,8 M_⊙ e idade estimada entre 10³-10⁴ anos (STARK et al., 2004; DOTY et al., 2004). Existe uma discussão sobre a natureza da fonte B. Para Stark et al. (2004) esta fonte aparenta ser uma estrela T Tauri jovem, de baixa luminosidade, L < 5 L_⊙, com emissão de poeira associada. Para Chandler et al. (2005), Jørgensen et al. (2005) e Loinard et al. (2013), a fonte B é uma protoestrela que ainda não iniciou ejeção de massa.

Observações de alta resolução (0,2'') mostram que a fonte A é um sistema binário, constituído por duas rádio fontes, designadas A1 e A2, que emitem no centimétrico, e por duas componentes submilimétricas contínuas Aa e Ab (CHANDLER, 2005). A Figura 1.2 mostra a imagem no contínuo submilimétrico da região de IRAS 16293-2422, onde se pode visualizar a localização das fontes e a direção dos *outflows* de CO observados na região, que se acredita estarem ligados com a emissão maser nesta fonte (WOOTTEN, 1993).

De acordo com Imai et al. (2007), Wootten (1993) e Wootten et al. (1999), a emissão do maser de água observada em IRAS 16293-2422 está associada com a fonte A e é a mais intensa dentre as emissões dos masers de água já observados em outros OEJ's de natureza similar (FURUYA et al., 2003). A emissão do maser de água nesta fonte é resolvida em uma série de *spots* distribuídos em torno da fonte principal A, a mais ou menos 10 a 100 UA do OEJ (ALVES et al., 2012; IMAI et al., 1999; WILKING; CLAUSSEN, 1987; WOOTTEN, 1989; WOOTTEN, 1993). A Figura 1.3 mostra a localização espacial dos *spots* maser e suas velocidades em relação a fonte central, obtidas em duas épocas distintas por observações interferométricas no *Very Large Array* (VLA). No primeiro painel é mostrado o resultado da observação realizada em julho de 1986, na qual foram identificados 5 *spots* maser com velocidades radiais diferentes (WOOTTEN,

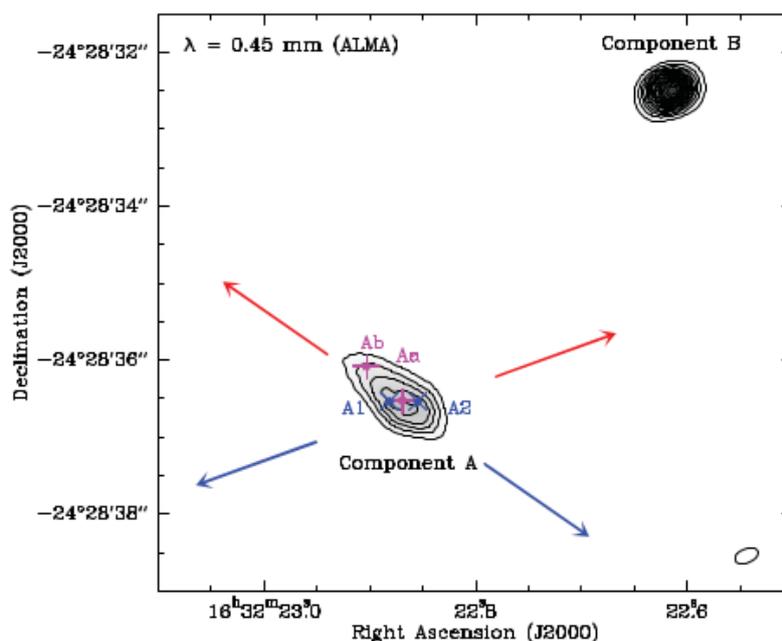


Figura 1.2 - Imagem no contínuo submm de IRAS 16293-2422 obtida no ALMA. É mostrada a emissão submilimétrica das componentes principais A e B. Os contornos de emissão de poeira variam de 0,2 à 4 Jy em intervalos de 0,2 Jy. A largura do feixe, com $0,32'' \times 0,18''$, é mostrada no canto inferior direito da imagem. Estão sinalizados os picos de emissão submilimétrica Aa e Ab, e as fontes A1 e A2, que emitem no centimétrico. As setas vermelhas e azuis mostram a direção dos dois *outflows* produzidos pela fonte A, deslocados para o vermelho e para o azul, respectivamente.

Fonte: Loinard et al. (2013).

1989). Apenas duas das componentes detetadas nesta época já haviam sido detetadas nas primeiras observações desta fonte realizadas por Wilking e Claussen (1987). O segundo painel mostra os resultados da observação realizada em janeiro de 1989, onde foram identificados 12 *spots* maser, alguns com a mesma velocidade mas provenientes de posições espaciais distintas (WOOTTEN, 1993).

A posição dos masers mais intensos de IRAS 16293-2422 em função da velocidade descreve uma elipse em que o eixo menor é aproximadamente paralelo à direção do fluxo bipolar e o eixo maior é alinhado com uma linha que conecta os dois membros do sistema protobinário A, na direção noroeste, formando uma estrutura tipo disco, vista em larga escala (WOOTTEN et al., 1999). Alguns dos masers observados em IRAS 16293-2422 se encontram alinhados com os *outflows* observados na região e presumivelmente traçam a componente ionizada do fluxo de gás (ALVES et al., 2012;

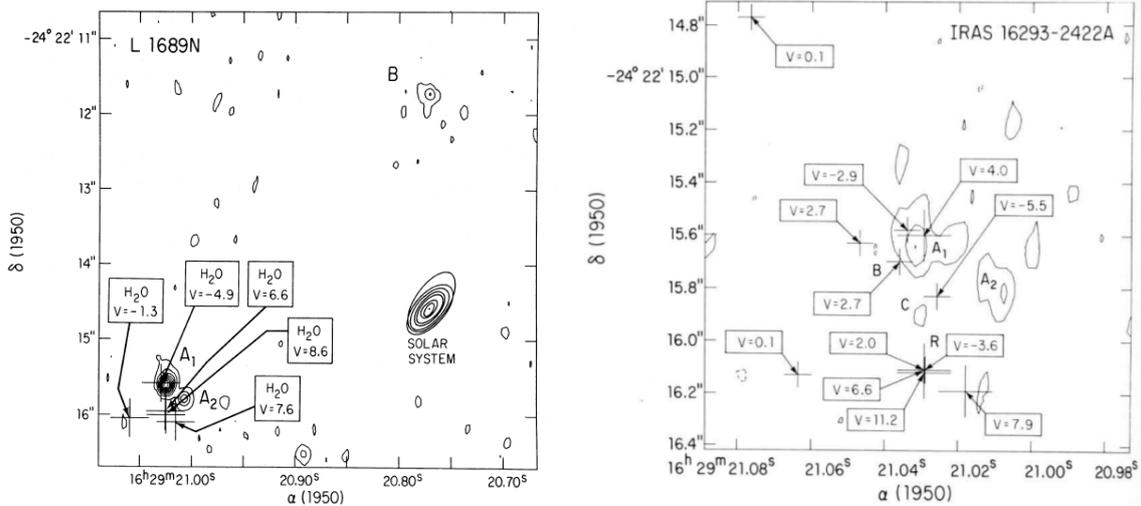


Figura 1.3 - Posição e velocidade dos *spots* maser da região de IRAS 16293-2422 obtidas em duas épocas distintas, superpostas à emissão contínua de 22,46 GHz.

Fonte: [Wootten \(1989\)](#) e [Wootten \(1993\)](#), respectivamente.

[IMAI et al., 2007](#); [WOOTTEN et al., 1999](#)). No entanto, [Imai et al. \(1999\)](#) sugerem que alguns masers nesta fonte podem estar associados com o disco protoestelar, onde são excitados quando o gás em queda colide, criando um choque, fazendo com que o gás na região alcance as condições físicas apropriadas para a excitação maser ($T \simeq 400$ K e $n(\text{H}_2) \simeq 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

A emissão maser em IRAS 16293-2422 tem um espectro complexo, com as componentes mais intensas próximas da velocidade da nuvem ([CLAUSSEN et al., 1996](#); [FURUYA et al., 2003](#)). As de velocidade alta tendem a ser mais fracas ([WOOTTEN, 1993](#); [WOOTTEN et al., 1999](#)). Na Figura 1.4 são mostrados os espectros obtidos por [Claussen et al. \(1996\)](#), entre abril de 1989 e dezembro de 1992, onde são visíveis componentes intensas com até 800 Jy e outras mais fracas, com até 5 Jy. As componentes masers observadas evoluem consideravelmente com o tempo.

Geralmente, o tempo de vida das componentes observadas varia de dias a meses, com as componentes intensas e de velocidades baixas persistindo por mais de seis meses ([CLAUSSEN et al., 1996](#); [FURUYA et al., 2003](#); [WILKING; CLAUSSEN, 1987](#); [WOOTTEN, 1993](#)). No entanto, em [Monfredini \(2010\)](#) foi detetada uma componente intensa e de velocidade baixa ($6,5 \text{ km s}^{-1}$), com tempo de vida da ordem de dezenas de minutos. As componentes de velocidade elevada em relação à velocidade sistêmica da região ($V_{LSR} \sim 4 \text{ km s}^{-1}$) tendem a ser mais fracas e transitórias, com tempo de vida de

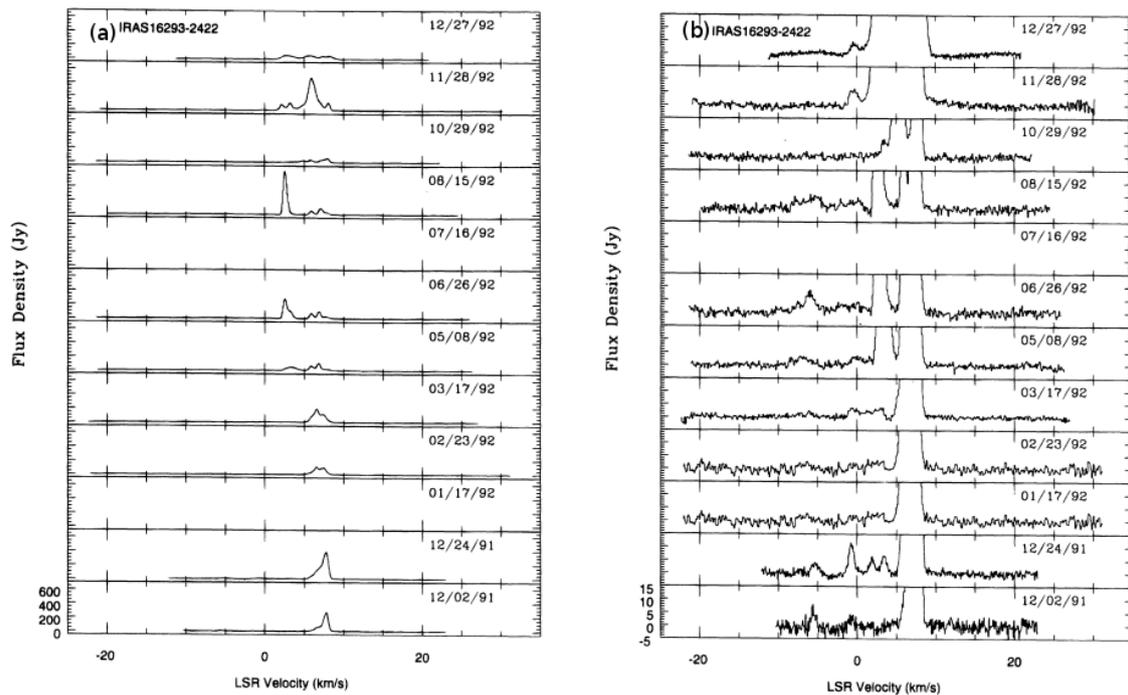


Figura 1.4 - Espectros resultantes do monitoramento da emissão do maser de água em IRAS 16293-2422 por um período de 13 meses. Os espectros estão mostrados em duas escalas de fluxo máximo: (a) até 800 Jy e (b) até 15 Jy. Datas no formato mm/dd/aa.

Fonte: Claussen et al. (1996).

um dia (WOOTTEN, 1993; WOOTTEN et al., 1999). A Figura 1.5 mostra a variação temporal de algumas componentes durante as observações realizadas entre dezembro de 1986 e fevereiro de 1992 (WOOTTEN, 1993) e entre dezembro de 1997 e janeiro de 1998 (FURUYA et al., 2003). Nas observações de Wootten (1993), as componentes de velocidade entre $+6$ e $+8$ km s^{-1} estão sempre presentes e nas observações de Furuya et al. (2003) as componentes maser são observadas, principalmente, em dois grupos distintos de velocidade, $+2$ e $+6$ km s^{-1} .

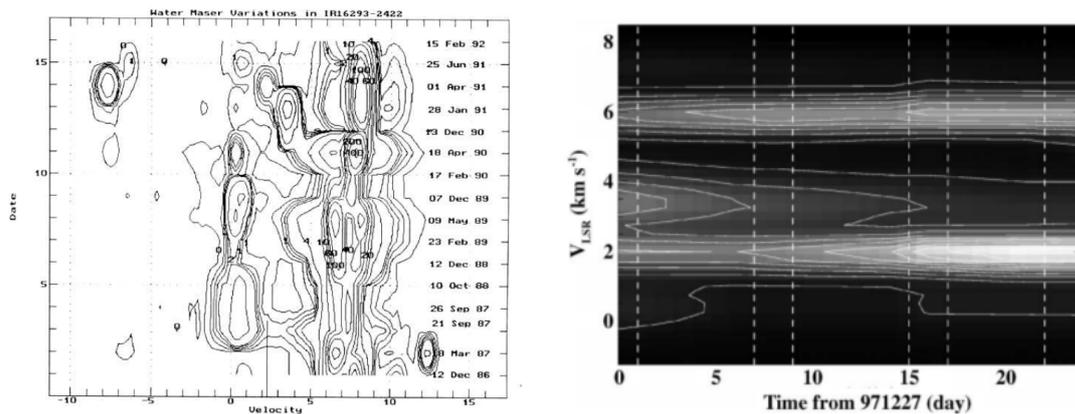


Figura 1.5 - Contornos da emissão do maser de água em IRAS 16293-2422, mostrando a variação temporal de algumas componentes detetadas entre 12/12/1986 e 15/02/1992 (painel esquerdo) e entre 27/12/1997 e 20/01/1998 (painel direito), no qual as linhas verticais tracejadas marcam os dias das observações. Fonte: [Wootten \(1993\)](#) e [Furuya et al. \(2003\)](#), respectivamente.

1.6 Visão geral e estrutura do trabalho

Neste trabalho estudamos a distribuição da poeira e do gás na nuvem escura Musca a partir de mapas de extinção visual obtidos usando a técnica Near Infrared Color Excess (NICE, [LADA et al., 1994](#)) e dados no IV próximo, nas bandas J, H e K_s do catálogo *Two Micron All Sky Survey* (2MASS) de fontes puntiformes ([SKRUTSKIE et al., 2006](#)). Estudamos as propriedades de oito condensações embebidas em Musca por meio da transição $J=1-0$ do $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ (^{13}CO) e $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ (C^{18}O) e também pela transição $J=K=1$ de NH_3 . Obtivemos mapas detalhados das emissões de ^{13}CO e C^{18}O na direção de Mu13, a única condensação com uma fonte IRAS embebida. Avaliamos a estabilidade de Musca e de cinco *cores* densos embebidos, que se apresentaram com picos de extinção maiores do que 10 mag e são potenciais locais de formação estelar ([JOHNSTONE et al., 2004](#); [KAINULAINEN et al., 2011](#); [LADA et al., 2010](#)) e estimamos alguns parâmetros físicos do gás como massa, temperatura, densidade e pressão externa. Para a análise de estabilidade usamos o modelo de esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert. Também revisitamos as observações do maser de água de 22 GHz, na direção de IRAS 16293-2422, realizadas entre 1991 e 2011, no Rádio Observatório do Itapetinga (ROI) e caracterizamos as linhas observadas em termos de velocidade radial, temperatura de antena e perfil das linhas, ajustando as linhas observadas por Gaussianas. Juntamente com observações de outros autores desde sua descoberta, fizemos um acompanhamento da evolução temporal das diversas componentes de velocidade observadas e estudamos a variabilidade de longo termo (de dias à meses)

e a de curto-termo, de horas à minutos.

Esta tese está dividida em 6 capítulos. No capítulo 2 abordamos os aspectos gerais da formação de estrelas, com enfoque para as de baixa massa. Também descrevemos a fenomenologia da emissão maser e caracterizamos o maser de água de 22 GHz. No capítulo 3 se encontram descritas as observações fotométricas no IV próximo e das linhas de ^{13}CO , C^{18}O , NH_3 e do maser de H_2O , e o processo de redução dos dados das linhas. Também descrevemos o processo de obtenção dos mapas de extinção pelo método NICE, a obtenção dos perfis radiais de extinção dos *cores*, o ajuste de esferas de Bonnor-Ebert e as equações que usamos para estimar os parâmetros físicos do gás em Musca. No capítulo 4 apresentamos os resultados, que são discutidos no capítulo 5 e, finalmente no capítulo 6 se encontram as principais conclusões e as possíveis linhas de continuação deste trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo apresentamos os aspectos gerais da formação de estrelas, com enfoque para as estrelas de massas baixas e intermediárias ($M < 8 M_{\odot}$ MCKEE; OSTRIKER, 2007). Caracterizamos as NM's e mostramos o formalismo usado para a obtenção de suas propriedades físicas. Também descrevemos a física da emissão maser considerando aproximação linear e falamos de algumas propriedades desta emissão.

2.1 Aspectos gerais das regiões de formação de estrelas

2.1.1 Características das nuvens moleculares

NM's são grandes concentrações de gás e poeira. Elas são constituídas de 63% de H_2 , $\sim 36\%$ de He e $\sim 1\%$ de poeira, outras moléculas e átomos (ROHLFS; WILSON, 2000) e são encontradas principalmente no disco da Galáxia, onde ocorre maior concentração do material interestelar (DAME et al., 2001). A Figura 2.1 representa a distribuição das NM's em latitudes galácticas $|b| < 35^{\circ}$ na Via Láctea. A maioria das nuvens se encontra em baixas latitudes, $|b| < 10^{\circ}$.

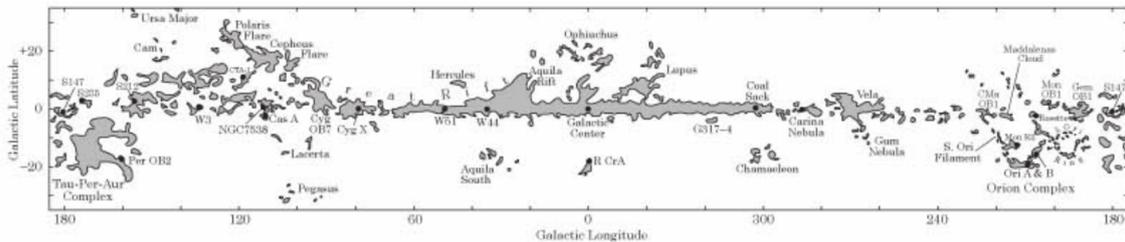


Figura 2.1 - Mapa de distribuição das regiões de formação estelar na Galáxia. Imagem obtida da composição de vários resultados de observações do CO.

Fonte: Dame et al. (2001).

Em função do tamanho, as NM's são divididas em nuvens moleculares gigantes (NMG's) e nuvens escuras (NE's). NMG's têm massas entre $10^4 - 10^6 M_{\odot}$ e dimensões entre 50 e 200 pc (DAME et al., 2001). Nelas se dá a formação de estrelas de alta massa assim como as de baixa massa (LADA, 1987; ZINNECKER et al., 1992).

As NE's têm massas entre $10 - 10^4 M_{\odot}$ e dimensões que vão de 0,1 à 10 pc. Nelas se dá a formação de estrelas de baixa massa. As NE's podem ser encontradas em conjunto, formando os complexos de NE's (Taurus Auriga, ρ Ophiuchi, Camaleão-

Musca), ou isoladas, com estrutura simples e dimensões pequenas. Neste caso são chamados de glóbulos de Bok ou simplesmente glóbulos (B68, B335).

As NM's são caracterizadas por uma distribuição de densidades e exibem estruturas hierárquicas conhecidas como *clumps* e *cores*. A distinção entre estas estruturas hierárquicas não é muito clara. Por exemplo, em Beichman et al. (1986) e Ward-Thompson et al. (1994) são tratadas como estruturas similares. Nós adotamos a nomenclatura de Williams et al. (2000), na qual os *clumps* são subunidades das NM's, que por sua vez contém subestruturas (os *cores*). Os *clumps* têm dimensões entre 0,3 e 3 pc e os *cores* têm dimensões menores do que 0,2 pc (BERGIN; TAFALLA, 2007). É nos *cores* densos onde ocorre a formação estelar (MYERS, 1999).

Os *cores* por sua vez, são divididos em *cores* protoestelares, quando contém OEJ's de classe 0 ou I e em *cores starless*, quando não contém OEJ's (ANDRÉ et al., 1993; BEICHMAN et al., 1986; WARD-THOMPSON et al., 1994). Como esta classificação é baseada na detecção de OEJ's com até $0,1 L_{\odot}$ (MYERS et al., 1987), atualmente se mostra um pouco ambígua pois, com a atual sensibilidade das observações no IV têm se detetado objetos com luminosidade muito baixa, os chamados VeLLOs (*very low-luminosity objects*) em *cores* que antes eram considerados *starless* (KAUFFMANN et al., 2005; YOUNG et al., 2004).

Dependendo de sua densidade central, os *cores starless* podem vir ou não a formar estrelas. A densidade crítica acima da qual um *core* poderá colapsar e formar estrelas é de 10^4 - 10^5 cm^{-3} (CASELLI; CECCARELLI, 2012; LARSON, 2003; MYERS, 1999). *Cores* nestas condições são designados de *cores* pré-estelares (ANDRÉ et al., 1993; di FRANCESCO et al., 2007).

Geralmente, os *cores* pré-estelares são gravitacionalmente ligados (di FRANCESCO et al., 2007) ou são mantidos coesos pela ação da pressão externa (BERTOLDI; MCKEE, 1992). Também são caracterizados pela presença de emissão submilimétrica, típica de regiões com densidades da ordem de 10^5 - 10^6 cm^{-3} (WARD-THOMPSON et al., 1999; WARD-THOMPSON et al., 1994). As linhas moleculares nesses *cores* mostram evidência de gás colapsando (GREGERSEN; EVANS-II, 2000), têm valores elevados da razão $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{H}^+$ (PALAU et al., 2007) e têm emissão intensa de NH_2D (BUSQUET et al., 2010).

2.1.2 O fluxo de gás nas nuvens moleculares

O estado dinâmico de uma NM exerce um papel importante na formação das estrelas (MCKEE; OSTRIKER, 2007). Considera-se que o gás interestelar do qual as estrelas se formam é um fluido turbulento governado por processos MHD (KRUMHOLZ, 2010; SPITZER, 2004), cuja caracterização pode ser encontrada resolvendo simultaneamente as equações de conservação de massa, de momento e da indução magnética.

A equação que descreve a conservação de massa é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{V}), \quad (2.1)$$

onde ρ é a densidade do gás e \vec{V} é a sua velocidade. Esta equação mostra que "a taxa de variação da densidade em uma dada posição da NM é igual a taxa com que a massa flui de ou para essa posição".

A equação que representa a conservação do momento é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{V}) = -\nabla \cdot (\rho \vec{V} \vec{V}) - \nabla P + \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} - \rho \nabla \phi + \rho \nu \nabla^2 \vec{V}, \quad (2.2)$$

onde P é a pressão do fluido, \vec{B} é o campo magnético do meio, ν é a viscosidade e ϕ é o potencial gravitacional. Esta equação significa que "a taxa de variação do momento é igual a taxa com que o momento é "advectado"¹ pelo fluido mais os quatro termos do lado direito da equação acima, que representam a força de pressão, a força de Lorentz, a força gravitacional e a força viscosa, respectivamente".

A equação que representa a indução magnética é dada por:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\vec{B} \times \vec{V}) - \nabla \times (\vec{\eta} / \nabla \times \vec{B}), \quad (2.3)$$

onde $\vec{\eta}$ é a resistividade magnética. Esta equação significa que "a taxa de variação do campo magnético é igual a taxa com que o campo é transportado pelo gás mais a taxa na qual esse campo é ou dissipado ou difundido pela resistência do gás".

¹A advecção representa o transporte de uma dada propriedade do fluido devido ao movimento macroscópico deste.

O potencial gravitacional devido ao material da nuvem é dado pela equação:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho, \quad (2.4)$$

onde G é a constante gravitacional.

As características do fluxo de gás nas NM's podem ser determinadas pela resolução simultânea das equações diferenciais acima (2.1, 2.2, 2.3 e 2.4), que no caso geral só pode ser feito numericamente. No entanto, introduzindo algumas simplificações, elas podem ser analisadas e se chegar a algumas conclusões importantes sobre a dinâmica do gás nas NM's.

Algumas simplificações podem ser feitas considerando-se valores típicos das NM's, tais como tamanho ($L \sim 30$ pc), velocidade ($V \sim 2$ km s⁻¹) e campo magnético ($B \sim 10$ μ G). O gás é então caracterizado em função da importância de cada termo (pressão, momento, campo magnético, etc) das equações acima. A importância de cada grandeza na evolução de uma NM é analisada abaixo.

Substituindo a derivada espacial por $1/L$, desprezando o termo da força gravitacional e considerando que a pressão do gás é dada em função da velocidade do som (V_s^2) no meio isotérmico, $P = \rho V_s^2$, o lado direito da Equação 2.2 toma a forma (KRUMHOLZ, 2010):

$$\rho \frac{V^2}{L} + \rho \frac{V_s^2}{L} + \frac{B^2}{L} + \rho v \frac{V}{L^2}. \quad (2.5)$$

Fazendo a leitura da esquerda para a direita, o primeiro termo representa a advecção do momento pelo fluxo do gás, o segundo representa as variações do momento devido às forças de pressão, o terceiro representa as variações do momento devido à força magnética e o último termo representa as variações do momento devido às forças viscosas. A importância de cada um dos termos é avaliada a partir da razão entre o termo da advecção e os outros termos, o que leva a introdução de quatro números adimensionais: dois de natureza magnética e outros dois de natureza não magnética.

A razão entre o termo da advecção e o da pressão está relacionada com o *número de Mach*, dado por:

$$M = \frac{V}{V_s}. \quad (2.6)$$

²A velocidade do som, V_s , quantifica a velocidade de propagação de uma perturbação no meio. Quando a perturbação se propaga com velocidade maior do que V_s ela é designada de supersônica. Caso contrário, ela é subsônica.

Quando $M \gg 1$, o termo da advecção, que representa as variações do momento em uma dada posição devido ao movimento do gás, é muito mais importante do que o termo da pressão. Nas NM's, $M \sim 5 - 10$ (ELMEGREEN; SCALO, 2004; ZUCKERMAN; PALMER, 1974). Neste caso, o fluxo do gás é supersônico e as forças de pressão não são importantes. No entanto, nos *cores*, o gás se encontra no regime subsônico (LARSON, 2003; HACAR et al., 2016).

É de salientar que o fato de $M > 1$ revela que choques³ são frequentes nas NM's (DYSON; WILLIAMS, 1997; STAHLER; PALLA, 2004). Acredita-se que estes são responsáveis pelas flutuações de densidade, que levam à formação de estruturas hierárquicas e que seu efeito compressor também pode levar a formação de estrelas (PADOAN et al., 2001). Estes choques podem comprimir o gás até densidades duas ordens de grandeza maiores do que as densidades típicas das NM's (LARSON, 2003).

A razão entre o termo da advecção e o da força magnética é representada pelo *número de Mach-Alfvén*, dado por:

$$M_A = \frac{V}{V_A}, \quad (2.7)$$

onde $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ é a velocidade de Alfvén, que representa a velocidade do som num fluido magnetizado.

Se $M_A \gg 1$, o termo da advecção é muito mais importante do que o termo da força magnética e esta pode ser desprezada. Mas, se $M_A \lesssim 1$, a força magnética é importante. Nas NM's, $M_A \sim 1$ (CRUTCHER et al., 1999) e portanto, a força magnética deve ser levada em conta.

Comparando o termo da advecção com o da viscosidade obtemos o *número de Reynolds*, que representa a razão entre as forças inerciais e viscosas do gás. Este número descreve a importância das forças viscosas e é dado por:

$$Re = \frac{LV}{\nu}. \quad (2.8)$$

Se $Re \gg 1$, a viscosidade é incapaz de alterar a velocidade do fluido em uma escala de tempo comparada com a escala de tempo de passagem do som no gás. Podemos pensar no número de Reynolds como uma quantidade que descreve a dimensão da escala característica do gás em que o movimento é amortecido. Movimentos

³Choques são perturbações que se propagam com velocidade maior do que a velocidade local do som (DYSON; WILLIAMS, 1997). Geralmente, os choques são causados por gradientes de pressão entre diferentes meios.

realizados dentro dessas dimensões não são amortecidos pela viscosidade e os que se realizam em escalas maiores sofrem o efeito da viscosidade do fluido. Fluidos para os quais $Re \gtrsim 10^3$ são considerados turbulentos. Nas NM's, $Re > 10^5$, por isso movimentos turbulentos são esperados (ELMEGREEN; SCALO, 2004; HEYER; DAME, 2015). A presença da turbulência nas NM's é comprovada pela largura das linhas observadas, que superam em várias ordens de grandeza a largura esperada supondo apenas movimentos térmicos (FULLER; MYERS, 1992; JIJINA et al., 1999).

Aplicando o mesmo raciocínio para o lado direito da equação da indução magnética 2.3, temos:

$$\frac{BV}{L} + \eta \frac{B}{L^2}. \quad (2.9)$$

A razão entre estes dois termos define o *número de Reynolds magnético*, Rm .

$$Rm = \frac{LV}{\eta}. \quad (2.10)$$

Quando Rm é muito grande, o termo da advecção na equação da indução é muito maior do que o da resistividade e assim, o campo magnético simplesmente é carregado pelo fluido, num processo designado "congelamento" das linhas do campo, em que estas acompanham o movimento do fluido quando este é suficientemente ionizado (BASU; DAPP, 2010; GIRART et al., 2006; LI et al., 2009).

2.2 Moléculas nas nuvens moleculares

As primeiras moléculas observadas no meio interestelar (MI) foram o CN, CH e CH^+ , nos finais de 1930, por meio de suas transições eletrônicas no óptico. O H_2 , a molécula mais abundante do MI, foi descoberto somente em 1970, na banda Lyman, por suas linhas de absorção, a partir de observações em foguetes na direção da estrela ξ Per (CARRUTHERS, 1970). O CO, segunda substância mais abundante e principal molécula usada para mapear a distribuição do H_2 , foi a primeira molécula descoberta em comprimentos de onda milimétricos (WILSON et al., 1970), que é a região do espectro onde se observa a maioria das transições rotacionais moleculares no MI.

Atualmente, mais de 200 moléculas, a maioria orgânicas, foram observadas no MI principalmente por meio de suas transições rotacionais no submm. Neste regime de comprimento de onda, foram observadas moléculas simples com apenas dois átomos (H_2) até as mais complexas com 13 átomos ($HC_{11}N$). Moléculas com mais átomos (C_{60}^+) foram detetadas no MI por linhas de absorção no IV próximo. A Tabela 2.2

mostra as moléculas⁴ já observadas no MI.

2 atoms	3 atoms	4 atoms	5 atoms	6 atoms	7 atoms	8 atoms	9 atoms	10 atoms	11 atoms	12 atoms	>12 atoms
H ₂	C ₃ *	c-C ₃ H	C ₃ *	C ₂ H	C ₆ H	CH ₃ C ₂ N	CH ₃ C ₄ H	CH ₃ C ₂ N	HC ₉ N	c-C ₉ H ₆ *	HC ₁₁ N
AlF	C ₂ H	<i>i</i> -C ₃ H	C ₂ H	<i>i</i> -H ₂ C ₄	CH ₂ CHCN	HC(O)OCH ₃	CH ₃ CH ₂ CN	(CH ₃) ₂ CO	CH ₃ C ₆ H	<i>n</i> -C ₃ H ₇ CN	C ₉₀ *
AlCl	C ₂ O	C ₃ N	C ₄ Si	C ₂ H ₄ *	CH ₃ C ₂ H	CH ₃ COOH	(CH ₃) ₂ O	(CH ₂ OH) ₂	C ₂ H ₅ OCHO	<i>i</i> -C ₃ H ₇ CN	C ₇₀ *
C ₂ **	C ₂ S	C ₃ O	<i>i</i> -C ₃ H ₂	CH ₃ CN	HC ₂ N	C ₇ H	CH ₃ CH ₂ OH	CH ₃ CH ₂ CHO	CH ₃ OC(O)CH ₃	C ₂ H ₅ OCH ₃ ?	C ₉₀ **
CH	CH ₂	C ₂ S	c-C ₃ H ₂	CH ₃ NC	CH ₃ CHO	C ₆ H ₂	HC ₇ N	CH ₃ CHCH ₂ O 2016			
CH ⁺	HCN	C ₂ H ₂ *	H ₂ CCN	CH ₃ OH	CH ₃ NH ₂	CH ₂ OHCHO	C ₈ H				
CN	HCO	NH ₃	CH ₄ *	CH ₃ SH	c-C ₂ H ₄ O	<i>i</i> -HC ₆ H*	CH ₃ C(O)NH ₂				
CO	HCO ⁺	HCCN	HC ₃ N	HC ₃ NH ⁺	H ₂ CCHOH	CH ₂ CHCHO(?)	C ₈ H ⁻				
CO ⁺	HCS ⁺	HCNH ⁺	HC ₂ NC	HC ₂ CHO	C ₆ H ⁻	CH ₂ CCHCN	C ₃ H ₆				
CP	HOC ⁺	HNCO	HCOOH	NH ₂ CHO	CH ₂ NCO 2015	H ₂ NCH ₂ CN	CH ₃ CH ₂ SH(?)				
SiC	H ₂ O	HNCS	H ₂ CNH	C ₂ N		CH ₃ CHNH					
HCl	H ₂ S	HOCO ⁺	H ₂ C ₂ O	<i>i</i> -HC ₄ H*							
KCl	HNC	H ₂ CO	H ₂ NCN	<i>i</i> -HC ₄ N							
NH	HNO	H ₂ CN	HNC ₃	c-H ₂ C ₃ O							
NO	MgCN	H ₂ CS	SiH ₄ *	H ₂ CCNH(?)							
NS	MgNC	H ₃ O ⁺	H ₂ COH ⁺	C ₂ N ⁻							
NaCl	N ₂ H ⁺	c-SiC ₃	C ₄ H ⁻	HNCHCN							
OH	N ₂ O	CH ₃ *	HC(O)CN								
PN	NaCN	C ₂ N ⁻	HNCNH								
SO	OCS	PH ₃	CH ₃ O								
SO ⁺	SO ₂	HCNO	NH ₄ ⁺								
SiN	c-SiC ₂	HOCN	H ₂ NCO ⁺ (?)								
SiO	CO ₂ *	HSCN	NCCNH ⁺ 2015								
SiS	NH ₂	H ₂ O ₂									
CS	H ₃ ⁺ (*)	C ₂ H ⁺									
HF	SiCN	HMgNC									
HD	AlNC	HCCO 2015									
FeO?	SiNC										
O ₂	HCP										
CF ⁺	CCP										
SiH?	AlOH										
PO	H ₂ O ⁺										
AlO	H ₂ Cl ⁺										
OH ⁺	KCN										
CN ⁻	FeCN										
SH ⁺	HO ₂										
SH	TiO ₂										
HCl ⁺	C ₂ N										
TiO	Si ₂ C 2015										
ArH ⁺											
NO ⁺ ?											

Figura 2.2 - Moléculas já detetadas no MI. Não são mostradas moléculas cujas detecções são questionáveis. * -indica moléculas que foram detetadas por suas transições ro-vibracionais; **- moléculas detetadas apenas por transições eletrônicas; ?- tentativas de detecção com chances razoáveis de serem corretas e, (?) detecções relatadas como sendo seguras. São indicados os anos das detecções mais recentes (2015 e 2016).

Fonte: <https://www.astro.uni-koeln.de/cdms/molecules>

⁴No endereço http://www.astrochymist.org/astrochymist_ism.html se encontra uma cronologia das moléculas observadas no MI até a data assim como a região onde cada molécula foi observada pela primeira vez.

A existência ou não de algumas moléculas em ambientes astrofísicos está relacionada com as condições locais dessa região. Maior parte das moléculas é encontrada nas NM's, onde a presença de gás denso e grãos de poeira impede a penetração da radiação ultravioleta (UV) que tende a dissociá-las (CASELLI; CECCARELLI, 2012). A Figura 2.3 mostra a evolução dos mantos de gelo na superfície dos grãos em função da extinção visual da região.

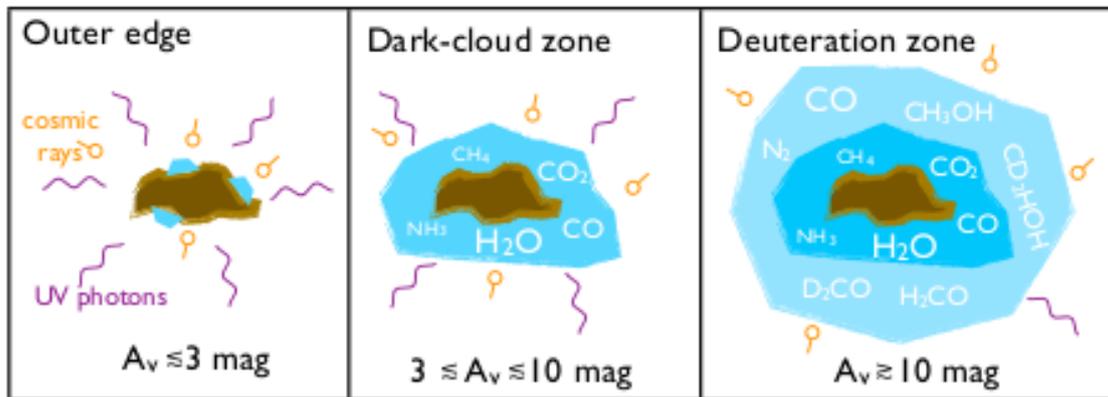


Figura 2.3 - Evolução dos mantos de gelo sobre a superfície dos grãos. Em regiões com extinção visual baixa (<3 mag), devido à incidência da radiação UV e dos raios cósmicos, os grãos praticamente não tem mantos e por isso possuem tamanhos menores. Em extinções visuais entre 3 e 10 mag, a radiação UV é atenuada e começam a se formar mantos de gelo com algumas moléculas. Em regiões mais densas, os grãos de poeira se encontram completamente cobertos por mantos de gelo com várias moléculas complexas. Nestas regiões, a radiação UV praticamente é extinguida.

Fonte: Caselli e Ceccarelli (2012).

Apesar do H_2 ser o principal constituinte das NM's, ele não é observado diretamente nesses ambientes, com temperaturas típicas de 10 a 40 K, pois é uma molécula homonuclear e simétrica, não possui momento de dipolo permanente e por isso não tem transições de dipolo entre níveis rotacionais. Sendo umas das moléculas mais leves, suas transições dos níveis mais baixos de energia ocorrem devido à emissão de quadrupolo, em comprimentos de onda da região do IV, em ambientes com aproximadamente 500 K. Por isso sua emissão é usada para traçar a presença de jatos estelares e regiões que sofreram choques (BURTON, 1987; HODAPP; LADD, 1995; HOLLENBACH; SHULL, 1977).

Para investigar a distribuição do H_2 assim como determinar as propriedades das

NM's são usadas moléculas traçadoras como CO, NH₃, H₂CO, N₂H⁺ (BERGIN et al., 2001; CASELLI et al., 2002; MYERS; BENSON, 1983; TAFALLA et al., 2004; van DISHOECK et al., 1995; VILAS-BOAS et al., 2000), cujas transições são excitadas por meio de colisões, principalmente com o H₂. Na Figura 2.4 são mostradas as principais moléculas usadas para investigar as diferentes fases de formação de estrelas de baixa massa, desde a fase em que a NM se encontra no estado "quiescente"(a) até a fase em que a estrela recém formada entra na sequência principal, com provável formação de planetas ao seu redor (e).

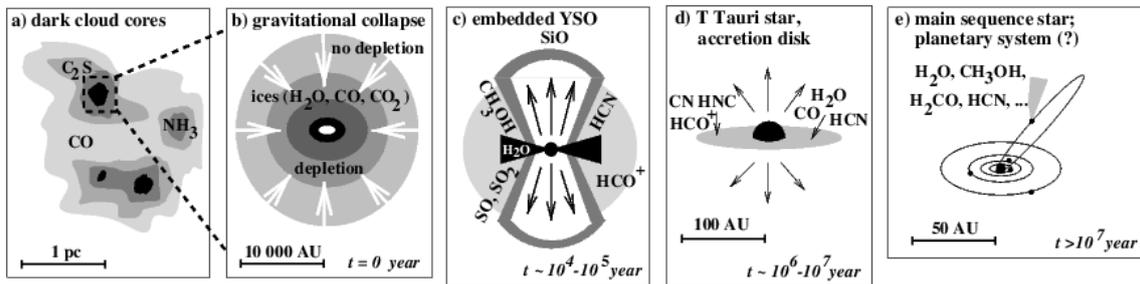


Figura 2.4 - Moléculas características dos diferentes estágios de formação de estrelas de baixa massa. (a) *cores* de uma NE, onde os radicais insaturados e espécies de carbono são comuns; (b) estágio do colapso, em que se observam elevados níveis de depleção de algumas moléculas; (c) fase do OEJ muito embetido. Nesta fase, devido ao aquecimento provocado pelo OEJ e os *outflows* supersônicos causados pelos ventos estelares provenientes da estrela em formação, os grãos de gelo evaporam e as moléculas liberadas na fase gasosa criam uma variedade de ambientes químicos; (d) uma estrela T Tauri jovem, com o disco protoplanetário residual contendo gelo e moléculas na fase gasosa; (e) sistema planetário, com corpos frios como cometas.

Fonte: van Dishoeck e Blake (1998).

Além de determinar as propriedades físicas das NM's, as moléculas também são usadas para discernir propriedades morfológicas e a distribuição de densidades das regiões onde são observadas, como podemos ver na Figura 2.5, onde é mostrada a morfologia da distribuição da emissão de diferentes espécies na direção do glóbulo IRAS 16293-2422.

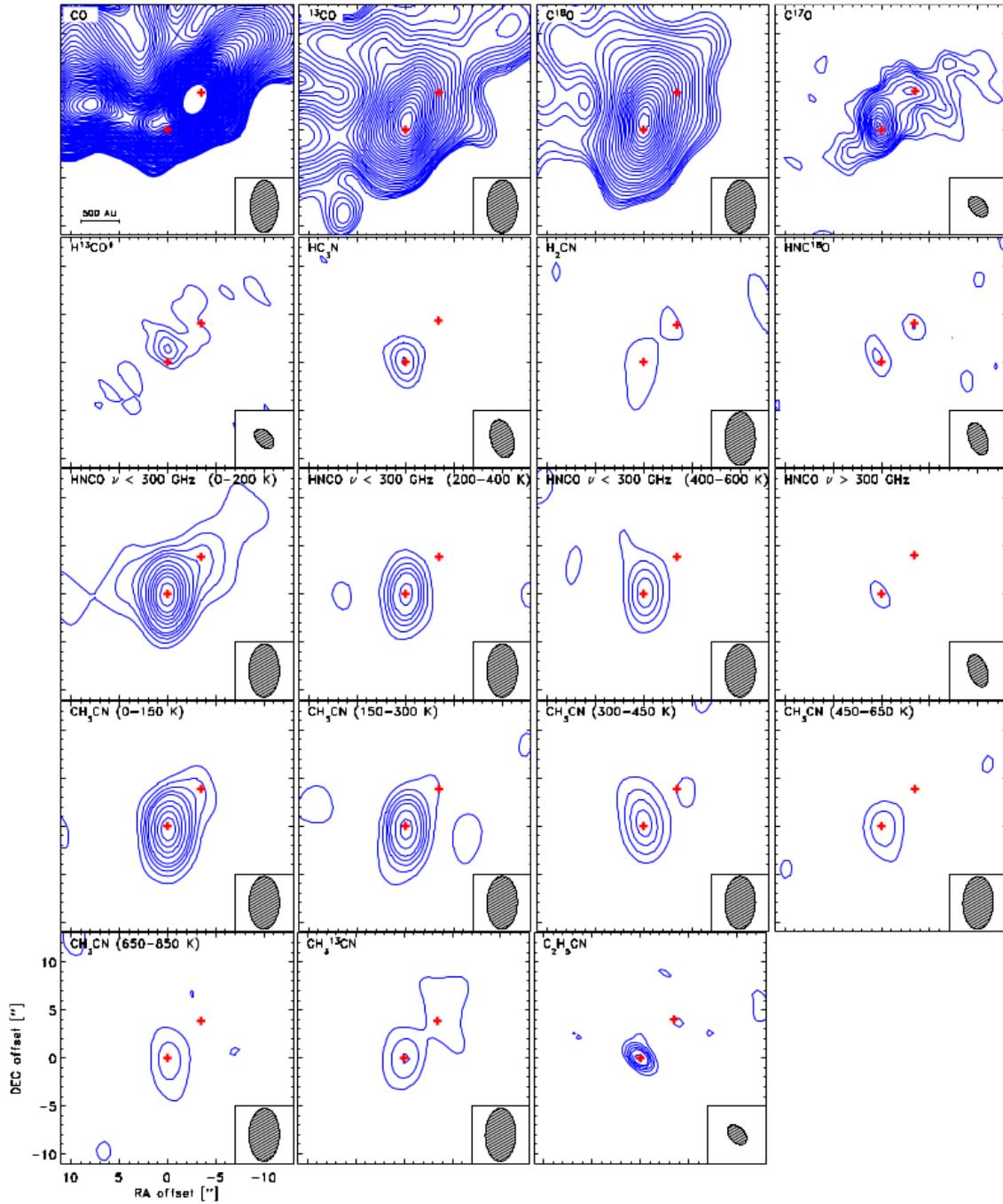


Figura 2.5 - Emissão integrada de diversas moléculas observadas na direção do glóbululo IRAS 16293-2422. Os contornos de emissão iniciam em 3σ . O tamanho do feixe na frequência de observação de cada molécula é mostrado no canto inferior direito de cada painel. As cruces vermelhas representam as posições dos 2 OEJ's embebidos, IRAS 16293A e IRAS 16293B.

Fonte: Jørgensen et al. (2011).

2.2.1 A formação de moléculas nas nuvens moleculares

A astroquímica, ciência que estuda como, onde e quando as moléculas são formadas em ambientes astrofísicos, tem despertado bastante interesse por ser uma chave para a compreensão da complexidade química dos ambientes astrofísicos e sua possível relação com o aparecimento de vida. Vários processos contribuem para a síntese das moléculas no MI e a maioria das moléculas é sintetizada por processos na fase gasosa ou reações ocorrendo na superfície dos grãos (TIELENS, 2005; AIKAWA et al., 2005; HERBST; van DISHOECK, 2009). Na Tabela 2.6 se encontram as principais reações que concorrem para a formação das moléculas observadas em diferentes ambientes astrofísicos.

Type of process	Example
Gas-grain interactions	$H + H + \text{grain} \rightarrow H_2 + \text{grain}$
Direct cosmic ray processes	$H_2 + \zeta \rightarrow H_2^+ + e$
Cation-neutral reactions	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$
Anion-neutral reactions	$C^- + NO \rightarrow CN^- + O$
Radiative associations (ion)	$C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu$
Associative detachment	$C^- + H_2 \rightarrow CH_2 + e$
Chemi-ionization	$O + CH \rightarrow HCO^+ + e$
Neutral-neutral reactions	$C + C_2H_2 \rightarrow C_3H + H$
Radiative association (neutral)	$C + H_2 \rightarrow CH_2 + h\nu$
Dissociative recombination	$N_2H^+ + e \rightarrow N_2 + H$
Radiative recombination	$H_2CO^+ + e \rightarrow H_2CO + h\nu$
Anion-cation recombination	$HCO^+ + H^- \rightarrow H_2 + CO$
Electron attachment	$C_6H + e \rightarrow C_6H^- + h\nu$
External photo-processes ^a	$C_3N + h\nu \rightarrow C_2 + CN$
Internal photo-processes ^a	$CO + h\nu \rightarrow C + O$

Figura 2.6 - Reações na fase gasosa que resultam na síntese de várias moléculas. ^aProcessos foto-externos são aqueles induzidos pelo campo de radiação interestelar e os processos foto-internos são induzidos pelo campo de radiação gerado no interior das NM's devido a interação de moléculas, especialmente o H₂, com os raios cósmicos.

Fonte: Smith (2011).

Antes do início da formação estelar, em geral a química é dominada por reações íon-molécula e neutro-neutro levando a formação de radicais e moléculas insaturadas (van DISHOECK; BLAKE, 1998). As reações íon-molécula dominam a química do carbono

e são favorecidas pela carga elétrica de um dos reagentes que resulta em uma força de atração. Os íons são produzidos pela radiação UV ou pela incidência dos raios cósmicos. As reações neutro-neutro e as íon-neutro resultam na formação do O₂, N₂, NO, CN (HERBST; KLEMPERER, 1973; TIELENS, 2005; HILY-BLANT et al., 2010; HOLLENBACH et al., 2009).

Na fase do *core* pré-estelar, a matéria se acumula em direção ao centro. Como resultado, a densidade no centro aumenta e a temperatura diminui. Nesta fase, átomos e moléculas congelam sobre a superfície dos grãos de poeira, formando os mantos de gelo e por isso ocorre a depleção de algumas moléculas na fase gasosa, como é o caso do CO. Devido à mobilidade do hidrogênio, no grão ocorre a hidrogenação de vários átomos e do CO, formando moléculas como água (H₂O), formaldeído (H₂CO), metanol (CH₃OH) e outras espécies hidrogenadas (CASELLI; CECCARELLI, 2012).

Simultaneamente ao colapso, uma parte da matéria é ejetada violentamente na forma de jatos supersônicos e *outflows* moleculares. Quando o material ejetado encontra o material quiescente do envelope da protoestrela e da nuvem, são gerados choques por meio dos quais as moléculas congeladas sobre a superfície dos grãos são arrancadas e vaporizadas, criando um ambiente molecular bastante rico. Nas regiões quentes próximas do objeto central, novas moléculas complexas são sintetizadas por meio de reações entre as espécies formadas na fase protoestelar.

Nas regiões frias do disco, onde a grande maioria de matéria reside, as moléculas formadas na fase protoestelar congelam novamente sobre os mantos dos grãos de poeira que sobraram na fase pré-estelar. Os grãos de poeira coagulam formando corpos sólidos cada vez maiores chamados de planetesimais, que são as sementes dos futuros planetas, cometas e asteroides. Alguns dos mantos de gelo sobre os grãos são provavelmente preservados e pelo menos parte da história da química anterior pode ser conservada (CASELLI; CECCARELLI, 2012).

Nas próximas seções falaremos brevemente da formação do CO, do NH₃ e do H₂O, que são as moléculas usadas neste trabalho para estudar as propriedades das duas regiões de formação estelar.

2.2.2 Breve descrição da molécula do monóxido de carbono

O monóxido de carbono (CO) é a segunda molécula mais abundante no MI ($n_{\text{CO}} \sim 10^{-4}n_{\text{H}_2}$, LACY et al., 1994, PINEDA et al., 2010) e é o principal traçador do gás

molecular, principalmente das regiões mais externas das NM's que têm densidades mais baixas. Isto se deve ao fato de que: (1) a intensidade de suas linhas é elevada, (2) sua densidade crítica (veja seção 2.3) é baixa; (3) a excitação de suas transições ocorre próximo do ETL; e (4) tem abundância elevada em relação ao H₂ (ROHLFS; WILSON, 2000). O CO é a molécula que mais contribui para o resfriamento das NM's. Quando ela é excitada por colisões, resfria as NM's quando os fótons emitidos escapam da nuvem. A taxa de resfriamento por CO é dada por (KRUMHOLZ, 2010):

$$\Lambda_{CO} = \chi_{CO}(2J+1) \frac{e^{-E_J/k_B T}}{Z} A_{J,J-1}(E_J - E_{J-1}), \quad (2.11)$$

onde Z é a função de equipartição, χ_{CO} é a razão entre as moléculas de CO e os núcleos de H, $(2J+1)$ é a degenerescência do nível rotacional J , cuja energia é dada por $E_J = hBJ(J+1)$ e $A_{J+1} = \frac{512\pi^4 B^3 \mu^2 (J+1)^4}{3hc^3 2J+1}$. $B(CO) = 57$ GHz é a constante de rotação da molécula e $\mu = 0,112$ Debye é o momento do dipolo elétrico do CO.

São de grande interesse astrofísico três variedades isotópicas desta molécula, o ¹²CO (¹²C¹⁶O), o C¹⁸O (¹²C¹⁸O) e o ¹³CO (¹³C¹⁶O), que possuem profundidades ópticas diferentes devido às suas abundâncias relativas ($[^{12}\text{CO}]/[\text{H}_2] \sim 8,5 \times 10^{-5}$, $[^{13}\text{CO}]/[\text{H}_2] \sim 1,2 \times 10^{-6}$ e $[\text{C}^{18}\text{O}]/[\text{H}_2] \sim 1,7 \times 10^{-7}$, BALLY; LANGER, 1982, FRERKING et al., 1982, SZÚCS et al., 2014, TIELENS, 2005). Em regiões com densidade total $n_{\text{tot}} < 10^2 \text{ cm}^{-3}$ usa-se o ¹²CO, em regiões com $n_{\text{tot}} > 500 \text{ cm}^{-3}$ usa-se o C¹⁸O e naquelas com densidades intermediárias usa-se o ¹³CO (STAHLER; PALLA, 2004).

Em ambientes densos, geralmente a linha do ¹²CO tem aparência de saturada, que é uma indicação de que ela seja opticamente espessa. Por ela ser saturada nem todas as moléculas ao longo da linha de visada contribuem para sua intensidade. Neste caso, a radiação detetada provém das regiões mais externas da nuvem e por isso ela é usada para determinar a temperatura cinética (T_{cin}) da nuvem (STAHLER; PALLA, 2004). Linhas opticamente finas, C¹⁸O e ¹³CO, têm um perfil com um pico mais acentuado. Neste caso, todas as moléculas ao longo da linha de visada contribuem para a emissão e a intensidade integrada em frequência é proporcional à densidade de coluna (T_{exc} , STAHLER; PALLA, 2004). A Figura 2.7 mostra a distribuição dos níveis rotacionais da molécula de ¹²CO e a aparência do perfil das linhas da transição J=1-0 de três variedades isotópicas de CO.

2.2.2.1 Síntese da molécula de monóxido de carbono

A formação da molécula de CO ocorre principalmente por meio de reações na fase gasosa. Devido à sua energia de ligação de 11,1 eV, ela não é facilmente dissociada

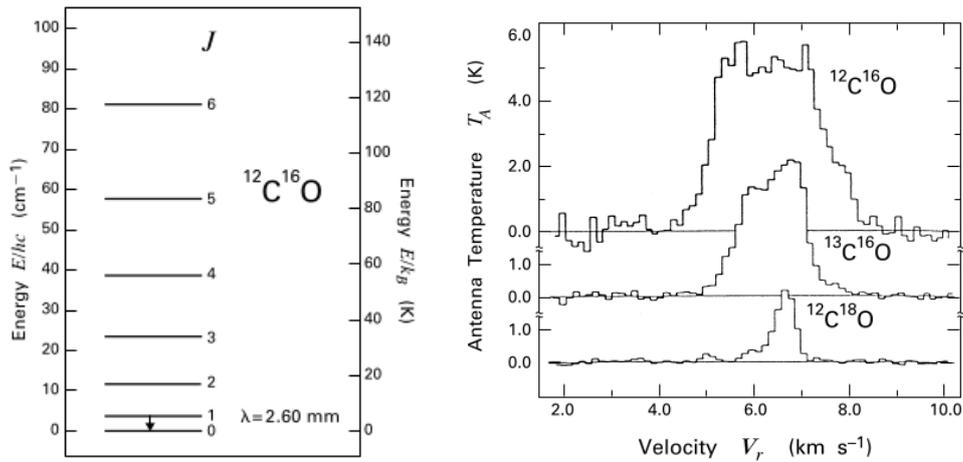


Figura 2.7 - Distribuição dos níveis rotacionais do ^{12}CO e perfil das linhas do ^{12}CO , ^{13}CO e C^{18}O . No painel esquerdo é mostrada a distribuição dos níveis rotacionais com número quântico J , no estado vibracional $v=1$ do ^{12}CO . Está marcada a transição $J=1-0$, que é excitada primariamente por colisões com o H_2 . O painel direito mostra Perfil das linhas da transição $J=1-0$ dos três isótopos de CO , observados em Taurus-Auriga.

Fonte: [Stahler e Palla \(2004\)](#).

nas regiões mais internas das NM's ([STAHLER; PALLA, 2004](#)). A Figura 2.8 mostra as principais reações químicas que concorrem para a síntese do CO nas NM's.

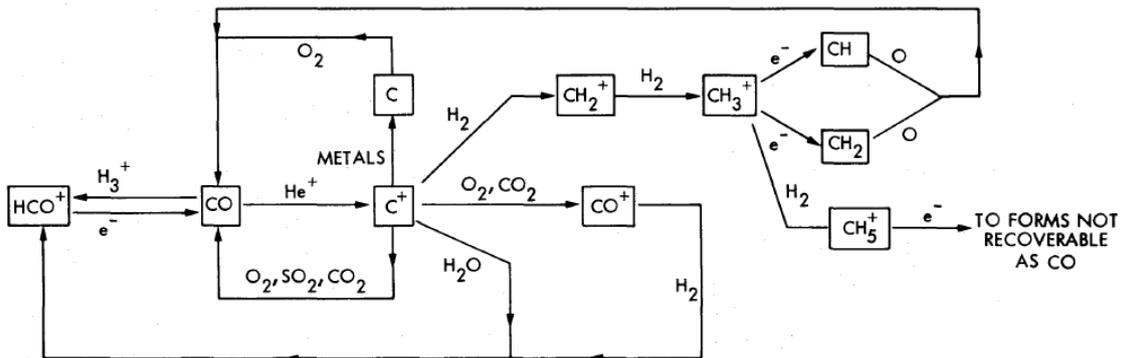


Figura 2.8 - Principais reações químicas envolvidas na síntese do CO nas NM's. As reações entre o oxigênio e o CH ou CH_2 são as mais eficientes para a formação do CO .

Fonte: [Prasad e Huntress Jr. \(1980\)](#).

[Cecchi-Pestellini et al. \(2001\)](#) modelaram a estrutura química e a temperatura do

gás de uma nuvem em função da profundidade e obtiveram os resultados mostrados na Figura 2.9, em que se vê a evolução do CO, desde a borda da nuvem até o seu interior. Para isso utilizaram o modelo de reações da UMIST (University of Manchester Institute of Science and Technology) modificado⁵, com 169 espécies contendo elementos como H, He, C, O, N, S. Consideraram uma nuvem *core-halo* com raio R_g e raio fracional do envelope de $r_c/R_g = 0,2$, distribuição radial de densidade $n(H) = n_c(r_c/r)^2$, densidade no *core* de $n_c = 1,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e na borda da nuvem de $5 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Esse modelo corresponde a uma nuvem típica de 1,2 pc e $35 M_\odot$, com um *core* de $2,5 M_\odot$ e tamanho 0,24 pc. Outros modelos da química do CO podem ser encontrados em Aikawa et al. (2005) ou em Roueff et al. (2015).

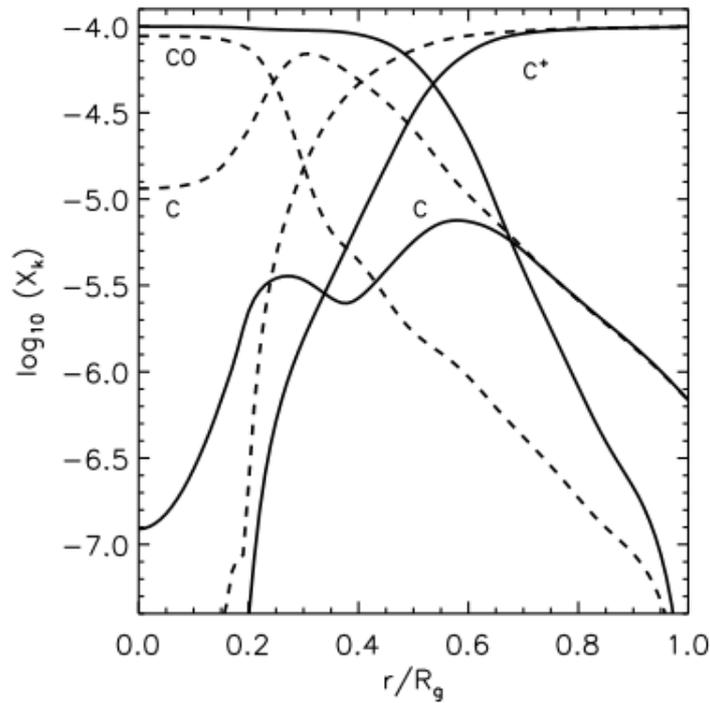


Figura 2.9 - Evolução do C, C⁺ e CO em uma NE isolada embebida num campo de radiação UV interestelar típico. A linha tracejada corresponde a idade de 0,5 milhões de anos e a sólida corresponde a 3 milhões de anos.

Fonte: Cecchi-Pestellini et al. (2001).

Próximo da superfície da nuvem, a química é de uma nuvem difusa, iniciada pela associação radiativa do C⁺ com o H₂. O CO é formado pela reação do O com o CH

⁵Introduziram uma nova ramificação para a recombinação dissociativa do H₃⁺, taxa de ionização por raios cósmicos de $\zeta = 3 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$, abundância do carbono na fase gasosa de 10^{-4} , de $7,5 \times 10^{-5}$ para o oxigênio, de $3,2 \times 10^{-4}$ para o nitrogênio e de $1,2 \times 10^{-5}$ para o enxofre.

e com o CH_2 , mas sua concentração é limitada pela alta taxa de fotodissociação. Em profundidades ópticas intermediárias, a radiação UV diminui, o C^+ é convertido em C pelo processo de recombinação radiativa e aumenta a concentração do CO e do C (parcialmente). O carbono neutro apresenta um pico devido à diminuição da taxa de fotodissociação do C e ao aumento da sua taxa de produção por meio de troca de carga entre o C^+ e o enxofre. Esse pico acontece na região de transição $\text{C}^+/\text{C}/\text{CO}$ em $r/R_g \approx 0,3$ para 0,5 milhões de anos e em $r/R_g \approx 0,5$ para três milhões de anos. Reações entre o C^+ e o OH produzem CO^+ que, por sua vez, reage com o H_2 para formar HCO^+ , que por recombinação dissociativa termina em CO.

Em profundidades ópticas maiores ($A_V > 3 - 4$ mag), a radiação UV é praticamente extinguida e a maior parte do C^+ , por associação radiativa com o H_2 , transforma-se em CH e CH_2 , e termina com a formação do CO pela reação com o oxigênio atômico. No *core* da nuvem, a química é ativada pela ionização do H_2 pelos raios cósmicos e quase todo o carbono se encontra na forma de CO (CECCHI-PESTELLINI et al., 2001).

2.2.3 Breve descrição da molécula de amônia

A molécula de amônia (NH_3), com abundância em relação ao hidrogênio molecular de 10^{-7} - 10^{-8} (FOSTER et al., 2009; HARJU et al., 1993; LADD et al., 1994; MARKA et al., 2012), é bastante útil para estudos de regiões com densidades volumétricas elevadas ($n_{\text{tot}} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$), onde as linhas de CO normalmente são saturadas. Por ter um conjunto de transições muito próximas em frequência, o NH_3 é um bom traçador das condições das nuvens (LOWE et al., 2014; PETERS et al., 1986; PILLAI et al., 2006; RAGAN et al., 2012; STAHLER; PALLA, 2004), sendo usado para investigar ambientes com temperatura de até 50 K (HO; TOWNES, 1983; JIJINA et al., 1999; LU et al., 2014; MANGUM et al., 1992; URQUHART et al., 2015) e não sofre depleção na fase gasosa em ambientes de densidade $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (AIKAWA et al., 2005; BERGIN; LANGER, 1997; TAFALLA et al., 2006). As transições mais importantes são as provenientes da oscilação do átomo de nitrogênio através do plano dos três átomos de hidrogênio (inversão), produzindo emissão em micro-ondas (GARDNER et al., 1985).

O NH_3 é uma molécula *top symmetric*, cuja energia é função de dois números quânticos, J e K, e depende da orientação relativa do *spin* nuclear e do vetor do momento angular total dos elétrons. Possui três momentos de inércia, I_A , I_B e I_C , em torno do eixo principal de rotação, dois dos quais são idênticos. Se $I_A < I_B = I_C$, a molécula é um rotor prolato e se $I_A = I_B < I_C$ é oblato (STAHLER; PALLA, 2004). A Figura 2.10 ilustra esferoides prolato e oblato.

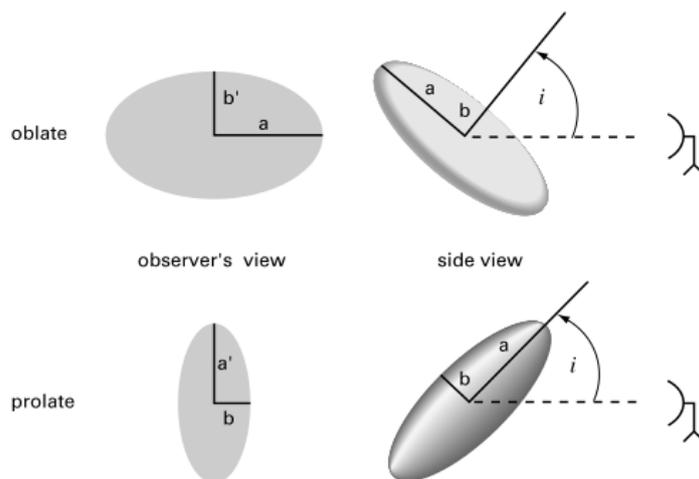


Figura 2.10 - Vista projetada de esferoides oblato e prolato. No plano do céu, ambos os objetos geralmente são vistos como elipses.

Fonte: [Stahler e Palla \(2004\)](#).

Na ausência de forças externas, a molécula de NH_3 rotaciona ao longo do eixo de simetria A, que por sua vez precessiona em torno do vetor \mathbf{J} , como está ilustrado na Figura 2.11. Por simetria, o vetor do momento do dipolo elétrico da molécula, μ , está ao longo do eixo central.

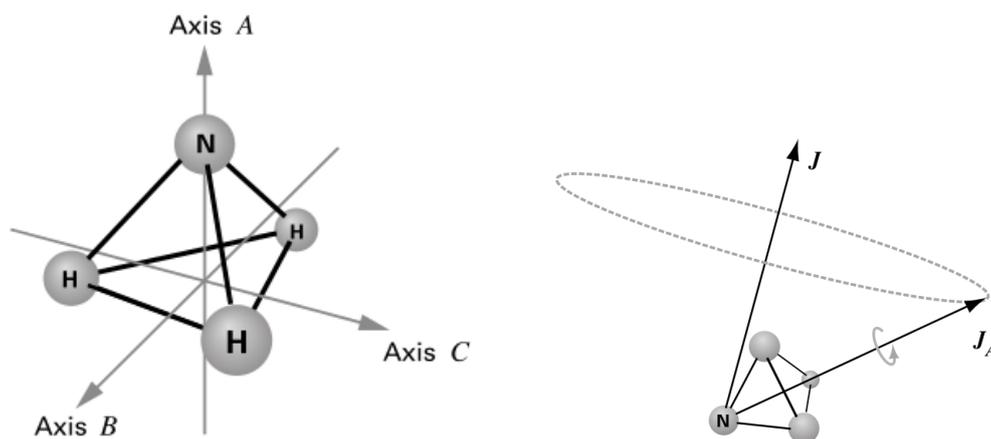


Figura 2.11 - Ilustração da molécula do NH_3 . No painel esquerdo é mostrada a estrutura molecular do NH_3 e os três eixos principais de rotação. No painel direito é ilustrado o movimento livre do NH_3 . A molécula rotaciona em torno do seu eixo de simetria, que é perpendicular ao plano dos átomos de hidrogênio, com momento angular J_A e precessiona em torno do eixo do momento angular total, \mathbf{J} .

Fonte: [Stahler e Palla \(2004\)](#).

Considerando que $I_B = I_C$, sua energia de rotação pode ser escrita como:

$$E_{rot} = \frac{J^2}{2I_B} + J_A^2 \left(\frac{I}{2I_A} - \frac{I}{2I_B} \right), \quad (2.12)$$

onde J_A é a projeção do vetor do momento angular total \mathbf{J} em no eixo de simetria A.

Se J e J_A se conservam, a Equação 2.12 toma a forma:

$$E_{rot} = BhJ(J + 1) + (A - B)hK^2, \quad (2.13)$$

onde A e B são as constantes rotacionais, J e K são os números quânticos que medem a magnitude do momento angular total e sua projeção ao longo do eixo de simetria, respectivamente.

Para um dado valor de J, os possíveis valores de K estão entre -J e +J. De acordo com a Equação 2.13, os estados com $\pm K$ têm mesma energia, por isso, são considerados apenas valores de $K \geq 0$. Então, os níveis rotacionais do NH_3 são arranjados em duas colunas, com valores fixos de K, como se pode ver na Figura 2.12.

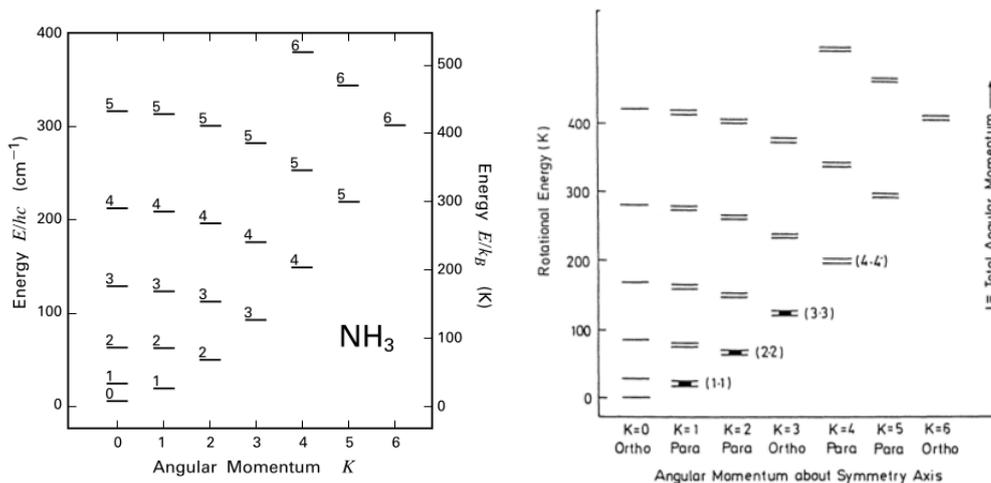


Figura 2.12 - Níveis rotacionais da molécula de NH_3 . No painel esquerdo são mostrados alguns níveis de energia mais baixa e no direito estão indicadas as transições dos níveis metaestáveis (1, 1), (2, 2) e (3, 3), resultantes da inversão do átomo de nitrogênio. Os *spins* dos átomos de hidrogênio separam a molécula de amônia em duas formas, "orto" (quando são todos paralelos) e "para" (caso contrário).

Fonte: Gardner et al. (1985), Stahler e Palla (2004).

Classicamente, a rotação ao longo do eixo central não produz radiação de dipolo e transições quânticas de dipolo com $\Delta K \neq 0$ são proibidas. Transições de dipolo do nível (J, K) para $(J-1, K)$ ocorrem rapidamente, com valores típicos de A-coeficiente de Einstein entre $10^{-2} - 10^{-1} \text{ s}^{-1}$, transições de quadrupolo do nível (J, K) para $(J-1, K-1)$ ocorrem com valores de A da ordem de 10^{-9} s^{-1} e as transições entre os estados "orto" e "para" são raras (CHEUNG et al., 1969; PETERS et al., 1986; STAHLER; PALLA, 2004).

Além da rotação, o átomo de N "tunela" quanticamente através do plano dos átomos de H, produzindo a chamada inversão ($J=K$). A ilustração desse processo se encontra na Figura 2.13. Do ponto de vista clássico, o átomo de nitrogênio não tem energia suficiente para "atravessar" o plano central devido à barreira de potencial. No entanto, na mecânica quântica, a função de onda dos átomos pode "tunelar" pela barreira e criar estados com diferenças de energia muito baixas, gerando emissão em micro-ondas (STAHLER; PALLA, 2004).

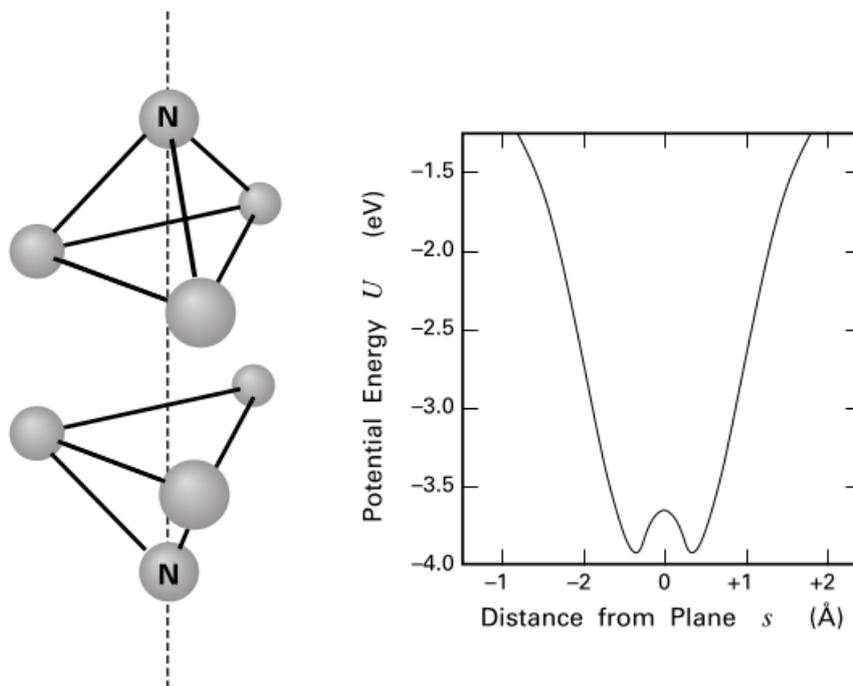


Figura 2.13 - Inversão do NH_3 . A inversão ocorre à medida que o nitrogênio "tunela" o plano dos átomos de hidrogênio (painel esquerdo). No painel direito temos a energia potencial da molécula em função da distância do nitrogênio em relação ao plano dos átomos de hidrogênio. É de notar a barreira central de energia.

Fonte: Stahler e Palla (2004).

Efeitos adicionais dividem os estados de inversão, produzindo transições hiperfinas. A estrutura hiperfina resulta da interação do momento do quadrupolo elétrico dos núcleos de nitrogênio e o campo elétrico dos elétrons. As interações magnéticas entre os *spins* dos vários núcleos desdobram a linha mais uma vez. Como resultado dessas interações, a transição (1, 1) tem 18 componentes hiperfinas, agrupadas em cinco grupos espectrais distintos (HO; TOWNES, 1983; LADD et al., 1994; STAHLER; PALLA, 2004). Na Figura 2.14 é mostrada a estrutura hiperfina da transição invertida (1, 1) de NH_3 , em 23,7 GHz ($\lambda = 1,27$ cm). Esta transição tem sido um bom traçador das regiões mais densas nos *cores*, particularmente nas regiões de formação de estrelas de baixa massa (JIJINA et al., 1999; MARKA et al., 2012; GREGORIO-MONSALVO et al., 2006a).

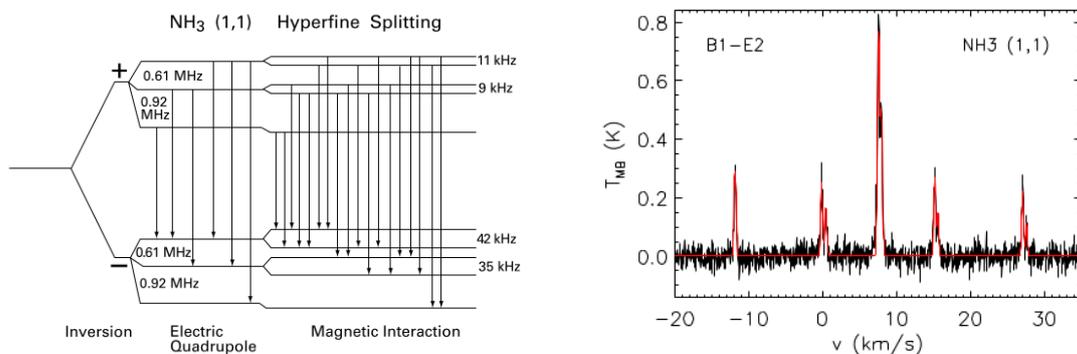


Figura 2.14 - Estrutura hiperfina e espectro típico da transição $J=K=1$ do NH_3 . No painel esquerdo são mostradas as transições permitidas e respectivas diferenças de energia entre os subníveis. No painel direito é mostrado um espectro típico dessa transição observado no *core* B1 da nuvem Perseus, com a componente hiperfina principal (linha central) e os pares de componentes satélites internas e externas.

Fonte: Ho e Townes (1983), Sadavoy et al. (2012), respectivamente.

2.2.3.1 Síntese da molécula de amônia

O NH_3 se forma principalmente por reações na fase gasosa. O principal mecanismo proposto para sua formação é recombinação dissociativa entre o NH_4^+ e os elétrons ou por associação radiativa entre o NH_3^+ e o H_2 (CASELLI; CECCARELLI, 2012; HO; TOWNES, 1983; PRASAD; HUNTRESS JR., 1980). A Figura 2.15 mostra a química relevante associada com o NH_3 .

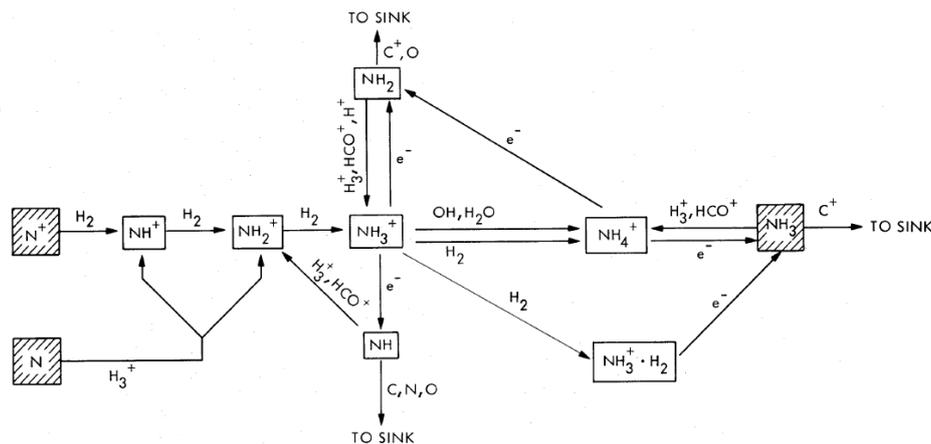


Figura 2.15 - Principais reações químicas envolvidas na síntese do NH_3 nas NM's.
 Fonte: Prasad e Huntress Jr. (1980).

Aikawa et al. (2005) modelaram o comportamento de algumas moléculas em função da densidade de *cores* em estados evolutivos diferentes, quando estes estão ou em equilíbrio ou quando estão colapsando. Na Figura 2.16 podemos acompanhar a evolução química da amônia na fase gasosa em função da profundidade óptica de um *core* colapsando, com densidade central de $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Nas regiões mais internas, a abundância praticamente mantém-se constante, registrando uma ligeira diminuição a partir de 1000 UA do centro do *core*.

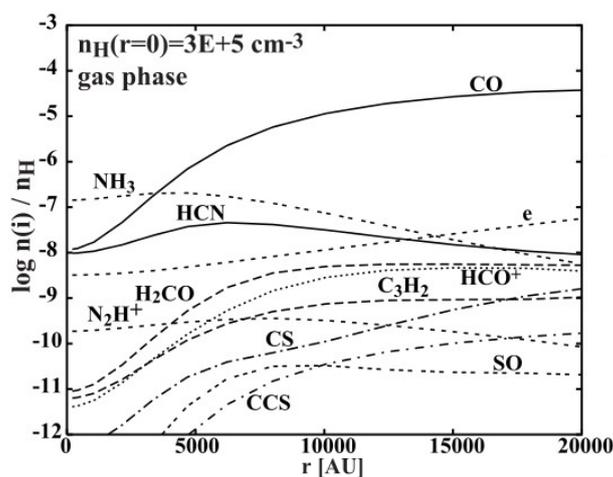


Figura 2.16 - Abundância química de várias moléculas em função da profundidade de um *core* colapsando. Nas regiões mais internas do *core*, a abundância do NH_3 praticamente mantém-se constante.
 Fonte: Aikawa et al. (2005).

2.2.4 Breve descrição da molécula de água

A molécula da água, com abundância em relação ao hidrogênio molecular de 10^{-8} (SNELL et al., 2000) é uma das moléculas mais importantes no MI. É uma molécula assimétrica, com três momentos de inércia diferentes ao longo dos seus eixos principais. Na Figura 2.17 é mostrada sua estrutura, onde estão representados os três eixos assim como o momento de dipolo, μ , que é 20 vezes maior do que o momento de dipolo da molécula de CO (STAHLER; PALLA, 2004).

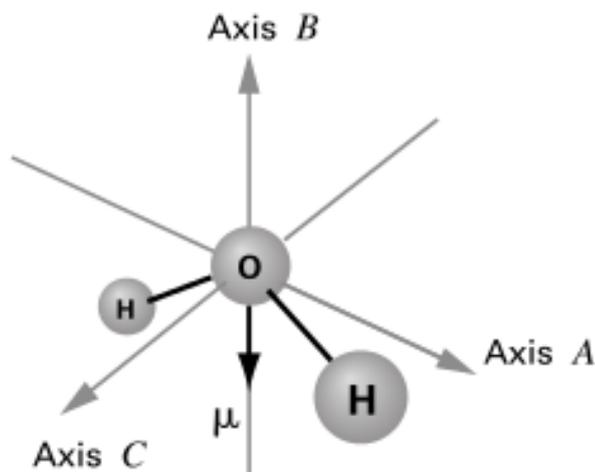


Figura 2.17 - Estrutura molecular da água.
Fonte: Stahler e Palla (2004).

Os estados rotacionais da molécula de água são descritos por três números na forma J_{K_+,K_-} , em que o número quântico J representa o momento angular total, K_+ e K_- são as projeções do momento angular em dois eixos (ELITZUR, 1982). K_+ é a componente ao longo do eixo de simetria no estado prolato e K_- é a componente ao longo do eixo de simetria no estado oblato (STAHLER; PALLA, 2004).

Também se distinguem dois estados para esta molécula, "orto" e "para". O estado "orto" corresponde aos estados com valores de K_+ par e K_- ímpar (estado eo) ou K_+ ímpar e K_- par (estado oe). O estado "para" ou tem ambos os valores de K_+ e K_- ímpares (estado oo) ou pares (estado ee , GREEN et al., 1993). Fisicamente, o que diferencia os dois estados é a mudança de sinal da função de onda sob a rotação de 180° em torno do eixo de simetria (STAHLER; PALLA, 2004). De acordo com as regras de seleção do dipolo, $\Delta J = 0, \pm 1$ e $\Delta K_+, \Delta K_- = \pm 1, \pm 3$, só são possíveis

transições de estados *eo* para *oe* e vice-versa ou entre os estados *ee* e *oo* (ELITZUR, 1982; STAHLER; PALLA, 2004). Na Figura 2.18 é mostrado o diagrama dos níveis de energia, com os estados "orto" e "para" mostrados separadamente.

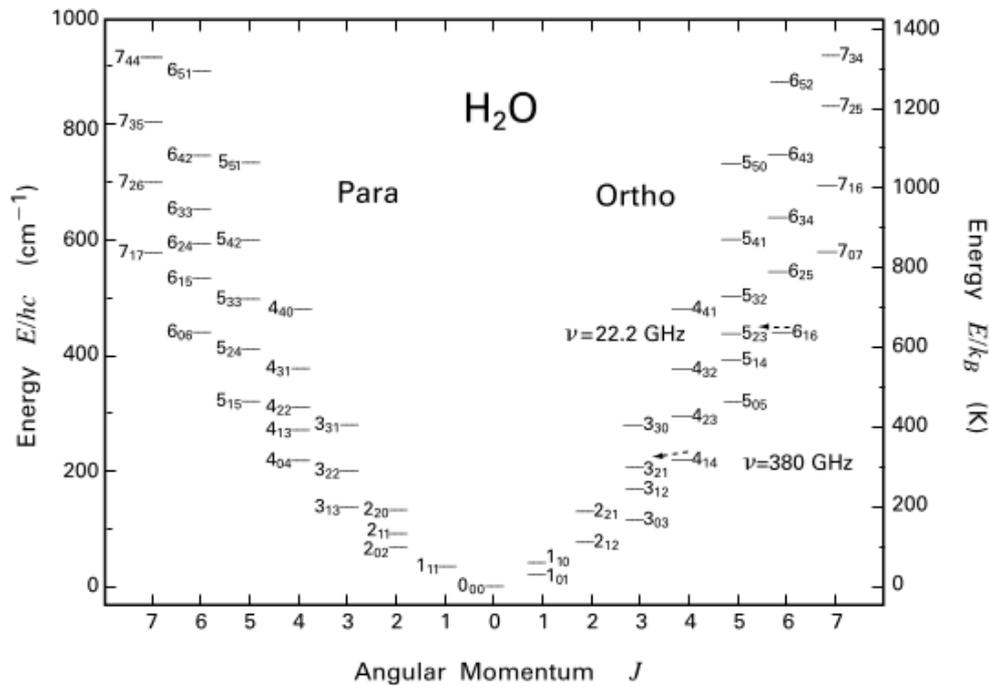


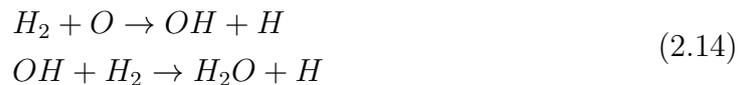
Figura 2.18 - Estrutura dos níveis rotacionais da molécula de água. Estão sinalizadas duas transições maser, $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ e $4_{14} \rightarrow 3_{21}$, em 22,2 GHz e 380 GHz, respectivamente.

Fonte: Stahler e Palla (2004).

Além das transições $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ (1,35 cm) e $4_{14} \rightarrow 3_{21}$ (0,79 mm), já foi detetada emissão maser (vide seção 2.4) em outras transições da molécula da água como a $3_{13} \rightarrow 2_{20}$ (1,64 mm, 183 GHz), $5_{15} \rightarrow 4_{22}$ (923 μm , 325 GHz), $10_{29} \rightarrow 9_{36}$ (934 μm , 321 GHz) e outras (CERNICCHARO et al., 1990; KUIPER et al., 1984; MELNICK et al., 1993; MENTEN et al., 1990a; MENTEN et al., 1990b; PATEL et al., 2007; PHILLIPS et al., 1980; WATERS et al., 1980). Como esses masers não partilham níveis comuns, eles atuam independentemente e suas emissões refletem as condições de excitação de cada maser. A razão entre as emissões das diferentes linhas é determinada principalmente pela temperatura (NEUFELD; MELNICK, 1990). A transição $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ é a mais intensa das transições maser possíveis da molécula de água e é a mais estudada por ser um excelente investigador do gás de densidade volumétrica elevada e das condições dinâmicas das regiões.

2.2.4.1 Síntese da molécula de água

A molécula de água pode ser encontrada na fase gasosa ou sólida recobrando os grãos de poeira (HOLLENBACH et al., 2009). Na superfície dos grãos, ela é formada pela hidrogenação de O, O₂ ou O₃ (DULIEU et al., 2010; IOPPOLO et al., 2008; MOKRANE et al., 2009; TIELENS, 2005) e na fase gasosa ela se forma na presença de choques (ELITZUR, 1982; HOLLENBACH; MCKEE, 1989; KAUFMAN; NEUFELD, 1996). A sequência principal de formação da molécula de água, tanto na fase gasosa como na fase sólida é (OBA et al., 2012; STAHLER; PALLA, 2004):



No entanto, outros caminhos são possíveis como se pode ver na Figura 2.19.

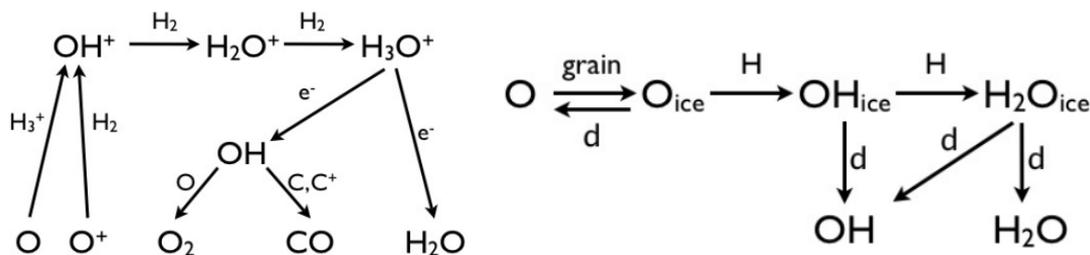


Figura 2.19 - Cadeia de reações que levam à formação da H₂O. No painel esquerdo temos a cadeia de reações íon-neutro que levam à formação da H₂O nas NM's na fase gasosa e no direito temos as reações que ocorrem na superfície dos grãos. Fonte: Hollenbach et al. (2009).

Hollenbach et al. (2009) modelaram a estrutura química de uma nuvem molecular em função da profundidade, assumindo uma densidade constante de 10⁴ cm⁻³. A nuvem é iluminada pela radiação UV distante, com energia entre 6 e 13,6 eV. Neste modelo usaram a química que ocorre sobre a superfície dos grãos, incluindo o congelamento das espécies e a dessorção. A Figura 2.20 mostra os resultados obtidos para a abundância de algumas moléculas "oxigenadas" em função da extinção visual da região. Independente da extinção visual, maior parte das moléculas de água se encontra na forma de gelos sobre a superfície dos grãos, sendo necessário algum mecanismo de aquecimento (por exemplo choques) para que ela seja observada na fase gasosa.

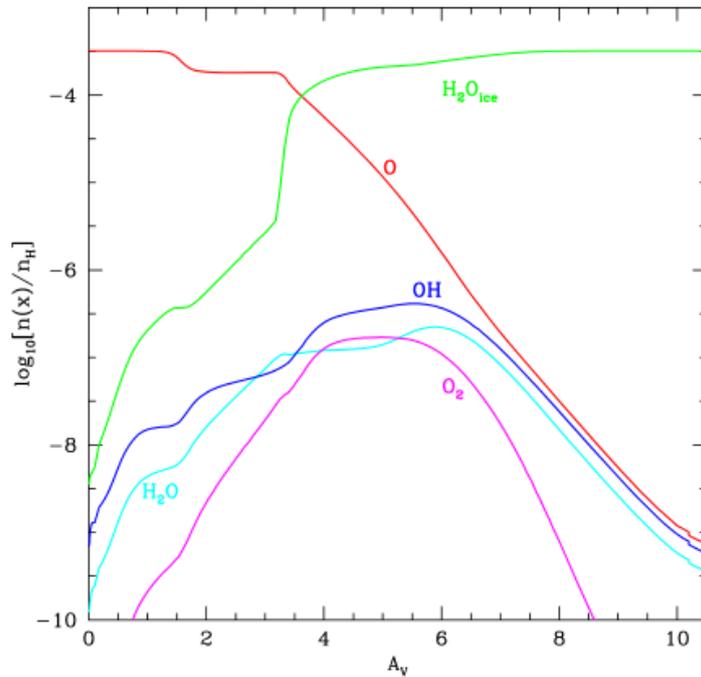


Figura 2.20 - Abundância de alguns elementos constituídos por oxigênio em função da extinção visual da região. Em regiões com $A_V \geq 4$ mag, maior parte da água se encontra sobre a superfície dos grãos.

Fonte: Hollenbach et al. (2009).

2.3 Determinação das propriedades das nuvens moleculares por meio das linhas de emissão moleculares

Geralmente, as nuvens têm densidades da ordem de $10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ e é preciso uma grande compressão para se formar uma estrela cuja densidade típica é de 1 g cm^{-3} (MCNALLY, 1975). Como a compressão aquece o gás, para que o processo de colapso continue deve haver um mecanismo de perda de energia (MAOZ, 2007). Geralmente, essa perda está associada à emissão de linhas moleculares, cuja análise pode fornecer informações sobre as condições físicas (temperatura, densidade, campos magnéticos, etc.), cinemáticas (velocidade, dispersão e gradiente de velocidades) e dinâmicas (movimento microturbulento e/ou macroturbulento) dos ambientes onde elas são observadas (BOURKE et al., 2001; LADA et al., 2003; MYERS; BENSON, 1983). Na Tabela 2.1 são mostradas algumas transições usadas para investigar diferentes propriedades das regiões de formação estelar assim como suas densidades críticas (n_{crit}) considerando a temperatura de 10 K típica nas NM's.

A densidade crítica é a densidade mínima do meio a partir da qual as colisões

Tabela 2.1 - Algumas moléculas usadas para investigar as NM's.

Molécula	Abundância	Transição	Tipo	λ	$n_{crit} (cm^{-3})$	Investiga
H ₂	1	1→0	vibracional	2,1 μm	$7,8 \times 10^7$	choques
CO	8×10^{-5}	J=1→0	rotacional	2,6 mm	$3,0 \times 10^3$	gás de baixa densidade
OH	3×10^{-7}	$^2\Pi_{3/2}; J=3/2$	desdobramento- Λ	18 cm	$1,4 \times 10^0$	campo magnético
NH ₃	2×10^{-8}	(J, K)=(1, 1)	inversão	1,3 cm	$1,9 \times 10^4$	temperatura
H ₂ CO	2×10^{-8}	$2_{12} \rightarrow 1_{11}$	rotacional	2,1 mm	$1,3 \times 10^6$	gás de densidade alta
CS	1×10^{-8}	J=2→1	rotacional	3,1 mm	$4,2 \times 10^5$	gás de densidade alta
HCO ⁺	8×10^{-9}	J=1→0	rotacional	3,4 mm	$1,5 \times 10^5$	ionização
H ₂ O	7×10^{-8}	$1_{10} \rightarrow 1_{11}$	rotacional	527 μm	$1,7 \times 10^7$	gás morno
H ₂ O	-	$6_{10} \rightarrow 5_{23}$	rotacional	1,3 cm	$1,4 \times 10^3$	maser

Fonte: [Stahler e Palla \(2004\)](#).

diminuem a população do nível superior antes deste decair radiativamente. Ela é dada pela expressão ([EVANS-II, 1999](#); [STAHLER; PALLA, 2004](#)):

$$n_{crit}(JK) = \frac{A_{JK}}{\gamma_{JK}}, \quad (2.15)$$

onde A_{JK} é o coeficiente de Einstein⁶ e γ_{JK} é a taxa de desexcitação colisional por molécula do nível J.

Além de fatores como sensibilidade do telescópio e da profundidade óptica, a observação de uma transição de uma molécula implica que a densidade total do meio (n_{tot}) é maior ou igual à densidade crítica dessa transição. Quando a densidade total está muito acima da densidade crítica, a emissividade diminui e dependendo do parâmetro que se pretende avaliar, essa transição pode não ser útil. Na Tabela 2.2 se encontram as características gerais das NM's. Nas próximas seções são descritas as formas básicas para estimar esses parâmetros, usando transições moleculares de algumas moléculas. Na seção 3.4 estão descritas as equações usadas para determinar os parâmetros físicos das nuvens (temperatura, densidade, massa e outros) por meio de linhas de emissão de CO e NH₃. Algumas propriedades das NM's também podem ser estimadas por observação da poeira (vide seção 2.6).

2.3.1 Temperatura

Para determinar a temperatura são usadas transições em ETL. Destacam-se o CO, usado para estimar a temperatura das camadas mais externas da nuvem, o NH₃ que investiga as regiões mais densas além de outras moléculas como o H₂CO e CH₃CN

⁶O coeficiente de Einstein A_{JK} quantifica a probabilidade por unidade de tempo de um átomo/molécula no estado excitado K sofrer uma transição espontânea para o nível J, com emissão de um fóton com energia igual a diferença de energia entre os níveis envolvidos.

Tabela 2.2 - Propriedades físicas das NM's na Galáxia

Tipo	NMG's	Complexo de NE's	NE individual	Glóbulos	Cores
Massa (M_{\odot})	$6 \times 10^4 - 2 \times 10^6$	10^4	50-500	10	1-10
Tamanho (pc)	20-100	20	10	0,2-4	0,1-0,4
Densidade (cm^{-3})	100-300	500	1000	$10^3 - 10^4$	$10^4 - 10^5$
Temperatura (K)	15-40	10	10	7-15	6-10
Campo magnético (μG)	1-10	10-20	25	3-30	50-150
Extinção visual (mag)	2	5	10	10	>10
Exemplo	Órion	Taurus-Auriga	Musca	B68	L1544

Fonte: Adaptada de Bergin e Tafalla (2007), Chapman et al. (2011), Crutcher (2004), Launhardt et al. (2010), Stahler e Palla (2004).

(EVANS-II, 1999). Geralmente, as NM's têm temperaturas típicas entre 10 e 20 K. Temperaturas elevadas (~ 100 K) só podem ser alcançadas em regiões aquecidas por estrelas luminosas formadas recentemente (KURTZ et al., 2000). A baixa temperatura das NM's é mantida pelo equilíbrio entre os processos de aquecimento (geralmente raios cósmicos) e de resfriamento devido à emissão de linhas e de poeira. No entanto, a emissão térmica da poeira só é um mecanismo eficiente de resfriamento das NM's se as colisões entre os grãos de poeira e as moléculas de H_2 são frequentes para manter o ambiente termalizado⁷, o que acontece em regiões com densidades $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (GALLI et al., 2002; GOLDSMITH; LANGER, 1978). Caso contrário os grãos esfriam, mas o gás não (KRUMHOLZ, 2010).

2.3.2 Densidade volumétrica

A determinação da densidade volumétrica também requer populações em ETL. Assumindo que se conhece a temperatura cinética da região, são necessárias pelo menos duas transições da mesma molécula. Usam-se moléculas como o CO, CS, HCN, HCO^+ , H_2CO , NH_3 , além de outras (EVANS-II, 1999). Como no caso geral, as colisões são com H_2 e He, estima-se a densidade total das partículas colisoras $n \simeq n(H_2) + n(He)$. Nas regiões em que a ionização é elevada, as colisões com elétrons devem ser levadas em conta (EVANS-II, 1999).

2.3.3 Massa da nuvem

Geralmente, a massa da nuvem é estimada da intensidade integrada da emissão do CO por toda a nuvem, usando uma relação empírica entre a massa do H_2 e a luminosidade do CO. Também usam-se outras moléculas (EVANS-II, 1999).

⁷A poeira é aquecida por radiação e o gás por colisões. Acima de 10^4 cm^{-3} , o gás e os grãos de poeira tendem a ficar acoplados e a temperatura cinética do gás torna-se similar à temperatura da poeira. Se as colisões entre os grãos de poeira e as moléculas de H_2 são frequentes, ambos mantêm-se termalmente ligados, de tal modo que $T_{\text{poeira}} = T_{\text{gas}}$ (EVANS-II, 1999).

2.3.4 Tamanho da nuvem

O tamanho da nuvem (R-raio ou L-diâmetro) é medido mapeando a nuvem em traçadores como CS, NH_3^+ além de outras moléculas. O tamanho ao longo da linha de visada (profundidade) é medido fazendo aproximações geométricas. Geralmente se considera que as nuvens são esféricas. Para nuvens não esféricas, o tamanho é aproximado pela média geométrica dos eixos maior e menor (EVANS-II, 1999).

2.4 A emissão maser

A emissão maser é uma das mais importantes emissões na região rádio e é frequentemente usada para investigar um conjunto de propriedades das regiões à volta de suas fontes emissoras (ALVES et al., 2012; ASSAF et al., 2013; ENGELS, 2002; HIROTA et al., 2008; IMAI et al., 2007; LILJESTRÖM; GWINN, 2000; REID; MORAN, 1981; TEREBEY et al., 1992). Ela é típica de regiões que apresentam populações invertidas⁸, isto é, maior parte da população dos níveis que interagem na transição maser se encontra no nível superior de energia, e portanto, não cumpre a lei de distribuição de Boltzman. Nestes ambientes, a emissão induzida amplifica a radiação incidente. Em regiões de gás molecular denso, a radiação incidente pode ser amplificada num fator 10^{10} , resultando em temperaturas de brilho elevadíssimas, $\sim 10^{14}$ K (STAHLER; PALLA, 2004).

No MI, a emissão maser ocorre principalmente na vizinhança de estrelas jovens (BRAND et al., 2003; CASWELL et al., 1995; CLAUSSEN et al., 1997; FURUYA et al., 2003; FURUYA et al., 2001), em envelopes de estrelas gigantes evoluídas (ASSAF et al., 2011; BOBOLTZ; CLAUSSEN, 2004; BOWERS; JOHNSTON, 1994; CHAPMAN et al., 1994), cometas (COLOM et al., 2002), remanescentes de supernovas (FRAIL et al., 1996; GREEN et al., 1997) e núcleos de galáxias ativas (GREENHILL, 2007; GREENHILL et al., 1997; LEPINE; DOS SANTOS, 1977). Dependendo de onde os masers são observados, eles são classificados em interestelares (observados em regiões de formação estelar), circumestelares ou estelares (observados em envelopes de estrelas gigantes evoluídas) e em megamasers (observados em núcleos ativos de galáxias).

2.4.1 Mecanismo de amplificação

Para entender o mecanismo de amplificação, vamos começar por considerar a equação de transporte radiativo (ETR), que descreve a variação da intensidade

⁸No MI existem moléculas com populações invertidas mas com profundidade óptica baixa para produzir masers intensos (exemplo a molécula do CH). A emissão produzida nesses casos é designada de emissão anômala (REID; MORAN, 1981).

específica I_ν , ao longo do percurso s . Ela é dada por:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (2.16)$$

onde α_ν é o coeficiente de absorção e j_ν é o coeficiente de emissão.

A solução geral da ETR, cuja obtenção pode ser encontrada em (RYBICKI; LIGHTMAN, 2004), dada em termos da profundidade óptica (τ_ν) é:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.17)$$

onde $I_\nu(0)$ é a intensidade da radiação incidente em s_0 . S_ν representa a função fonte e é dada por $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu$ e $\tau_\nu = \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s')ds'$.

Considerando que o coeficiente de absorção é constante ao longo do percurso e que $s_0 = 0$, a profundidade óptica é dada por:

$$\tau_\nu = \alpha_\nu(s - s_0) = \alpha_\nu s. \quad (2.18)$$

Para entender o efeito da profundidade óptica na amplificação, vamos considerar um sistema de apenas dois níveis energéticos, inferior (l) e superior (u), entre os quais ocorre a transição maser. O esquema está representado na Figura 2.21. As emissões e absorções são devido as transições espontâneas e induzidas entre esses dois níveis discretos da molécula.

Quando um fóton de energia $h\nu$, igual à diferença de energia ($\Delta E = E_u - E_l$) entre o nível l e u incide sobre o nível u , induz a emissão de um fóton de mesma energia e conseqüente decaimento da molécula para o nível l . O fóton emitido pode ser absorvido no nível l , excitar a molécula e esta retornar ao nível anterior ou pode escapar do meio. Se outro fóton, com energia ΔE incidir sobre o nível l , ele será absorvido pela molécula e esta transitará para o nível excitado u . Além destes processos (emissão induzida e absorção) que ocorrem na presença de um campo de radiação, ocorre a emissão espontânea das moléculas. Todos esses processos têm uma probabilidade de ocorrência dada pela função $\phi(\nu)$, que representa a probabilidade relativa de emissão ou absorção de um fóton com frequência ν próxima da frequência central ν_0 , e são descritos pelos respectivos coeficientes de Einstein, como veremos a seguir, segundo a descrição dada em [Stahler e Palla \(2004\)](#).

Se a emissão é isotrópica, o coeficiente de emissão, j_ν , por unidade de ângulo sólido

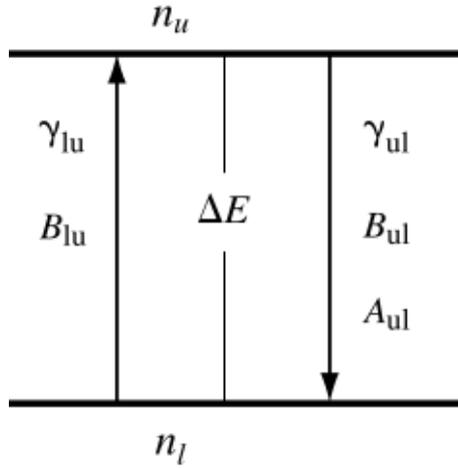


Figura 2.21 - Transições espontâneas e induzidas entre dois níveis de energia de uma molécula. As densidades numéricas dos níveis superior e inferior são representadas por n_u e n_l , respectivamente. A_{ul} e B_{ul} são os coeficientes de Einstein para a emissão espontânea e estimulada, respectivamente e B_{lu} é o coeficiente de Einstein para a absorção.

Fonte: Adaptada de [Stahler e Palla \(2004\)](#).

é dado por:

$$j_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u A_{ul} \phi(\nu). \quad (2.19)$$

A contribuição do coeficiente de absorção (considerando apenas o processo de absorção natural) medida por unidade de frequência é:

$$(\alpha_\nu)_{nat} = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_l B_{lu} \phi(\nu). \quad (2.20)$$

A emissão estimulada que é proporcional à intensidade da radiação, é dada por:

$$(\alpha_\nu)_{est} = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u B_{ul} \phi(\nu). \quad (2.21)$$

Como a emissão estimulada é vista como uma absorção negativa, o coeficiente de absorção total é dado por:

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi(\nu), \quad (2.22)$$

onde g_u e g_l são as degenerescências dos níveis superior e inferior, respectivamente.

Os coeficientes de Einstein estão relacionados entre si por:

$$A_{ul} = \frac{2h\nu_0^2}{c^2} B_{ul}, \quad (2.23)$$

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul}. \quad (2.24)$$

Rearranjando a Equação 2.22, tendo em mente a relação entre os coeficientes de Einstein dada pela Equação 2.24 temos:

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{lu} \left(1 - \frac{g_l n_u}{g_u n_l} \right) \phi(\nu). \quad (2.25)$$

Num meio em equilíbrio térmico, a razão das populações dos níveis energéticos é dada pela equação de Boltzman:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{exc}}\right), \quad (2.26)$$

onde ΔE é a energia da transição, k é a constante de Boltzman e T_{exc} é a temperatura de excitação, igual ao valor cinético local do gás (T_{cin}) quando este se encontra em equilíbrio térmico.

Para populações normais, $\frac{n_l}{g_l} > \frac{n_u}{g_u}$, temos:

$$\frac{g_l n_u}{g_u n_l} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{exc}}\right) < 1. \quad (2.27)$$

Tendo isso em mente, da Equação 2.25 teremos que $\alpha_\nu > 0$. Conseqüentemente, a profundidade óptica dada pela Equação 2.18 também será positiva. Desprezando o último termo da Equação 2.17, a radiação ao atravessar este meio sofrerá uma atenuação e irá diminuir ao longo do percurso ou seja, $I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu}$.

Mas, num meio com populações invertidas (onde ocorre a emissão maser), $\frac{n_u}{g_u} > \frac{n_l}{g_l}$, temos:

$$\frac{g_l n_u}{g_u n_l} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{exc}}\right) > 1. \quad (2.28)$$

De acordo com a Equação 2.25, teremos $\alpha_\nu < 0$ e conseqüentemente a profundidade óptica, dada pela Equação 2.18, também será negativa. Nestas condições, desprezando o último termo da Equação 2.17, durante sua propagação pelo meio, a radiação é amplificada, isto é, $I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{\tau_\nu}$, fazendo com que a intensidade observada seja muito maior do que a esperada em situações normais que seguem a distribuição de Boltzman.

Observacionalmente é conveniente descrever o processo de emissão maser em termos da temperatura de brilho, T_B , relacionada com a temperatura de antena, T_A , pela relação:

$$T_A \equiv \eta_f \frac{\Omega_F}{\Omega_A} T_B, \quad (2.29)$$

onde η_f é a eficiência do feixe que leva em conta as perdas do sistema óptico, Ω_F e Ω_A são os ângulos sólidos subentendidos pela fonte e pelo feixe da antena, respectivamente. A razão entre os dois ângulos sólidos, conhecida como fator de diluição do feixe, é sempre muito pequena para um maser interestelar (STAHLER; PALLA, 2004).

Considerando a emissão de radiação por um material em equilíbrio térmico ($I_\nu = B_\nu$), na aproximação de Rayleigh Jeans (própria para transições de energias baixas, $h\nu \ll k_B T$) e desprezando a emissão de fundo, a temperatura de brilho de um maser está relacionada com a intensidade específica I_{ν_0} , na frequência central da linha ν_0 , pela expressão:

$$T_B = \frac{c^2 I_{\nu_0}}{2\nu_0^2 k}. \quad (2.30)$$

Considerando que a intensidade específica é dada por $I_{\nu_0} = \frac{F_{\nu_0}}{\Delta\Omega}$, onde F_{ν_0} é o fluxo da radiação (energia emitida por unidade de área e por unidade de tempo) na frequência central, $\Delta\Omega_m = (\frac{d}{D})^2$ é o ângulo sólido subentendido pelo *spot* maser, d é o diâmetro do *spot* maser e D é a distância da região emissora, a temperatura de brilho pode ser escrita como:

$$T_B = \frac{c^2 F_{\nu_0} D^2}{2\nu_0^2 k d^2}. \quad (2.31)$$

O valor da temperatura de brilho de uma fonte maser é elevado devido às dimensões muito pequenas e ao elevado fluxo específico (F_{ν_0}) emitido num intervalo de frequência muito estreito (vide seção 2.4.4).

No limite de Rayleigh-Jeans, a Equação 2.17 pode ser dada em função das

temperaturas características (T_B , T_{exc} e T_{cin}), pela seguinte expressão:

$$T_B = (T_{exc} + T_{cin})\exp(\tau) - T_{exc}. \quad (2.32)$$

A temperatura de excitação do maser vai depender das características do bombeamento e das condições de saturação do sistema (vide seções 2.4.2 e 2.4.3, respectivamente). Ela varia em função do grau de inversão e aumenta linearmente à medida que a inversão diminui devido aos efeitos de saturação. Ela é dada por:

$$T_{exc} = T_{exc,0}(1 + T_B/T_s), \quad (2.33)$$

onde T_s é a temperatura em que ocorre a transição do estado insaturado para o saturado e $T_{exc,0}$ é a temperatura de excitação no regime insaturado.

Existem duas fontes possíveis que alimentam a atividade maser, uma interna- devido às emissões espontâneas dentro do próprio maser e outra externa- devido à radiação da fonte de fundo, que pode ser uma fonte rádio, radiação cósmica de fundo e outras (REID; MORAN, 1981; ELITZUR et al., 1991). A importância relativa de cada uma delas na atividade maser depende dos valores de T_{exc} e de T_{cin} . Na Figura 2.22 mostramos algumas situações em que a amplificação maser pode ocorrer considerando os masers como filamentos. Elitzur et al. (1992) discutem possíveis geometrias dos masers, entre a esférica, cilíndrica e de disco, e mostram que as propriedades gerais dos masers são similares nas três geometrias mas as propriedades da inversão não são.

2.4.2 O bombeamento e a inversão dos níveis de energia

A amplificação elevada, típica dos masers é função das condições físicas do meio, principalmente do grau de inversão das populações nos níveis energéticos. A manutenção da inversão dos níveis requer energia. Na teoria maser, o processo que realiza esta tarefa é designado *pump* ou bombeamento (STAHLER; PALLA, 2004). Muitos mecanismos de bombeamento têm sido propostos para vários tipos de masers. Destacam-se o bombeamento radiativo, o colisional e o químico.

No bombeamento radiativo, um campo de radiação é que mantém a inversão dos níveis. No entanto, para que ele seja eficiente é necessário que a fonte tenha luminosidade $L \geq 10^4 L_\odot$ (REID; MORAN, 1981). Frequentemente é aplicado para o maser de SiO. No entanto, em estrelas evoluídas, um modelo de excitação maser baseado na combinação da radiação e das colisões foi proposto por Bujarrabal (1994) e Bujarrabal e Nguyen-Q-Rieu (1981) para caracterizar o maser de SiO.

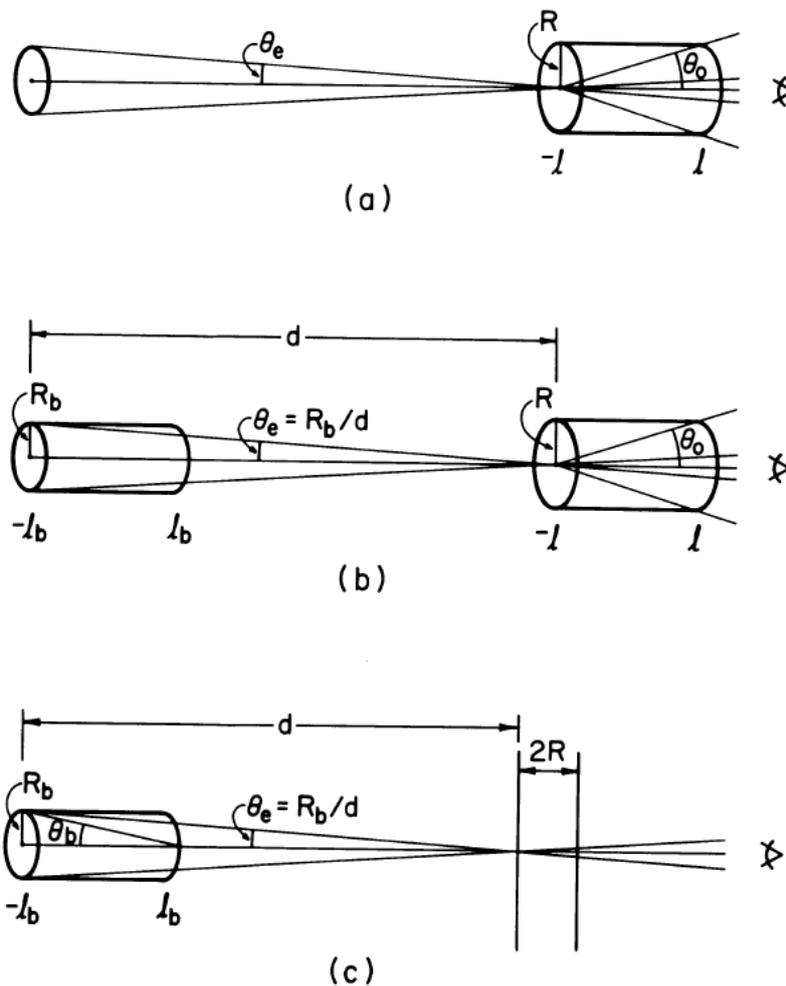


Figura 2.22 - Amplificação maser. No painel (a) temos um filamento maser de tamanho $2l$ e raio R amplificando uma fonte de fundo distante, localizada ao longo do eixo do filamento, no (b) temos um filamento maser com raio R_b e comprimento $2l_b$, amplificando outro filamento maser. Estes filamentos estão separados por uma distância d e no (c) temos um filamento maser amplificado por uma nuvem que se encontra ao longo da linha de visada.

Fonte: Elitzur et al. (1991).

O bombeamento colisional é causado por choques na interface entre os ventos estelares e as nuvens. Geralmente, este modelo é aplicado para a molécula de H_2O (de JONG, 1973; ELITZUR, 1992; ELITZUR et al., 1989; HOLLENBACH et al., 2013). No entanto, Goldreich e Scoville (1976) sugerem que os masers de água intensos são bombeados radiativamente pelos fótons provenientes dos grãos de poeira quentes. De acordo com Tarter e Welch (1986), a excitação do maser de água também pode ser explicado pela combinação da radiação e das colisões.

No bombeamento químico, a produção de moléculas pode, de alguma forma, favorecer o nível superior da transição maser, isto é, as moléculas são formadas em um estado excitado. Este modelo é aplicado para a molécula de OH (ELITZUR, 1982). A inversão nesta molécula também pode ocorrer devido as colisões com partículas carregadas se movendo ao longo das linhas do campo magnético (ELITZUR, 1979) ou por colisões com o hidrogênio atômico (SHAPIRO; KAPLAN, 1979).

Para descrever o efeito do grau de inversão dos níveis sobre a emissão maser, recorreremos ao esquema ilustrado na Figura 2.23. Neste caso, além dos dois níveis de energia entre os quais ocorre a transição maser, consideramos a existência de um nível adicional que designaremos de reservatório. O bombeamento faz com que as moléculas do reservatório sejam adicionadas nesses dois níveis que interagem com a radiação a ser amplificada. A população dos níveis também muda em função das colisões com as moléculas do ambiente. As moléculas nos dois níveis também podem transitar para o reservatório (STAHLER; PALLA, 2004). Seja P_u o número de moléculas adicionais trazidas do reservatório para o nível superior por unidade de tempo e por unidade de volume e P_l o número de moléculas adicionais trazidas do reservatório para o nível inferior por unidade de tempo e por unidade de volume. As taxas de perda por unidade de volume para os níveis superior e inferior são $n_u\Gamma_u$ e $n_l\Gamma_l$, respectivamente. A inversão somente é alcançada quando as taxas de bombeamento ou de perda para os dois níveis são diferentes.

Na presença do campo de radiação (cuja intensidade sofre amplificação no meio maser) caracterizado pela intensidade média integrada em frequência, \bar{J} , a população de cada nível é encontrada somando todas as taxas e igualando o resultado a zero.

$$P_u - n_u\Gamma_u - (n_s B_{ul} - n_l B_{lu})\bar{J} - (n_2\gamma_{ul} - n_l\gamma_{lu})n_{tot} - n_u A_{ul} = 0, \quad (2.34)$$

$$P_l - n_l\Gamma_l - (n_u B_{ul} - n_l B_{lu})\bar{J} + (n_u\gamma_{ul} - n_l\gamma_{lu})n_{tot} + n_u A_{ul} = 0, \quad (2.35)$$

onde n_{tot} é a densidade numérica do gás de fundo (meio onde se observa o maser), γ_{lu} e γ_{ul} são os coeficientes de excitação e de desexcitação colisional, respectivamente.

No caso de populações em ETL, os coeficientes de excitação e desexcitação estão relacionados entre si pela expressão:

$$\frac{\gamma_{lu}}{\gamma_{ul}} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_{cin}}\right). \quad (2.36)$$

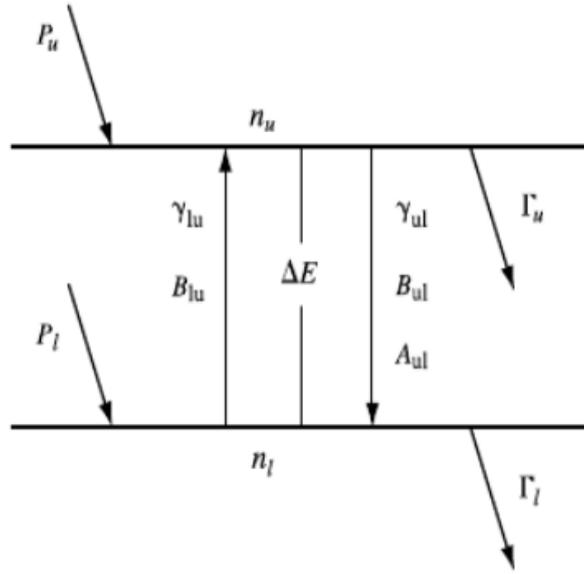


Figura 2.23 - Processos de povoamento e despovoamento dos níveis de energia em uma transição maser.

Fonte: Stahler e Palla (2004).

Para linhas em micro-ondas e em temperaturas cinéticas típicas do MI, temos $T_0(\equiv \frac{\Delta E}{k}) \ll T_{cin}$. Assim, a Equação 2.36 pode ser reduzida para a forma $g_l \gamma_{lu} \approx g_u \gamma_{ul}$ e então as Equações 2.34 e 2.35 tomam a forma:

$$P_u - n_u \Gamma_u - \left(n_u - n_l \frac{g_u}{g_l} \right) (B_{ul} \bar{J} + n_{tot} \gamma_{ul}) n_{tot} - n_u A_{ul} = 0, \quad (2.37)$$

$$P_l - n_l \Gamma_l + \left(n_u - n_l \frac{g_u}{g_l} \right) (B_{ul} \bar{J} + n_{tot} \gamma_{ul}) n_{tot} + n_u A_{ul} = 0. \quad (2.38)$$

Assumindo que a emissão espontânea é desprezível e que as taxas de perda são iguais, $\Gamma_u = \Gamma_l \equiv \Gamma$, após simplificações, as Equações 2.37 e 2.38 tomam a forma, respectivamente:

$$n_u = \frac{(P_u - P_l) + (P_u - P_l) \left[1 + \frac{2g_u}{g_l} \frac{(B_{ul} \bar{J} + n_{tot} \gamma_{ul})}{\Gamma} \right]}{2\Gamma + 2 \left(1 + \frac{g_u}{g_l} \right) (B_{ul} \bar{J} + n_{tot} \gamma_{ul})}, \quad (2.39)$$

$$n_l = \frac{(P_u + P_l) + \left[1 + \frac{2(B_{ul} \bar{J} + n_{tot} \gamma_{ul})}{\Gamma} \right] - (P_u - P_l)}{2\Gamma + 2 \left(1 + \frac{g_u}{g_l} \right) (B_{ul} \bar{J} + n_{tot} \gamma_{ul})}. \quad (2.40)$$

Como a inversão da população é dada pela diferença das populações entre os dois níveis maser, temos:

$$\Delta n \equiv \frac{n_u}{g_u} - \frac{n_l}{g_l} = \frac{\frac{P_u}{g_u} - \frac{P_l}{g_l}}{\Gamma + \left(1 + \frac{g_u}{g_l}\right) (B_{ul}\bar{J} + n_{tot}\gamma_{ul})}. \quad (2.41)$$

Esta equação mostra que a inversão requer uma alta taxa de bombeamento para o nível superior do que para o inferior, $\frac{P_u}{g_u} > \frac{P_l}{g_l}$.

Na ausência do campo de radiação, $\bar{J} = 0$, a inversão da população depende apenas das propriedades intrínsecas do sistema e é dada por:

$$\Delta n^0 \equiv \frac{n_u^0}{g_u} - \frac{n_l^0}{g_l} = \frac{\frac{P_u}{g_u} - \frac{P_l}{g_l}}{\Gamma + \left(1 + \frac{g_u}{g_l}\right) n_{tot}\gamma_{ul}}, \quad (2.42)$$

onde n_u^0 e n_l^0 são as populações dos níveis superior e inferior na ausência do campo de radiação, respectivamente.

Combinando as Equações 2.41 e 2.42 temos:

$$\Delta n = \frac{\Delta n^0}{1 + \frac{\bar{J}}{\bar{J}_S}}, \quad (2.43)$$

onde $\bar{J}_S = \frac{\Gamma + \left(1 + \frac{g_u}{g_l}\right) n_{tot}\gamma_{ul}}{\left(1 + \frac{g_u}{g_l}\right) B_{ul}}$ determina a intensidade da radiação a partir da qual as transições induzidas começam a afetar as populações dos níveis. Quando $\bar{J} < \bar{J}_S$, a inversão é praticamente independente da radiação ($\Delta n \approx \Delta n^0$) mas se \bar{J} é amplificado e excede o valor de \bar{J}_S , a diferença da população entre os níveis maser decresce significativamente. Desta forma, a amplificação maser é um processo auto limitante pois, quando $\bar{J} \gg \bar{J}_S$, a inversão tende a zero e nenhuma emissão maser será observada.

2.4.3 Saturação da emissão

O grau de saturação é uma das questões importantes na análise de fontes maser pois, determina que propriedades da fonte podem ser inferidas das observações. A emissão maser opera em dois regimes: o insaturado e o saturado. Em regiões com densidades relativamente baixas, a emissão maser tende a ser fraca e insaturada e em regiões mais densas, ela apresenta-se completamente saturada.

Desprezando as emissões espontâneas (descritas pelo último termo direito da Equação 2.32), cuja contribuição é rapidamente dominada pelo chuvaire de elétrons que surgem da emissão estimulada, no regime insaturado temos:

$$T_B = (T_{exc,0} + T_{cin})\exp(\tau). \quad (2.44)$$

No regime instaurado, o aumento da intensidade é exponencial e o ganho maser aumenta linearmente ao longo do percurso (STAHLER; PALLA, 2004). A expansão em série de potência da função exponencial descreve a geração sucessiva de fótons induzidos (ELITZUR, 1982). Um maser insaturado responde exponencialmente a qualquer flutuação na taxa de bombeamento.

O rápido crescimento da intensidade continua até a emissão estimulada começar a esvaziar o nível superior. A radiação começa a afetar as populações dos níveis e devido ao excesso da emissão induzida sobre a absorção, a inversão começa a decrescer e o maser torna-se saturado. Depois do início da saturação, a intensidade aumenta linearmente com o percurso e o ganho varia logaritmicamente.

No regime saturado, a temperatura de brilho é dada por:

$$T_B = T_s[1 + \alpha_0(s - s_1)], \quad (2.45)$$

onde α_0 é o coeficiente de absorção no regime insaturado e tem máximo na frequência central da linha, s_1 representa a fronteira em que o maser passa do regime insaturado para o completamente saturado. Este comprimento de transição entre os regimes pode ser encontrado a partir da condição $I(s) \approx I_s$. T_s é a temperatura na qual o maser se torna saturado e é determinada pelas propriedades intrínsecas da fonte maser, $T_s = \frac{1}{2} \frac{h\nu}{k} \frac{\Gamma}{A_{ul}} \frac{4\pi}{\Delta\Omega_m}$.

Para masers muito intensos, que operam em regiões em que $s \gg s_1$ temos:

$$T_B = T_s\alpha_0 s. \quad (2.46)$$

No regime saturado, o maser não é um amplificador perfeito mas sim, um conversor linear, convertendo os eventos *pumping* em fótons maser com eficiência η . Por isso, neste regime, o conceito de uma fonte para a amplificação não tem significado (ELITZUR, 1982). A Figura 2.24 representa o esquema da amplificação da emissão maser ao longo de percurso. Neste caso, os fótons vem da emissão espontânea,

portanto, a fonte do campo de radiação é interna. No caso (a), a intensidade não é suficiente para afetar a população dos níveis energéticos e por isso, ela é amplificada ao longo de todo o percurso, desde a sua "criação" no interior da fonte maser até emergir e ser observada. Se a intensidade amplificada excede o valor crítico, apenas o *core* mostrado no painel (c) mantém-se insaturado. Ao atingir a superfície desse *core*, a amplificação cessa (painel b).

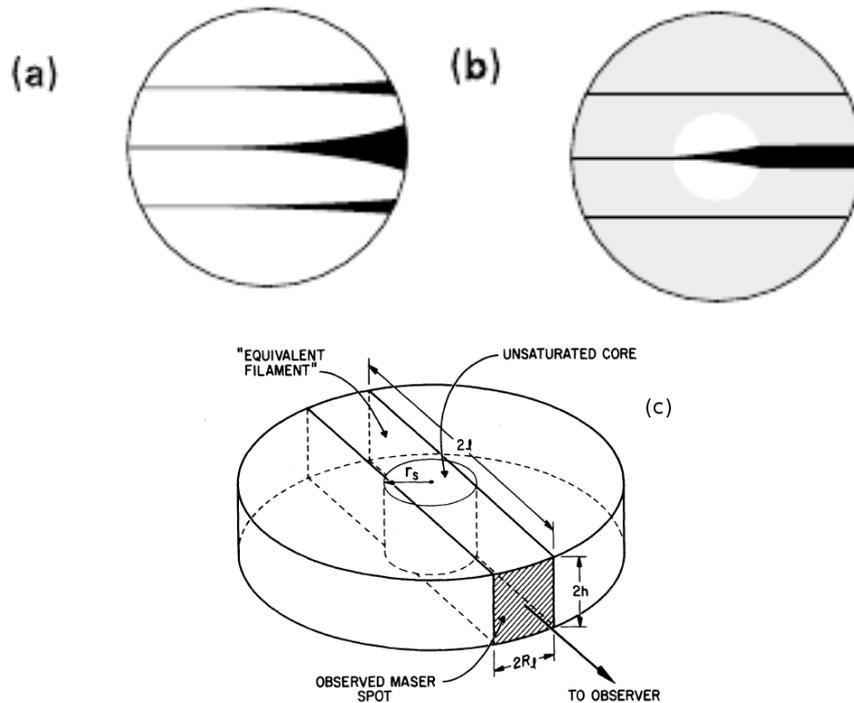


Figura 2.24 - Amplificação da radiação ao longo do percurso. Nos painéis (a) e (b) mostramos a amplificação da radiação de um maser considerando geometria linear para os casos insaturado e saturado, respectivamente. A largura das linhas horizontais mostra a amplificação da radiação. No painel (c) temos um protótipo de um maser plano, no caso, um disco com $2h$ de espessura e raio l . Este contém um *core* insaturado de raio r_s . O *spot* maser é observado com altura $2h$ e largura $2R_l$. As propriedades do maser observado são equivalentes a de um maser filamental com comprimento $2l$, altura $2h$ e largura $2R_l$.

Fonte: [Stahler e Palla \(2004\)](#), [Elitzur et al. \(1992\)](#).

2.4.4 Estreitamento no domínio de frequências

Geralmente, o perfil das linhas da emissão maser é bastante estreito, sendo 4 a 5 vezes menor do que a largura térmica ([REID; MORAN, 1981](#)). O estreitamento da linha deve-se ao fato de que os fótons maser procuram um caminho que mantém

uma boa coerência de velocidade ao longo da linha de visada para obter maior amplificação (ELITZUR, 1982). O fato das linhas maser serem muito estreitas sugere que algum processo reduz a largura da linha ao longo de sua propagação. Segundo Stahler e Palla (2004), a amplificação elevada no regime insaturado pode ter tal efeito. Como a amplificação no regime insaturado é exponencial, ela realça mais o centro da linha do que as asas. O estreitamento da linha não é observado nos masers saturados.

Para descrevermos o estreitamento no domínio de frequências recorreremos ao coeficiente de absorção dado pela Equação 2.22, que depende do perfil da linha. Assumimos que este é dado pelo perfil Doppler:

$$\phi_D(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right], \quad (2.47)$$

onde $\Delta\nu_D$ é a largura Doppler que depende da temperatura cinética (T_{cin}) e da massa molecular (m) do gás e é dada por: $\Delta\nu_D \equiv \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{2kT_{cin}}{m} \right)^{1/2}$.

Na frequência central (ν_0), temos:

$$\phi(\nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D}. \quad (2.48)$$

Assim, o coeficiente de absorção pode ser reescrito como:

$$\alpha_\nu = \alpha_0 \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_0)^2}{(\Delta\nu_D)^2} \right]. \quad (2.49)$$

Ignorando o último termo da Equação 2.17 que representa a emissão espontânea, depois da propagação ao longo do percurso s , a intensidade específica da fonte de fundo $I_\nu(0)$ é amplificada para $I_\nu(s) = I_\nu(0)\exp(\alpha_\nu s)$, então:

$$\frac{I_\nu(s)}{I_\nu(0)} = \frac{I_\nu(0)}{I_0(0)} \exp[(\alpha_\nu - \alpha_0)s]. \quad (2.50)$$

Das Equações 2.49 e 2.50 conclui-se que a intensidade cai em e^{-1} de seu valor central na frequência de deslocamento $\Delta\nu^*$, tal que:

$$1 - \exp[-(\Delta\nu^*/\Delta\nu_D)^2] = 1/\alpha_0 s. \quad (2.51)$$

Expandindo o termo exponencial temos uma solução aproximada para $\Delta\nu^*$, que descreve o estreitamento da linha em função do percurso e é dada por:

$$\Delta\nu^* = \Delta\nu_D(\alpha_0 s)^{-1/2}. \quad (2.52)$$

A linha pode ser estreitada somente em uma quantidade finita antes da região central tornar-se saturada (STAHLER; PALLA, 2004).

2.4.5 Coerência em velocidade

Como a amplificação maser é alcançada por meio de emissão estimulada (induzida), o fóton maser deve ser capaz de encontrar uma molécula com a frequência de transição certa, isto é, que não tenha sofrido deslocamento Doppler maior do que a largura da linha. Devido ao movimento diferencial nas nuvens, a amplificação maser só é possível se as moléculas emissoras e absorvedoras tiverem a mesma velocidade ou se não tiverem um deslocamento Doppler ($\Delta\nu$) maior do que $\Delta\nu^*$, que descreve o estreitamento da linha (STAHLER; PALLA, 2004). Sendo assim, a coerência é temporária pois, sob a ação do movimento diferencial o *spot* maser desaparece.

2.4.6 Efeito *beaming*

A emissão maser não é isotrópica. Mesmo que a radiação atravessasse uma região extensa, ela tende, ao longo de sua propagação, a concentrar-se em um pequeno ângulo. Este processo é denominado efeito *beaming* e está relacionado com a necessidade da coerência na velocidade. Quanto maior o ganho no maser, mais acentuado é o efeito *beaming*.

Devido ao efeito *beaming*, os masers têm a forma de cilindros (ou tubos) alongados e a emissão é direcionada em torno do eixo do cilindro, em um ângulo dado pela razão entre o raio deste e o seu comprimento, com valores entre $\theta_m \approx 10^{-2} - 10^{-1}$ (ELITZUR, 1982). O fator *beaming* do maser é dado pela expressão:

$$\frac{\Delta\Omega_m}{4\pi} = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta_m) \simeq \left(\frac{\theta_m}{2}\right)^2. \quad (2.53)$$

Os valores típicos de ângulos sólidos de *beaming* situam-se entre $\Omega_m \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ str (REID; MENTEN, 1990; REID; MORAN, 1981).

2.5 Características do maser de água de 22 GHz das regiões de formação estelar

O maser de 22 GHz em protoestrelas de baixa massa é característico das fases primordiais de formação das estrelas, principalmente de OEJ's classe 0 (FURUYA et al., 2001; FURUYA et al., 2003) e persiste por 10^5 anos (BAE et al., 2011; REID; MORAN, 1981). A densidade e temperatura típicas dos ambientes onde o maser é observado são de $10^5 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ e $T \simeq 400\text{-}500 \text{ K}$, respectivamente (ELITZUR et al., 1989).

Os masers aparecem em *clumps* individuais designados de *spots* maser, com tamanho típico de 1 UA (GENZEL, 1986; GWINN, 1994a; LEKHT et al., 2007; MARVEL et al., 2008; TORRELLES et al., 2001a; TORRELLES et al., 2001b). No entanto, em Órion foram observados *spots* maser com dimensões da ordem de 0,05 UA (MATVEYENKO et al., 2004). Os masers têm estrutura filamentar, com razão de aspecto que varia entre 5 e 50 (ELITZUR, 1992; ELITZUR et al., 1989; ELITZUR et al., 1991; GENZEL, 1986). Acredita-se que a geometria cilíndrica maximiza o percurso da coerência em velocidade, necessária para a ocorrência da emissão maser e permite que haja maior amplificação maser ao longo da linha de visada.

Observações interferométricas mostram que os *spots* maser se encontram concentrados dentro de algumas centenas de UA do objeto central em diferentes posições espaciais e com velocidades de deslocamento Doppler bem definidas (VALDETTARO et al., 2001; WOOTTEN et al., 1999). A expansão dos *spots* maser é bipolar, isto é, existem componentes deslocadas para o azul e para o vermelho em relação à fonte central.

As linhas espectrais do maser de água consistem de picos múltiplos, com intensidade variável ao longo do tempo. Geralmente, a componente com maior amplitude tem velocidade radial próxima da velocidade da nuvem progenitora (V_{LSR}) e a intensidade das linhas tende a decrescer tanto para as componentes deslocadas para o azul assim como para as deslocadas para o vermelho. Também são registrados espectros simples, com pico único ou duplo (FELLI et al., 2007; FURUYA et al., 2003; VALDETTARO et al., 2001).

As temperaturas de brilho dos masers variam entre $10^{11}\text{-}10^{14} \text{ K}$ (GENZEL, 1986; GWINN, 1994b) e as larguras de linha das componentes individuais são da ordem de 1 km s^{-1} (GARAY et al., 1989; LILJESTRÖM; GWINN, 2000). A luminosidade isotrópica dos *spots* individuais varia entre 10^{-12} e $10^6 L_{\odot}$ (FELLI et al., 2007; FURUYA et al., 2003; GWINN, 1994a; VALDETTARO et al., 2001; WALKER et al., 1982).

Existe uma relação entre a luminosidade da região no IV, L_{FIR} , e a luminosidade do maser de água, $L_{\text{H}_2\text{O}}$. No entanto, essa relação não é clara para objetos com $L_{\text{FIR}} < 25 L_{\odot}$. Fontes com luminosidade no IV distante $L_{\text{FIR}} \geq 25 L_{\odot}$ têm sempre emissão maser (CLAUSSEN et al., 1996; WILKING et al., 1994b) e as mais luminosas apresentam masers de água mais intensos (BRAND et al., 2003; FELLI et al., 1992; FURUYA et al., 2001). De acordo com Felli et al. (1992), a emissão maser só é detetada em fontes cuja luminosidade dos *outflows* de CO é maior do que $10^{-2} L_{\odot}$.

A radiação maser é fortemente dependente do tempo. Um dado *spot* maser pode alcançar seu máximo e seguidamente desaparecer inteiramente numa questão de semanas. A variabilidade é bastante comum em masers de regiões de formação de estrelas de baixa massa (BRAND et al., 2003; CLAUSSEN et al., 1996; FURUYA et al., 2003) e quanto mais baixa a luminosidade da região, maior é o grau de variabilidade da emissão (FELLI et al., 2007).

Fontes usualmente fracas têm longos períodos quiescentes intercalados por *outburst* (explosão/erupção) de emissão (CLAUSSEN et al., 1996) e fontes mais intensas apresentam um nível de atividade mais contínuo (BRAND et al., 2007). Geralmente, os masers de velocidade elevada (com velocidades distantes da sistêmica) tendem a ter tempo de vida curto, da ordem de dias (BRAND et al., 2003; WOOTTEN et al., 1999). Componentes maser com velocidade próxima da velocidade da nuvem têm tempo de vida mais longo.

Observações de Claussen et al. (1996) e Wilking et al. (1994a) em regiões de formação de estrelas de baixa massa encontraram variabilidade de menos de um mês até 13 meses. No estudo de Furuya et al. (2003), a maioria dos masers associados com OEJ's classe 0 e I mostra variabilidade de cerca de duas semanas. Em regiões de formação de estrelas de alta massa já foram detetadas componentes maser com tempo de vida bem menor, da ordem de minutos (SAMODUROV et al., 2006; ZHOU; ZHENG, 2001).

2.5.1 Variabilidade e modelos de excitação da emissão do maser de água de 22 GHz

Em regiões de formação estelar, o mecanismo proposto para a excitação do maser de água de 22 GHz são os choques entre as moléculas de água e as de hidrogênio assim como com os elétrons (ELITZUR et al., 1989; KYLAFIS; NORMAN, 1987; STRELNITSKI, 1984). Estes choques ocorrem na interface dos ventos estelares com o gás molecular à volta da protoestrela, podendo ser os J-choques (ELITZUR et al., 1989; HOLLENBACH et al., 1987; HOLLENBACH et al., 1993; HOLLENBACH et al., 2013) ou os C-choques

(ELITZUR, 1992; KAUFMAN; NEUFELD, 1996; STAHLER; PALLA, 2004; WOOTTEN, 1989). O grau de inversão, a temperatura de brilho observada, o tamanho, a forma e a luminosidade isotrópica dos *spots* maser dependem dos parâmetros do choque e do percurso em que é observada a coerência em velocidade, condição necessária para a ocorrência da emissão maser (HOLLENBACH et al., 2013).

A natureza da interação maser com o choque ainda não é devidamente conhecida e esta situação se complica devido à variabilidade observada em algumas fontes (BREEN et al., 2010; KANG et al., 2013; WILKING et al., 1994b). Apesar de numerosas observações, não existe um quadro completo sobre o maser das regiões de formação estelar, principalmente no que concerne a variabilidade. Os modelos mais difundidos, baseados principalmente nas colisões, explicam satisfatoriamente várias propriedades deste maser mas não explicam a variabilidade de curto período e os *flares* observados em algumas fontes.

No modelo de Elitzur et al. (1989), o tempo de vida de uma componente maser é da ordem do tempo de passagem do choque num *spot* maser, que determina o tempo que dura a coerência de velocidade ao longo da linha de visada. Para valores razoáveis de velocidade do choque nas regiões de formação estelar de baixa massa, $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ (MCKEE; HOLLENBACH, 1980) e do tamanho típico dos *spots* maser de 1 UA (ELITZUR; FUQUA, 1989; ELITZUR et al., 1989; GWINN, 1994a; REID; MORAN, 1981) este tempo é da ordem de um mês.

A variabilidade de um mês é típica em regiões de formação estelar mas tem se observado componentes cuja emissão varia numa escala de minutos a anos. Acredita-se que componentes com tempo de vida maior do que um mês possam ser resultado da sobreposição de componentes com velocidades muito próximas não resolvidas (CLAUSSEN et al., 1996; WOOTTEN, 1993). O caso de componentes com tempo de vida curto e dos *flares* é complicado de se justificar considerando apenas modelos de excitação colisionais. No entanto, Burke et al. (1978) e Zhou e Zheng (2001) sugerem o bombeamento colisional explicaria a variabilidade de curta duração desde que haja injeção de uma quantidade elevada de energia ($\sim 10^{39} - 10^{41} \text{ erg}$) na região numa escala de dias.

Embora a principal fonte de energia sejam as colisões nas nuvens, Tarter e Welch (1986) sugerem que o maser de 22 GHz também pode ser excitado pela associação da radiação e das colisões que ocorrem no precursor radiativo dos choques e que neste caso, podem ocorrer masers transientes, num intervalo de tempo aproximadamente igual ao tempo que as moléculas de hidrogênio levam para se aquecer até atingirem

temperaturas similares a dos grãos de poeira.

Vários autores apontam causas diferentes tanto para os *flares* quanto para variabilidade de curto período. De acordo com Boboltz et al. (1998) e Colom et al. (2015), os *flares* ocorridos em W49 e em W33B podem ser justificados pelo alinhamento dos masers ao longo da linha de visada, em que um maser saturado é amplificado por um insaturado que se encontra ao longo da linha de visada (vide painel (b) da Figura 2.22). Para Haschick et al. (1977) e Genzel et al. (1979), os *flares* no maser de água ocorridos em W3(OH) e em W51 podem ter sido causados por energia proveniente de um pulso quente que se difundiu no meio maser. De acordo com Genzel et al. (1981), um *beaming* acidental pode ter ocasionado o *flare* observado em Órion em 1980.

Por outro lado, Samodurov et al. (2006) consideram que variações rápidas na escala de 5-20 minutos detetadas em W49N e em W33B foram causadas por processos que ocorreram no interior das fontes com dimensões da ordem de 0,1 UA. Argon et al. (1994) e Kaufman e Neufeld (1993) sugerem que a variabilidade rápida que ocorre em escalas de horas ou minutos pode ser causada por flutuações num maser insaturado ou flutuações na fonte de fundo.

Argon et al. (1994), Elitzur (1992) e Haschick et al. (1990) também consideram que perturbações radiativas se propagando ao longo da linha de visada numa escala de tempo da ordem de $1/\Gamma$ (Γ é a taxa de decaimento do sistema) assim como a localização dos *spots* maser na linha de visada de uma fonte contínua podem levar à variações rápidas. Efeitos de cintilação interestelar difrativa ou refrativa na propagação da radiação também justificam a ocorrência de variabilidade rápida (ARGON et al., 1994; VLEMMINGS et al., 2007; ZHOU; ZHENG, 2001). Variações no ângulo de polarização também podem ocasionar variabilidade rápida (BURKE et al., 1978; SAMODUROV et al., 2006).

2.6 A poeira nas nuvens moleculares

Os grãos de poeira são uma importante componente do MI, correspondendo a $\sim 1\%$ da massa do meio. Acredita-se que eles são constituídos principalmente por carbono, silício, ferro e compostos envolvendo esses elementos com o oxigênio. O tamanho desses grãos é da ordem de $0,005 - 0,25 \mu m$ (DRAINE, 2003; DRAINE, 2010; DRAINE; LEE, 1984; MATHIS et al., 1977).

Os grãos de poeira interestelar são formados na atmosfera das estrelas do tipo

espectral tardio (K e M) e são expelidos pela pressão da radiação dessas estrelas quando elas se encontram no ramo assintótico das gigantes (com envelopes ricos em carbono e oxigênio) por meio de ventos "lentos" ou em explosões de estrelas massivas em eventos de supernovas (KARTTUNEN et al., 2007; SCHEFFLER et al., 1988).

Apesar de sua baixa contribuição em massa, os grãos de poeira nas NM's têm várias funções das quais se destacam o bloqueio da radiação UV, visível e IV, protegendo as moléculas de serem dissociadas, propiciam a associação dos átomos de H, na sua superfície, para formar o H₂ e a hidrogenação de outras moléculas (HOLLENBACH; SALPETER, 1971). Em regiões com densidades maiores do que 10⁵ cm⁻³ e temperaturas abaixo de 10 K, os grãos são os maiores responsáveis pelo resfriamento do gás através de sua emissão térmica contínua pois, a maior parte das moléculas se encontra congelada na superfície dos grãos (CASELLI; CECCARELLI, 2012).

2.6.1 Extinção visual medida no óptico e no infravermelho próximo

Extinção é a atenuação (redução) da luz das estrelas quando ela atravessa o MI, devido aos efeitos de absorção e espalhamento pelos grãos de poeira⁹. A extinção interestelar é função da posição na Galáxia, varia de uma linha de visada para outra (ARENOU et al., 1992; DRAINE, 2003), decresce com o aumento do comprimento de onda, e depende da distância (DICKMAN; HERBST, 1990; KITCHIN, 2003). O valor médio da extinção visual é de 2 mag kpc⁻¹ (KARTTUNEN et al., 2007).

Uma das formas mais difundidas para estimar a extinção visual nas NM's é o método de contagem de estrelas no óptico, introduzido por Wolf (1923) e posteriormente refinado por Bok (1956). Este método consiste na contagem do número de estrelas por intervalo de magnitudes, entre $m-1/2$ e $m+1/2$, em cada célula de uma grade retangular de tamanho fixo, em uma área obscurecida. O resultado obtido é comparado com o número de contagem de estrelas de uma região supostamente livre de extinção. Neste método, se assume que num campo não obscurecido, em uma placa sensível à luz de comprimento λ , o logaritmo do número de estrelas mais brilhantes do que m_λ (magnitude da estrela em função do comprimento de onda

⁹O gás também pode causar extinção por espalhamento mas sua eficiência de espalhamento por unidade de massa é muito baixa e por isso, geralmente sua contribuição não é considerada (KARTTUNEN et al., 2007).

observado), $n(0)$, é uma função linear de m_λ , com inclinação b .

$$\log n(0) = a + bm_\lambda. \quad (2.54)$$

Na direção de uma nuvem, a inclinação se mantém mas o número de estrelas $n(1)$ decresce de tal forma que:

$$A_\lambda = \frac{1}{b} \log \frac{n(0)}{n(1)}. \quad (2.55)$$

A extinção estimada em cada comprimento de onda é convertida em extinção visual por meio da expressão (DICKMAN, 1978a):

$$A_V = \left[\frac{R}{f(\lambda^{-1}) + R} \right] A_\lambda, \quad (2.56)$$

onde R é a razão da extinção seletiva e $f(\lambda^{-1})$ é a lei de avermelhamento expressa como função inversa do comprimento de onda e é dada por $f(\lambda^{-1}) = \frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}}$.

Na banda V a extinção seletiva é dada por:

$$R_V = A_V/E(B - V) \quad (2.57)$$

.

A curva de extinção, que descreve a variação da extinção visual com o comprimento de onda, depende do tamanho e da composição dos grãos. Ela varia em função do valor de R_V , e este varia entre 3,1 (MI difuso) e 5,5 para regiões mais densas das NM's (CARDELLI et al., 1989). A Figura 2.25 mostra a variação da extinção interestelar causada pela poeira para diferentes valores de R_V .

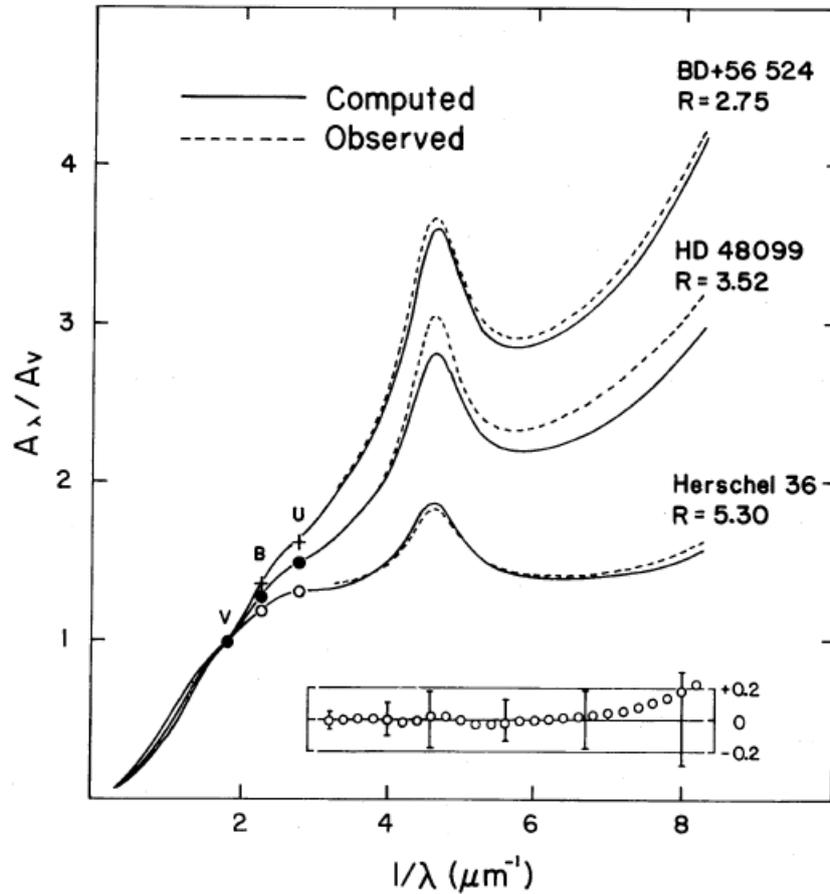


Figura 2.25 - Curvas de extinção para diferentes valores de R_V . As curvas tracejadas correspondem aos valores observacionais na direção de três linhas de visada BD+56 524, HD 48099 e Herschel 36, com valores de R_V diferentes, 2,75, 3,52 e 5,30, respectivamente. As curvas contínuas mostram os respectivos ajustes de curvas teóricas. As letras B, V e U mostram as regiões do espectro em que as observações foram realizadas. ● são as observações realizadas na direção de HD 48099, ○ na direção Herschel 36 e + na direção de BD+56 524. As barras de erro mostradas no retângulo inferior representam o desvio padrão calculado dos dados e os círculos abertos representam a diferença entre A_λ/A_V teórica na região do UV e a média da extinção obtida para $R_V=3,2$. A corcova que ocorre em aproximadamente $\lambda^{-1} \simeq 4,6 \mu m$ (2175 \AA) deve-se, provavelmente, à presença de hidrocarbonetos aromáticos policíclicos (PAH's, DRAINE, 2010).

Fonte: Cardelli et al. (1989).

Considerando o valor típico de $R_V=3,2$ obtém-se as seguintes relações (BLESS; SAVAGE, 1972):

$$A_V = 0,76A_B, \quad (2.58)$$

$$A_V = 1,21A_R, \quad (2.59)$$

onde A_B e A_R são as extinções nas bandas B (azul) e R (vermelho).

Cambrésy et al. (1997) também otimizaram o método padrão com o objetivo de melhorar a resolução angular em função da densidade estelar local, usando uma rede adaptativa de modo que se varia o tamanho da célula. Esta técnica degrada a resolução das imagens de $1'$ nas regiões de extinção baixa para $10'$ nas mais opacas. Para lidar com este fato, Cambrésy (1999) fixou a contagem de estrelas por célula (20) ao invés de fixar o tamanho da célula. Ambas situações são úteis quando existe uma flutuação considerável da densidade devido a gradientes elevados de extinção na região ou devido à presença de aglomerados estelares.

A técnica de contagem de estrelas no óptico tem incertezas maiores do que aquelas introduzidas pela estatística de Poisson nas regiões com extinção visual maior do que 3 mag (CAMBRÉSY et al., 1997; ROSSANO, 1980) e a extinção máxima alcançada usando este método é de 10 mag (ANDREAZZA; VILAS-BOAS, 1996; CAMBRÉSY, 1999; CERNICHARO; BACHILLER, 1984). Como a extinção decresce com o comprimento de onda, por exemplo, uma estrela sofrendo extinção visual de 10 mag pode ser extinguida em 2,8 mag na banda J ($1,25 \mu m$) e somente 1,1 mag na banda K_s ($2,2 \mu m$), observações em comprimentos de onda maiores são capazes de detetar mais estrelas de fundo e podem investigar regiões de maior extinção visual. Na Figura 2.26 são mostradas as imagens do glóbulo Barnard 68 (B68), obtidas em diferentes comprimentos de onda, onde podemos ver o aumento da opacidade do glóbulo com a diminuição do comprimento de onda.

Com o advento das câmaras no IV, os estudos de extinção visual têm sido realizados medindo o excesso de cor no IV próximo (vide seção 3.1.2), técnica introduzida por Lada et al. (1994). Com esta técnica é possível explorar regiões com extinção visual de 40 mag (KANDORI et al., 2005). Posteriormente, a técnica foi aprimorada por Lombardi (2009) e Lombardi e Alves (2001), onde foi melhorada a razão sinal-ruído para regiões de extinções baixas ($\sim 0,5$ mag) e foi minimizado o efeito de sub-estruturas não resolvidas, que podem levar a estimativas erradas de extinção visual. Esses erros são mais relevantes em regiões distantes, para as quais a resolução espacial não é boa o suficiente para resolver as estruturas.

O excesso de cor no IV está diretamente relacionado com extinção em qualquer

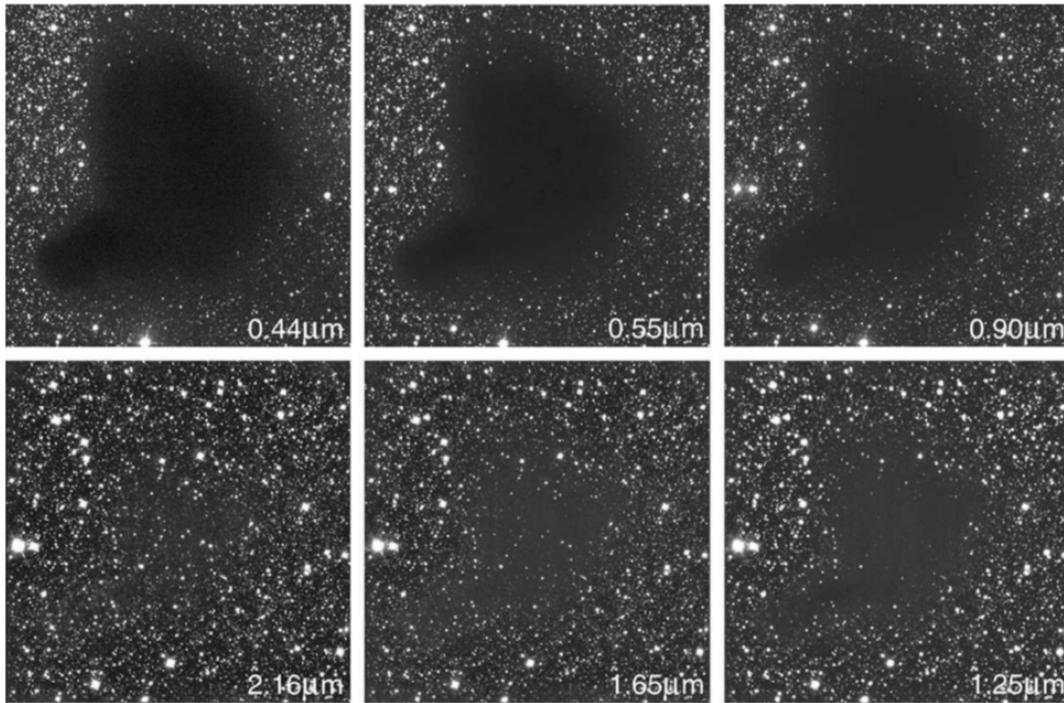


Figura 2.26 - Imagens do glóbululo B68 obtidas no óptico e no IV próximo. No painel superior estão as imagens obtidas nas bandas BVI no óptico e no inferior estão as imagens obtidas no IV próximo, nas bandas JHK_s. Na banda B (0,44 μm) o glóbululo é completamente opaco enquanto que na banda K_s (2,16 μm) é praticamente transparente, permitindo a visualização de um grande número de fontes de fundo.

Fonte: Alves (2004).

comprimento de onda pela lei de extinção (LADA et al., 1999).

$$A_{\lambda} = r_{\lambda}^{H,K} E(H - K), \quad (2.60)$$

onde $r_{\lambda}^{H,K}$ é a constante de proporcionalidade dada pela lei de extinção adotada.

A extinção visual é considerada como uma medida da densidade de coluna do gás ao longo da linha de visada (N_H). Ambos estão relacionados pela expressão abaixo, que considera a contribuição do gás no estado atômico e molecular (SAVAGE; MATHIS, 1979):

$$N(H) = 1,9 \times 10^{21} A_V \text{ cm}^{-2} \text{mag}^{-1}. \quad (2.61)$$

A densidade de coluna estimada pela expressão acima é limitada para valores de extinção visual ~ 10 mag, se esta é estimada a partir contagem de estrelas no óptico

ou por observações de linhas de CO (PINEDA et al., 2010). Estimativas por meio de observações da poeira no IV próximo são sensíveis para regiões com extinções visuais maiores.

A partir da extinção visual calculada, seja por contagem de estrelas no óptico ou por excesso de cor no IV próximo, são obtidos mapas de extinção que descrevem a distribuição da densidade de coluna da poeira e por meio deles se pode estudar a estrutura das nuvens e inferir alguns parâmetros físicos das nuvens. Estes mapas são uma forma de complementar os mapeamentos das nuvens feitos a partir de observações de linhas moleculares e de emissão térmica de poeira (di FRANCESCO et al., 2007; HILDEBRAND, 1983; LAUNHARDT; HENNING, 1994; STUTZ et al., 2010; WARD-THOMPSON et al., 1994). No entanto, os mapas de extinção visual obtidos por técnicas de excesso de cor no IV próximo, por alcançarem regiões com extinções maiores, têm sido usados para estudar nuvens escuras (ALVES et al., 1998; LADA et al., 1999; LADA et al., 1994) e para analisar as condições físicas dos glóbulos desde a fase pré-estelar até a fase onde ocorrem OEJ's embebidos em diferentes estágios evolutivos (ALVES et al., 2001; HARVEY et al., 2001; KANDORI et al., 2005; RACCA et al., 2002; RACCA et al., 2009; TEIXEIRA et al., 2005).

2.6.2 Emissão térmica de poeira nas nuvens moleculares

A radiação UV e pequenas contribuições no óptico e raios-X são absorvidas pelos grãos de poeira e reemitidas em comprimentos de onda longos, que vão desde o IV próximo até o milimétrico resultando em emissão térmica de poeira (ANDRÉ et al., 2000; DRAINE; LI, 2001; HARVEY et al., 2003b; WARD-THOMPSON et al., 1994). Desta emissão pode se obter informação sobre a distribuição espacial da matéria, morfologia, densidade de coluna do gás e da temperatura (di FRANCESCO et al., 2007; HILDEBRAND, 1983; LAUNHARDT; HENNING, 1994; STUTZ et al., 2010; WARD-THOMPSON et al., 1994).

No estado de equilíbrio, os grãos de poeira emitem a mesma quantidade de energia que a absorvida, descrita por emissão de um corpo negro modificado (corpo cinza) com temperatura da poeira, T_{poeira} , que vai depender do tamanho e da composição dos grãos assim como da lei de emissividade adotada. O comprimento de onda no qual se observa o pico de emissão está relacionado com a temperatura da poeira pela lei (e.g. DRAINE, 2010):

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{(4 + \beta)kT_{poeira}}. \quad (2.62)$$

Os grãos de poeira da Via Láctea tem $\beta \approx 2$.

Com a suposição de que é válida a aproximação de corpo negro, a temperatura da poeira é considerada como sendo igual à temperatura de cor da emissão observada no submilimétrico ou no IV distante (BERGIN; TAFALLA, 2007; LAUNHARDT; HENNING, 1994). Geralmente, os grãos de poeira irradiam em temperaturas entre 10 e 100 K, gerando um espectro contínuo (WARD-THOMPSON et al., 1994), onde maior parte da energia é emitida em regiões de comprimentos de onda longos, com pico de emissividade próximo de $\lambda \sim 140 \mu\text{m}$. Na Figura 2.27 é mostrada a distribuição espectral de energia de dois *cores* embebidos em Musca, designados de P1 e P2 por Juvela et al. (2010), correspondendo as condensações Mu5 e Mu4, respectivamente. O mapa mostra a intensidade da emissão de poeira em $160 \mu\text{m}$. De acordo com Juvela et al. (2010), os dois são potenciais *cores* pré-estelares e seus perfis de densidade sugerem que se encontram em equilíbrio hidrostático.

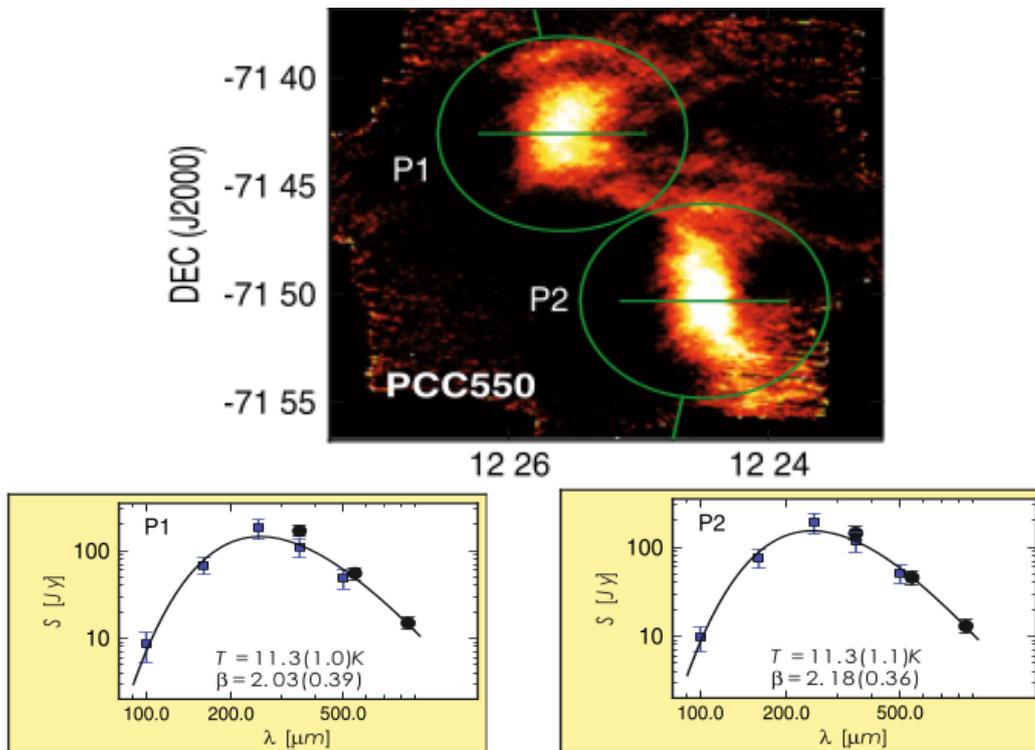


Figura 2.27 - Distribuição de poeira em dois *cores* embebidos em Musca. No painel superior temos o mapa de emissão contínua em $160 \mu\text{m}$ dos *cores* Mu5 (P1) e Mu4 (P2). Nos painéis inferiores, esquerdo e direito temos a distribuição espectral de energia ajustada por emissão de corpo cinza em Mu5 e Mu4, respectivamente. Em preto temos o fluxo observado pelo satélite Planck e em azul pelo satélite *Herschel*.

Fonte: Juvela et al. (2010).

2.6.3 Polarização interestelar

A polarização é um fenômeno no qual uma onda electromagnética adquire uma orientação preferencial (KITCHIN, 2003). A polarização interestelar é proveniente do alinhamento assimétrico dos grãos de poeira em relação ao campo magnético (DRAINE; WEINGARTNER, 1997; LAZARIAN et al., 1997). Medidas de polarização interestelar foram apresentadas pela primeira vez em trabalhos independentes de Hall (1949) e Hiltner (1949). Nas NM's, a polarização pode ser medida por polarimetria no óptico e no IV próximo (FRANCO et al., 2010; GOODMAN et al., 1990; PEREYRA; MAGALHÃES, 2004) ou por emissão térmica polarizada da poeira no IV distante, no milimétrico e no submilimétrico (HENNING et al., 2001; HILDEBRAND et al., 1999; HILDEBRAND et al., 1984; WOLF et al., 2003). Estes métodos têm permitido medições da geometria do campo magnético nas regiões de formação estelar assim como sua intensidade considerando a teoria de Chandrasekhar-Fermi (e.g. CRUTCHER et al., 2004).

Por polarimetria no óptico, Pereyra e Magalhães (2004) fizeram medições da polarização linear em Musca. Deste estudo assim como do estudo inicial de Arnal et al. (1993) se conclui que na vizinhança de Musca, o campo magnético se encontra alinhado com o eixo menor da nuvem e que a polarização varia entre 2 à 7%, sendo elevada nas regiões mais densas, como por exemplo na região norte próxima do OEJ. A Figura 2.28 mostra a morfologia do campo magnético no plano do céu da região de Musca obtido por Pereyra e Magalhães (2004).

Embora as medidas da polarização produzida pela poeira não dêem diretamente a intensidade do campo magnético, este pode ser estimado a partir da dispersão do campo magnético e da dispersão de velocidades observadas por (CHANDRASEKHAR; FERMI, 1953):

$$B_{pos} = \sqrt{4\pi\rho} \left(\frac{\sigma_V}{\sigma_B} \right), \quad (2.63)$$

onde B_{pos} é o campo magnético médio projetado no plano do céu, ρ é a densidade média da região onde o campo é observado, σ_V é a dispersão de velocidade do gás, estimada a partir das linhas espectrais, e σ_B é a dispersão do ângulo de polarização do campo magnético.

Simulações numéricas mostram que estimativas do campo magnético pela expressão acima levam à resultados superestimados. Por isso deve ser aplicado um fator de

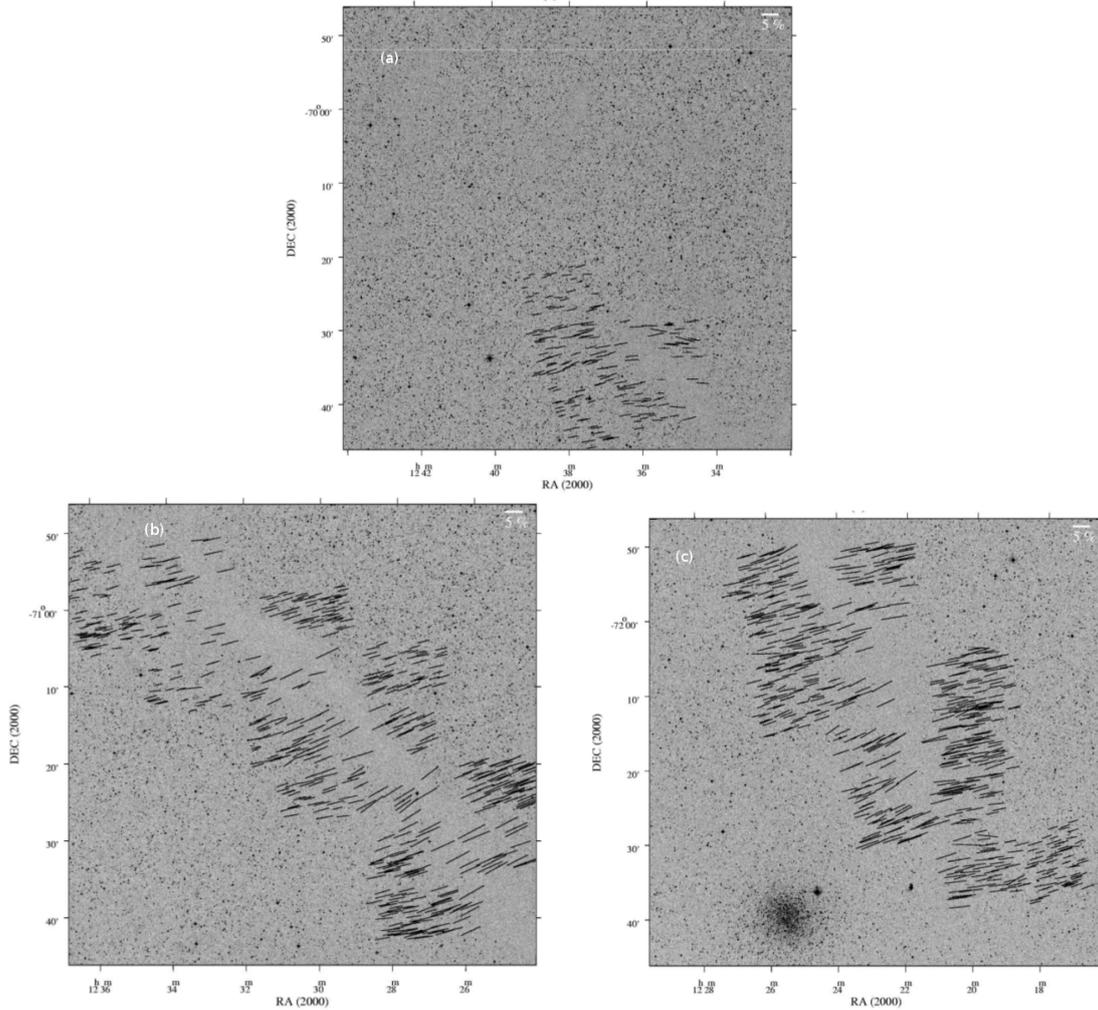


Figura 2.28 - Mapas dos vetores de polarização obtidos no óptico em Musca. A nuvem foi dividida em três regiões mostradas nos painéis a, b e c, para o norte, o centro e o sul, respectivamente. A escala do grau de polarização é mostrada no canto superior direito de cada mapa.

Fonte: Pereyra e Magalhães (2004).

correção que varia entre 0,4 e 0,5 quando $\sigma_B < 25^\circ$ (FALCETA-GONÇALVES et al., 2008; HEITSCH et al., 2001; OSTRIKER et al., 2001; PADOAN et al., 2001) .

Devido ao congelamento das linhas do campo à matéria e à equipartição de energia entre a energia magnética e a cinética, a dispersão da direção do campo magnético se relaciona com a turbulência do meio, considerando que a turbulência é incompressível e isotrópica. Dessa forma, a dispersão do campo magnético se torna um traçador da turbulência do meio (e.g. TARGON et al., 2011).

2.7 A formação de estrelas de baixa massa

A física do processo de formação estelar ainda não é completamente compreendida. Shu (1977) sugeriu que as estrelas são formadas por flutuações de densidade, num meio homogêneo, que são amplificadas pela gravidade, através de uma instabilidade gravitacional. Esta ideia é reforçada por simulações recentes de (KRITSUK et al., 2013), que mostram que depois que os *cores* são formados a gravidade é que domina. Por sua vez, os *cores* são formados pela ação combinada da gravidade, campos magnéticos e turbulência (TACHIYARA et al., 2000; TROLAND; CRUTCHER, 2008). A ação combinada entre a gravidade e o campo magnético gera a chamada formação estelar quasi-estática (BERGIN; TAFALLA, 2007; MCKEE; OSTRICKER, 2007) e quando a formação estelar é devido à ação combinada entre a gravidade e a turbulência supersônica é designada de formação estelar dinâmica (PADOAN et al., 2004).

O campo magnético e a turbulência têm um papel importante na evolução de uma NM, podendo contrabalançar (CARROLL; OSTLIE, 2007; KRUMHOLZ, 2010; LARSON, 2003; SHU et al., 1987a) ou reforçar a gravidade (ELMEGREEN; LADA, 1977; MAOZ, 2007; SPITZER, 2004). A formação de estrelas de baixa massa pode ser descrita resumidamente no esquema simplificado mostrado na Figura 2.29.

Considerando que as NM's podem suportar a gravidade por um longo período de tempo, pela combinação dos campos magnéticos e da turbulência, elas podem ser tratadas como estruturas quase em equilíbrio (fase 1). Devido a ação da gravidade, a nuvem começa a fragmentar-se (fase 2). Outros processos que podem levar à formação dos fragmentos são a injeção de energia turbulenta nas nuvens por fontes externas e rotação (e.g. SAITO, 2004).

A contração e a fragmentação continuam até que os fragmentos se tornem opticamente espessos e a energia liberada durante contração não possa mais escapar. Enquanto o gás se precipita em direção ao centro são formados vários *clumps* (fase 3). No interior dos *clumps* se formam os *cores*, que são regiões com densidades e tamanhos suficientes para formar uma estrela (fase 4).

Depois do *core* entrar em colapso, a força centrífuga associada ao momento angular, eventualmente, torna-se importante e pode deter a contração. O colapso é permanentemente interrompido pelo aumento da pressão térmica e uma estrela embrionária (protoestrela) é formada (fase 5). Esta continua crescendo por acreção de massa do seu envelope. Nesta fase de formação de estrelas, os campos magnéticos podem desempenhar um papel importante, tanto na mediação da acreção do gás

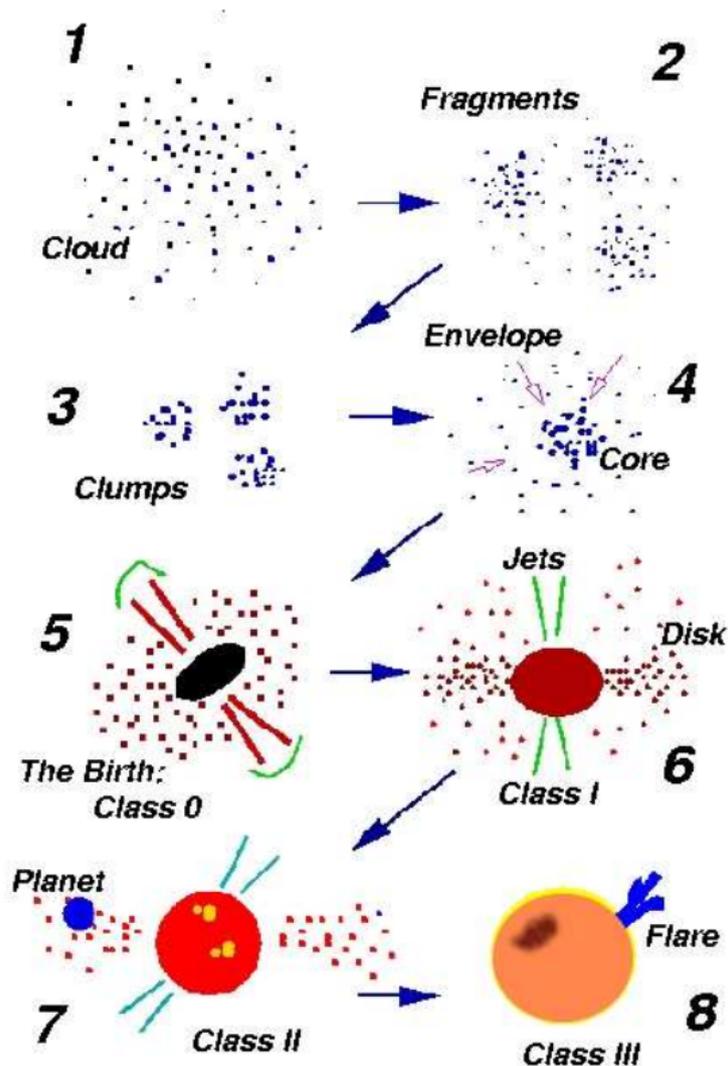


Figura 2.29 - Diagrama esquemático das fases de formação de estrelas de baixa massa do tipo solar. As classes 0, I, II e III representam as fases evolutivas de um OEJ e são caracterizadas na seção 2.8.

Fonte: Smith (2004).

assim como no lançamento dos jatos bipolares (fase 6), que normalmente anunciam o nascimento de uma nova estrela, com possível formação de planetas (fases 7 e 8). Nestas duas fases, a protoestrela se encontra na pré-sequência principal.

Quando a protoestrela atinge temperaturas suficientemente altas para fundir o hidrogênio ($T \sim 10^8 \text{ K}$), ela transforma-se em estrela e inicia sua entrada na sequência principal. A massa inicial da protoestrela e a sua composição química têm uma influência sobre este processo. Protoestrelas muito pequenas ($M \sim 0,08 M_{\odot}$) nunca atingem essa temperatura e portanto não chegam a transformar-se em estrelas.

Nesse caso são chamadas de anãs marrons (LARSON, 1978; MAOZ, 2007).

2.8 Características gerais dos objetos estelares jovens

Um OEJ é uma fonte puntiforme que emite no IV e representa uma estrela nas fases iniciais de sua formação. A fotosfera de um OEJ se encontra parcial ou totalmente obscurecida pela poeira, que pode absorver uma boa parte de sua luminosidade e reprocessá-la em comprimentos de onda no IV, entre 1 e 100 μm , dependendo da proximidade da poeira em relação ao OEJ. A distribuição ou a quantidade da poeira a volta do OEJ determina a distribuição espectral da energia (comumente chamada por SED-*Spectral Energy Density*) emergente do OEJ. Com base nas características de sua SED ou no valor do índice espectral (α) determinado entre 2 e 25 μm , os OEJ's são agrupados em quatro classes evolutivas, 0, I, II e III. O índice espectral é dado por (LADA, 1987):

$$\alpha = \frac{d \log \lambda F_{\lambda}}{d \log \lambda}, \quad (2.64)$$

onde λ é o comprimento de onda e F é o fluxo observado em cada comprimento de onda. Os objetos classe 0 tem $\alpha > +3$, classe I tem $0 < \alpha < +3$, classe II tem $-2 < \alpha < 0$ e classe III tem $-3 < \alpha < -2$ (LADA, 1987; ANDRÉ et al., 1993). Na Figura 2.30 se encontra a representação da SED das fases evolutivas dos OEJ's.

Objetos classe 0 são protoestrelas jovens com um envelope massivo (a massa do envelope é maior do que a do objeto embebido), com o gás e a poeira colapsando em direção ao centro. Estes objetos são bastante obscurecidos e opticamente invisíveis devido à elevada extinção visual do meio envolvente. Por se encontrarem embebidos em um denso envelope de gás e poeira, são detetáveis somente por sua emissão contínua no submm (ANDRÉ et al., 1993; FEIGELSON; MONTMERLE, 1999). Apresentam SED's com características similares a de um corpo negro e são identificados principalmente por seus jatos colimados e *outflows* vigorosos (ANDRÉ et al., 1993; FURUYA et al., 2001; HUARD et al., 1999).

Os OEJ's classe I são protoestrelas acretando matéria, têm três componentes: um *core*, um disco circumestelar e um *halo* ou envelope quase esférico. Suas SED's têm máximo no IV distante. Esta emissão vem do envelope, que possui massa menor do que a da protoestrela. Os OEJ's desta classe são visíveis mas avermelhados, com excesso intenso no IV médio, cuja emissão vem do disco fino devido ao aquecimento da poeira do envelope circumestelar pela radiação proveniente do OEJ. Nesta fase,

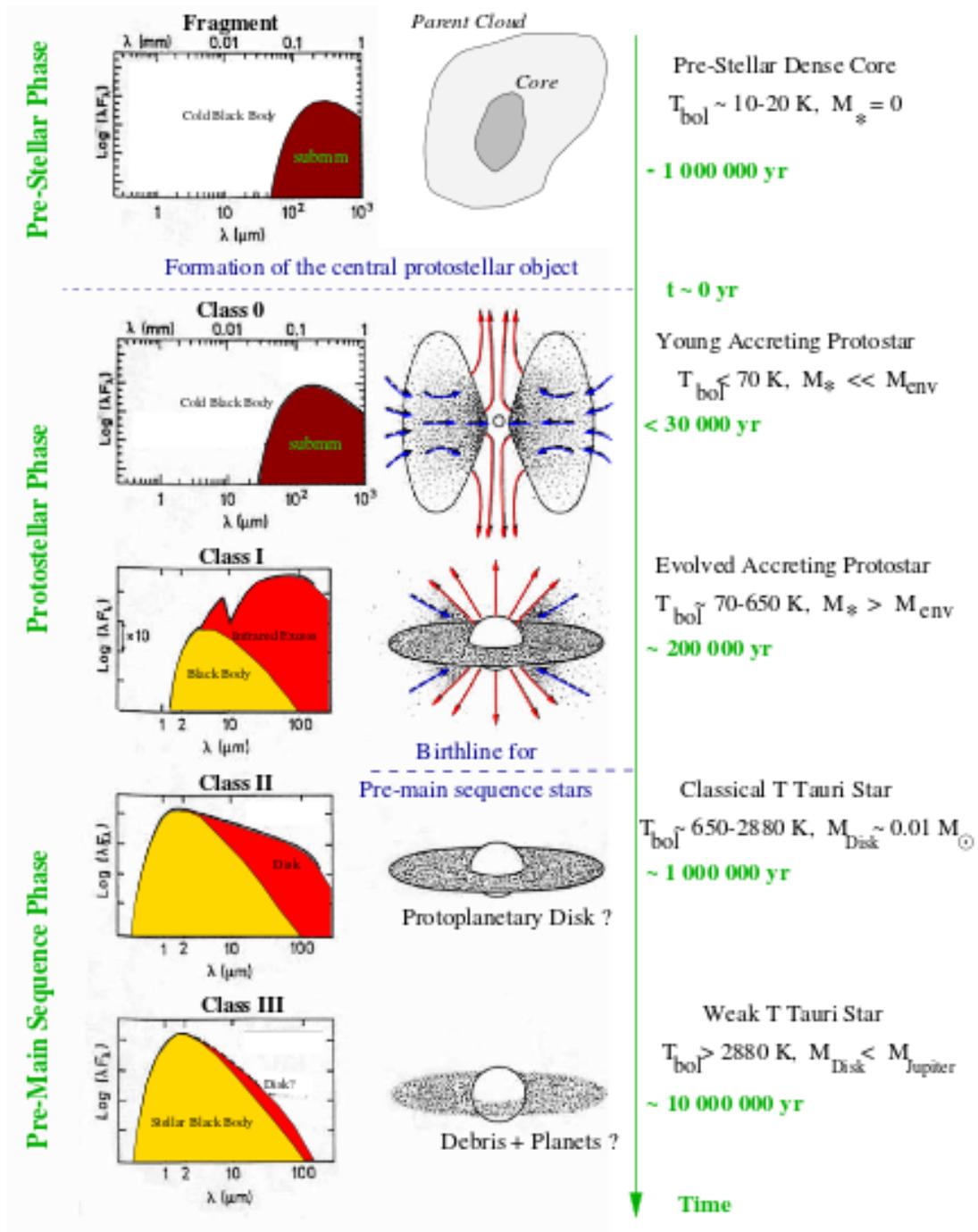


Figura 2.30 - SED das diferentes fases evolutivas dos OEJ's. São indicados cinco diferentes estágios, desde a fase do *core* pré-estelar (painel superior) até a fase pré-sequência principal, com possível formação de planetas (painel inferior). Os diferentes estágios são caracterizados por diferentes temperaturas bolométricas, T_{bol} , que é a temperatura do corpo negro que tem a frequência média igual à frequência observada no contínuo.

Fonte: Reiphurt (2005).

um vento estelar se desenvolve, quebrando os pólos do envelope, reduzindo a extinção do OEJ central e produzindo uma SED com pico duplo, proveniente do disco e do OEJ. Também são observados *outflows*, mas não tão vigorosos quanto os observados em objetos de classe 0 (FURUYA et al., 2003).

À medida que o vento estelar dissipa o envelope residual, o OEJ central e o disco são completamente revelados resultando em um espectro plano, com uma SED de classe II, com máximo de emissão no IV próximo e no visível. Estes objetos geralmente são associados com as estrelas jovens T-Tauri clássicas.

Objetos classe III tem SED's com excesso fraco ou sem excesso no IV e lembram um corpo negro avermelhado, também com máximo no IV próximo e no visível. Estes objetos são associados com a emissão fraca de estrelas T-Tauri, observada no visível. A temperatura central destes objetos é elevada o suficiente para iniciar a queima do hidrogênio e assim entrar na sequência principal.

Além da emissão no IV, os OEJ's são identificados por outros indicadores da formação estelar. Na Tabela 2.31 é mostrado um resumo das propriedades e emissões características de cada fase evolutiva de um OEJ.

2.9 Condições para o colapso gravitacional

É comumente aceito que a formação de estrelas de baixa massa ocorre a partir do colapso gravitacional de uma nuvem de gás e poeira, e que o processo de formação estelar só se inicia quando a atração gravitacional torna-se dominante sobre todas as forças resistivas e dispersivas, fazendo com que o *core* torne-se gravitacionalmente instável (e.g. LARSON, 2003).

Dependendo das forças que se opõem à gravidade, alguns mecanismos podem ser importantes em escalas diferentes. De acordo com Larson (2003), em escalas intermediárias, a turbulência e os campos magnéticos podem ser mais importantes contrariando a gravidade e em escalas menores (*cores* pré-estelares), a pressão térmica é a força mais importante resistindo à gravidade.

O colapso do gás em NM's pode ser causado pela propagação de ondas de choque produzidas por diferentes mecanismos tais como frentes de ionização em expansão de regiões de hidrogênio ionizado (RHII, SPITZER, 2004) ou por colisões nuvem-nuvem (ELMEGREEN; LADA, 1977). Fontes de pressão devido à turbulência também podem desencadear a contração (KARTTUNEN et al., 2007; MAOZ, 2007).

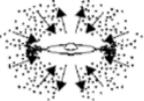
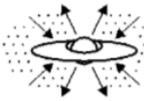
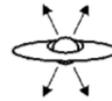
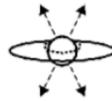
PROPERTIES	<i>Infalling Protostar</i>	<i>Evolved Protostar</i>	<i>Classical T Tauri Star</i>	<i>Weak-lined T Tauri Star</i>	<i>Main Sequence Star</i>
SKETCH					
AGE (YEARS)	10^4	10^5	$10^6 - 10^7$	$10^6 - 10^7$	$> 10^7$
mm/INFRARED CLASS	Class 0	Class I	Class II	Class III	(Class III)
DISK	Yes	Thick	Thick	Thin or Non-existent	Possible Planetary System
X-RAY	?	Yes	Strong	Strong	Weak
THERMAL RADIO	Yes	Yes	Yes	No	No
NON-THERMAL RADIO	No	Yes	No ?	Yes	Yes

Figura 2.31 - Propriedades das diferentes fases evolutivas dos OEJ's.
 Fonte: Feigelson e Montmerle (1999).

2.9.1 Massa de Jeans

A massa de Jeans é um dos critérios mais conhecidos para a avaliação da estabilidade de uma nuvem e um dos pilares das chamadas teorias clássicas, nas quais a gravidade é o ingrediente mais importante no colapso. Ela foi introduzida por Jeans (1902), em sua análise sobre a instabilidade gravitacional de uma nuvem infinita, homogênea e isotérmica.

Numa situação de equilíbrio, na ausência de forças externas (uma nuvem apenas com suporte térmico), a nuvem se torna instável e colapsa quando sua massa é maior do que a massa de Jeans, M_J , dada por (CARROLL; OSTLIE, 2007):

$$M_J \simeq \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (2.65)$$

onde m_H é a massa do átomo de hidrogênio, μ é o peso molecular médio das

partículas do meio e ρ_0 é a densidade inicial da nuvem.

Como a massa de Jeans diminui com o aumento da densidade, à medida que uma nuvem colapsa, pequenas regiões da nuvem alcançam o critério de Jeans e formam núcleos densos separadamente (fragmentação), que se contraem individualmente. A quantidade desses fragmentos é comparável com a quantidade de massas de Jeans que a nuvem contém (LARSON, 1978).

Apesar do modelo de Jeans ser matematicamente inconsistente, pois ignora o colapso do meio a volta do *core* formado, Larson (2003) mostrou que a massa de Jeans é um conceito válido e uma aproximação útil para a massa mínima na qual se inicia a fragmentação, independente da geometria considerada.

O colapso gravitacional de uma nuvem esférica, na ausência de forças externas, ocorre em uma escala de tempo característica designada tempo de queda livre, t_{ff} (CARROLL; OSTLIE, 2007; LARSON, 2003; MAOZ, 2007). Considerando que as partículas se precipitam em direção ao centro em queda livre, com aceleração constante dada por $a(r) = GM/R^2$, o tempo característico para o colapso é dado por:

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2}. \quad (2.66)$$

Se a pressão térmica fosse a única força se opondo à gravidade, NM's poderiam colapsar rapidamente e formar estrelas eficientemente. No entanto, a maioria delas forma estrelas com uma eficiência baixa, transformando apenas cerca de 3% de sua massa em estrelas (STAHLER; PALLA, 2004). O fato das NM's não transformarem rapidamente maior parte de sua massa em estrelas, apesar da predominância da gravidade sobre a pressão térmica, conduziu à opinião generalizada de que efeitos adicionais, tais como rotação, campos magnéticos ou turbulência, se contrapõem à gravidade, evitando dessa forma o colapso rápido (LARSON, 1985; NAKAMURA; LI, 2005; VÁZQUEZ-SEMADENI et al., 2005; ZINNECKER et al., 1992).

2.9.2 Massa de Bonnor-Ebert

Na teoria de Bonnor-Ebert, a análise da estabilidade de uma nuvem é feita considerando-a como uma esfera de gás de tamanho finito, em equilíbrio isotérmico e sob ação de pressão externa na fronteira. Mais detalhes sobre esta teoria podem ser encontrados na seção 3.2.1.

A massa de Bonnor-Ebert (BONNOR, 1956; EBERT, 1955) é a massa de uma nuvem

esférica a uma dada temperatura, que se mantém em equilíbrio sob a ação de forças externas. Para uma dada velocidade do som, V_s , uma esfera isotérmica torna-se instável e colapsa se sua massa de Bonnor-Ebert excede o valor crítico dado por (CARROLL; OSTLIE, 2007; LARSON, 2003):

$$M_{BE} = 1,18 \frac{V_s^4}{G^{3/2} P^{1/2}}. \quad (2.67)$$

A massa de Bonnor-Ebert tem a mesma forma dimensional que a massa de Jeans mas com um pequeno coeficiente numérico que reflete o fato de que a esfera de Bonnor-Ebert contém apenas matéria cuja densidade é maior do que a densidade do meio à sua volta enquanto que a esfera de Jeans contém também material de baixa densidade que pode ou não colapsar com o material denso (LARSON, 2003).

Devido ao gradiente de pressão, o tempo requerido para o colapso de cada camada radial em direção ao centro é aproximadamente igual ao tempo de queda livre calculado com base na densidade média em cada camada. Como resultado, as camadas mais internas e densas sempre colapsam mais rápido do que as externas e menos densas, e a densidade torna-se cada vez maior no centro (LARSON, 2003).

2.9.3 Massa magnética crítica

Considerando a estabilidade das NM's em função dos campos magnéticos, definiu-se a massa magnética crítica que a nuvem deve ter para que colapse. Esta é dada por (SHU et al., 1987b):

$$M_B = \frac{\Phi}{2\pi\sqrt{G}}, \quad (2.68)$$

onde $\Phi = \int B da$ é o fluxo magnético na nuvem e da é o elemento de área da superfície da nuvem.

Considerando um campo magnético constante, a massa magnética crítica pode ser escrita como (CARROLL; OSTLIE, 2007):

$$M_B = c_B \frac{\pi R^2 B}{G^{1/2}}, \quad (2.69)$$

onde $c_B = 380 \text{ N}^{1/2} \text{ m}^{-1} \text{ T}^{-1}$ e R é o raio da nuvem.

Nuvens com $M > M_B$ são consideradas supercríticas e as com $M < M_B$ são subcríticas. Geralmente, o caso subcrítico está relacionado com a formação de estrelas de baixa massa e o supercrítico à formação de estrelas em aglomerados

e à formação de estrelas massivas (EVANS-II, 1999; SHU et al., 1987b).

2.10 As teorias de formação estelar

Atualmente, os modelos de formação estelar se dividem em teorias do campo magnético forte, no qual o campo magnético tem maior relevância na formação das nuvens e das estrelas e a do campo magnético fraco, em que a turbulência tem papel mais relevante na evolução da nuvem (CRUTCHER, 2007; ELMEGREEN; SCALO, 2004; OSTRIKER et al., 1999). Campos para os quais $\sigma_B < 25^\circ$ são considerados fortes (CRUTCHER, 2012).

2.10.1 Teoria do campo magnético forte

No processo de formação de estrelas baseado na teoria do campo magnético forte, as nuvens são suportadas contra o colapso pelo campo magnético. Nesta teoria, as nuvens são formadas com massas subcríticas (vide seção 2.9.3) e o campo magnético é suficientemente elevado para contrariar e prevenir o colapso gravitacional (CRUTCHER, 2012; CRUTCHER; TROLAND, 2007).

As nuvens que são suportadas pelo campo magnético evoluem lentamente até formar *cores* por meio da difusão ambipolar (ELMEGREEN, 1979). Este processo é caracterizado pelo tempo de difusão ambipolar, τ_{AD} , que é o tempo necessário para que a NM atinja um valor crítico de campo magnético e inicie o colapso (CARROLL; OSTLIE, 2007; MACLOW; KLESSEN, 2004; MCKEE; ZWEIBEL, 1992).

$$\tau_{AD} = 25 \times 10^6 \left(\frac{B}{3 \mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{10^2 \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{\chi}{10^{-6}} \right) \left(\frac{R}{10 \text{ pc}} \right)^2 \text{ anos}, \quad (2.70)$$

onde χ é o grau de ionização da NM e R é o raio da região que sofre contração.

Nas condições típicas das NM's, a difusão ambipolar é lenta ($\tau_{AD} \sim 10^7$ anos), o que faz com que a nuvem evolua quase estaticamente antes do início do colapso (BERGIN; TAFALLA, 2007; TROLAND; CRUTCHER, 2008). No processo de difusão ambipolar, as partículas neutras fracamente acopladas com os íons, que por sua vez se encontram acoplados ao campo magnético, se movem em direção ao centro do *core* aumentando a sua massa. Em algum momento, o aumento da massa no centro supera o suporte magnético, o *core* se torna supercrítico e colapsa gravitacionalmente (e.g. CRUTCHER, 2012, MCKEE; OSTRIKER, 2007).

2.10.2 Teoria do campo magnético fraco

A teoria do campo magnético fraco considera que a turbulência é o principal ingrediente para a formação estelar e que as NM's se formam na interseção de fluxos turbulentos supersônicos (ELMEGREEN, 2000; CRUTCHER, 2012). Também considera que o campo magnético nas NM's é fraco e portanto, as nuvens são supercríticas (NAKANO; NAKAMURA, 1978; PADOAN et al., 2004).

Algumas das nuvens formadas evoluem e dispersam rapidamente sem atingir o estado de equilíbrio em aproximadamente 3-5 milhões de anos (BALLESTEROS-PAREDES et al., 1999; HARTMANN et al., 2001; VÁZQUEZ-SEMADENI et al., 2003) mas outras se tornam gravitacionalmente ligadas. Aquelas que são auto-gravitantes formam estrelas na escala de tempo de queda livre (ELMEGREEN, 2000; OSTRIKER et al., 2001).

Pelo fato do campo ser muito fraco não há direção preferencial para o colapso (MESTEL, 1966). Durante as fases iniciais de formação estelar, o campo magnético não resiste à torção pela turbulência, tornando-se caótico. À medida que o colapso ocorre, a turbulência é dissipada e o campo magnético se torna ordenado (CRUTCHER, 2012; ELMEGREEN, 2000; FEDERRATH; KLESSEN, 2012; PADOAN et al., 1999).

2.11 O papel do campo magnético na formação estelar

O campo magnético tem papel dual na formação estelar, podendo retardar ou acelerar o colapso. Ele dá suporte contra o colapso quando este ocorre perpendicularmente às linhas em campos poloidais e quando estes são suficientemente intensos (LI; SHU, 1996; MOUSCHOVIAS, 1987) e favorece a contração quando se trata de componentes toroidais de campos magnéticos hélicos (FIEGE; PUDRITZ, 2000).

Dois parâmetros adimensionais podem caracterizar a importância do campo magnético nas NM's. O primeiro é a razão entre a pressão térmica e a magnética e caracteriza se o gás é sub ou super-alfvénico (CRUTCHER et al., 1999). Este parâmetro é descrito pelo número de Mac-Alfvén, M_A (vide seção 2.1.2).

O segundo parâmetro caracteriza a importância da gravidade em relação ao campo magnético e é dado pela razão entre a massa da nuvem e o fluxo do campo magnético. Isto é, existe um valor crítico da razão massa-fluxo acima do qual o campo magnético pode prevenir o colapso e abaixo do qual ele não pode. Esta razão é dada por

(CRUTCHER, 2003):

$$\frac{M}{\Phi} = \frac{7,6 \times 10^{-21} N_{H_2}}{B_{tot}}, \quad (2.71)$$

onde N_{H_2} é a densidade de coluna do hidrogênio molecular e B_{tot} é a intensidade do campo magnético total. O campo magnético total está relacionado com B_{los} e com B_{pos} pelas relações $\overline{B_{los}} = |\overrightarrow{B_{tot}}|/2$ (CRUTCHER et al., 1999) e $\overline{B_{pos}} = \pi|\overrightarrow{B_{tot}}|/4$ (CRUTCHER, 2004), respectivamente. B_{los} é a componente do campo magnético ao longo da linha de visada, que pode ser medida através do efeito Zeeman em moléculas como OH, CN, H₂O (BOURKE et al., 2001; CRUTCHER; TROLAND, 2007; CRUTCHER et al., 1999; TROLAND; CRUTCHER, 2008).

Quando $M/\Phi > 1$ as nuvens são supercríticas. Neste caso, o campo magnético sozinho não pode parar o colapso e a autogravidade do *core* vai sobrepujar o suporte magnético mesmo que as linhas do campo estejam congeladas no fluido. A evolução da nuvem é caracterizada pelo colapso magneticamente diluído. Quando as nuvens são subcríticas ($M/\Phi < 1$), a gravidade não pode, por si só, sobrepopular o campo magnético e é necessário um longo período de tempo para que a nuvem colapse dinamicamente (SHU et al., 1987b).

O campo magnético também desempenha um papel importante nos estágios finais de formação de estrelas, tanto na mediação da acreção (BALSARA et al., 2001) assim como no lançamento de jatos bipolares que anunciam o nascimento de uma estrela (BALLY, 2016).

2.12 O papel da turbulência na formação estelar

Nas NM's, a turbulência também atua de maneira dual (VÁZQUEZ-SEMADENI et al., 2003). Em escalas maiores, ela dá suporte contra a gravidade e em pequenas escalas contribui para a formação de *cores* e promove o colapso gravitacional local (BALLESTEROS-PAREDES et al., 2007; ELMEGREEN; SCALO, 2004).

As recentes teorias da formação estelar enfatizam o papel da turbulência supersônica e consideram que ela é responsável pela forma irregular das NM's pois, ela gera choques que produzem grandes flutuações de densidade e comprimem o gás, de tal forma que as nuvens adquirem estruturas de filamentos (BALSARA et al., 2001; BATE et al., 2003; KLESSEN; BURKERT, 2001; PADOAN et al., 2001). Nesta teoria, os *clumps* e *cores* não são mais vistos como resultado da instabilidade gravitacional mas sim como resultado da turbulência supersônica (ELMEGREEN; SCALO, 2004).

Segundo Larson (2003), existe um limite inferior no tamanho da estrutura

comprimida que pode ser criada pela turbulência e este pode ser determinado pela escala em que a turbulência da nuvem se torna subsônica. Isto ocorre em escalas da ordem de 0,05 a 0,1 pc, que é aproximadamente igual à escala espacial dos *cores* pré-estelares. Simulações de [Kritsuk et al. \(2013\)](#) sugerem que nestas escalas ocorre a transição do regime dominado pela turbulência para o dominado pela gravidade e partir daí, os *cores* se tornam instáveis e levam à formação de *cores* pré-estelares.

3 METODOLOGIA

Construímos os mapas de extinção de Musca usando dados do IV próximo extraídos do catálogo 2MASS e a técnica NICE. No mapa obtido, identificamos condensações com picos de extinção $\gtrsim 10$ mag, construímos seus mapas de extinção e estudamos a distribuição da poeira e do gás. Analisamos as emissões do ^{13}CO , C^{18}O e NH_3 nessas condensações. Estudamos a estrutura interna e avaliamos a estabilidade das *cores* densas embebidas nas condensações Mu1, Mu4, Mu5, Mu10 e Mu13, que tem $A_V > 10$ mag e são potenciais locais de formação estelar. Para análise de estabilidade usamos o modelo de esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert. Estimamos os parâmetros físicos do gás em Musca por meio dos dados de extinção visual e de emissão de linhas. Também estudamos a variabilidade da emissão do maser de água de 22 GHz em IRAS 16293-2422, associando observações do ROI e de outros rádio telescópios. Devido à frequência com que foram realizadas estas observações, elas permitiram o estudo da variabilidade a longo termo (de dias à meses) e as do ROI permitiram também o acompanhamento da variabilidade de curto-termo, de horas à minutos.

3.1 Construção dos mapas de extinção

3.1.1 O catálogo 2MASS

O 2MASS é uma pesquisa de todo o céu, realizada entre 1997 e 2001, em três bandas no IV próximo, J (centrada em $1,24 \mu\text{m}$), H (centrada em $1,66 \mu\text{m}$) e K_s (centrada em $2,16 \mu\text{m}$), que designaremos simplesmente de K. Cada posição do céu foi observado simultaneamente nas três bandas durante 7,8 s, com um nível de detecção de 10σ . O catálogo 2MASS de fontes puntiformes contém 471 milhões de estrelas nas três bandas. 99% dessas estrelas têm magnitudes que satisfazem as condições $J < 15,8$; $H < 15,1$ e $K < 14,3$ (SKRUTSKIE *et al.*, 2006).

3.1.2 O método NICE

O método NICE deriva a extinção da nuvem a partir das medidas do excesso de cor das estrelas de fundo. Ele considera um campo de referência (comparação), supostamente "livre" de extinção e compara-o com a região em estudo, assumindo que a população estelar é similar em ambos campos (LADA *et al.*, 1994).

Conhecendo a cor intrínseca da estrela, o seu excesso de cor $E(H-K)$ é calculado por meio da expressão:

$$E(H - K) = (H - K)_{obs} - (H - K)_{intr}, \quad (3.1)$$

onde $(H-K)_{obs}$ é a cor observada em cada estrela do campo, $(H-K)_{intr}$ é a cor intrínseca das estrelas do campo, que é aproximada pela cor média das estrelas do campo de comparação, $(H-K)_{intr} = \overline{(H-K)_{comp}}$.

A extinção visual, A_V , é calculada da lei de extinção visual no sistema do 2MASS (NIELBOCK; CHINI, 2005), dada pela expressão seguinte:

$$A_V = 19,4E(H-K). \quad (3.2)$$

A incerteza associada é dada por:

$$\sigma_{A_V} = 19,4\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{comp}^2}, \quad (3.3)$$

onde σ_i é a incerteza na cor (H-K) observada em cada estrela do campo e σ_{comp} é a incerteza na cor intrínseca média das estrelas do campo de comparação.

Para produzir os mapas e caracterizar a estrutura global da nuvem suavizam-se os dados, convoluindo espacialmente as medidas de extinção com um filtro gaussiano (kernel) com um determinado parâmetro de suavização (resolução, h), cuja a escolha é um compromisso entre um mapa com alta relação sinal-ruído e baixa resolução espacial ou, um mapa mais ruidoso com alta resolução espacial (LOMBARDI; ALVES, 2001). A forma do filtro gaussiano é dada por:

$$K(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{r_i^2}{2h^2}\right), \quad (3.4)$$

onde h é a resolução do mapa, $r_i^2 = (\delta - \delta_i)^2 + (\alpha - \alpha_i)^2 \cos^2(\delta)$; α, β são as coordenadas de cada ponto do mapa de extinção e α_i, β_i são as coordenadas de cada estrela do campo.

A extinção visual em cada ponto α, δ é então calculada usando a expressão:

$$A_V(\alpha, \delta) = \frac{\sum_{i=1}^n K(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i) \times A_V(\alpha_i, \delta_i)}{\sum_{i=1}^n K(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i)}, \quad (3.5)$$

onde n é o número total de estrelas observadas na região e $A_V(\alpha_i, \delta_i)$ é dada pela Equação 3.2.

A incerteza σ_{A_V} associada a determinação da extinção em cada ponto α, δ é dada

por (LOMBARDI; ALVES, 2001):

$$\sigma_{A_V}(\alpha, \delta) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n K^2(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i) \times \sigma_{A_V}^2(\alpha_i, \delta_i)}{\sum_{i=1}^n K^2(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i)}}, \quad (3.6)$$

onde $\sigma_{A_V}(\alpha_i, \delta_i)$ é dada pela Equação 3.3.

3.1.3 Aplicação do método NICE em Musca

Para estimar os excessos de cor observados, buscamos as magnitudes JHK das estrelas situadas na região de Musca e num campo de comparação próximo da nuvem e respectivas incertezas ($\sigma_{J,H,K}$) no catálogo 2MASS. Consideramos somente estrelas que satisfazem às seguintes condições: $J \leq 16$ mag, $H \leq 15,5$ mag, $K \leq 15$ mag e cuja incerteza fotométrica nas três bandas é menor ou igual a 0,1 mag, o que garante uma razão sinal-ruído ≥ 10 . Retiramos estrelas com excesso de cor $E(H-K) < \sigma_{H-K}$ para remover as estrelas de *foreground* que podem estar presentes na região de estudo e contaminar as estimativas de extinção. Nas Figuras 3.1 e 3.2 são mostrados os diagramas cor-cor das estrelas do campo de comparação e das regiões mapeadas, respectivamente. As coordenadas centrais do campo de comparação são $A.R._{J2000.0} = 12^h 09^m 50^s$ e $Decl._{J2000.0} = -71^\circ 03' 30''$, e o seu tamanho é de $15' \times 15'$. As coordenadas centrais e as médias do excesso de cor das estrelas das regiões mapeadas se encontram na Tabela 3.1.

O diagrama cor-cor das estrelas do campo de comparação mostra que as estrelas deste campo são aparentemente normais com valores de excesso de cor similares aos das estrelas da sequência principal. Não existe evidência de estrelas significativamente avermelhadas neste campo. As estrelas deste campo têm excesso de cor $E(H-K)=0,15 \pm 0,09$ mag e $E(J-H)=0,50 \pm 0,16$ mag. Estes valores são similares aos valores encontrados por Bessell e Brett (1988) e Koornneef (1983) para estrelas do tipo G e K.

Para encontrar o melhor valor de resolução dos mapas, testamos vários valores de h , entre $20''$ e $60''$. Na Figura 3.3 são mostrados os mapas de extinção visual da região norte de Musca obtidos com 3 valores de h , 20, 40 e $60''$. Podemos ver que quando h é $20''$, o mapa é ruidoso e quando h é $60''$, o mapa perde detalhes.

Neste trabalho usamos $h=40''$ para o mapa geral da nuvem e $h=30''$ para os mapas individuais das condensações com $A_V > 10$ mag. Ambos valores de h fornecem uma razão sinal-ruído maior do que 3.

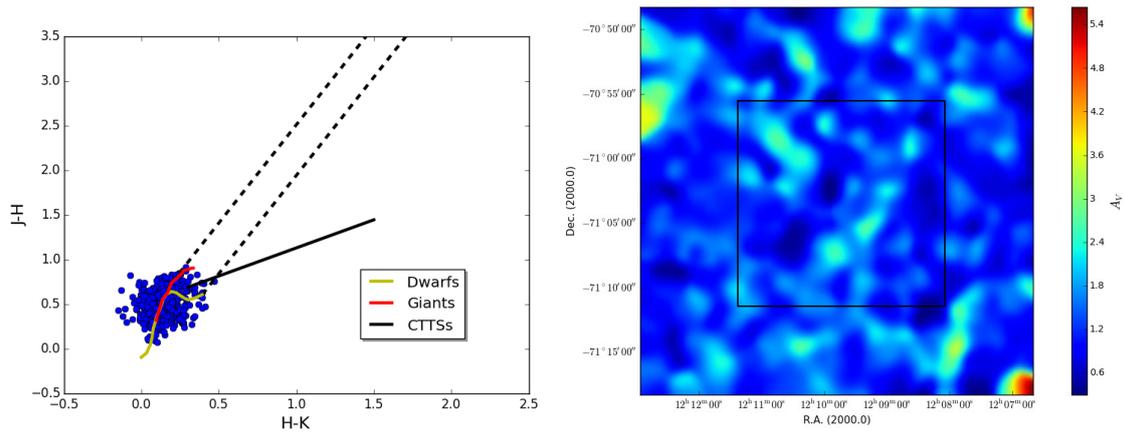


Figura 3.1 - Diagrama cor-cor das estrelas do campo de comparação e mapa de extinção à volta dessa região. No painel à esquerda temos o diagrama cor-cor das estrelas do campo de comparação. As duas linhas paralelas tracejadas mostram a região de avermelhamento das estrelas da sequência principal. No painel da direita temos o mapa de extinção da região onde se encontra o campo de comparação, que está demarcada pelo quadrado preto.

Tabela 3.1 - Valores médios do excesso de cor observado em cada região de Musca.

Região	Coordenadas centrais		tamanho da região ($' \times '$)	excesso de cor		n ^o de estrelas
	A. R.	Decl.		$\overline{H-K}$	$\overline{J-H}$	
Norte	12 32 00,0	-71 01 00,0	60	0,18±0,12	0,60±0,22	5484
Sul	12 23 31,3	-72 00 08,7	60	0,19±0,11	0,61±0,20	5155
Mu13	12 35 20,6	-70 39 33,7	10	0,25±0,17	0,76±0,31	150
Mu11	12 32 11,0	-71 02 27,1	10	0,33±0,15	0,88±0,29	197
Mu10	12 30 40,0	-71 03 25,0	10	0,34±0,19	0,89±0,35	158
Mu9	12 30 49,0	-71 10 36,0	10	0,31±0,15	0,83±0,29	178
Mu8	12 29 36,6	-71 10 39,0	10	0,30±0,16	0,86±0,31	161
Mu6	12 26 55,0	-71 28 38,0	10	0,33±0,13	0,83±0,26	180
Mu5	12 25 40,5	-71 41 39,7	10	0,33±0,15	0,89±0,29	160
Mu4	12 24 22,9	-71 51 44,3	15	0,29±0,15	0,78±0,29	347
Mu1	12 21 40,9	-72 19 57,4	10	0,32±0,14	0,82±0,27	171

Notas: Na coluna 1 se encontra a designação da região, nas colunas 2 e 3 se encontram as coordenadas equatoriais das posições centrais de cada região. Na coluna 4, é dado o tamanho da região mapeada. Nas colunas 5 e 6 são dados os valores médios do excesso de cor, H-K e J-K, respectivamente. Na coluna 7 é dada a quantidade de estrelas usada para construir os mapas de extinção em cada região.

A NE Musca foi dividida em duas regiões, designadas de Norte e Sul, cada uma com $1^\circ \times 1^\circ$. O tamanho das condensações foi definido de tal forma que cada uma fosse mapeada completamente.

Como o método NICE mede a extinção média em uma determinada região do céu, incertezas podem ser introduzidas se a extinção não é uniformemente distribuída na região. Isto pode acontecer se a nuvem é fragmentada e possui sub-estruturas com escalas menores do que a resolução do mapa (LOMBARDI, 2009). No entanto, de acordo com Lombardi (2009) e Lombardi e Alves (2001), as incertezas introduzidas não são significativas para nuvens próximas, que é o caso de Musca. Além disso, o

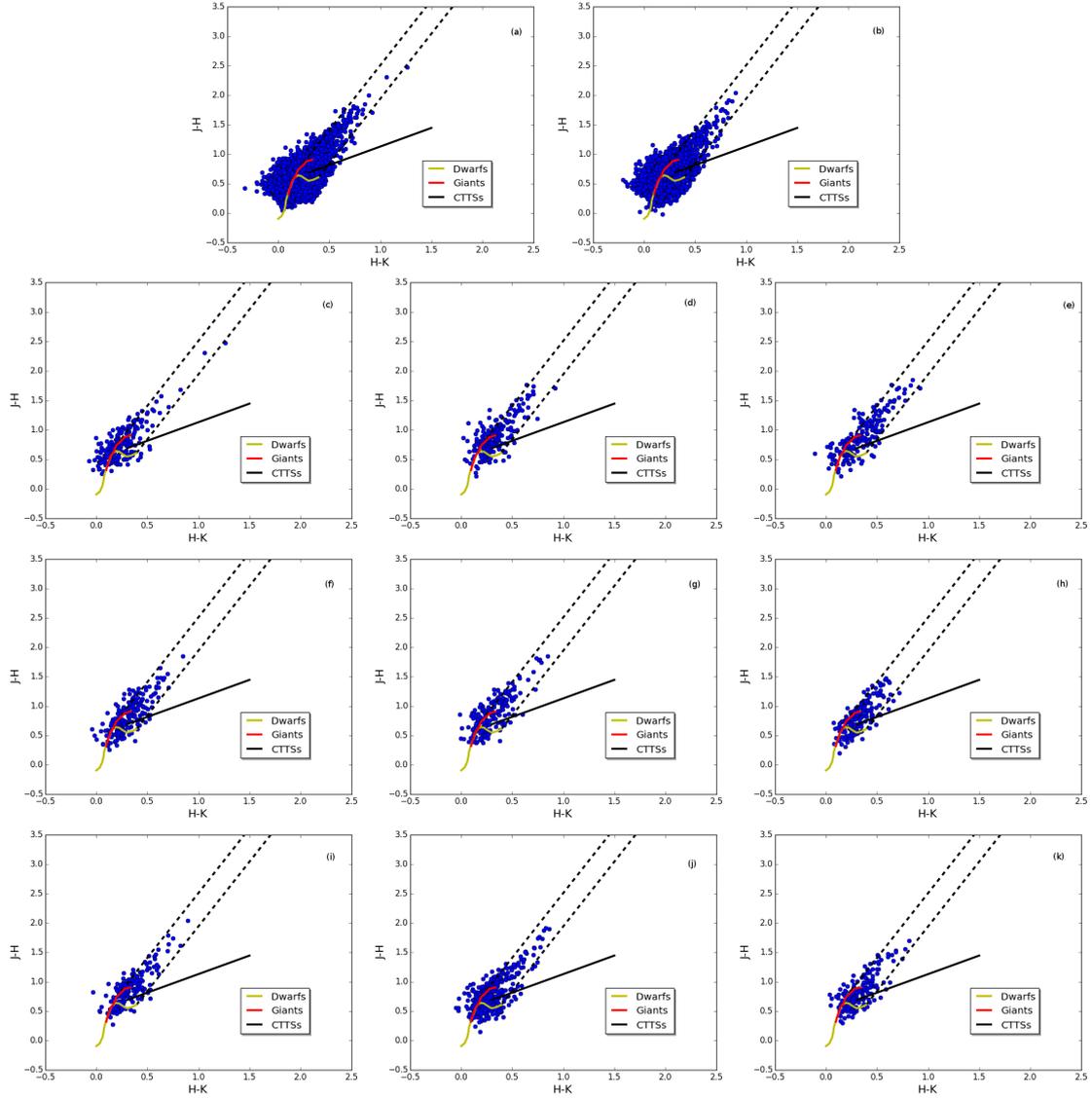


Figura 3.2 - Diagramas cor-cor das estrelas de Musca. Em cada painel é mostrado o diagrama cor-cor das regiões mapeadas: norte (painel a) e sul de Musca (painel b), condensações Mu13 (painel c), Mu11 (painel d), Mu10 (painel e), Mu9 (painel f), Mu8 (painel g), Mu6 (painel h), Mu5 (painel i), Mu4 (painel j) e Mu1 (painel k). As duas linhas paralelas tracejadas mostram a região de avermelhamento das estrelas da sequência principal.

método NICE também introduz *bias* em regiões de extinção elevada, o que pode levar a subestimação da densidade de coluna (ou extinção visual), principalmente nas regiões mais densas da nuvem. Assim, considerando a sensibilidade do 2MASS assim como o *bias* introduzido pela técnica NICE, os valores de extinção visual e do parâmetro de estabilidade devem ser considerados como limites inferiores, como mostrado por [Racca et al. \(2009\)](#).

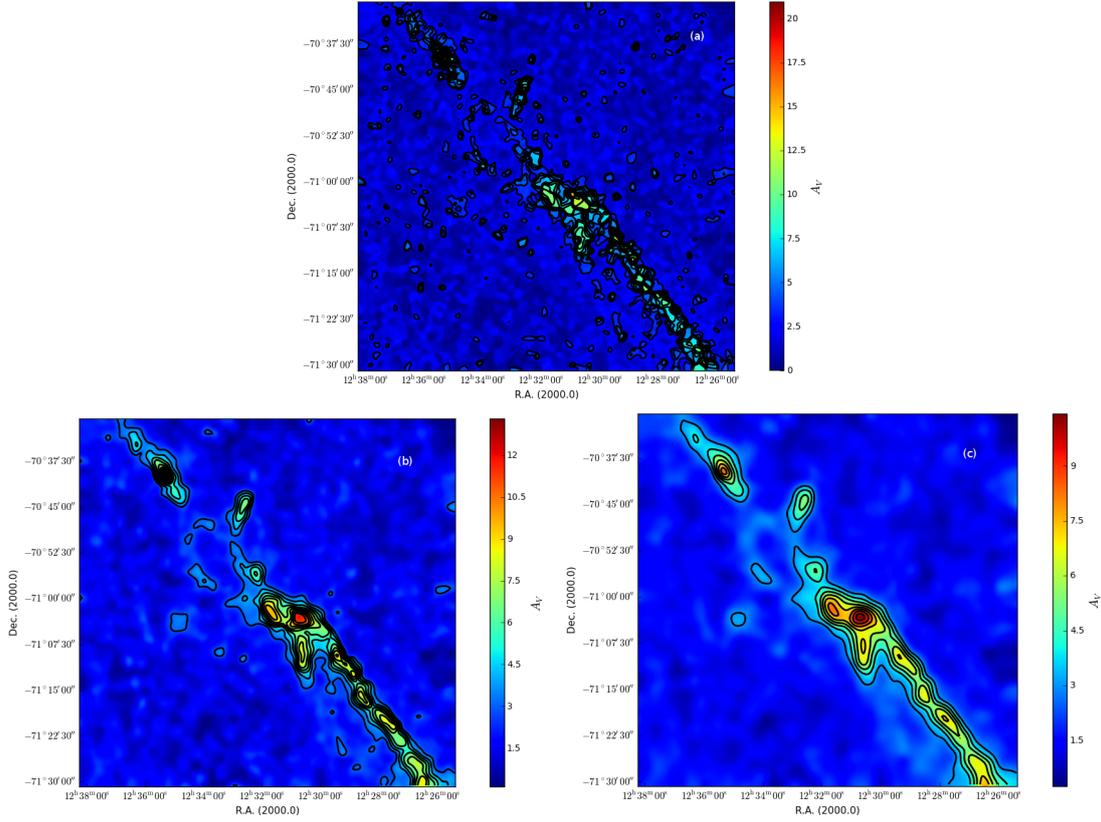


Figura 3.3 - Mapas de extinção visual da região norte de Musca construídos com resoluções diferentes. No painel (a) $h=20''$ e nos painéis (b) e (c) $h=40''$ e $60''$, respectivamente. Os contornos de extinção iniciam em 3 mag e aumentam em intervalos de 1 mag em todos os mapas.

3.2 Perfis radiais dos *cores* densos e ajuste por esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert

3.2.1 A esfera de Bonnor-Ebert

Uma esfera de Bonnor-Ebert é uma esfera de gás autogravitante em equilíbrio hidrostático, onde a pressão e a densidade em cada ponto estão relacionadas pela equação do gás no estado isotérmico (BONNOR, 1956; EBERT, 1955). A equação que descreve essa esfera de gás é a equação modificada de Lane-Emden:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\phi}{d\xi} \right) = e^{-\phi}, \quad (3.7)$$

onde $\phi(\xi) = -\ln(\rho/\rho_c)$, $\xi = (r/V_s)\sqrt{4\pi G\rho_c}$ é o parâmetro radial adimensional, ρ_c é a densidade central, V_s é a velocidade do som no gás isotérmico, $V_s^2 = \frac{P}{\rho} = \frac{kT}{\mu m_H}$ (DYSON; WILLIAMS, 1997) e G é a constante gravitacional.

Bonnor (1956) e Ebert (1955) demonstraram que o perfil normalizado de uma esfera de gás com raio R e densidade central ρ_c é caracterizado por um parâmetro de estabilidade ξ_{max} , cujo valor crítico é 6,5. Esferas com $\xi_{max} > 6,5$ são instáveis ao colapso gravitacional enquanto que as estáveis têm $\xi_{max} < 6,5$. O parâmetro de estabilidade é dado por:

$$\xi_{max} = \frac{R}{V_s} \sqrt{4\pi G \rho_c}. \quad (3.8)$$

O contraste de densidade do gás entre a borda e o centro da esfera em função de ξ_{max} é dado por:

$$\frac{\rho_c}{\rho_R} = e^{\phi(\xi_{max})}. \quad (3.9)$$

O valor crítico $\xi_{max} = 6,5$ corresponde ao contraste de densidade centro-borda de 14. Valores crescentes do parâmetro de estabilidade indicam esferas com as regiões centrais mais densas. Nas esferas com $\xi_{max} < 6,5$, o contraste de densidade centro-bordas é menor do que 14.

3.2.2 Ajuste de esferas de Bonnor-Ebert aos perfis radiais de extinção

Construímos os perfis radiais de extinção dos *cores* definindo sua posição central como sendo aquela onde se observa o máximo de extinção. Na Tabela 3.2 são dadas as coordenadas equatoriais e o valor máximo de extinção alcançado nos *cores* para os quais estudamos sua estabilidade. Mu4 contém 2 *cores*, que os designamos de Mu4A e Mu4B.

Tabela 3.2 - Extinção visual máxima nos *cores* modelados por esferas de Bonnor-Ebert.

Core	$\alpha_{J2000.0}$ (h:m:s)	$\delta_{J2000.0}$ (° : ' : ")	A_V^{max} (mag)
Mu13	12 35 22,2	-70 39 48,8	17,1
Mu10	12 30 59,4	-71 02 38,4	12,7
Mu5	12 25 41,2	-71 41 59,7	14,2
Mu4A	12 24 40,3	-71 47 59,9	12,8
Mu4B	12 24 20,5	-71 51 13,7	12,3
Mu1	12 21 29,2	-72 20 19,7	11,6

Em seguida, definimos anéis concêntricos, com largura de 30'' centrados em cada *core* e encontramos a média da extinção na frequência de Nyquist, obtendo um valor médio de extinção a cada 15''. Em seguida, modelamos os perfis obtidos por esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert.

Para ajustar os perfis de extinção teóricos aos perfis observados em cada *core*,

construímos uma série de perfis de Bonnor-Ebert resolvendo numericamente a Equação 3.7 pelo método de quarta ordem de Runge-Kutta, considerando as condições de fronteira padrão, $\phi(0) = 0$ e $d\phi(0)/d\xi = 0$.

Para vários valores do parâmetro de estabilidade (variado de 3 a 15 em intervalos de $\Delta\xi = 0,1$) e temperatura (variada de 5 a 30 K em intervalos de $\Delta T = 0,1$ K), obtivemos a densidade volumétrica $n(r)$ e a integramos ao longo da linha de visada para obtermos a densidade de coluna do hidrogênio:

$$N_{BE}(r) = 2 \times \int_r^R n(r') \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r^2}}, \quad (3.10)$$

onde r é a distância projetada ao centro do *core*.

Para a conversão da densidade de coluna em extinção visual adotamos a razão gás-poeira de Bohlin et al. (1978) e Savage e Mathis (1979), levando em conta apenas a contribuição do hidrogênio molecular ao longo da linha de visada pois, nas regiões analisadas ($A_V \geq 3$ mag), maior parte do hidrogênio está na forma molecular (HOLLENBACH et al., 1971; van DISHOECK; BLACK, 1988; WHITTET et al., 1987). A razão gás-poeira é dada por:

$$N_{H_2} = 0,94 \times 10^{21} A_V \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}. \quad (3.11)$$

O ajuste do modelo de Bonnor-Ebert é avaliado usando a função χ^2 reduzida dada por:

$$\chi_r^2 = \frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n \left[\frac{A_V^{BE}(i) - A_V^{obs}(i)}{\sigma_i} \right]^2, \quad (3.12)$$

onde n é o número de pontos considerados no perfil e σ_i é a incerteza na extinção observada. Os perfis de melhor ajuste são aqueles com $\chi_r^2 \approx 1$ e probabilidade acumulada de $p \sim 0,5$ (BEVINGTON; ROBINSON, 2003).

Para estimar a incerteza dos parâmetros de melhor ajuste fizemos a segunda derivada de χ_r^2 com relação aos parâmetros ξ_{max} e T . De acordo com Bevington e Robinson (2003) temos:

$$\sigma_{\xi_{max}}^2 = 2 \left(\frac{\partial^2 \chi_r^2}{\partial \xi_{max}^2} \right)^{-1}, \quad (3.13a)$$

$$\sigma_T^2 = 2 \left(\frac{\partial^2 \chi_r^2}{\partial T^2} \right)^{-1}. \quad (3.13b)$$

3.3 Determinação dos parâmetros físicos do gás por meio dos dados de extinção visual

3.3.1 Massa e estabilidade da nuvem

A massa da nuvem foi calculada por (DICKMAN, 1978a):

$$M = (\alpha d)^2 \mu \frac{N_{H_2}}{A_V} \sum_i A_V(i), \quad (3.14)$$

onde α é o tamanho angular do pixel em radianos, $A_V(i)$ é a extinção em cada pixel, $\mu=1,4$ é o peso médio por partícula, d é a distância da nuvem. Musca dista à 150 pc (KNUDE; HOG, 1998).

Com base na massa estimada e no comprimento da nuvem obtido dos mapas de extinção calculamos a densidade linear de massa (M/L) e avaliamos a estabilidade de Musca, comparando a densidade linear de massa crítica (M_l^{crit}) estimada das linhas de ^{13}CO com a densidade linear de massa estimada dos mapas de extinção (M/L).

Desprezando o campo magnético e a pressão externa, a densidade linear de massa crítica de um cilindro de gás isotérmico com massa média μm_H por e temperatura T é dada por (OSTRIKER, 1964):

$$M_l^{crit} = \frac{2kT}{\mu m_H G}. \quad (3.15)$$

A temperatura usada na expressão acima é o valor efetivo devido aos movimentos térmicos e não térmicos estimada da largura de linha observada na nuvem.

A densidade linear crítica corresponde à massa por unidade de comprimento que uma nuvem com estrutura filamentar deve ter para se comportar como um cilindro autogravitante. Os filamentos são instáveis se sua densidade linear de massa é maior do que o valor crítico. Neste caso, eles podem fragmentar se perturbados. Quando a densidade linear de massa é menor do que a densidade linear de massa crítica, os filamentos não são gravitacionalmente ligados e podem dispersar com o tempo (INUTSUKA; MIYAMA, 1997).

3.3.2 Parâmetros físicos dos *cores* densos obtidos dos perfis radiais

Construídos os perfis radiais de extinção dos *cores* obtivemos o raio de cada *core*, R , que corresponde à distância do centro do *core* até o ponto no qual o perfil de extinção atinge um valor constante de extinção visual ou *plateau* (TEIXEIRA et al., 2005) e estimamos alguns parâmetros físicos observacionais dos *cores*.

A massa do *core* foi calculada integrando o perfil de densidade até o raio do *core*, R .

$$M = \mu m_{H_2} \int_{\Omega} N_{H_2} d\Omega, \quad (3.16)$$

onde $\mu = 1,4$ é o peso médio do gás, m_{H_2} é a massa da molécula de hidrogênio, N_{H_2} é a densidade de coluna do hidrogênio molecular e Ω é a área da nuvem projetada no plano do céu.

Subtraindo a contribuição do *plateau*, temos a massa do *core* denso embebido:

$$M = 2\pi \left(\frac{N_{H_2}}{A_V} \right) \mu m_{H_2} d^2 \int_0^R (A_V - A_V^{plateau}) r dr, \quad (3.17)$$

onde d é a distância da nuvem.

A densidade volumétrica média dos *cores* é calculada pela expressão:

$$\bar{n} = \frac{3M}{4\pi\mu m_{H_2} R^3}. \quad (3.18)$$

3.3.3 Parâmetros físicos dos *cores* densos obtidos do ajuste de Bonnor-Ebert

Do melhor ajuste de Bonnor-Ebert obtivemos o parâmetro de estabilidade (ξ_{max}) e a temperatura de Bonnor-Ebert (T) de cada *core*. A partir destes valores estimamos os parâmetros físicos teóricos dos *cores*.

A densidade central de massa foi estimada por:

$$\rho_c = \frac{1}{4\pi G} \left(\frac{V_s \xi_{max}}{R} \right)^2. \quad (3.19)$$

A densidade volumétrica central de partículas por:

$$n_c = \frac{\rho_c}{\mu m_{H_2}}. \quad (3.20)$$

A massa de gás da esfera de Bonnor-Ebert por:

$$M_{BE} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\rho_c}} \left(\frac{V_s^2}{G}\right)^{3/2} \xi_{max}^2 \left(\frac{d\phi}{d\xi}\right)_{\xi=\xi_{max}}. \quad (3.21)$$

A pressão externa, que corresponde à pressão que o material externo exerce na borda de cada *core* denso, foi estimada por:

$$P_{ext} = V_s^2 \rho_c e^{-\phi(\xi_{max})}. \quad (3.22)$$

3.3.4 Observação das linhas de emissão da transição J=1-0 do ^{13}CO e do C^{18}O

As observações da transição J=1-0 de ^{13}CO (110,2 GHz) e C^{18}O (109,8 GHz) foram realizadas com a antena de 15 m do Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST), em La Silla, no Chile em 1992, por José Williams Vilas-Boas e colaboradores. Nessas observações foram usados analisadores espectrais acusto-ópticos com 2048 canais, largura de banda de 100 MHz e resolução espectral de $0,12 \text{ km s}^{-1}$. A largura e a eficiência do feixe foram $48''$ e 0,9, respectivamente. A precisão do apontamento da antena foi melhor do que $10''$, verificada sistematicamente através da observação dos masers de SiO em VYCMa, Ik Tau e R Car.

Para obter a correção da atenuação atmosférica as observações foram calibradas contra uma carga fria. Foram usados dois receptores para obter espectros independentes a cada minuto. As observações foram feitas no modo *frequency switching*¹ (MANGUM, 2006), com deslocamento em frequência de 7 MHz. O tempo de integração do ^{13}CO foi de 2 minutos e para o C^{18}O foi de 6 minutos. A temperatura de sistema variou entre 370 e 420 K e o *rms* típico da temperatura de antena foi de 0,06 K obtido do ajuste da linha de base. A razão sinal-ruído geralmente foi maior do que 10.

¹Neste modo de observação, a fonte é rastreada continuamente e a frequência de observação é deslocada de um certo intervalo de frequência, que é definido em função da complexidade do espectro da fonte. Esse deslocamento não pode ser maior do que uma dezena de MHz.

3.3.5 Observação das linhas de emissão da transição J=K=1 do NH₃

As observações da transição J=K=1 de NH₃ (23,7 GHz) foram realizadas em 1994, com a antena de 64 m do rádio telescópio do Parkes, na Austrália por José Williams Vilas-Boas e colaboradores. Nas observações foi usado um autocorrelacionador com 1024 canais, com resolução espectral de 0,1 km s⁻¹ por canal e uma largura de banda total de 126 km s⁻¹. Somente a região mais interna do telescópio, com 44 m de diâmetro, foi iluminada, dando uma largura do feixe de 81'' e eficiência de feixe de 0,32. Foi usada a fonte B228 para a calibração dos espectros.

Foram feitas correções para a variação do ganho do telescópio com o ângulo zenital e para a atenuação atmosférica. As observações também foram feitas no modo *frequency switching*, com deslocamento em frequência de 2,6 MHz. O tempo de integração foi de 2 minutos e meio por espectro. A temperatura de sistema foi tipicamente de 70 K e o *rms* da temperatura de antena foi de 0,03 K, obtido do ajuste da linha de base. A Tabela 3.3 fornece as coordenadas centrais das condensações observadas pelas linhas de CO e NH₃ assim como as moléculas observadas em cada uma delas. Não temos observações de linhas em Mu1. Na primeira coluna se encontra o nome da condensação. Da segunda à quinta coluna se encontram as coordenadas equatoriais das posições centrais de cada condensação² e na sexta coluna são indicadas as moléculas que observamos nessas condensações. A designação das condensações é de acordo com Vilas-Boas et al. (1994).

Tabela 3.3 - Condensações de Musca observadas em ¹³CO, C¹⁸O e NH₃

Desig.	$\alpha_{J1950.0}$ (h:m:s)	$\delta_{J1950.0}$ (° : ' : ")	$\alpha_{J2000.0}$ (h:m:s)	$\delta_{(J2000.0)}$ (° : ' : ")	Observada em
Mu1	12 18 52	-72 05 21	12 21 44.00	-72 22 00.0	–
Mu4	12 21 29	-71 35 56	12 24 30.00	-71 50 19.0	¹³ CO, C ¹⁸ O
Mu5	12 22 30	-71 24 38	12 25 35.60	-71 42 35.0	¹³ CO, C ¹⁸ O
Mu6	12 23 20	-71 09 60	12 26 15.00	-71 26 36.0	NH ₃
Mu8	12 26 19	-70 54 13	12 29 36.56	-71 10 39.0	¹³ CO, C ¹⁸ O
Mu9	12 27 50	-70 54 01	12 30 49.00	-71 10 36.0	NH ₃
Mu10	12 27 57	-70 46 18	12 31 01.98	-71 03 04.3	¹³ CO, C ¹⁸ O
Mu11	12 28 42	-70 45 07	12 31 41.00	-71 01 42.0	NH ₃
Mu13	12 32 05	-70 24 15	12 35 06.00	-70 40 48.0	¹³ CO, C ¹⁸ O, NH ₃

²A conversão das coordenadas do catálogo J1950.0 para o catálogo J2000.0 foi feita com o *software* disponível na página <http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Lookup/wwlookup>.

3.3.6 Observações da emissão do maser de água em IRAS 16293-2422

As observações realizadas com a antena de 13,7 m de diâmetro do Rádio Observatório do Itapetinga (ROI³) decorreram entre 1991-1996 e entre 2009-2012. A antena está contida em uma redoma para protegê-la da ação do vento e da radiação solar. Nas frequências observadas, a transparência da redoma é da ordem de 0,91 (informação fornecida pela ESSCO durante a troca da redoma em 2000). Durante as observações, a antena estava equipada com um receptor refrigerado a 100 K. A precisão de apontamento da antena era melhor que 1 minuto de arco e de rastreamento melhor que 20 segundos de arco. A eficiência de abertura é de 0,4.

As primeiras observações, entre 1991 e 1996, foram realizadas por Eugênio Scalise Jr., Avelino Gomes Balboa e Gabriel Hickel (dados cedidos gentilmente). Nestas observações foi usado o espectrômetro acústico óptico (EAO) com 2042 fotodiodos e resolução espectral de 40 kHz ($0,54 \text{ km s}^{-1}$). Observações entre 2009-2010 foram feitas por Thiago Monfredini (uma parte das quais foi discutida em sua dissertação de mestrado, MONFREDINI, 2010) e as de 1996 e entre 2011-2012 por José Williams Villas-Boas. Estas observações foram realizadas com EAO de 2048 fotodiodos e resolução espectral de 70 kHz ($0,94 \text{ km s}^{-1}$), correspondendo à 3 fotodiodos. A largura de banda correspondente é de 642 km s^{-1} . Nas observações realizadas entre 2009 e 2012 foi utilizado um receptor criogênico equipado com um amplificador de alto ganho e baixa figura de ruído no *front-end*.

As observações entre 1991-1996 foram bastante espaçadas no tempo. A partir de 2009 as observações foram mais regulares. Em alguns períodos, a fonte foi observada por dias seguidos durante várias horas consecutivas, o que permitiu o acompanhamento da variabilidade de curto período. Uma parte das observações de 2011 (17 observações no dia 10/10/2011) foi realizada no modo *frequency switching*, com deslocamento de 4 MHz, e as restantes foram feitas no modo *on-off*⁴. Em ambos os casos, o tempo de integração de cada espectro variou entre 9 e 300 segundos. O *rms* típico da temperatura de antena foi de 0,1 K obtido do ajuste da linha de base. A razão sinal-ruído geralmente foi maior do que 3.

Na Tabela 3.4 se encontram as características das observações realizadas em outros rádio telescópios. Na coluna 1 temos o nome do rádio observatório, na 2 temos o

³O ROI está localizado em Atibaia, em São Paulo (SP) e é operado pela Coordenação Geral de Ciências Espaciais do INPE-CEA.

⁴Neste modo observacional, são feitas observações sequenciais entre a fonte e o céu para subtrair a contribuição do céu, obtendo-se então a diferença entre o sinal da fonte mais o céu e o sinal do céu.

tamanho da antena para as observações de antena única e na 3 temos a configuração das observações interferométricas, na 4 temos a resolução espectral e na 5 a largura de banda. Na coluna 6 temos a largura do feixe para as observações de antena única e a largura do feixe sintetizado para as observações interferométricas. Na coluna 7 temos as fontes onde podem se encontrar informações mais detalhadas de cada observação.

Tabela 3.4 - Características de outros rádiotelescópios onde foi observada a emissão do maser de H₂O em IRAS 16293-2422.

Observat.	Diâm. da ant. (m)	Conf. do interf.	Resol. espect. (km s ⁻¹)	Larg. de band (km s ⁻¹)	HPBW	Observada por
JNET	–	–	0,1	435	0'',021×0'',021	Imai et al. (1999)
KNIFE	–	–	0,1	435	0'',014×0'',014	Imai et al. (1999)
VERA*	–	–	0,21-0,42	217	0'',01×0'',001	Imai et al. (2007)
VLA	–	A	0,33	20,3	0'',18×0'',08	Wootten (1993)
	–	A	0,08	10,5	0'',14×0'',08	Alves et al. (2012)
	–	C	0,33	20,3	0'',14×0'',06	Wootten (1989)
	–	C/D	0,33	20,8	3'',2×2'',8	Wilking e Claussen (1987)
VLBA [†]	–	–	0,21	54	0'',001×0'',0006	Wootten et al. (1999)
Haystack [‡]	37	–	0,029-0,11	36-210	90''	Claussen et al. (1996)
NRAO	43	–	0,15	154	1',3	Wootten (1993)
NRO	45	–	0,5	256	75''	Furuya et al. (2003)

Notas: NRAO- National Radio Astronomy Observatory; NRO- Nobeyama Radio Observatory; VLA- Very Large Array; VERA-VLBI Exploration of Radio Astrometry, VLBI- Very Long Baseline Interferometer; VLBA- Very Long Baseline Array; KNIFE-Kashima-Nobeyama interferometer; J-net-Japanese domestic VLBI network.

*-As observações do VERA foram realizadas com duas configurações diferentes, com resolução espectral de 0,21 e 0,42 km s⁻¹ cada uma. A largura do feixe sintetizado variou entre 0,01''×0,0007'' e 0,002''×0,001''.

[†]-Na mesma época em que Wootten (1993) realizaram observações com o VLBA, também fizeram com uma antena do VLA mas não estão especificadas suas características.

[‡]-As observações foram realizadas com resoluções espectrais diferentes, 0,073, 0,11, 0,049 e 0,029 km s⁻¹. As correspondentes larguras de banda são 36, 53, 40 e 210 km s⁻¹, respectivamente.

3.3.7 Redução de dados das linhas de emissão de ¹³CO, C¹⁸O, NH₃ e H₂O

Para a redução dos dados usamos os *softwares* DRAWSPEC ⁵ e o GILDAS⁶, desenvolvidos para a redução de dados de emissões de linhas e contínuo. Na Figura 3.4 mostramos o passo a passo para a redução dos dados, tomando como exemplo o espectro de emissão de NH₃ em B228 (Barnard 228), que serviu de calibrador.

No espectro "cru" (painel a) descartamos os dados das extremidades de cada espectro, onde a temperatura de antena apresenta dispersão elevada, resultando

⁵Disponível em <http://www.cv.nrao.edu/~hlszt/programs.html>

⁶Disponível em <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

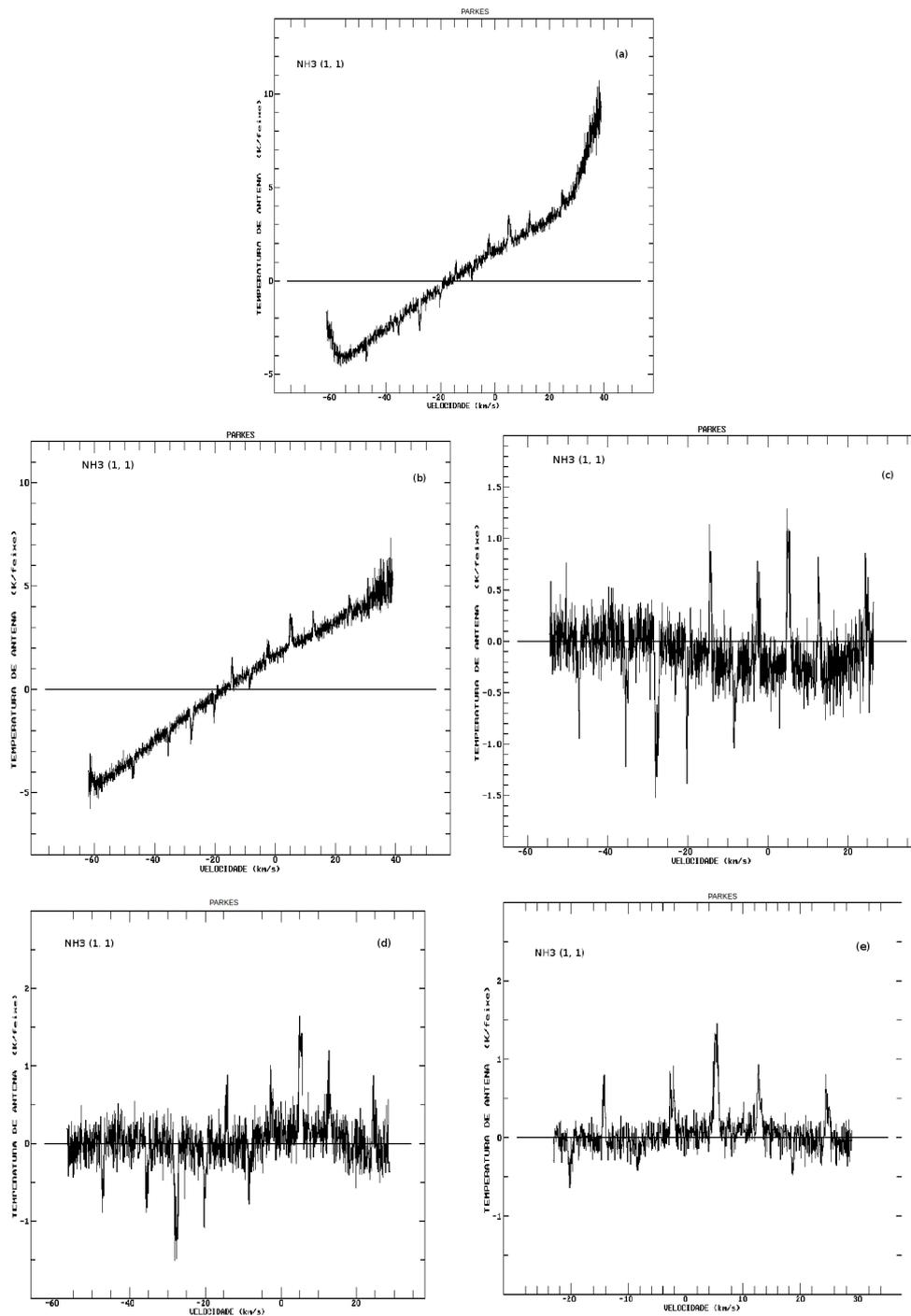


Figura 3.4 - Ilustração do processo de redução de dados. No painel *a* mostramos o espectro "cru" de emissão de NH_3 em B228, no painel *b* o espectro depois de retiradas as bordas e no *c* o espectro depois de retirada a linha de base de grau 1. No painel *d* se encontra o espectro depois de descontada a contribuição da "onda estacionária" e no painel *e* o espectro final depois de todo o processo de redução.

no espectro mostrado no painel b. Em seguida, definimos os intervalos de velocidade no espectro, sem a presença de linhas espectrais, a partir dos quais foram ajustadas as linhas de base por meio de polinômios, conforme a necessidade, para descontar a emissão do contínuo. Retiramos a contribuição da emissão do contínuo e o espectro resultante se encontra no painel c. Este espectro apresenta linhas na parte superior e na inferior devido a técnica de observação adotada (*frequency-switching*).

Em seguida fizemos uma inspeção visual dos espectros para verificar a presença de ondas estacionárias. Quando identificadas (painel c), foram removidas utilizando uma ferramenta *standing waves* do DRAWSPEC, resultando no espectro d. Este espectro passa por uma ferramenta designada *folding* (ESO, 2015), onde o espectro na posição central é subtraído do espectro deslocado. Para se fazer o deslocamento correto, utiliza-se o valor do deslocamento em frequência usado nas observações. O espectro final é mostrado no painel e. Aqueles espectros obtidos no modo *on-off* não passam pelo processo de *folding*.

Como em média cada posição foi observada várias vezes, fizemos o processo acima descrito para cada um dos espectros obtidos e o espectro final de cada posição corresponde à média ponderada pelo tempo de integração desses espectros. Ajustamos o espectro final por gaussianas. Os parâmetros observacionais obtidos do ajuste de gaussianas aos espectros de ^{13}CO e C^{18}O se encontram na Tabela A.1, de NH_3 na Tabela A.2 e os do maser de água se encontram na Tabela B.1. Na Tabela A.1 são dados apenas os parâmetros para aquelas posições que temos observações simultâneas de ^{13}CO e C^{18}O . Usamos os observáveis das linhas de CO e NH_3 para estimar os parâmetros físicos do gás na direção de Musca por meio das equações descritas nas seções 3.4.1 e 3.4.2.

3.4 Parâmetros físicos das condensações de Musca estimados a partir das linhas de emissão

3.4.1 Parâmetros físicos do gás estimados das linhas de ^{13}CO e C^{18}O

Estimamos os parâmetros físicos das condensações de Musca considerando que as populações nos níveis de energia estão em ETL. Também consideramos as seguintes hipóteses de trabalho: (1) o produto da eficiência do feixe e o fator de preenchimento é o mesmo para o ^{13}CO e para o C^{18}O ; (2) o ^{13}CO e o C^{18}O são formados sob as mesmas condições de excitação e a diferença entre os valores reais das temperaturas de excitação é menor do que a incerteza estimada do ruído dos espectros; (3) a razão de densidade de coluna do ^{13}CO e do C^{18}O é 5,5, que é a razão da abundância

terrestre e; (4) as linhas observadas do ^{13}CO e C^{18}O são formadas em regiões com o mesmo gradiente de velocidade (MYERS et al., 1983).

Para estimar a profundidade óptica (τ) no centro da linha do C^{18}O usamos a equação (MYERS et al., 1983):

$$\frac{T_{A13}^*}{T_{A18}^*} = \frac{1 - \exp(-5,5\tau_{18})}{1 - \exp(-\tau_{18})}, \quad (3.23)$$

onde T_A^* é a temperatura de antena observada corrigida da opacidade atmosférica. Os subscritos 13 e 18 em cada um dos parâmetros se referem ao ^{13}CO e ao C^{18}O , respectivamente.

A temperatura de excitação para o C^{18}O (T_{18}) é dada por (MYERS et al., 1983):

$$\frac{T_0}{T_{18}} = \ln \left[1 + \frac{T_0}{J(T_{CMB}) + T_{A18}^*/[\eta_b\eta_f(1 - e^{-\tau_{18}})]} \right], \quad (3.24)$$

onde $T_0 = h\nu_0/k$, $\nu_0=109,8$ GHz é a frequência da transição J=1-0 do C^{18}O , k e h são as constantes de Boltzman e de Planck, respectivamente, $J(T) = (h\nu_0/k)/[\exp(h\nu_0/kT) - 1] = T_0/[\exp(T_0/T) - 1]$ é a função de Planck para uma dada temperatura T, $T_{CMB}=2,7$ K é a temperatura da radiação cósmica de fundo, η_b é a eficiência do feixe, igual a 0,9 para a antena do SEST e η_f é o fator de preenchimento. Geralmente assume-se que $\eta_f = 1$.

Assumindo que a absorção é constante ao longo da nuvem, calculamos a densidade de coluna do C^{18}O no nível rotacional J=1 por (MYERS et al., 1983):

$$N_{18}(J=1) = 3,6 \times 10^{14} \tau_{18} J(T_{18}) \Delta V_{18} \text{ cm}^{-2}, \quad (3.25)$$

onde ΔV_{18} é a largura a meia altura da linha do C^{18}O em km s^{-1} , que é obtida depois da remoção do efeito da resolução espectral do espectrógrafo (ΔV_{res}) na largura de linha observada (ΔV_{obs}).

$$\Delta V = \sqrt{\Delta V_{obs}^2 - \Delta V_{res}^2}. \quad (3.26)$$

A contribuição dos movimentos térmicos na largura de linha foi estimada por (FULLER; MYERS, 1992):

$$\Delta V_T^2 = 8 \ln 2 \frac{kT_{cin}}{m_0}, \quad (3.27)$$

onde m_0 é a massa da molécula e $T_{cin} = T_{exc} = T_{18}$ e $\sigma_T = \sqrt{\frac{kT_{cin}}{m_0}}$ é a dispersão de

velocidade térmica.

A contribuição dos movimentos não térmicos para a largura da linha foi avaliada pela expressão:

$$\Delta V_{NT}^2 = \Delta V^2 - \Delta V_T^2. \quad (3.28)$$

A dispersão não térmica é dada por:

$$\sigma_{NT} = \sqrt{\frac{\Delta V^2}{8 \ln 2} - \frac{kT_{cin}}{m_0}}. \quad (3.29)$$

A densidade de coluna total do $C^{18}O$ é encontrada multiplicando $N_{18}(J=1)$ pelo inverso da função de partição clássica, f^{-1} (MYERS et al., 1983):

$$N(C^{18}O) = N_{18}(J = 1) \times f^{-1}. \quad (3.30)$$

O inverso da função de partição clássica é dado por (MYERS et al., 1983):

$$f^{-1} = \frac{\sum_{J=0}^{J_{max}} (2J + 1) \exp[-hBJ(J + 1)/kT_{18}]}{3 \exp(-2hB/kT_{18})}, \quad (3.31)$$

onde $B=54,89$ GHz é a constante de rotação do $C^{18}O$. Consideramos $J \leq 5$ pois a contribuição das populações dos níveis rotacionais maiores do que 5 geralmente é menor do que 0,1%.

A extinção visual derivada das linhas de CO foi calculada pela equação seguinte:

$$A_V^{CO} = 1,8 \times 10^{-15} N(C^{18}O) + 2,2 \quad \text{mag.} \quad (3.32)$$

Esta equação é empírica e foi obtida com base no melhor ajuste linear entre $N(C^{18}O)$ e A_V em Musca por Vilas-Boas et al. (1994).

A densidade volumétrica média do hidrogênio molecular foi estimada assumindo que as condensações são esferas uniformes, com dimensão L , cujos valores foram retirados de Vilas-Boas et al. (1994), por meio da equação:

$$\overline{n(H_2)} = \frac{N(H_2)}{L}. \quad (3.33)$$

A densidade de coluna do hidrogênio molecular foi calculada usando a Equação 3.11,

a partir dos valores de extinção visual estimados através da Equação 3.32.

A massa do hidrogênio molecular em cada condensação foi estimada por (VILAS-BOAS et al., 1994):

$$M_{ETL}(H_2) = 22,2 \left[\frac{N(H_2)}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right] \left(\frac{L}{\text{pc}} \right)^2 M_{\odot}. \quad (3.34)$$

A massa de Jeans foi calculada usando a expressão (EVANS-II, 1999):

$$M_J = \frac{18T_{cin}^{3/2}}{n^{1/2}} M_{\odot}, \quad (3.35)$$

onde a densidade total de partículas é dada por $n = n(H_2) + n(He) \approx 2,3n(H_2)$.

A massa do Virial é dada por (EVANS-II, 1999):

$$M_V = C_v G^{-1} r \Delta V^2 = 210 C_v r(\text{pc}) [\Delta V(\text{km s}^{-1})]^2 M_{\odot}, \quad (3.36)$$

onde $r=L/2$ é o raio da região e C_v é uma constante que depende da geometria e da estrutura da nuvem (MCKEE; ZWEIBEL, 1992). Neste trabalho consideramos $C_v = 1$.

Considerando as hipóteses de trabalho, a profundidade óptica do ^{13}CO (τ_{13}) no centro da linha é dada por:

$$\tau_{13} = 5,5\tau_{18}. \quad (3.37)$$

Considerando que as linhas de ^{13}CO e C^{18}O são excitadas sob as mesmas condições, então:

$$T_{13} = T_{18}. \quad (3.38)$$

A densidade de coluna total do ^{13}CO é dada por:

$$N(^{13}\text{CO}) = 5,5 \frac{\Delta V_{13}}{\Delta V_{18}} N(\text{C}^{18}\text{O}). \quad (3.39)$$

3.4.2 Parâmetros físicos do gás estimados das linhas de NH_3

A profundidade óptica da componente hiperfina principal, $\tau(1, 1, p)$, assumindo que o fator de preenchimento é igual a unidade e que as transições hiperfinas estão em

ETL (HO; TOWNES, 1983) é encontrada da relação (BARRETT et al., 1977):

$$\frac{T_B(1, 1, p)}{T_B(1, 1, s)} = \frac{1 - e^{-\tau(1,1,p)}}{1 - e^{-a\tau(1,1,p)}}, \quad (3.40)$$

onde a é a intensidade relativa entre as componentes secundárias (satélites) e a componente principal, $T_B(1, 1, p)$ e $T_B(1, 1, s)$ são as temperaturas de brilho da linha principal e satélite, respectivamente. A temperatura de brilho e a temperatura de antena, T_A , estão relacionadas pela equação $T_A \equiv \eta_b \frac{\Omega_F}{\Omega_A} T_B$, onde Ω_F e Ω_A são os ângulos sólidos subtendidos pela fonte e pelo feixe da antena, respectivamente (STAHLER; PALLA, 2004), η_b é a eficiência do feixe, igual a 0,32 para a antena do Parkes.

A temperatura de excitação, T_{exc} , da transição J=K=1 foi calculada por meio da relação (GARDNER et al., 1985):

$$T_A^* = \eta_b [J(T_{exc}) - J(2, 7)] [1 - \exp(-\tau_{1,1,p})], \quad (3.41)$$

onde T_A^* é a temperatura de antena corrigida da opacidade atmosférica e $J(2,7)$ é a função de Planck para a temperatura da radiação cósmica de fundo.

Para calcular a temperatura cinética, T_{cin} , usamos a relação (WALMSLEY; UNGERRECHTS, 1983):

$$T_{rot} = \frac{T_{cin}}{1 + \frac{T_{cin}}{41} \ln \left[1 + 1,6 \exp \left(-\frac{16}{T_{cin}} \right) \right]}. \quad (3.42)$$

A temperatura rotacional, T_{rot} , é melhor estimada para fontes nas quais se observa a transição J=K=2 de NH₃ (HO; TOWNES, 1983) mas para populações em ETL assume-se que ela é igual a temperatura de excitação da transição J=K=1 (MANGUM et al., 1992).

Para estimar a densidade de coluna do gás no nível J=K=1 de NH₃, uma vez que o meio é opticamente fino ($\tau < 1$), usamos a expressão (MANGUM et al., 1992):

$$N(1, 1) = 6,6 \times 10^{14} \frac{T_{exc}}{\nu(1, 1, p)} \tau(1, 1, p) \Delta V \quad \text{cm}^{-2}, \quad (3.43)$$

onde $\nu(1, 1)$ é a frequência da transição J=K=1 de NH₃ em GHz, ΔV é a largura da linha a meia altura em km s⁻¹, derivada da Equação 3.26.

A densidade de coluna total do NH_3 foi estimada pela expressão (LU et al., 2014):

$$N(\text{NH}_3) = \frac{1}{3}N(1,1)Q_{rot}\exp\left(\frac{23,1}{T_{rot}}\right) \approx 0,0138 \times N(1,1)\exp\left(\frac{23,1}{T_{rot}}\right) T_{rot}^{3/2}, \quad (3.44)$$

onde Q_{rot} é a função de partição aproximada por $Q_{rot} \approx 168,7\sqrt{\frac{T_{rot}^3}{B^2C}}$, com as constantes rotacionais $B=298,117$ GHz e $C=186,726$ GHz.

4 RESULTADOS

4.1 Propriedades da nuvem escura Musca

Nesta seção apresentamos os mapas de extinção visual de Musca e das condensações densas, com os contornos de isoextinção sobrepostos. Nos mapas, o valor da extinção está codificado seguindo um esquema de cores mostrado ao lado direito de cada figura, onde o azul representa o mínimo de extinção e o vermelho o valor máximo. Considerando a sensibilidade do 2MASS assim como o *bias* introduzido pela técnica NICE, os valores máximos de extinção de Musca estimados neste trabalho devem ser considerados como limites inferiores. Também apresentamos os resultados das observações de linhas de emissão de ^{13}CO , C^{18}O e NH_3 , como os espectros obtidos, os parâmetros observacionais obtidos dos ajustes de gaussianas e os parâmetros físicos estimados dessas linhas nas condensações estudadas. São mostrados os perfis radiais de extinção dos *cores* com picos de extinção maiores do que 10 mag e os parâmetros físicos estimados dos perfis e do ajuste por esferas de Bonnor-Ebert.

4.1.1 Distribuição da extinção visual em Musca

Na Figura 4.1 é mostrada a distribuição da extinção visual na NE Musca. Neste mapa, o contorno mínimo de extinção é de 3 mag, pois abaixo desse valor a nuvem não mostra fronteira bem definida e a razão sinal-ruído do mapa é muito baixa. No mapa são visíveis várias condensações, algumas das quais bastante densas. Estão catalogadas aquelas cujos os *cores* possuem picos de extinção maiores do que 10 mag e para os quais avaliamos sua estabilidade.

No contorno de 3 mag, Musca subdivide-se em duas estruturas filamentosas. Uma localizada na extremidade norte, com aproximadamente 0,8 pc de extensão e $13 \pm 3 M_{\odot}$ de massa. Este pequeno filamento possui uma condensação embebida (Mu13) que abriga o OEJ IRAS 12322-7023. O filamento mais extenso, com aproximadamente 5,3 pc de comprimento e massa de $228 \pm 36 M_{\odot}$, possui várias condensações embebidas, sem OEJ's associados. A densidade linear de massa dos filamentos é de $16 \pm 7 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ e $43 \pm 8 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ para o filamento menor e maior, respectivamente.

No contorno de 5 mag (Figura 4.2), Musca apresenta fragmentos isolados nas extremidades e duas estruturas filamentosas na região central. O filamento maior tem aproximadamente 2 pc de extensão e massa de $119 \pm 19 M_{\odot}$, o que lhe dá uma densidade linear de massa de $59 \pm 14 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$. Este filamento tem

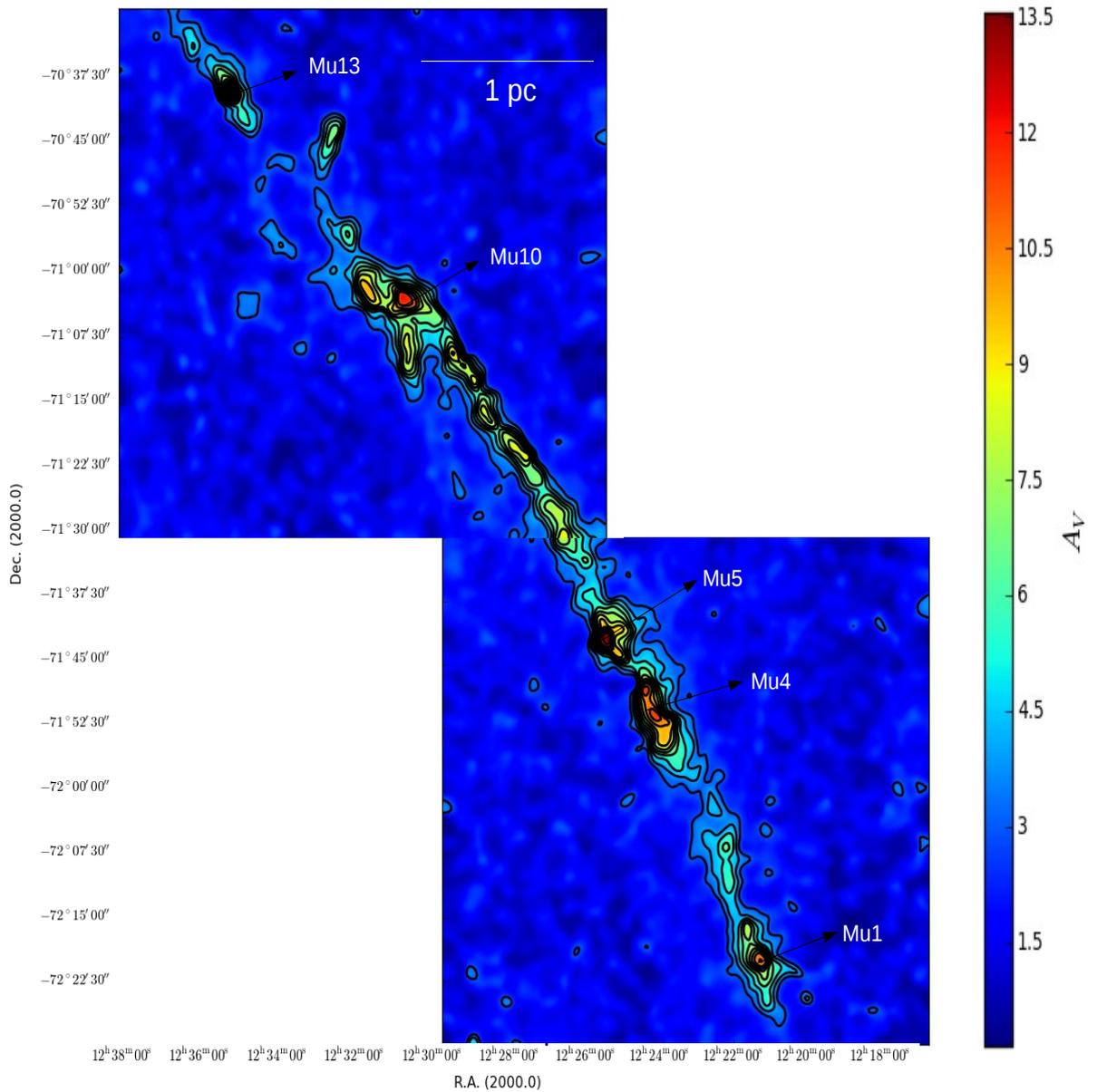


Figura 4.1 - Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$. Os contornos de isoextinção começam em 3 mag e aumentam em intervalos de 1 mag. Estão indicadas as condensações em que avaliamos a estabilidade dos *cores* embebidos.

uma região bastante densa na extremidade norte e uma distribuição de extinção aproximadamente constante na região sul. Contém 7 estruturas embebidas, com extinção visual maior ou igual a 7 mag. O filamento menor, com duas estruturas densas, possui $32 \pm 6 M_\odot$ de massa e 1,1 pc de extensão. Sua densidade linear de massa é $28 \pm 9 M_\odot \text{ pc}^{-1}$. Duas condensações, Mu5 e Mu4, se encontram embebidas

neste filamento.

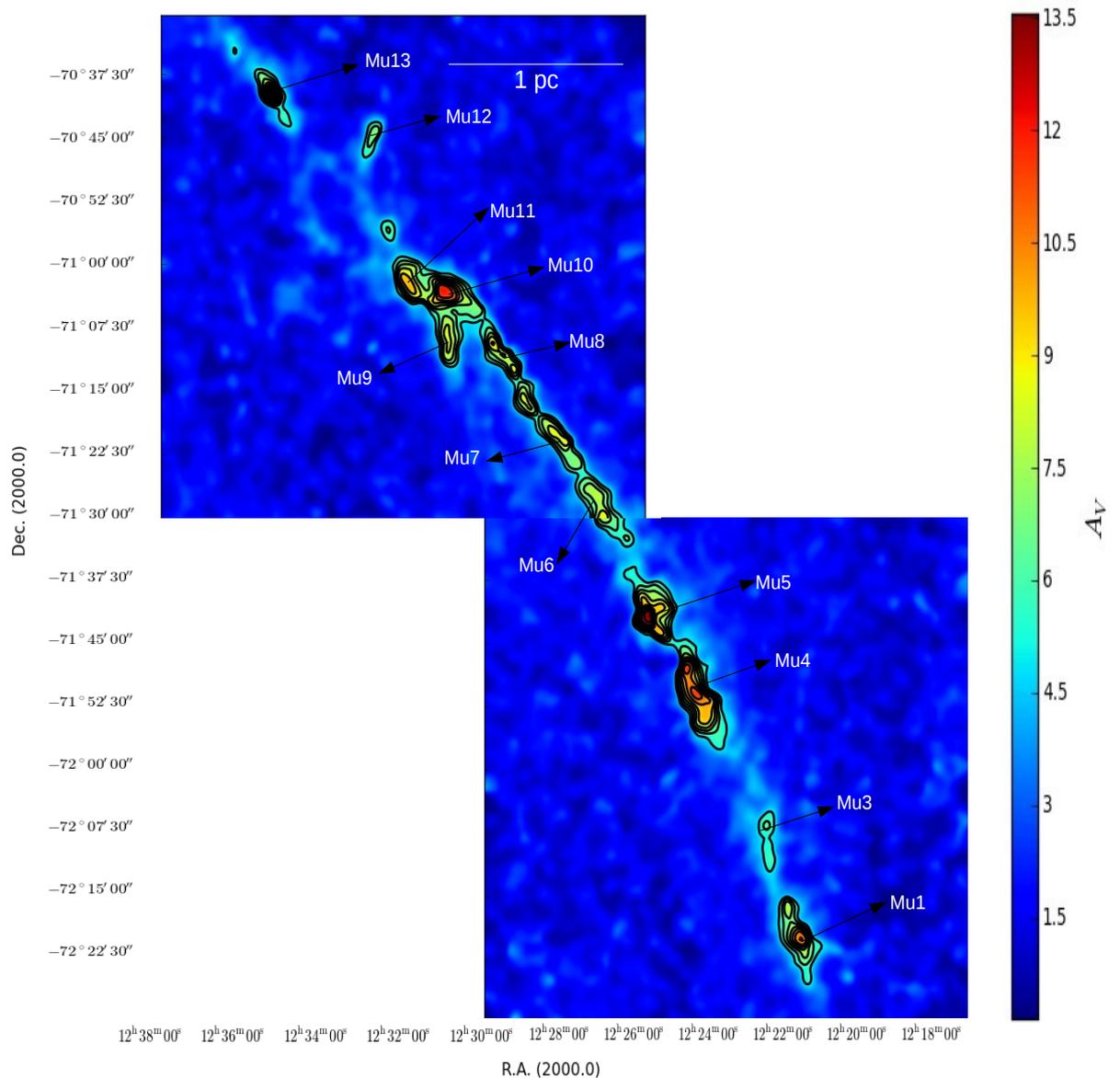


Figura 4.2 - Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$. Os contornos de isoextinção começam em 5 mag e aumentam em intervalos de 1 mag. Estão indicadas algumas condensações embudadas em Musca.

A partir de 7 mag (Figura 4.3), a nuvem se apresenta como um conjunto de condensações isoladas, praticamente alinhadas ao longo do eixo principal, das quais 5 tem extinção visual maior do que 10 mag (Mu13, Mu10, Mu8, Mu5, Mu4 e Mu1).

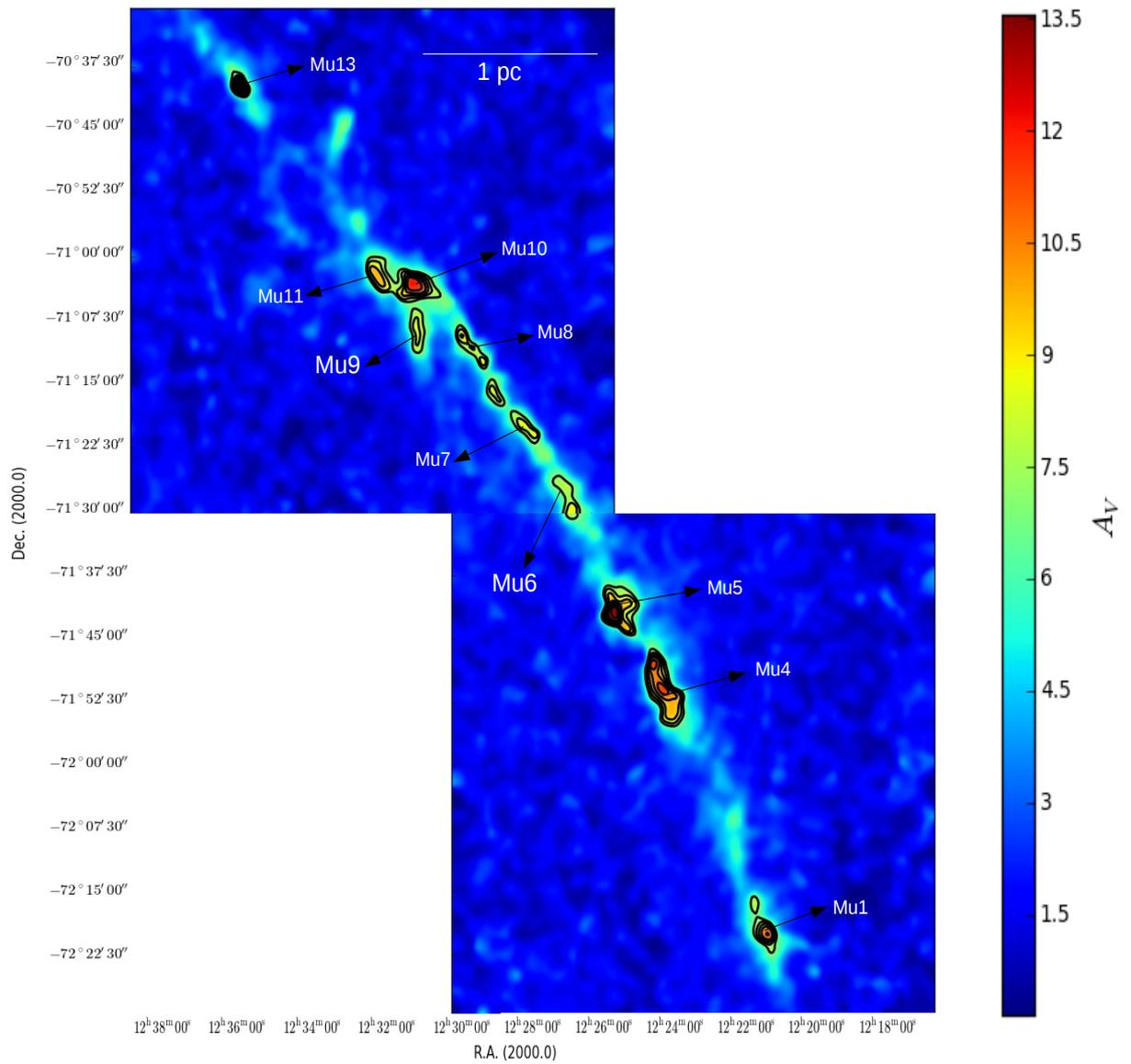


Figura 4.3 - Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$. Os contornos de isoextinção começam em 7 mag e aumentam em intervalos de 1 mag. v

Na Figura 4.4 é mostrado o mapa com *cores* com picos de extinção visual maior do que 10 mag. Modelamos estes *cores* por esferas de Bonnor-Ebert e avaliamos sua estabilidade.

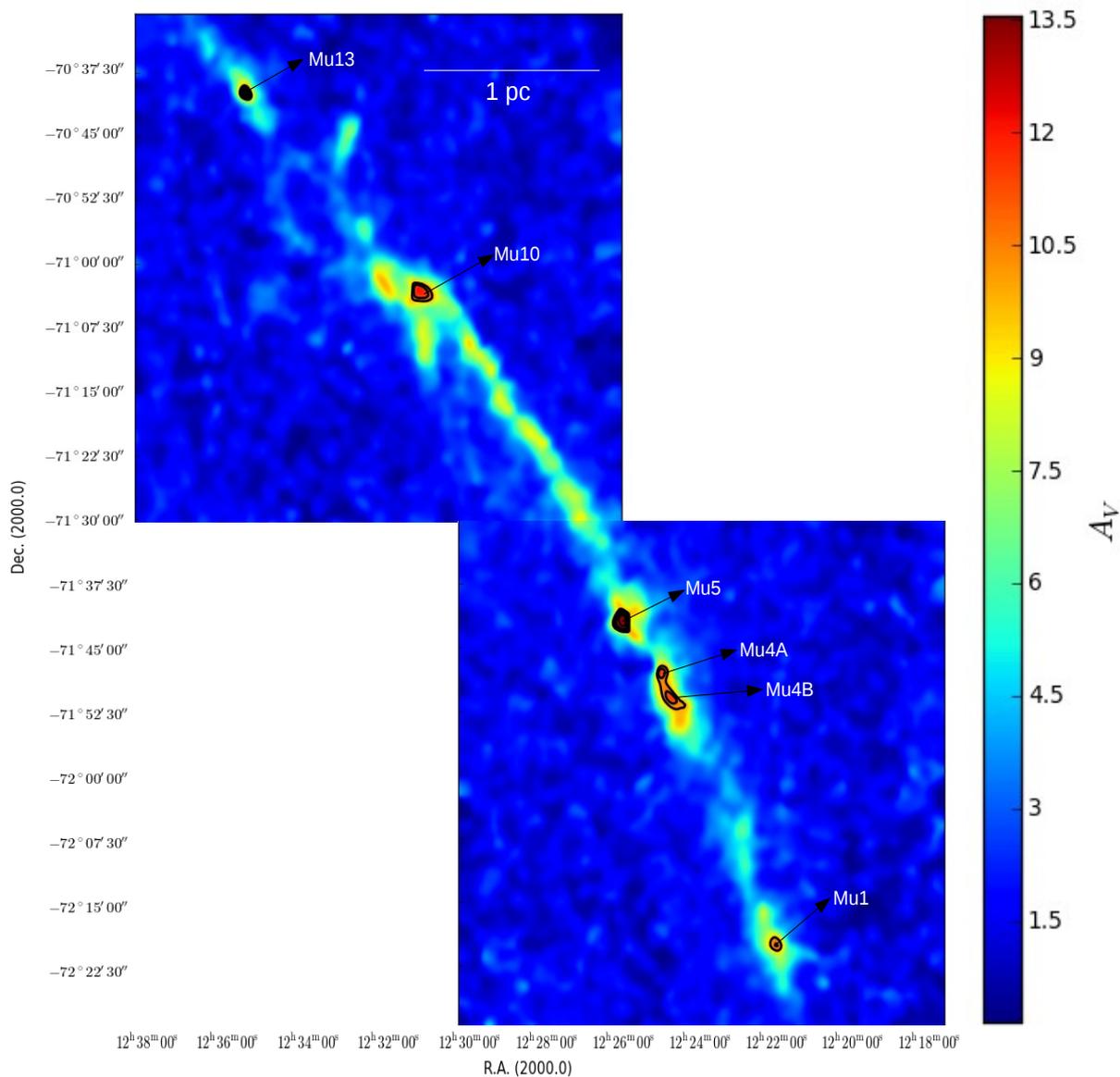


Figura 4.4 - Mapa de extinção visual de Musca obtido com a resolução de $40''$. Os contornos de isoextinção começam em 10 mag e aumentam em intervalos de 1 mag. Estão indicados os *cores* nos quais avaliamos a estabilidade pelo ajuste do modelo de esferas de Bonnor-ebert.

Na Tabela 4.1 são fornecidas as massas contidas nas regiões delimitadas pelos contornos de extinção visual de 3, 5, 7 e 10 mag. Maior parte da massa se encontra em regiões de baixa extinção visual. Na coluna 3 é dado o comprimento do eixo menor (l) para cada contorno de extinção.

Tabela 4.1 - Distribuição hierárquica de massa em Musca.

A_V (mag)	M (M_\odot)	l (pc)
3	241 ± 48	$0,60 \pm 0,27$
5	126 ± 25	$0,17 \pm 0,04$
7	64 ± 13	$0,13 \pm 0,05$
10	13 ± 3	$0,09 \pm 0,01$

Nota: Incerteza de 10% da distância foi levada em conta nas estimativas de incerteza de massa.

4.1.2 Características individuais das condensações densas

4.1.2.1 Mu13

A Figura 4.5 mostra o mapa de extinção e o perfil radial do *core* embebido em Mu13. Esta condensação abriga a fonte IRAS 1232-7023, cuja posição é indicada por uma estrela sobreposta ao mapa. Seu *core* tem uma estrutura bem definida e raio de 0,05 pc. A extinção máxima na região central é de 17 mag e o *plateau* é alcançado em 8 mag.

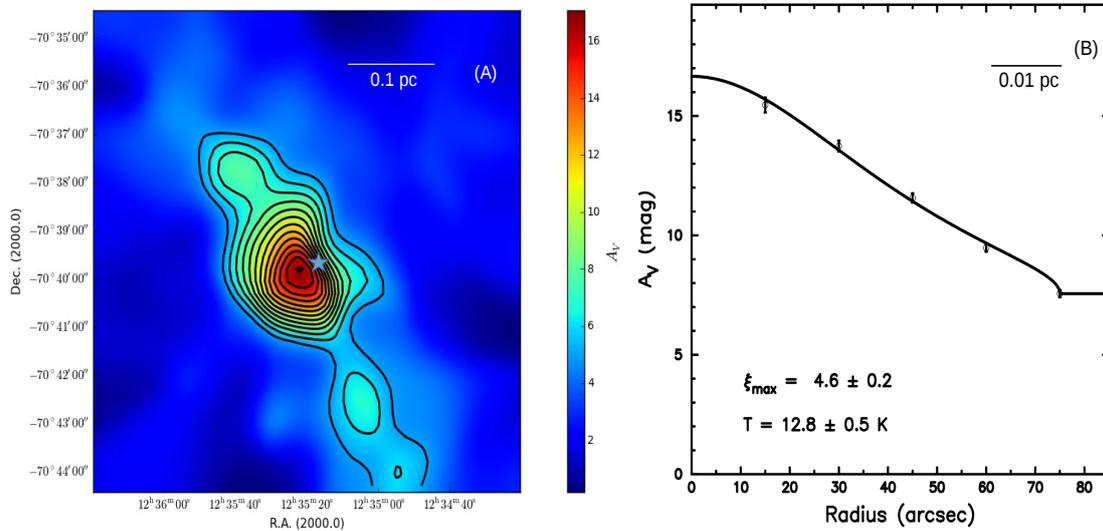


Figura 4.5 - Mapa de extinção visual de Mu13 construído com a resolução de $30''$ e perfil radial do *core* embebido. (A): Mapa de extinção visual de Mu13. Os contornos de isoextinção variam de 5 a 17 mag, em intervalos de 1 mag. A estrela mostrada no mapa indica a posição da fonte IRAS 12322-7023. (B): Perfil radial do *core* embebido. A linha sólida corresponde ao melhor ajuste de Bonnor-Ebert. Também são dados o parâmetro de estabilidade e a temperatura de Bonnor-Ebert no canto inferior esquerdo.

Nas Figuras 4.6 à 4.10 são mostrados os espectros de ^{13}CO e C^{18}O observados em cinco posições de Mu13. Estas posições estão listadas na Tabela A.1. A temperatura de antena do ^{13}CO varia entre 1,1 e 4,2 K e do C^{18}O entre 0,3 e 0,6 K. A largura média das linhas é $0,70 \pm 0,01$ e $0,64 \pm 0,14 \text{ km s}^{-1}$ para o ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente. A velocidade radial do gás varia entre 2,9 e $4,0 \text{ km s}^{-1}$, com uma dispersão de aproximadamente $0,4 \text{ km s}^{-1}$ para ambas as emissões. Esta é a condensação que apresenta maior dispersão de velocidade.

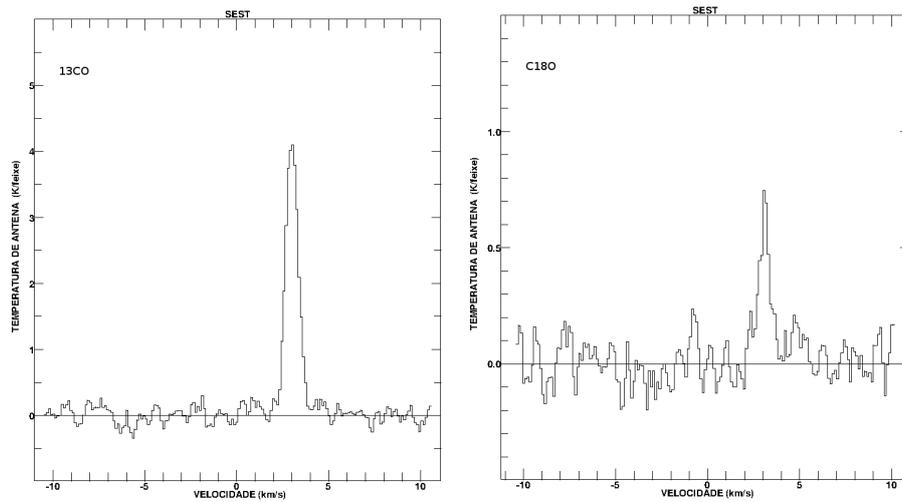


Figura 4.6 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-1. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu13-1, conforme listado na Tabela A.1.

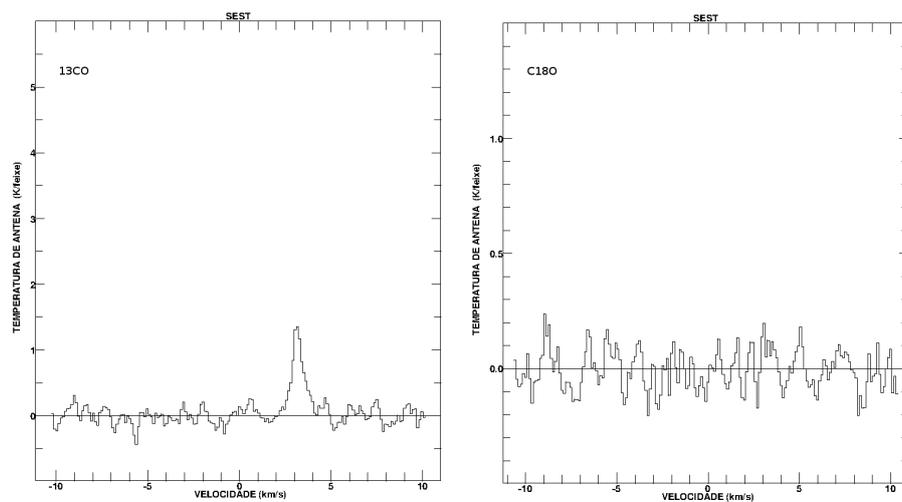


Figura 4.7 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-2. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu13-2, conforme listado na Tabela A.1.

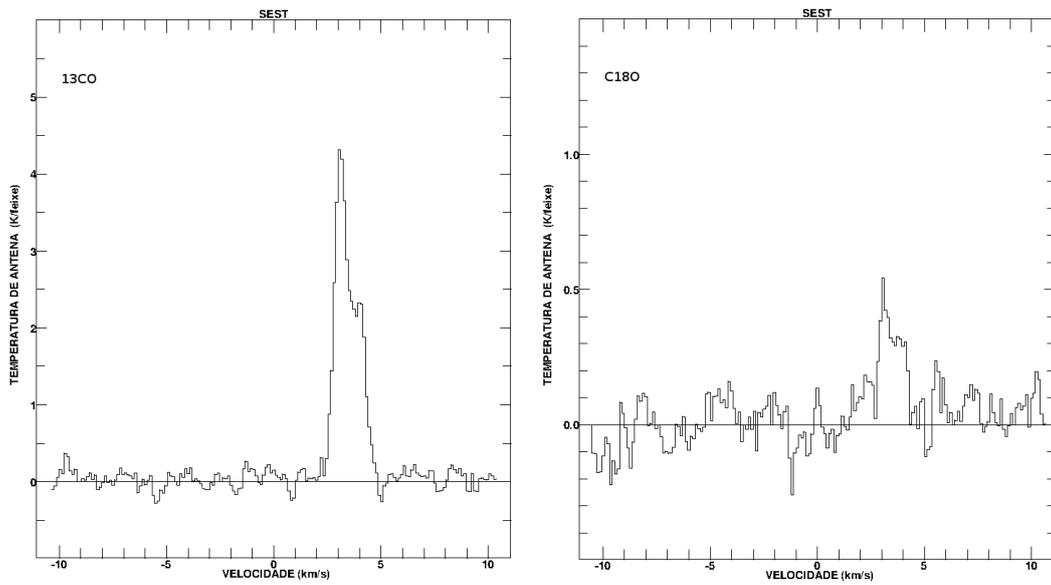


Figura 4.8 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-3. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu13-3, conforme listado na Tabela A.1.

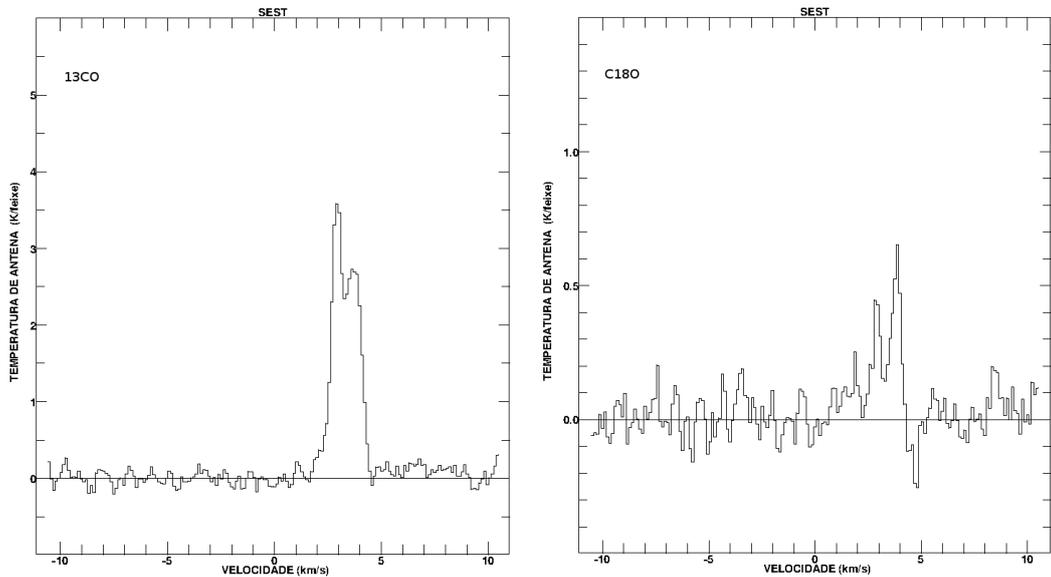


Figura 4.9 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-4. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu13-4, conforme listado na Tabela A.1.

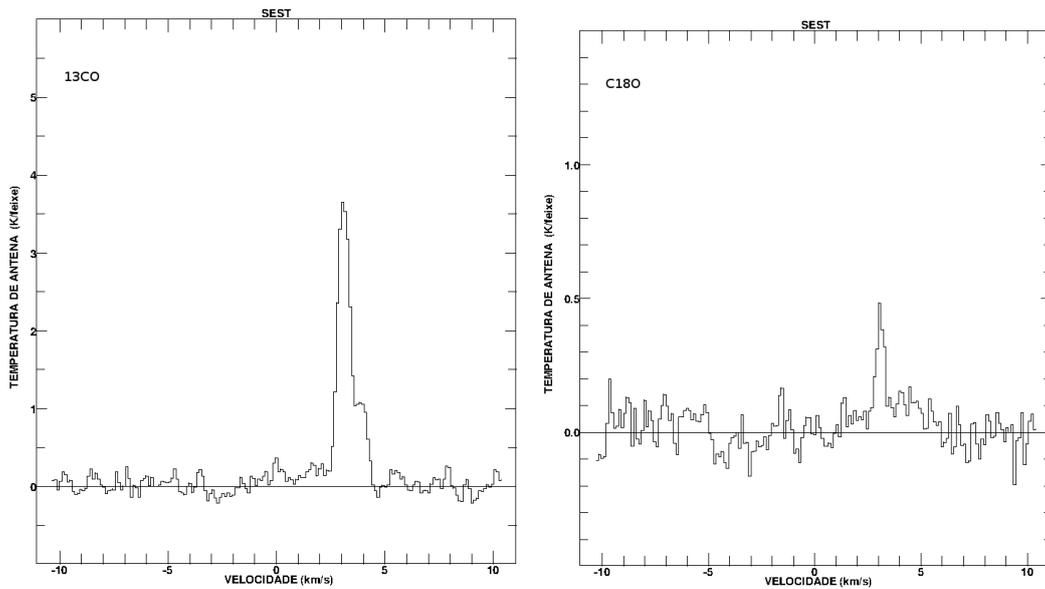


Figura 4.10 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu13-5. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu13-5, conforme listado na Tabela A.1.

Em algumas posições, as linhas de ^{13}CO e C^{18}O têm picos duplos, com uma separação média de $0,8 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$. Devido à presença da fonte IRAS associada com esta condensação, construímos mapas de intensidade integrada, considerando 6×6 e 6×4 posições nas transições $J=1-0$ de ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente. A resolução espectral e espacial das observações é de $0,1 \text{ km s}^{-1}$ e $48''$, respectivamente e as posições observadas estão espaçadas por um minuto de arco. Os mapas de distribuição de intensidade integrada das emissões de ^{13}CO e C^{18}O em $V_1 \sim 3,1 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$ e $V_2 \sim 3,9 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$ são mostrados na Figura 4.11.

Em $V_1 \sim 3,1 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$, as emissões integradas do ^{13}CO e C^{18}O (Fig. 4.11 a, c, respectivamente) mostram estruturas que não são bem correlacionadas. Há fraca evidência de que as estruturas identificadas a nordeste e sudoeste em ^{13}CO possam ter uma contrapartida na distribuição em C^{18}O . Mapas mais completos são necessários para verificar se essas estruturas estão correlacionadas ou não.

Em $V_2 \sim 3,9 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$, as emissões do ^{13}CO e do C^{18}O (Fig. 4.11 b e d, respectivamente) mostram um padrão de intensidade integrada similar, com uma única estrutura bem definida, sugerindo que essas emissões são provenientes da mesma região. Esta estrutura é similar ao *core* identificado no mapa de extinção mostrado na Figura 4.5.

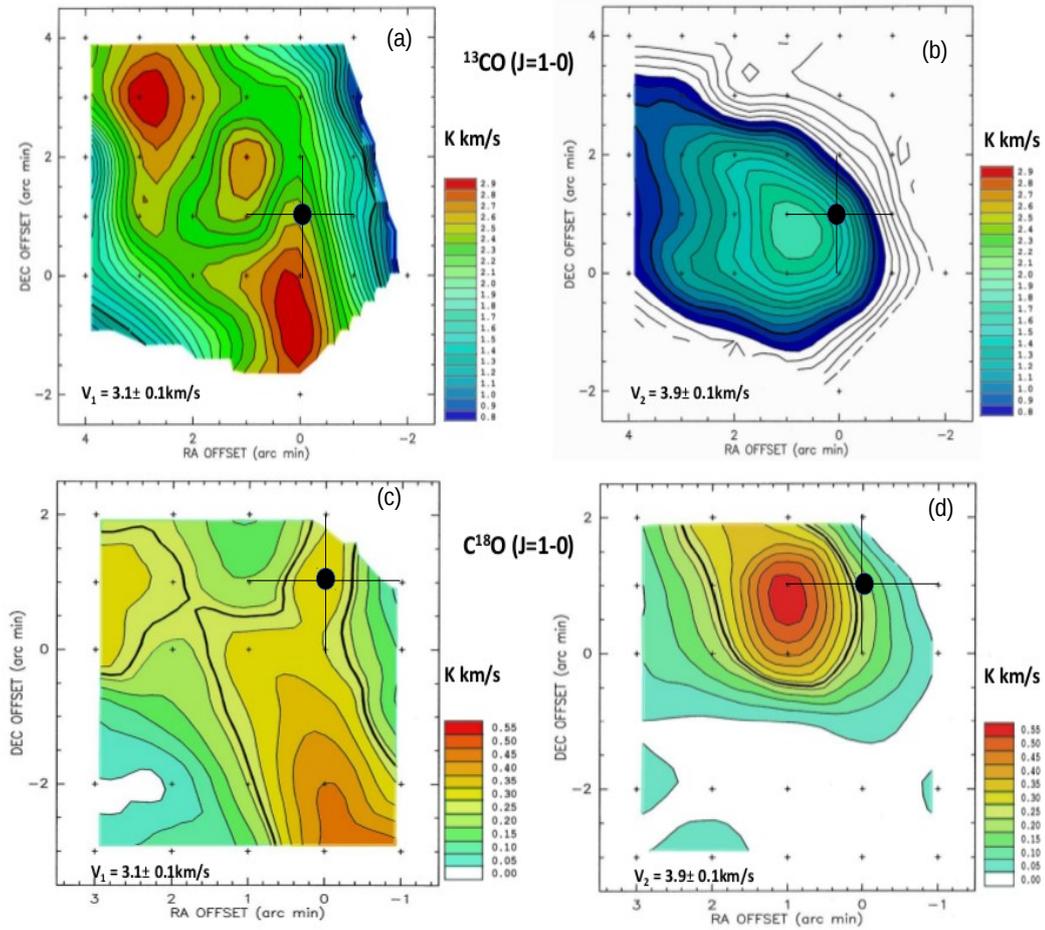


Figura 4.11 - Mapas da distribuição da intensidade integrada das transições $J=1-0$ de ^{13}CO e C^{18}O em Mu13 em $V_1 \sim 3,1 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$ e $V_2 \sim 3,9 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$. Os painéis (a) e (b) mostram os mapas de ^{13}CO em V_1 e V_2 , respectivamente. O contorno mínimo é de $0,80 \text{ K km s}^{-1}$ e os contornos subsequentes aumentam em passos de $0,10 \text{ K km s}^{-1}$. Os painéis (c) e (d) mostram os mapas de C^{18}O em V_1 e V_2 , respectivamente. O contorno mínimo é de $0,05 \text{ K km s}^{-1}$ e aumenta em intervalos iguais de $0,05 \text{ K km s}^{-1}$. O contorno espesso corresponde a metade do fluxo integrado máximo. As posições observadas estão demarcadas pelo sinal +. O círculo preenchido marca a posição do OEJ e as linhas adjacentes representam a incerteza na posição. A posição (0,0) é a posição central da condensação, com as seguintes coordenadas $A.R._{J2000,0} = 12^{\text{h}}35^{\text{m}}47^{\text{s}}$ e $Decl._{J2000,0} = -70^{\circ}40'15''$.

Na Figura 4.12 é mostrado o espectro da transição (1,1) de NH_3 na direção de Mu13. Este espectro mostra emissão de uma linha cuja velocidade radial da componente hiperfina principal é $3,9 \pm 0,3 \text{ km s}^{-1}$. Esta velocidade é similar à velocidade das linhas de ^{13}CO e C^{18}O que define o *core* associado com esta condensação.

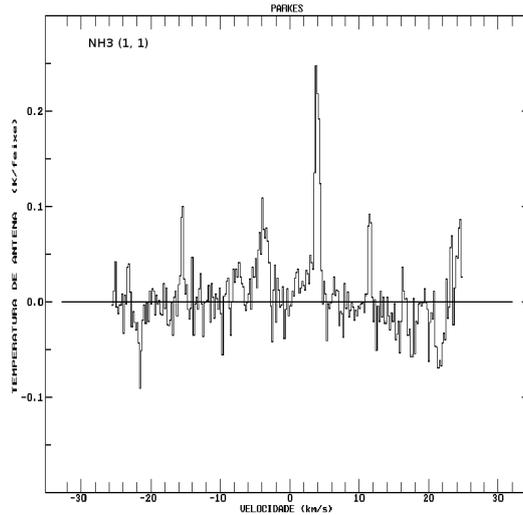


Figura 4.12 - Espectro de emissão da transição (1, 1) do NH_3 na condensação Mu13, com suavização de 2 canais de modo a obtermos melhor razão sinal-ruído.

A linha principal de NH_3 apresenta temperatura de antena de 0,24 K e as linhas satélites tem temperatura de 0,07 K. A razão de intensidade entre as linhas satélite e a principal é de 0,3, sugerindo que essa emissão provém de uma região que está em equilíbrio térmico.

4.1.2.2 Mu11

A Figura 4.13 mostra o mapa de extinção de Mu11. Esta é uma condensação com estrutura alongada e um *core* embebido, cuja extinção máxima é de 11 mag. Na Figura 4.14 é mostrado o espectro da linha $J=K=1$ de NH_3 observada na posição central desta condensação. Como se pode ver, não houve detecção.

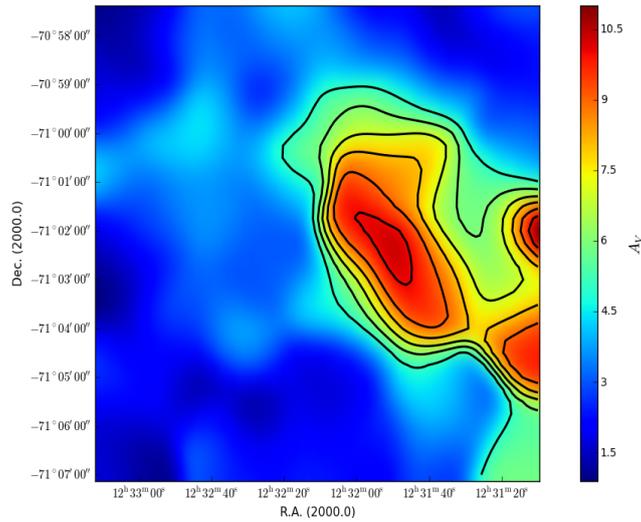


Figura 4.13 - Mapa de extinção visual de Mu11 construído com a resolução de $30''$. Os contornos de isoextinção variam de 5 a 11 mag, em intervalos de 1 mag.

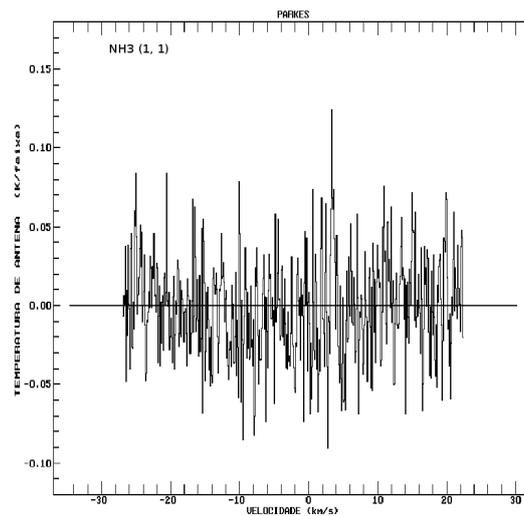


Figura 4.14 - Espectro de emissão da transição (1, 1) do NH_3 na condensação Mu11.

4.1.2.3 Mu10

As Figuras 4.15 a, b mostram o mapa de extinção de Mu10 e o perfil radial de extinção do *core* embebido, respectivamente. O *core* de Mu10 tem uma estrutura regular e o pico de extinção é de aproximadamente 13 mag. O raio do *core* foi estimado em 0,08 pc e o *plateau* é alcançado em aproximadamente 8 mag. Nas Figuras 4.16 à 4.20 são mostrados os espectros de ^{13}CO e C^{18}O observados em cinco posições de Mu10.

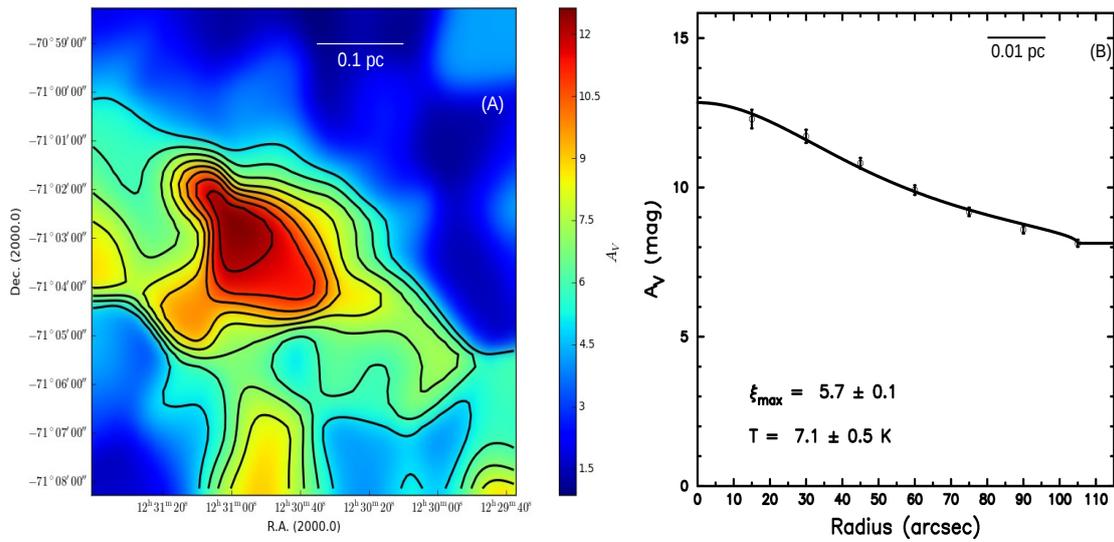


Figura 4.15 - Mapa de extinção visual de Mu10 construído com a resolução de $30''$ e perfil radial do *core* embebido. (A): Mapa de extinção visual de Mu10. Os contornos de isoextinção variam entre 5 mag e 12 mag, em intervalos de 1 mag. (B): Perfil radial do *core* embebido em Mu10. A linha sólida corresponde ao melhor ajuste de Bonnor-Ebert. Também são dados o parâmetro de estabilidade e a temperatura de Bonnor-Ebert no canto inferior esquerdo.

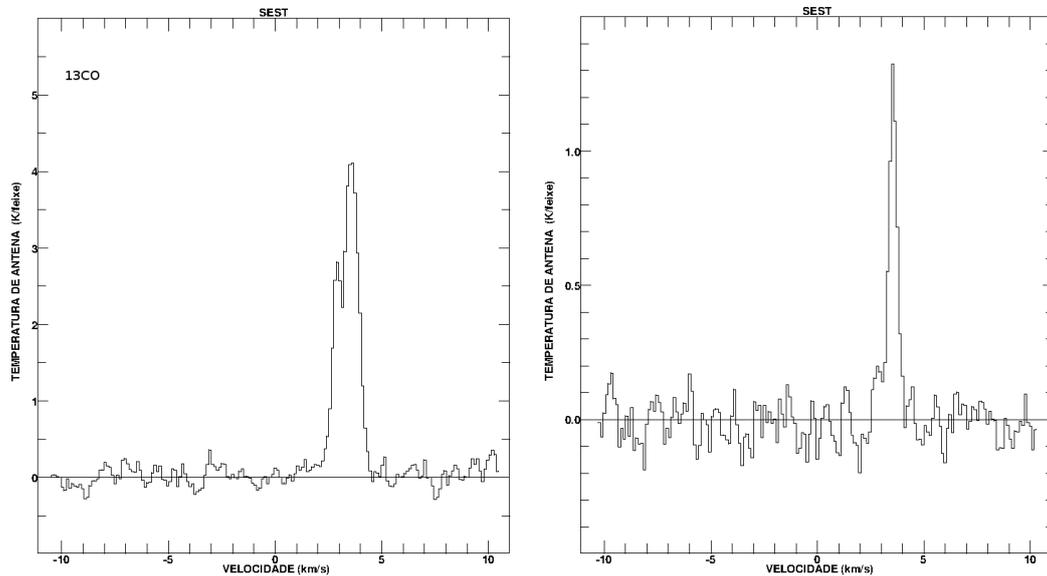


Figura 4.16 - Espectros de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu10-1, conforme listado na Tabela A.1.

Nesta condensação, a temperatura de antena do ^{13}CO varia entre 2,0 e 4,0 K e a do C^{18}O é aproximadamente constante, com 1,2 K, exceto numa posição em que

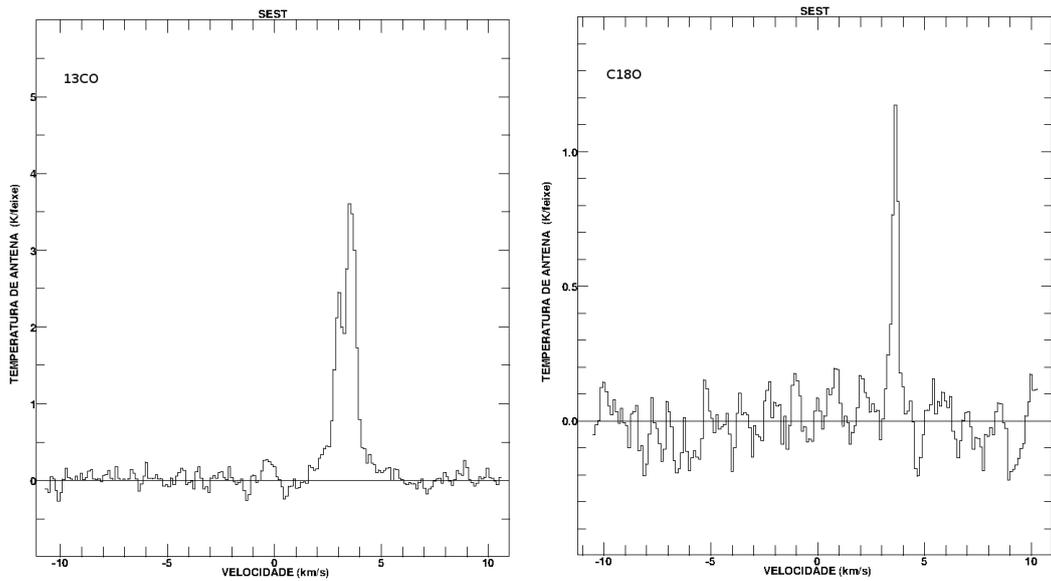


Figura 4.17 - Espectros de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu10-2, conforme listado na Tabela A.1.

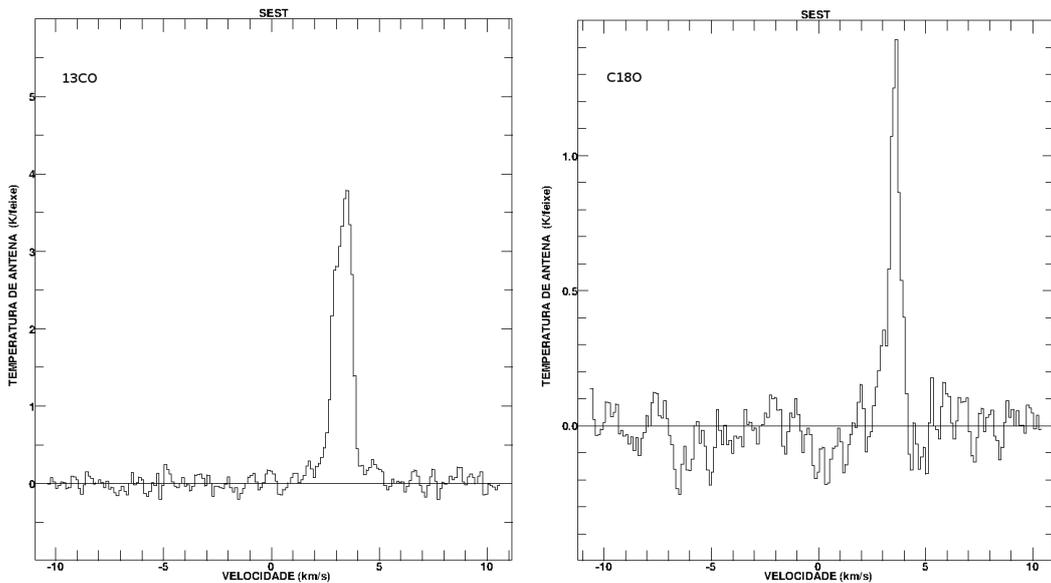


Figura 4.18 - Espectros de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu10-3, conforme listado na Tabela A.1.

foi de aproximadamente 0,7 K. A largura média das linhas nesta condensação é de $0,71 \pm 0,20$ e $0,50 \pm 0,09$ km s^{-1} para o ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente. A velocidade radial do gás encontra-se entre 2,9 e 3,7 km s^{-1} , com uma dispersão média de 0,26 e 0,08 km s^{-1} para o ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente. Em Mu10-1 e Mu10-2 as linhas

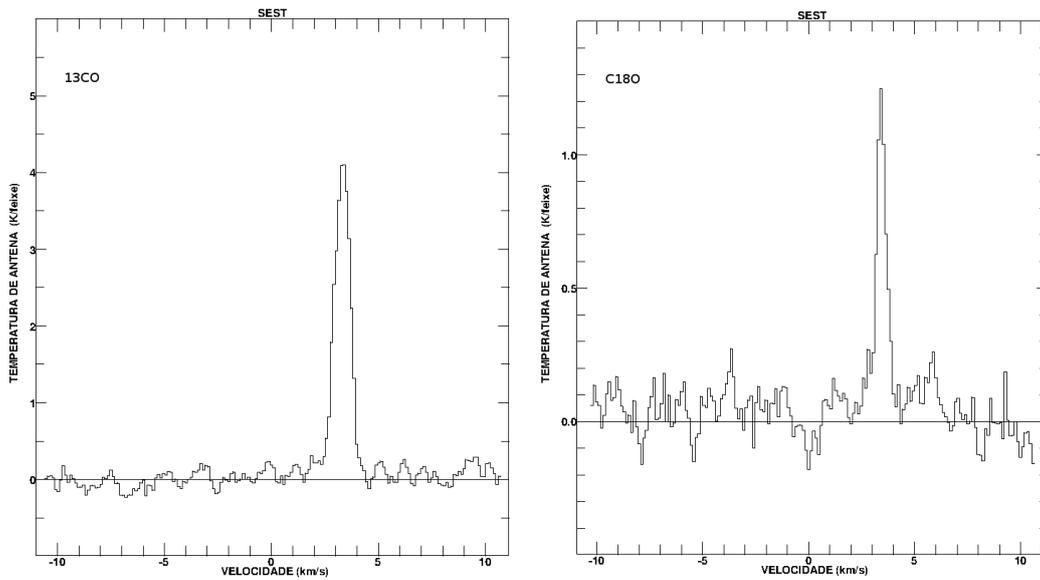


Figura 4.19 - Espectros de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu10-4, conforme listado na Tabela A.1.

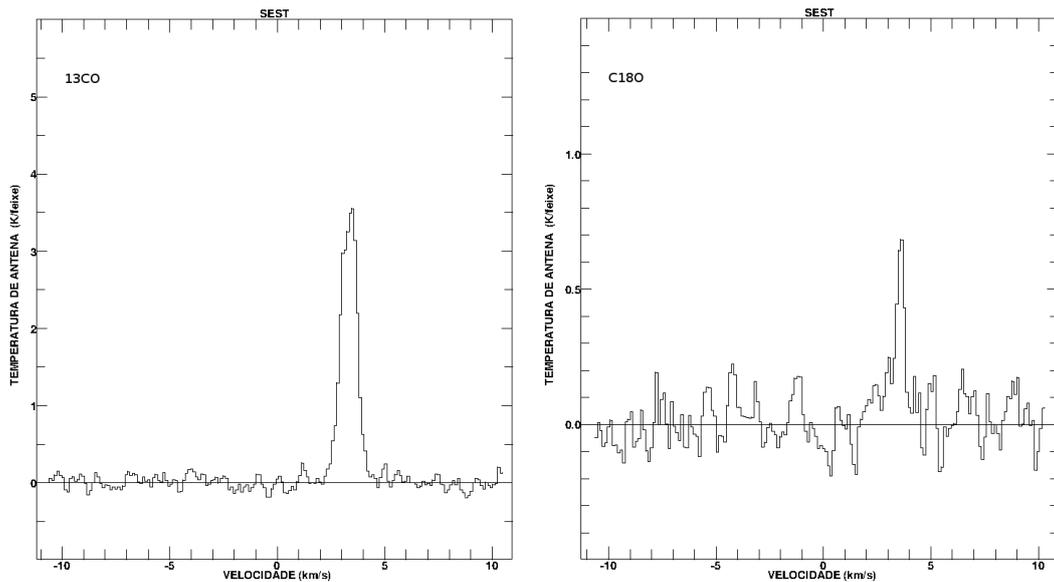


Figura 4.20 - Espectros de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) nas posição Mu10-5, conforme listado na Tabela A.1.

de ^{13}CO mostram picos duplos, com separação de $\sim 0,7 \text{ km s}^{-1}$. O mesmo não se verificou nas linhas de C^{18}O . Estas mostram espectros com pico único.

4.1.2.4 Mu9

A Figura 4.21 mostra o mapa de extinção de Mu9. Esta condensação também tem uma estrutura alongada e sua extinção máxima é de 9 mag. A posição central de Mu9 foi observada pela linha J=K=1 de NH₃, onde detetou-se apenas a linha principal com temperatura de antena de 0,09 K e com velocidade radial de 3,5 km s⁻¹. A temperatura de antena das linhas secundárias foi menor ou igual ao *rms* da observação (0,02 K). Na Figura 4.22 é mostrado o espectro obtido.

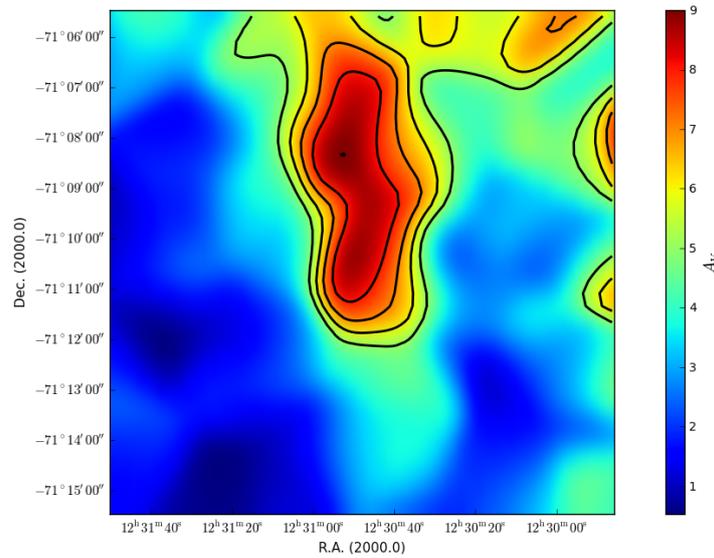


Figura 4.21 - Mapa de extinção visual de Mu9 construído com a resolução 30". Os contornos de isoextinção variam de 5 a 9 mag, em intervalos de 1 mag.

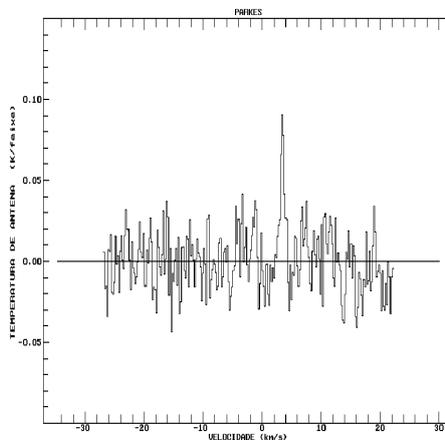


Figura 4.22 - Espectro da transição (1, 1) da NH₃ na condensação Mu9. Este espectro foi suavizado por 2 canais para obtermos melhor razão sinal-ruído.

4.1.2.5 Mu8

Na Figura 4.23 é mostrado o mapa de extinção de Mu8. Esta condensação tem estrutura alongada e três *cores* embebidos, dois dos quais tem extinção visual de ~ 10 mag.

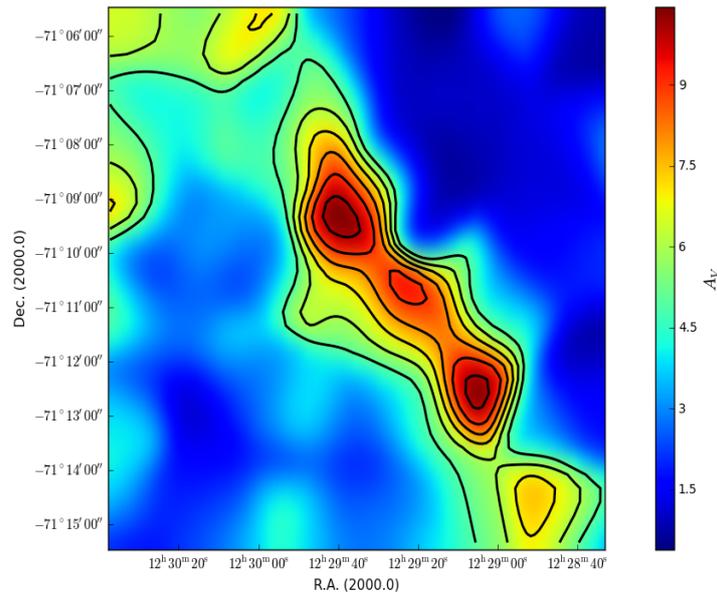


Figura 4.23 - Mapa de extinção visual de Mu8 construído com a resolução de $30''$. Os contornos de isoextinção variam de 5 a 10 mag, em intervalos de 1 mag.

Nesta condensação foram observadas cinco posições em ^{13}CO e C^{18}O , que apresentaram temperaturas de antena entre 2,0 e 4,0 K, e de aproximadamente 1,0 K, respectivamente. Em duas posições, as linhas de C^{18}O se encontram no nível do ruído. Os espectros obtidos são mostrados entre as Figuras 4.28 e 4.24. Estes apresentam pico único, com largura média de $0,74 \pm 0,03 \text{ km s}^{-1}$ para o ^{13}CO e $0,44 \pm 0,02 \text{ km s}^{-1}$ para o C^{18}O . A velocidade radial do gás varia entre 3,2 e 3,5 km s^{-1} , com uma dispersão de 0,04 e 0,06 km s^{-1} para o ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente.

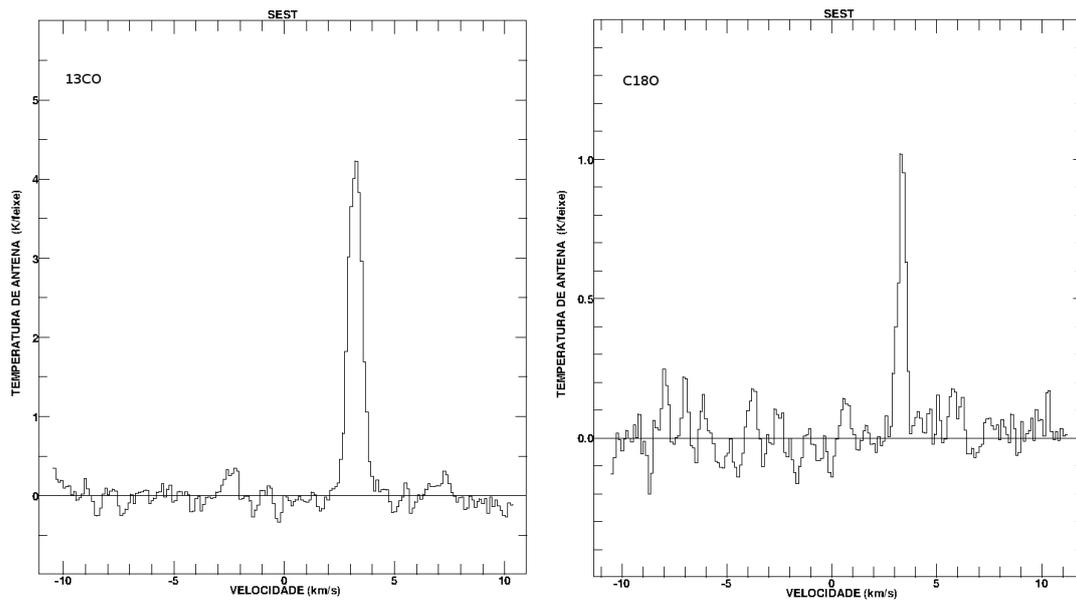


Figura 4.24 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu8-1. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel inferior) na posição Mu8-1, conforme listado na Tabela A.1.

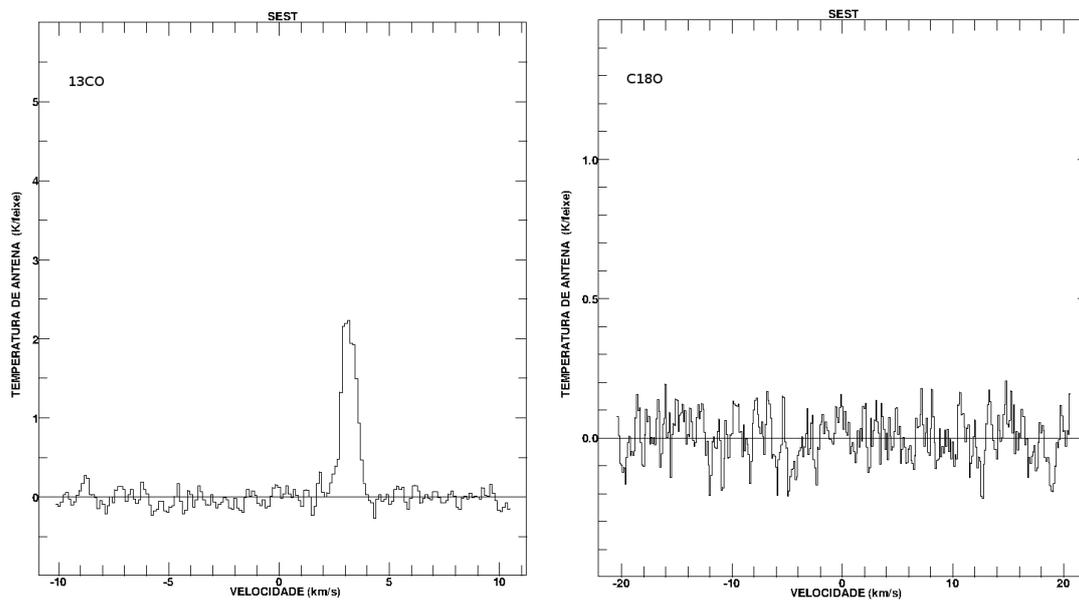


Figura 4.25 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu8-2. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu8-2, conforme listado na Tabela A.1.

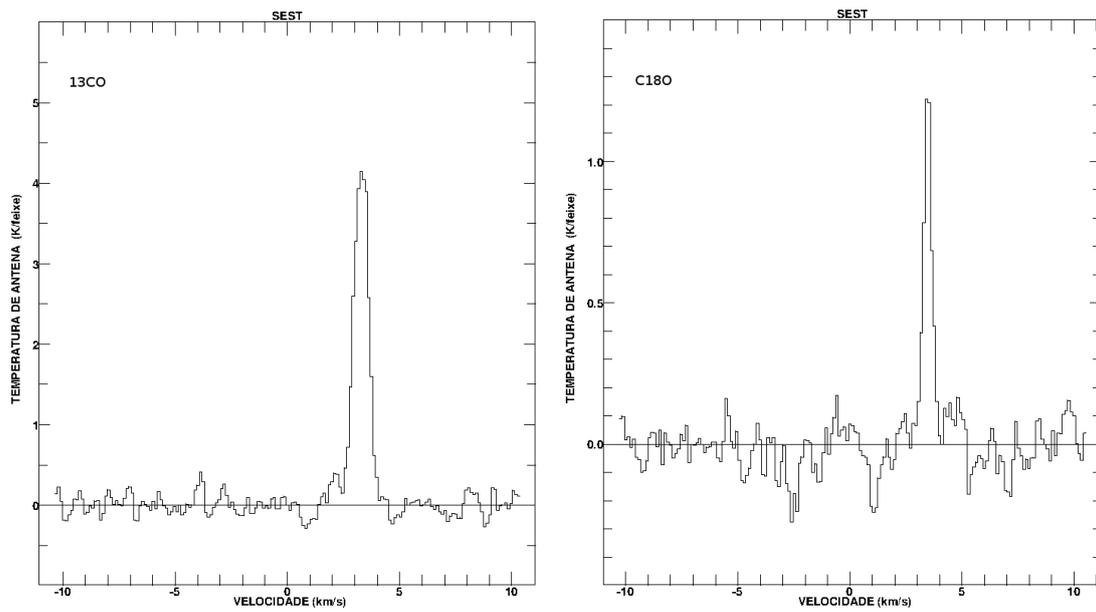


Figura 4.26 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu8-3. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu8-3, conforme listado na Tabela A.1.

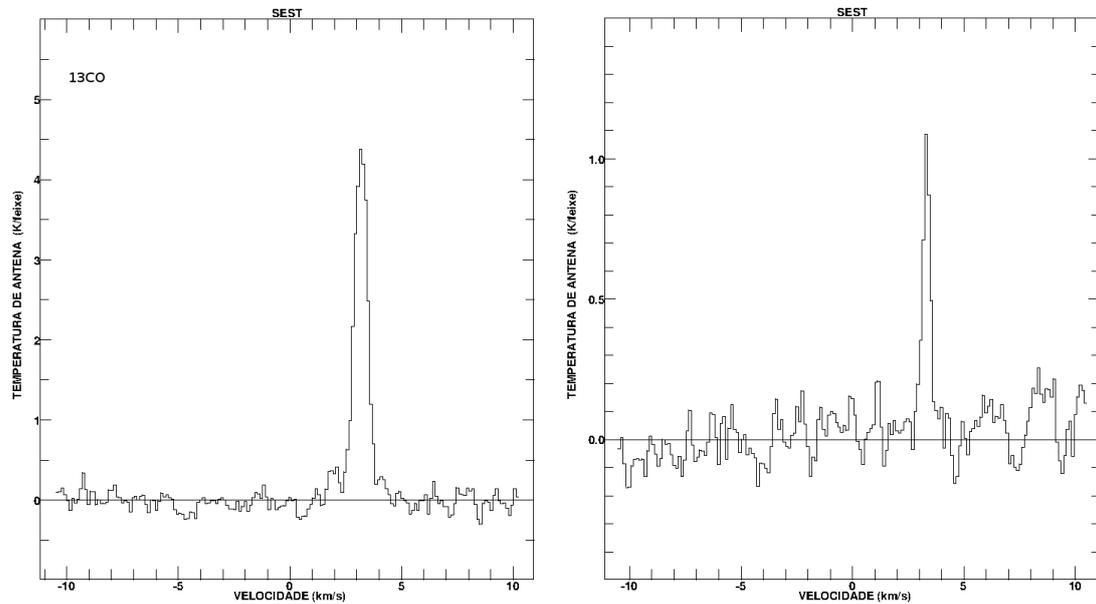


Figura 4.27 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu8-4. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu8-4, conforme listado na Tabela A.1.

4.1.2.6 Mu6

Na Figura 4.29 é mostrado o mapa de extinção de Mu6. Esta condensação também tem estrutura alongada e dois *cores*, um dos quais tem extinção visual de 10 mag.

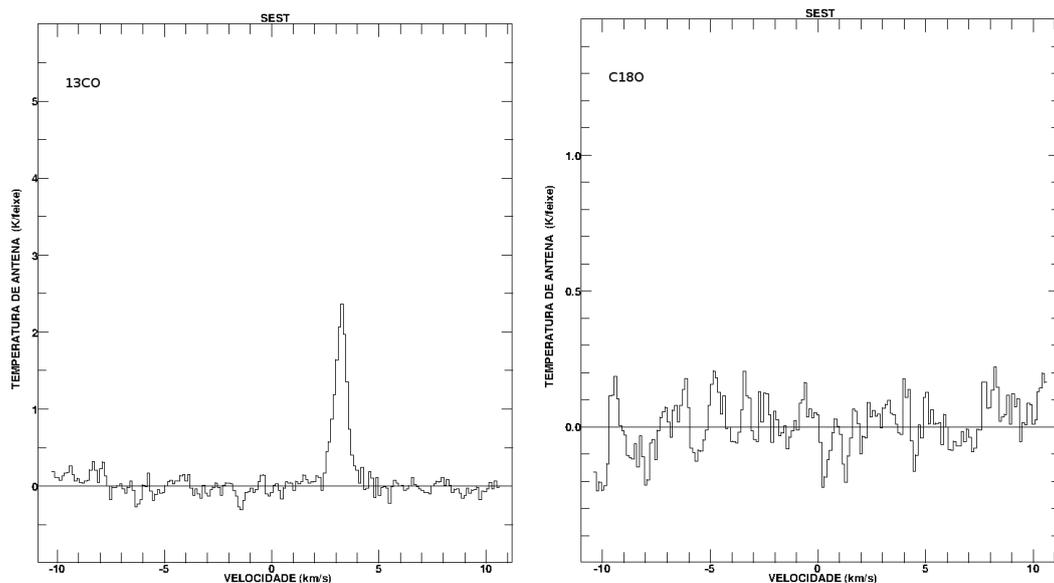


Figura 4.28 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu8-5. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu8-5, conforme listado na Tabela A.1.

A posição central da condensação Mu6 foi observada em NH_3 ($J=K=1$) mas não houve detecção. Na Figura 4.30 é mostrado o espectro obtido.

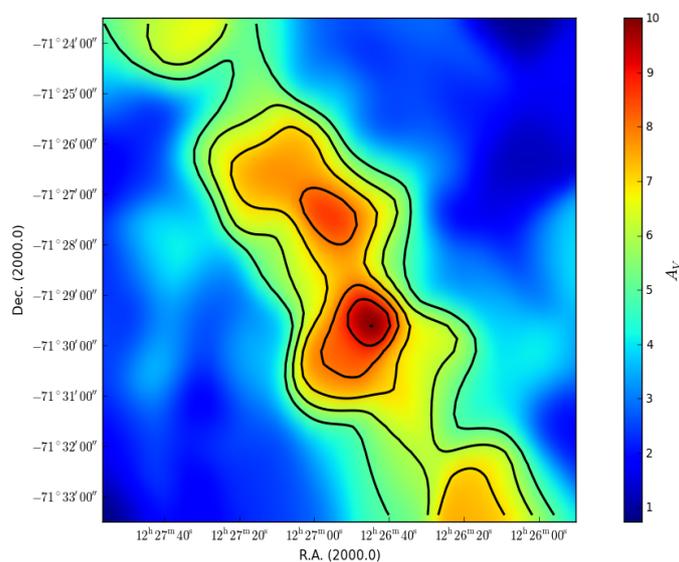


Figura 4.29 - Mapa de extinção visual de Mu6. Os contornos de isoextinção variam de 5 a 10 mag, em intervalos de 1 mag.

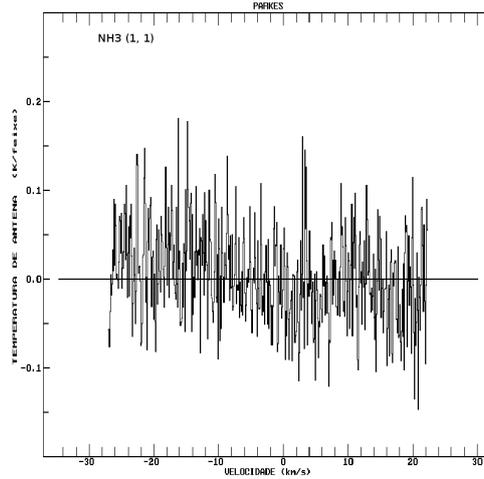


Figura 4.30 - Espectro de emissão da transição (1, 1) do NH_3 na condensação Mu6.

4.1.2.7 Mu5

Na Figura 4.31 é mostrado o mapa de extinção e o perfil radial do *core* embebido em Mu5. O pico de extinção ocorre em 14 mag e cai até alcançar o *plateau* em 9 mag. O *core* tem uma estrutura bem regular, com forma elíptica. Ao redor do *core* são visíveis três estruturas, com extinção mais baixa. O raio do *core* é de 0,08 pc.

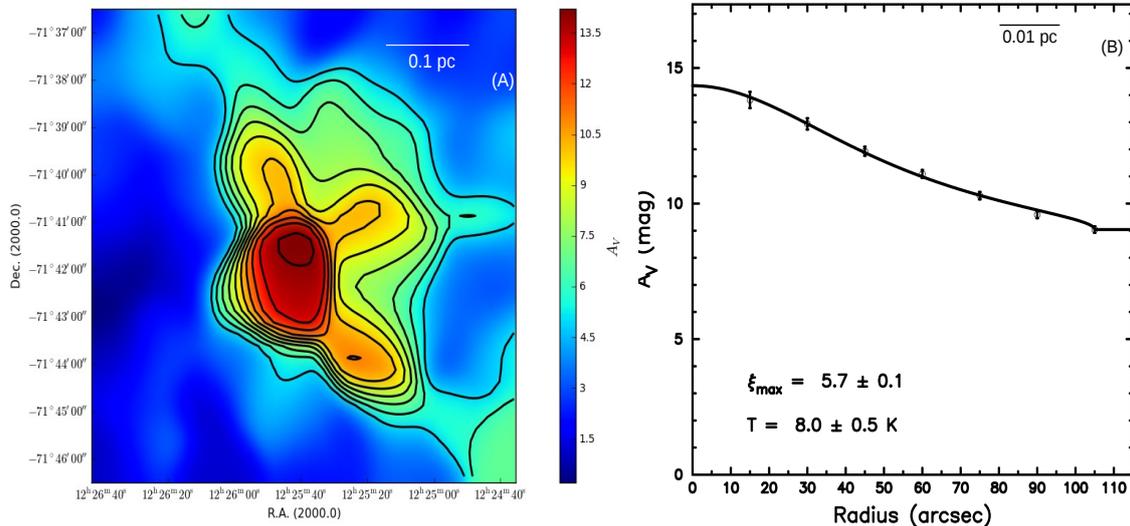


Figura 4.31 - Mapa de extinção visual de Mu5 construído com a resolução de $30''$ e perfil radial do *core* embebido. (A): Mapa de extinção visual. Os contornos de isoextinção variam entre 5 mag e 14 mag, em intervalos de 1 mag. (B): Perfil radial do *core* embebido. A linha sólida no perfil corresponde ao melhor ajuste de Bonnor-Ebert. Também são dados o parâmetro de estabilidade e a temperatura de Bonnor-Ebert no canto inferior esquerdo.

Em Mu5 foram observadas cinco posições em ^{13}CO e C^{18}O . Nessas posições, a temperatura de antena do ^{13}CO é de aproximadamente 4,0 K enquanto que a do C^{18}O varia entre 0,5 e 1,2 K. Nas Figura 4.32 à 4.36 são mostrados os espectros obtidos.

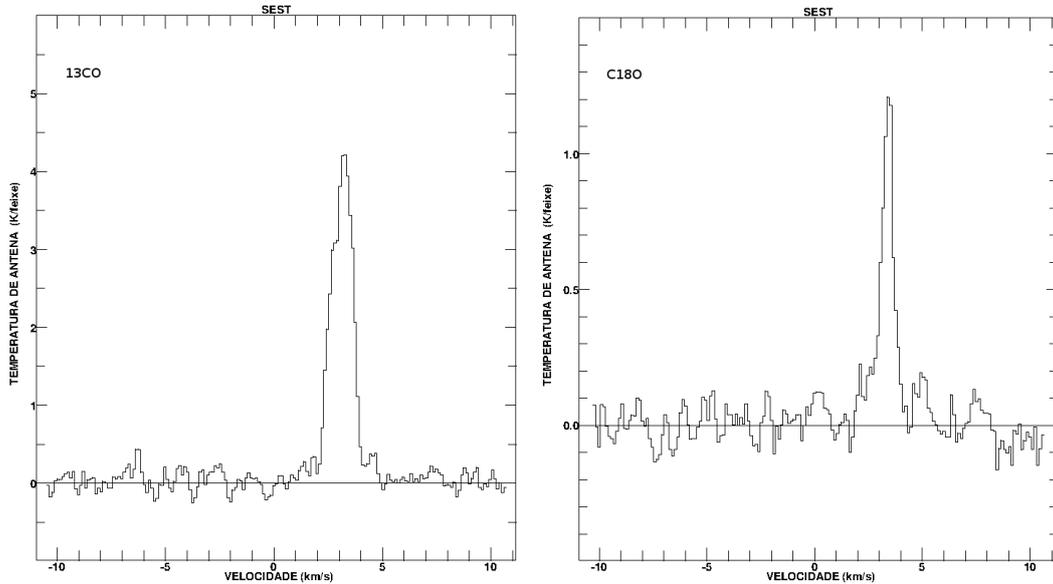


Figura 4.32 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu5-1. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu5-1, conforme listado na Tabela A.1.

Mu5 apresenta linhas de ^{13}CO mais largas em relação as observadas nas outras condensações, com $0,96 \pm 0,13 \text{ km s}^{-1}$. As linhas de C^{18}O têm largura média de $0,60 \pm 0,06 \text{ km s}^{-1}$. O gás nesta condensação se move com velocidade radial entre 2,9 e $3,4 \text{ km s}^{-1}$, com as dispersões de 0,08 e $0,12 \text{ km s}^{-1}$ para o ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente.

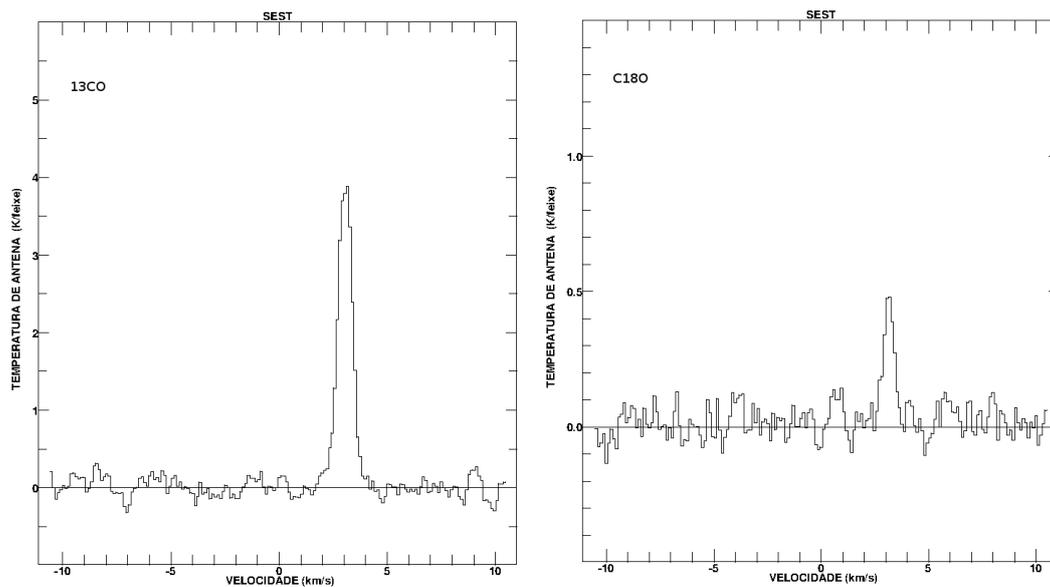


Figura 4.33 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu5. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu5-2, conforme listado na Tabela A.1.

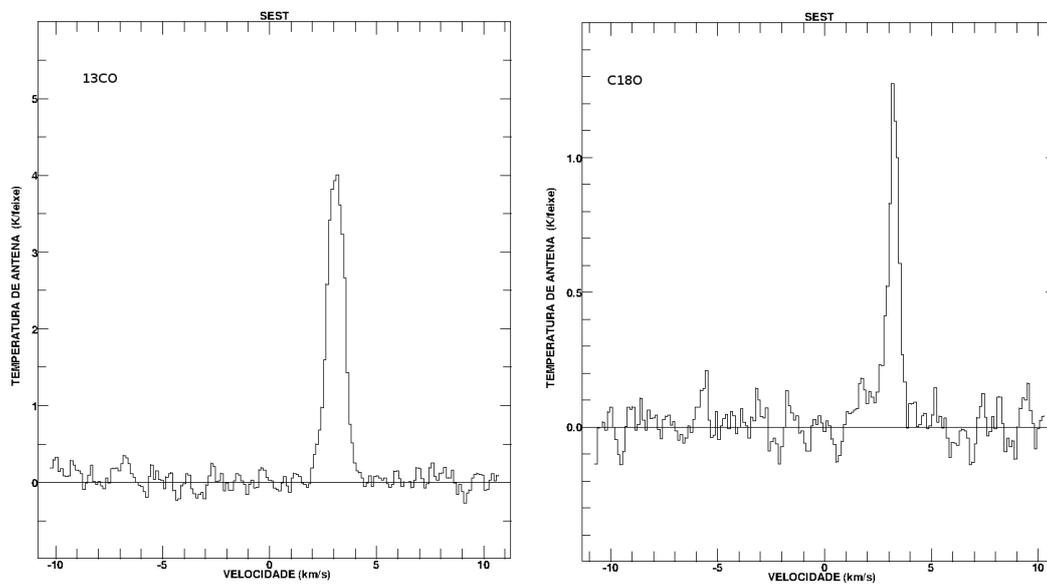


Figura 4.34 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu5-3. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu5-3, conforme listado na Tabela A.1.

4.1.2.8 Mu4

A Figura 4.37 mostra o mapa de extinção da condensação Mu4 e os perfis radiais dos dois *cores* embebidos, designados de Mu4A e Mu4B. Os dois *cores* estão ligados por

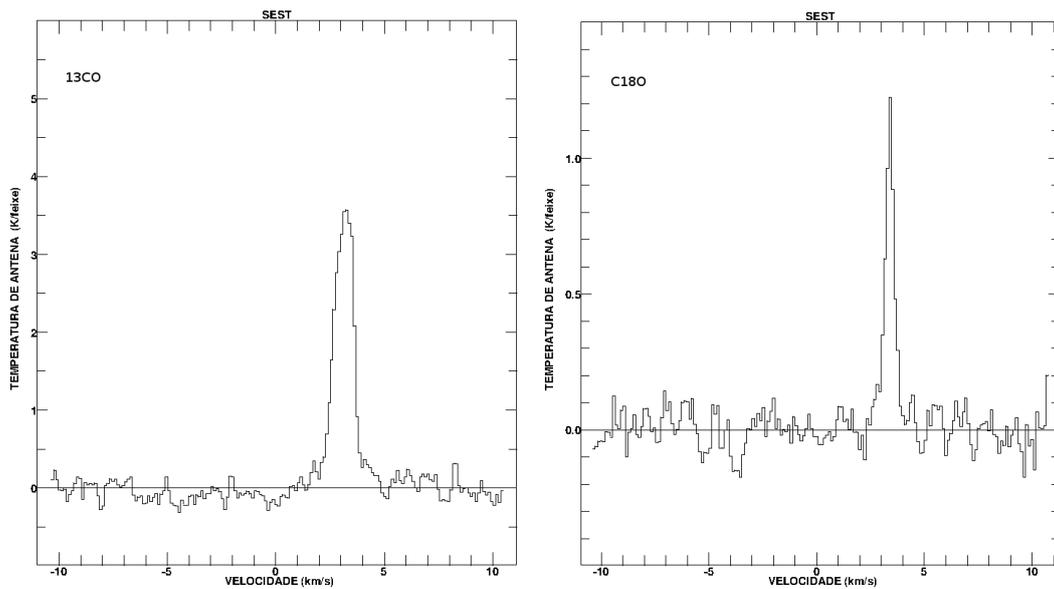


Figura 4.35 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu5-4. Espectros de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu5-4, conforme listado na Tabela A.1.

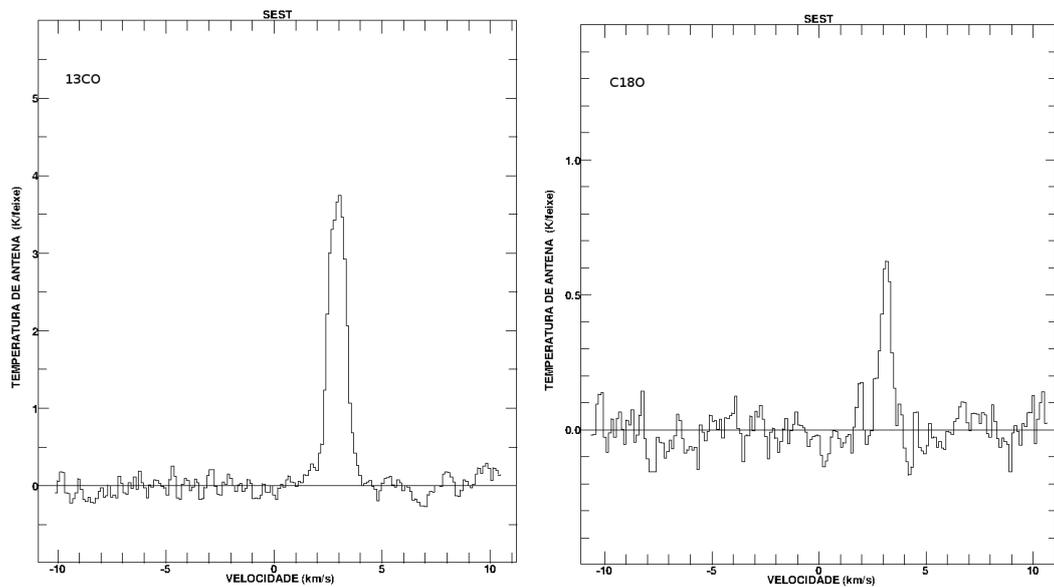


Figura 4.36 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu5-5. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu5-5, conforme listado na Tabela A.1.

uma "ponte" de gás e poeira com um nível de extinção de 10 mag. O pico de extinção em ambos os *cores* é de aproximadamente 13 mag. Mu4A tem forma praticamente circular, seu tamanho é estimado em 0,07 pc e o *plateau* é alcançado em 7 mag. Em

Mu4B o *plateau* é 9 mag e o raio é de 0,08 pc.

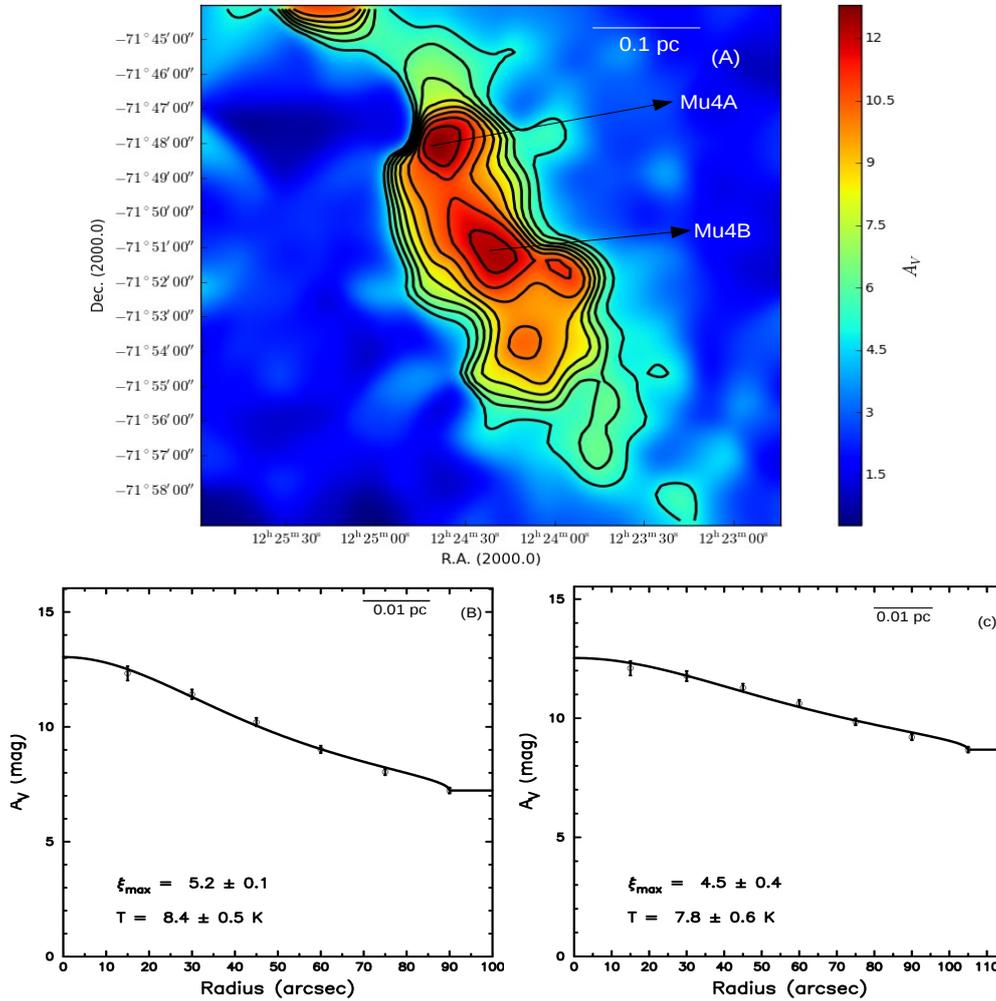


Figura 4.37 - (A): Mapa de extinção visual da condensação Mu4. Os contornos de isoextinção variam de 5 mag a 12 mag, em intervalos de 1 mag. (B) e (C): Perfis radiais de extinção dos *cores* Mu4A e Mu4B, respectivamente. A linha sólida corresponde ao melhor ajuste de Bonnor-Ebert. Também são dados o parâmetro de estabilidade e a temperatura de Bonnor-Ebert no canto inferior esquerdo.

Em Mu4 foram observadas sete posições, das quais quatro em ^{13}CO e C^{18}O , duas apenas em ^{13}CO e uma em C^{18}O . Entre as Figuras 4.38 e 4.41 são mostrados apenas espectros das posições em que temos observações do ^{13}CO e C^{18}O . As linhas de ^{13}CO tem temperatura da antena entre 3,0 e 4,2 K e a de C^{18}O varia entre 0,3 e 1,2 K. A largura média das linhas é de $0,68 \pm 0,06$ e $0,57 \pm 0,10$ km s^{-1} para o ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente. A velocidade radial do gás está entre 2,9 e 3,1 km s^{-1} e a dispersão de velocidade observada é de 0,05 km s^{-1} para o ^{13}CO e 0,09 km s^{-1} para o C^{18}O .

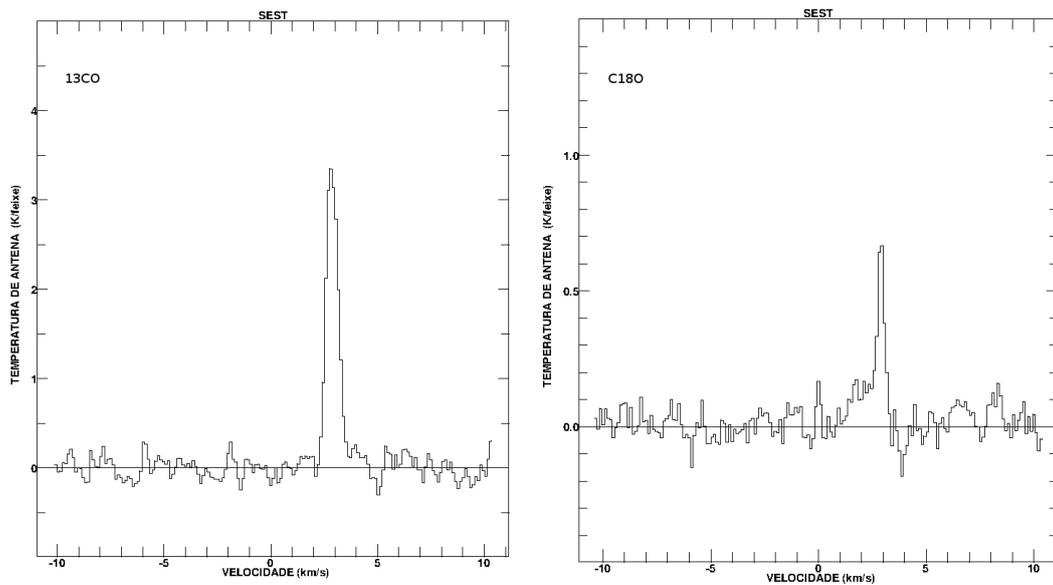


Figura 4.38 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu4-1. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu4-1, conforme listadas na Tabela A.1.

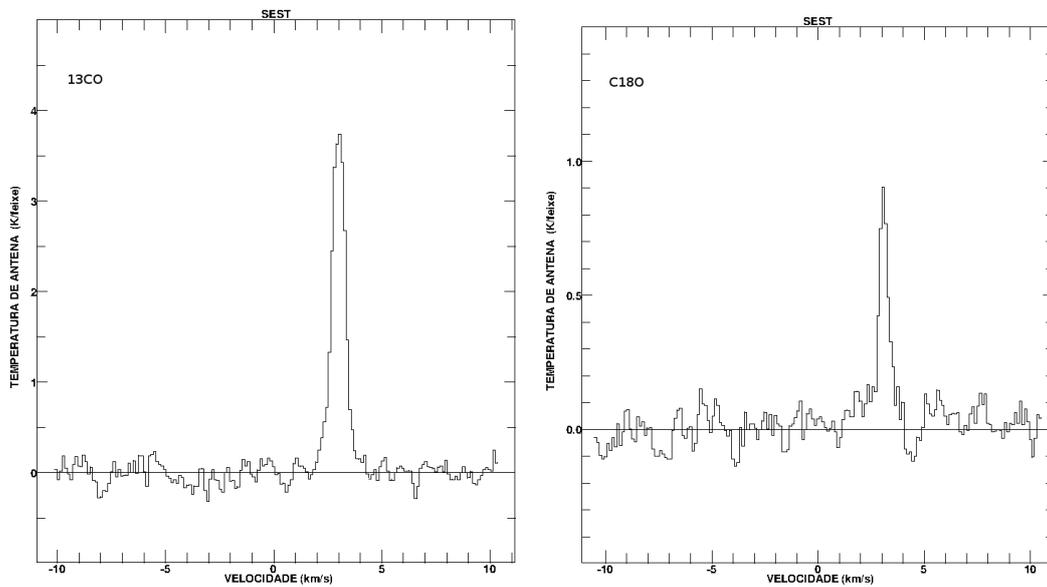


Figura 4.39 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu4-2. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu4-2, conforme listadas na Tabela A.1.

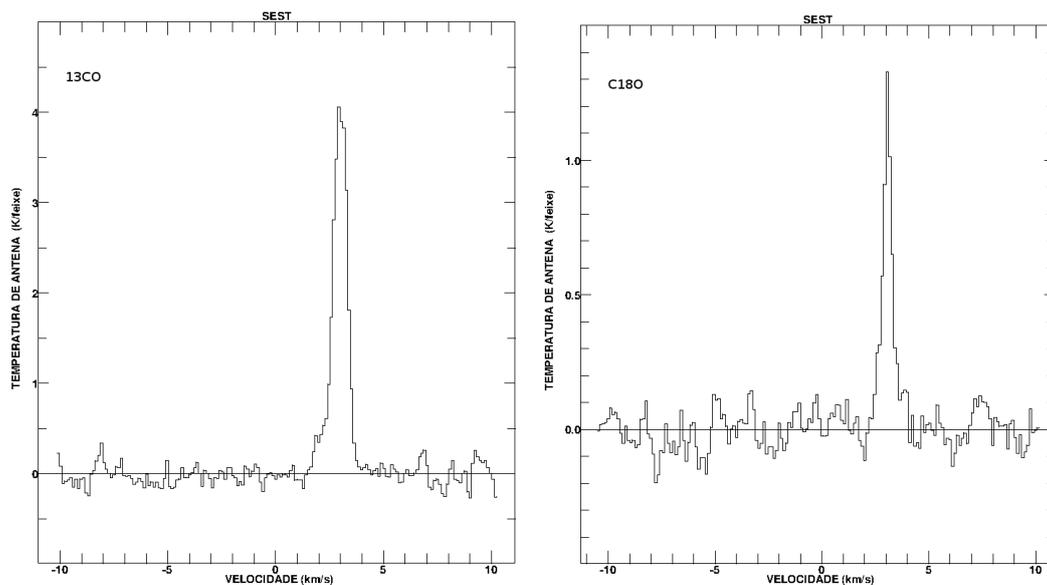


Figura 4.40 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu4-3. Espectros de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu4-3, conforme listadas na Tabela A.1.

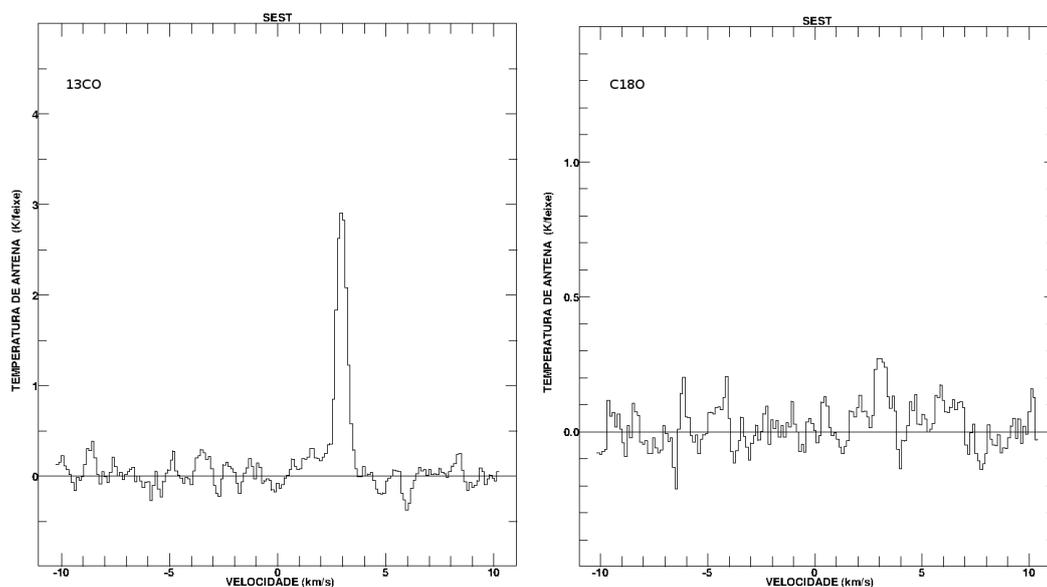


Figura 4.41 - Espectros de ^{13}CO e de C^{18}O em Mu4-4. Espectro de ^{13}CO (painel esquerdo) e de C^{18}O (painel direito) na posição Mu4-4, conforme listadas na Tabela A.1.

4.1.2.9 Mu1

Nas Figuras 4.42 a, b temos o mapa de extinção e o perfil radial do *core* embebido, respectivamente. O *core* de Mu1 tem uma forma quase circular e o pico de extinção

ocorre em aproximadamente 12 mag. Tem um perfil radial que não se ajusta satisfatoriamente pelo modelo de Bonnor-Ebert, pois não atende ao nosso critério de aderência ($\chi_r^2 \sim 1$ e $p \sim 0,5$). Nesta condensação não temos observações de linhas.

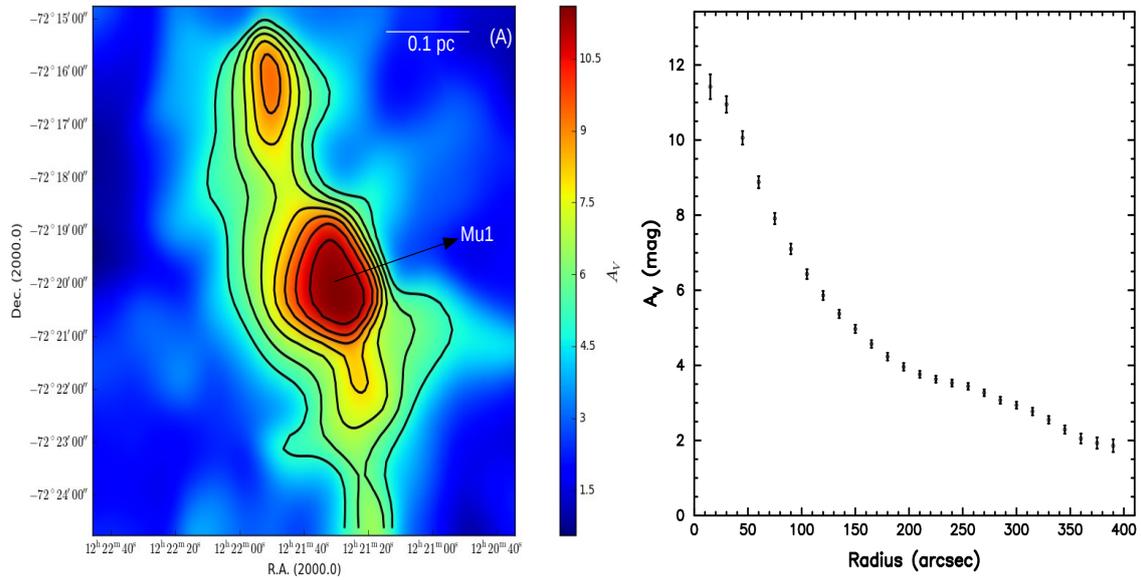


Figura 4.42 - (A): Mapa de extinção visual de Mu1. Os contornos de isoextinção variam de 1 mag a 11 mag, em intervalos de 1 mag. (B): Perfil radial do *core* embebido em Mu1. O perfil radial não se ajusta adequadamente ao modelo de esferas de Bonnor-Ebert.

4.1.3 Parâmetros físicos do gás na região de Musca

4.1.3.1 Parâmetros físicos do gás obtidos das linhas de emissão

Na Tabela A.1 são mostrados os observáveis das emissões da transição J=1-0 de ^{13}CO e C^{18}O obtidos do ajuste de gaussianas às linhas espectrais. Esta tabela mostra apenas os resultados para a posição central da condensação e quatro posições observadas a norte, sul, leste e oeste da posição central, onde temos observações de ^{13}CO e C^{18}O . Em Mu4 temos observações simultâneas de ^{13}CO e C^{18}O apenas em quatro posições. Na Tabela A.2 se encontram os parâmetros observacionais derivados da emissão de NH_3 . A partir desses observáveis e usando as equações da seção 3.4 foram estimados alguns parâmetros físicos do gás. Esses parâmetros são fornecidos nas Tabelas A.3 e A.4. Nas Tabelas 4.2 e 4.3 são dados os valores médios dos parâmetros do gás obtidos das linhas de CO em cada uma das condensações. Nas colunas 2 e 4 da Tabela valoresmediosmusca temos as velocidades médias e dispersões de velocidade do ^{13}CO e do C^{18}O , respectivamente, e nas colunas 3 e 5 temos as larguras médias de linhas dessas moléculas.

Tabela 4.2 - Valores médios dos observáveis das condensações de Musca obtidos das linhas de CO.

Cond.	^{13}CO		C^{18}O	
	V_c (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	V_c (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})
Mu13	$3,37 \pm 0,41$	$0,70 \pm 0,09$	$3,34 \pm 0,41$	$0,64 \pm 0,10$
Mu10	$3,29 \pm 0,26$	$0,71 \pm 0,19$	$3,53 \pm 0,08$	$0,50 \pm 0,09$
Mu8	$3,22 \pm 0,04$	$0,74 \pm 0,03$	$3,37 \pm 0,06$	$0,44 \pm 0,02$
Mu5	$3,07 \pm 0,08$	$0,96 \pm 0,13$	$3,25 \pm 0,12$	$0,60 \pm 0,06$
Mu4	$2,95 \pm 0,05$	$0,68 \pm 0,07$	$3,03 \pm 0,09$	$0,57 \pm 0,10$

Tabela 4.3 - Valores médios dos parâmetros físicos das condensações.

Cond.	T_{18} (K)	A_V^{CO} (mag)	$N(\text{H}_2)$ (10^{21} cm^2)	$n(\text{H}_2)$ (10^3 cm^{-3})	$M(\text{H}_2)$ (M_\odot)	M_J (M_\odot)	M_V (M_\odot)	$\sigma_T(\text{H}_2)$ (km s^{-1})	$\sigma_{NT}(\text{H}_2)$ (km s^{-1})
Mu13	12,0	$3,7 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,5$	$3,1 \pm 0,4$	$10,2 \pm 1,5$	$7,2 \pm 1,3$	$15,7 \pm 7,4$	$0,19 \pm 0,07$	$0,43 \pm 0,05$
Mu10	$8,8 \pm 0,8$	$3,6 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,2$	$31,6 \pm 2,6$	$7,8 \pm 1,2$	$16,6 \pm 5,5$	$0,18 \pm 0,01$	$0,49 \pm 0,11$
Mu8	$12,7 \pm 1,9$	$3,3 \pm 0,1$	$3,1 \pm 0,1$	$3,5 \pm 0,1$	6,0	$9,0 \pm 2,2$	$5,7 \pm 0,5$	$0,21 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,02$
Mu5	$9,7 \pm 0,5$	$3,9 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,2$	$21,2 \pm 1,5$	$7,6 \pm 0,5$	$19,0 \pm 3,5$	$0,19 \pm 0,01$	$0,60 \pm 0,09$
Mu4	$12,5 \pm 2,5$	$3,8 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,2$	$13,8 \pm 1,3$	$9,3 \pm 3,3$	$14,0 \pm 5,1$	$0,20 \pm 0,02$	$0,40 \pm 0,05$

4.1.3.2 Parâmetros físicos do gás obtidos dos mapas de extinção visual

A Tabela 4.4 fornece os parâmetros físicos observacionais dos *cores*, derivados do perfil radial de extinção. A coluna 1 fornece a designação do *core*, a coluna 2 o valor da extinção do *plateau* e a coluna 3 o raio do *core*. As colunas 4 e 5 fornecem a massa e a densidade volumétrica média do *core*, respectivamente. Na coluna 6 é dada a massa de Jeans calculada pela Equação 3.35, assumindo a temperatura de 10 K, e na coluna 9 a razão entre a massa do *core* e a massa de Jeans.

Tabela 4.4 - Parâmetros físicos dos *cores* derivados do perfil radial de extinção

<i>Core</i>	$A_V^{plateau}$ (mag)	R (pc)	M (M_\odot)	\bar{n} (10^4 cm^{-3})	M_J (M_\odot)	M/ M_J
Mu13	7,6	0,05	1,0	2,0	1,4	0,7
Mu10	8,1	0,08	0,4	1,2	2,2	0,2
Mu5	9,0	0,08	1,2	1,6	1,7	0,7
Mu4A	7,2	0,07	0,6	1,8	1,5	0,4
Mu4B	8,7	0,08	0,9	0,8	3,4	0,3

Na Tabela 4.5 se encontram os parâmetros físicos teóricos dos *cores*, obtidos do ajuste do modelo de esferas de Bonnor-Ebert aos perfis radiais. Na coluna 1 é dada a designação do *core*. Na coluna 2 o parâmetro de estabilidade, na coluna 3 a temperatura de Bonnor-Ebert, na coluna 4 a densidade volumétrica central, na coluna 5 a massa de Bonnor-Ebert, na coluna 6 a pressão externa a que os *cores* estão submetidos, na coluna 7 o valor da extinção no centro de cada *core* subtraída a contribuição do *plateau* e finalmente, na coluna 8 o valor mínimo de χ_r^2 , para o qual se obteve o melhor ajuste do modelo de esferas de Bonnor-Ebert aos dados.

Tabela 4.5 - Parâmetros físicos derivados do ajuste de Bonnor-Ebert

<i>Core</i>	ξ_{max}	T_{BE} (K)	n_c (10^4 cm^{-3})	M_{BE} (M_\odot)	P_{ext}/k_B (10^4 K cm^{-3})	A_V^c (mag)	χ_r^2
Mu13	4,6±0,2	12,8±0,5	9,9	1,2	19,9	9,1	1,06
Mu10	5,7±0,1	7,1±0,5	4,3	1,0	3,0	4,7	0,73
Mu5	5,7±0,1	8,0±0,5	4,9	1,2	3,8	5,3	0,98
Mu4A	5,2±0,1	8,4±0,5	5,8	1,0	5,8	5,8	0,83
Mu4B	4,5±0,4	7,8±0,6	3,0	1,0	3,8	3,9	0,96

4.2 O maser de água de IRAS 16293-2422

Nesta seção apresentamos os resultados das observações das linhas maser no ROI, que são discutidos juntamente com observações de outros telescópios na seção 5.2. Os observáveis obtidos do ajuste de gaussianas aos espectros se encontram na Tabela B.1. Na coluna 1 temos a data das observações no formato dia/mês/ano, na 2

a hora em que foi realizada a observação no formato hora/minutos/segundos e na 3 o número da observação. Nas colunas 4, 5, 6 e 7 temos a temperatura de antena no pico da linha corrigida da opacidade atmosférica, T_A^* (K), a velocidade central, V_c (km s^{-1}), a largura a meia altura do sinal real da fonte depois de removida a contribuição do espectrógrafo (vide Equação 3.26), ΔV (km s^{-1}), e a intensidade integrada, $\int T_A^* \times dV$ (K km s^{-1}) de cada componente, respectivamente. Na coluna 8 temos a densidade do fluxo de cada componente observada ($S_\nu = 44 \times T_A^*$) e na 9 a luminosidade isotrópica de cada componente de velocidade observada, $L_{\text{H}_2\text{O}}(L_\odot) = 2,98 \times 10^{-7} L_\odot \int \frac{T_A^* dV}{\text{K km s}^{-1}}$. Nas Tabelas C.1 à C.11 são dadas as componentes de velocidade, observadas em outros observatórios no mínimo em três épocas, e respectivas densidade de fluxos, quando existentes. Algumas componentes em -7, +4,4, +4,7 e +5,0 km s^{-1} foram observadas mais de três vezes, mas não temos suas densidades de fluxo.

4.2.1 Componentes observadas

As componentes de velocidade observadas no ROI encontram-se entre -14 km s^{-1} e +14 km s^{-1} , a maioria se encontrando no intervalo entre +6 km s^{-1} e +8 km s^{-1} . As componentes de velocidade neste intervalo também se mostraram mais intensas em quase todas as observações em que foram detetadas. Componentes com velocidades fora do intervalo acima se mostraram mais fracas. Em algumas épocas dos anos 1993, 1994, e 2009, as linhas estiveram abaixo do limite de sensibilidade da antena do ROI e por isso não foi detetada nenhuma emissão.

4.2.2 Perfil das linhas

Na maior parte das observações anteriores a 25 de agosto de 2010 foram detetadas linhas com apenas uma componente de velocidade. Depois dessa data, a maioria das linhas contém duas componentes de velocidade. A Figura 4.43 mostra alguns perfis das linhas com duas componentes, separadas por mais ou menos 7 km s^{-1} . É visível uma variação anticorrelacionada na intensidade das componentes de velocidade observadas.

A maioria das linhas apresenta perfil não gaussiano, com largura de linha da ordem de $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$. A Figura 4.44 mostra alguns perfis observados. O espectro (a) é gaussiano, os espectros (b) e (c) têm uma ligeira assimetria. Os outros perfis (d, e, f) têm linhas mais estreitas.

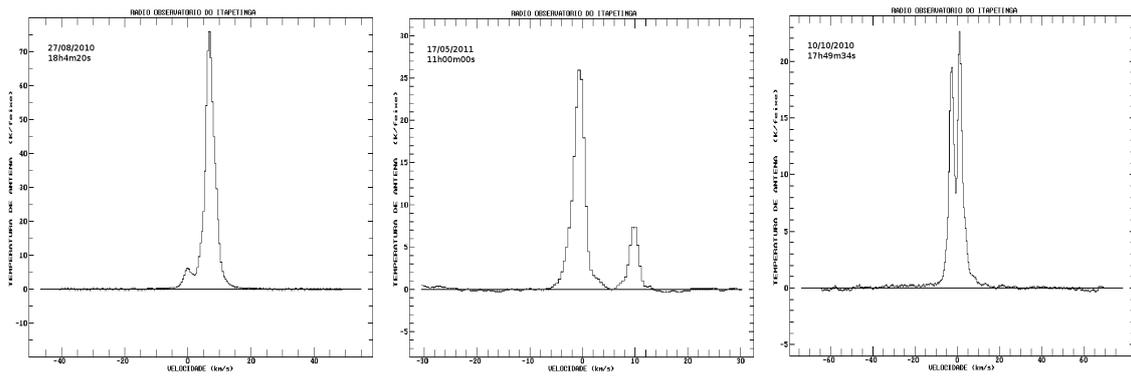


Figura 4.43 - Perfil das linhas com duas componentes. É observada variação anticorrelacionada dessas componentes.

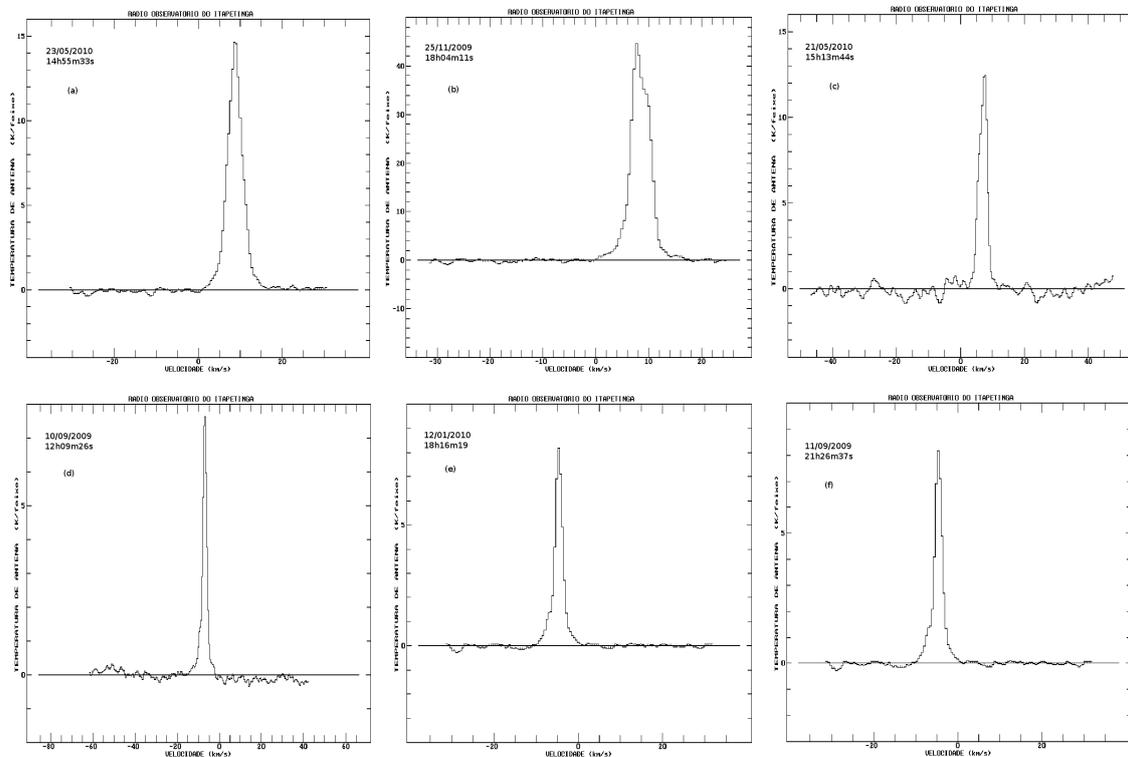


Figura 4.44 - Exemplos dos perfis das linhas com apenas uma componente de velocidade. Alguns perfis mostram linhas largas (painéis a e b) e outros mostram linhas estreitas (painéis d à f).

4.2.3 Evolução temporal das linhas

Nas observações entre 1991 e 1996, as componentes ativas se encontram no intervalo de velocidade entre 0 e $+5 \text{ km s}^{-1}$. De 2009 à 2012, a maioria das componentes principais situa-se entre $+6$ e $+8 \text{ km s}^{-1}$ e a partir de 2010 também são observadas

componentes fracas, com velocidade próxima de 0 km s^{-1} . Estas componentes registram variação na intensidade ao longo das observações. A Figura 4.45 mostra a evolução temporal da componente de velocidade próxima de $+7 \text{ km s}^{-1}$. A intensidade máxima alcançada foi de aproximadamente 167 K (7348 Jy) no dia 28 de novembro de 2009.

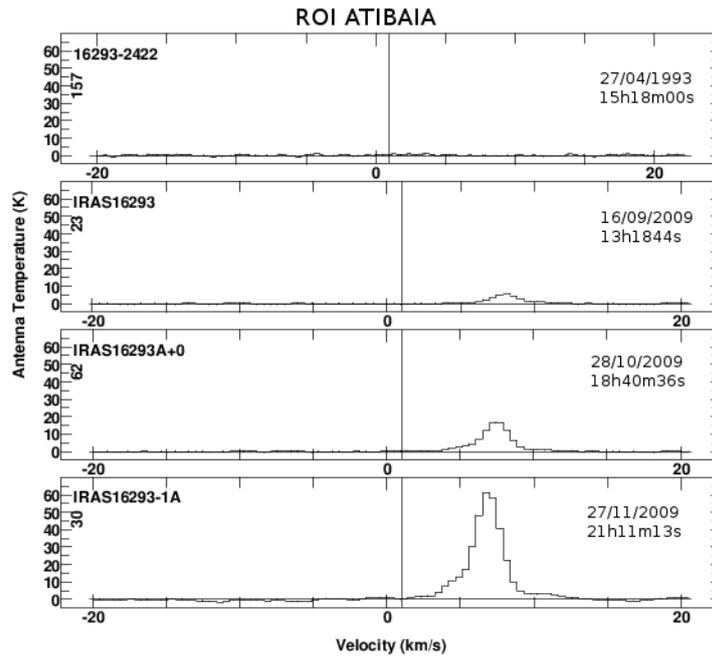


Figura 4.45 - Variação da intensidade durante as observações para a componente próxima de $+7 \text{ km s}^{-1}$.

Na maior parte das observações, as linhas se mantiveram estáveis no entanto, algumas mostram variações dramáticas na intensidade. Como exemplo citamos as observações 51 e 52, em que houve uma diminuição de 74% na intensidade em 5 horas. O mesmo ocorre entre as observações 70 e 71, com uma diminuição de aproximadamente 67% em 7 minutos e de 68% entre as observações 82 e 83. Entre as observações 113 e 114 houve uma diminuição na intensidade de quase 90% em 5 minutos. Entre as observações 121 e 123 houve uma diminuição na densidade de fluxo de aproximadamente 2950 Jy para 940 Jy seguido de um aumento até 2040 Jy , num intervalo de 12 minutos.

Verifica-se um aumento repentino de intensidade de 101 para 2500 Jy , em 4 minutos, entre as observações 150 e 151, de 426 para 1074 Jy entre as observações 266 e 227, de 985 para 1993 Jy entre as observações 333 e 334. De 92 para 1368 Jy entre as

observações 392 e 393. De 352 para 1183 Jy entre as observações 427 e 428.

4.2.4 Componentes de curta duração

Foram observadas componentes de velocidade com curtíssima duração, com tempo de vida da ordem de 10 minutos, em $+8 \text{ km s}^{-1}$, $+10 \text{ km s}^{-1}$ e $+11 \text{ km s}^{-1}$. Nas Figuras 4.46 e 4.47 são mostradas seqüências de alguns espectros das observações dos dias 29 de outubro de 2009 e do dia 28 de novembro de 2009, onde foram detetadas as componentes de curta duração.

Na maioria das observações do dia 29 de outubro de 2009 foi detetada apenas uma componente em $+7 \text{ km s}^{-1}$. Mas, um espectro mostra duas componentes de velocidade, uma em aproximadamente $+7 \text{ km s}^{-1}$ e outra em $+11 \text{ km s}^{-1}$, como se pode ver na Figura 4.46, onde é mostrada uma seqüência de 11 espectros. Nos cinco primeiros espectros é visível uma linha, com apenas uma componente de velocidade, em $+7 \text{ km s}^{-1}$, no central (observação 169) são visíveis duas componentes, uma em $+7 \text{ km s}^{-1}$ e outra em $+11 \text{ km s}^{-1}$. Nos cinco posteriores é visível apenas uma componente. A componente em $+11 \text{ km s}^{-1}$ manteve-se por aproximadamente 5 minutos.

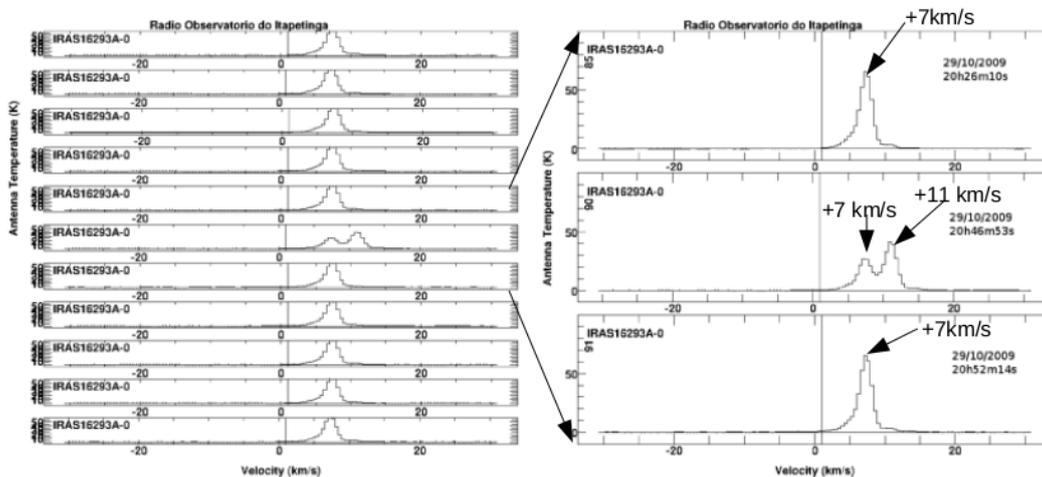


Figura 4.46 - Seqüência das observações do dia 29/10/2009, com tempo de integração de 6 minutos. No painel esquerdo é mostrada uma seqüência de espectros obtidas no dia e no painel direito mostramos os espectros centrais ampliados para melhor visualização. O espectro central mostra a componente, em aproximadamente $+11 \text{ km s}^{-1}$, com tempo de vida de 5 minutos.

Nas observações do dia 28 de novembro de 2009 também foram observadas mais

duas componentes de curtíssima duração (observação 274), em aproximadamente $+8 \text{ km s}^{-1}$ e $+10 \text{ km s}^{-1}$. Estas duas componentes permaneceram pouco mais de seis minutos, como se pode ver na Figura 4.47.

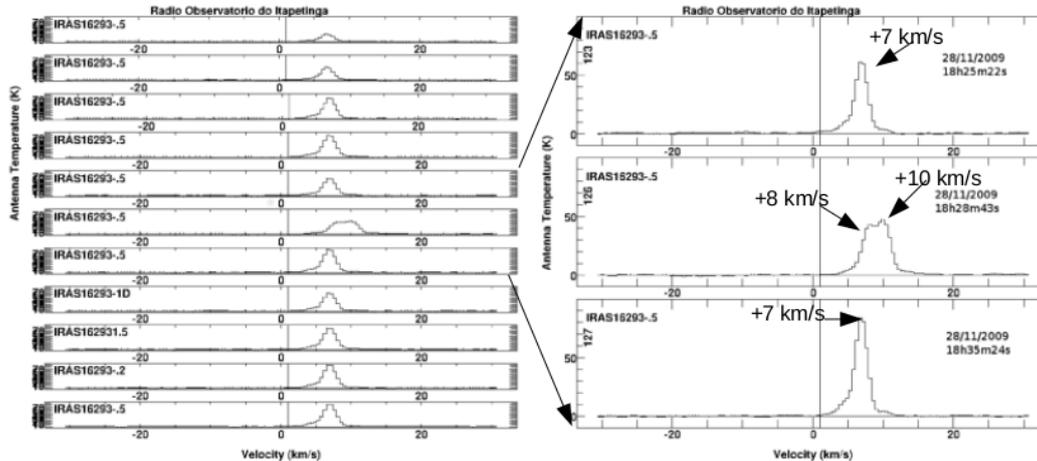


Figura 4.47 - Sequência de observações do dia 28/11/2009. Os primeiros cinco espectros do painel esquerdo mostram linhas com uma componente de velocidade em $+7 \text{ km s}^{-1}$, o central mostra duas componentes de curta duração, em aproximadamente $+8$ e $+10 \text{ km s}^{-1}$, com tempo de vida de aproximadamente 7 minutos e os últimos cinco mostram apenas uma componente em $+7 \text{ km s}^{-1}$. No painel da direita são mostrados os três espectros centrais ampliados para melhor visualização.

Para confirmar (ou não) a ocorrência de componentes de curta duração como as indicadas acima, foram realizadas observações no modo *frequency-switching*, que permitem o acompanhamento constante da fonte. Nas observações de 30 de agosto de 2011, foram detetadas duas componentes fracas, uma das quais com curtíssima duração, como ilustrado na Figura 4.48. As duas componentes espectrais fracas examinadas são indicadas pelas setas azuis e vermelhas. A componente de curtíssima duração, detetada apenas no espectro central está demarcada pela seta vermelha. O tempo de integração de cada espectro foi de 6 minutos.

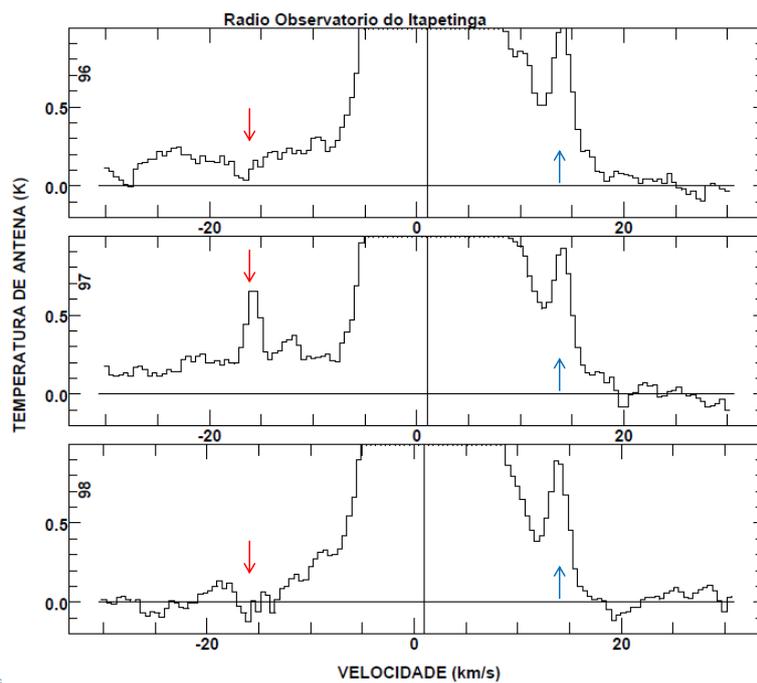


Figura 4.48 - Espectro do maser de água observado na direção de IRAS 16293-2422 no dia 30/08/11, ampliado para melhor visualização. No segundo espectro são visíveis duas componentes fracas, em ambos os lados das linhas principais demarcados pelas setas azul e vermelha. Nos espectros anterior e posterior é visível apenas uma componente fraca, demarcada pela seta azul. Esta se manteve em todas as observações do dia. A componente de curta duração aparece apenas no espectro central e se manteve por aproximadamente 6 minutos.

5 DISCUSSÃO

5.1 Distribuição do gás e poeira em Musca

O filamento de Musca não mostra contornos bem definidos abaixo de 3 mag, pois, em regiões difusas, com extinção baixa, o método NICE não é tão bom e a razão sinal-ruído é baixa. No entanto, abaixo de 3 mag, Musca se apresenta como um filamento único, com estrutura similar àquela mostrada nos mapas de extinção obtidos por contagem de estrelas no óptico (CAMBRÉSY, 1999; GREGORIO-HETEM et al., 1988) e aos mapas de emissão de ^{13}CO (MIZUNO et al., 1998) e de ^{12}CO (MIZUNO et al., 2001).

No contorno de 3 mag, o mapa de extinção visual de Musca revela dois filamentos, um principal que possui várias condensações embebidas sem OEJ's associados, e outro isolado na extremidade norte, no qual se encontra a condensação Mu13, com a fonte IRAS 1232-7023 embebida. De acordo com Gregorio-Hetem et al. (1988) este OEJ é um candidato a estrela T Tauri no entanto, Hickel et al., 2017 (em preparação) sugerem que é um OEJ classe I.

A estrutura de Musca no contorno de 3 mag é similar à estrutura obtida por Kainulainen et al. (2016) usando o método NICEST (LOMBARDI, 2009) e dados do 2MASS e do NEWFIRM¹, embora sejam visíveis algumas diferenças na escalas do *cores*, como em Mu4 e Mu10. Em Mu4, nós temos dois picos de extinção enquanto que no mapa de Kainulainen et al. (2016) é somente é visível um pico. Em Mu10 estes têm uma distribuição de extinção do tipo *plateau* com dois picos enquanto nós temos apenas um máximo.

No contorno de 5 mag, Musca apresenta fragmentos isolados nas extremidades norte e sul e duas estruturas filamentosas na região central, com fragmentos internos. A partir de 7 mag, a nuvem se encontra completamente fragmentada e possui cinco condensações (Mu13, Mu10, Mu5, Mu4 e Mu1) com picos de extinção visual maior do que 10 mag, que foram ajustados por esferas de Bonnor-Ebert. No entanto, o *core* da condensação Mu1 tem perfil que não se ajusta satisfatoriamente ao modelo de Bonnor-Ebert. Os *cores* embebidos nas restantes condensações com $A_V > 10$ mag têm perfis de densidade que se ajustam ao modelo de esferas de Bonnor-Ebert. Estes perfis mostram que a extinção visual decresce com a distância até atingir um nível de *plateau* entre 7 e 9 mag. Estes valores de *plateau* são similares aos máximos de extinção visual típicos estimados por contagem de estrelas no óptico em algumas

¹Near-infrared Wide-Field camera

nuvens (CAMBRÉSY, 1999).

Os *cores* Mu13 e Mu4A têm estrutura projetada circular enquanto que Mu10, Mu5 e Mu4B têm formato elíptico. No geral, *cores* que em projeção são vistos com formato arredondado são interpretados como sendo esféricos e os vistos com formato alongado são considerados esferoides prolato ou oblato (di FRANCESCO et al., 2007).

De acordo com McKee e Ostriker (2007), o formato dos *cores* também nos diz se eles são estruturas gravitacionalmente ligadas e em equilíbrio ou se são objetos transientes. Na ausência do campo magnético, *cores* em equilíbrio têm a forma aproximadamente esférica. Na presença do campo magnético, se este dá suporte contra a gravidade, os *cores* tendem a ser oblatos e quando o campo reforça a gravidade, os *cores* tendem a ter formato prolatos.

5.1.1 Temperatura de antena

A temperatura de antena das linhas de ^{13}CO varia entre 0,8 e 4,4 K e das linhas de C^{18}O entre 0,3 e 1,4 K. A razão de intensidade entre as linhas de ^{13}CO e C^{18}O nas posições observadas varia entre 2,8 e 10,7. A maioria das posições observadas na condensação Mu13 tem essa razão maior do que 5,5, mostrando que a abundância terrestre na condensação com o OEJ embebido não é aplicável.

5.1.2 Velocidade radial

A velocidade radial ao longo de Musca varia de 2,9 a 4,0 km s^{-1} , com um aumento sistemático de 0,2 $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ ao longo do eixo maior da nuvem. Este resultado é similar ao gradiente de velocidade obtido das linhas de ^{12}CO por Mizuno et al. (2001). No entanto, Vilas-Boas et al. (1994) estimaram um gradiente de 0,1 $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ e Hacar et al. (2016) estimaram um gradiente de 0,3 $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ ao longo do eixo principal, a partir da transição J=1-0 e J=2-1 de ^{13}CO e C^{18}O , respectivamente.

5.1.3 Perfil e largura das linhas

A maioria das linhas de ^{13}CO e C^{18}O possui único pico, são simétricas e tem perfil gaussiano, excepto nas condensações Mu10 e Mu13, onde observamos picos duplos, com uma separação média de 0,8 km s^{-1} . Em algumas posições da condensação Mu13 também foram observadas linhas com picos duplos em ^{12}CO (ARNAL et al., 1993), ^{13}CO e de C^{18}O (HACAR et al., 2016; VILAS-BOAS et al., 1994), com separação de $\sim 0,8 \text{ km s}^{-1}$. Também foram observadas linhas de ^{13}CO (J=1-0) com pico duplo na direção de Mu10 por Hacar et al. (2016).

Em Mu13, a ocorrência de picos duplos nas linhas opticamente finas de $C^{18}O$ nas mesmas posições de ^{13}CO descarta a possibilidade do efeito de saturação de linha ser o responsável por essas emissões. Nossos mapas de intensidade integrada (Fig. 4.11) sugerem que as linhas de ^{13}CO e $C^{18}O$ com picos duplos observadas na direção de Mu13 são provenientes de duas regiões distintas sobrepostas ao longo da linha de visada como Vilas-Boas et al. (1994) haviam sugerido anteriormente.

A largura média das linhas de ^{13}CO é $0,75 \pm 0,16 \text{ km s}^{-1}$, do $C^{18}O$ é $0,56 \pm 0,12 \text{ km s}^{-1}$ e das componentes hiperfinas principais de NH_3 é $0,63 \pm 0,31 \text{ km s}^{-1}$. A largura de linha do NH_3 deve ser vista como limite superior pois foi feita uma média corrida de 2 canais de modo a obtermos melhor razão sinal-ruído nos espectros. Valores similares de largura de linha também foram encontrados por Vilas-Boas et al. (1994) para o ^{13}CO e $C^{18}O$ e de NH_3 para um conjunto de nuvens escuras, como por exemplo em Ho et al. (1978) e Jijina et al. (1999).

As linhas mais estreitas de $C^{18}O$, com $0,35 \text{ km s}^{-1}$ e de ^{13}CO , com $0,47 \text{ km s}^{-1}$, foram observadas em Mu10. A condensação Mu5 tem largura de linha do ^{13}CO ligeiramente maior do que nas outras condensações, aproximadamente $1,0 \text{ km s}^{-1}$. A largura de linha do $C^{18}O$ em Mu13 e Mu5 não mostra diferenças significativas. No entanto, resultados observacionais mostram que as larguras de linha das condensações com OEJ's são ligeiramente maiores do que as observadas nas regiões sem OEJ's (FULLER; MYERS, 1992; LÖHR et al., 2007).

Em Musca, a contribuição não térmica ($0,74 \pm 0,15 \text{ km s}^{-1}$) para a largura de linha é ligeiramente maior do que a contribuição térmica estimada da temperatura cinética ($0,45 \pm 0,03 \text{ km s}^{-1}$). Os movimentos não térmicos que contribuem para o alargamento de linha em Musca podem ser randômicos (turbulentos) ou sistemáticos (expansão/contração, rotação, LADA et al., 2003, URQUHART et al., 2015).

A razão entre σ_{NT}/σ_T varia entre 2 e 4, o que sugere que o gás nas posições que observamos em Musca se encontra no regime transônico. Hacar et al. (2016), observando regiões ao longo do eixo central do filamento concluíram que o gás na região mais interna de Musca se encontra no regime subsônico. Estes resultados sugerem que em Musca existe um cascadeamento da turbulência de escalas maiores para as menores. Regiões com turbulência subsônica são regiões que têm material em condições de formar estrelas (ANDRÉ et al., 2014; PAGANI et al., 2010).

Para Larson (2003), a transição do regime supersônico para o subsônico ocorre em regiões entre 0,05 e 0,1 pc, que é o tamanho típico dos *cores* embebidos nas NM's.

Em média, o tamanho dos *cores* embebidos em Musca, que nós estimamos dos perfis radiais de extinção é de aproximadamente 0,07 pc. Goodman et al. (1998) sugerem que a redução da turbulência nos *cores* em escalas da ordem de 0,1 pc pode ser resultado do limite de dissipação de turbulência que ocorre nessas dimensões.

Estudos de polarização ao longo de Musca mostram que a dispersão do ângulo de polarização na região norte do filamento é maior do que nas restantes partes do filamento. O valor médio da dispersão do ângulo de polarização é de $5,0 \pm 1,0^\circ$ no norte e $3,4 \pm 1,0^\circ$ nas outras regiões de Musca. Dos 35 campos de Musca estudados por Pereyra e Magalhães (2004), aquele próximo à fonte IRAS 12322-7023 mostra a maior dispersão do ângulo de polarização, cerca de $6,9^\circ$. Se a dispersão do ângulo de polarização está relacionada com a largura de linha, de acordo com a teoria de Chandrasekhar e Fermi (1953) deveríamos observar linhas mais largas em Mu13 do que em outras condensações. No entanto, as larguras das linhas de Mu13 não mostram a mesma tendência observada no ângulo de polarização, o que sugere que elas não são afetadas pelo mesmo mecanismo que produz a dispersão do ângulo de polarização observado por Pereyra e Magalhães (2004) próximo de IRAS 12322-7023.

Do outro lado, a dispersão de velocidade de ^{13}CO (vide Tabela 4.2) observada em Mu13 ($0,41 \text{ km s}^{-1}$), é maior do que em Mu10 ($0,26 \text{ km s}^{-1}$), cinco vezes maior do que em Mu5 ($0,08 \text{ km s}^{-1}$) e oito vezes maior do que em Mu8 e Mu4 ($0,05 \text{ km s}^{-1}$). Este resultado reforça a hipótese de que a região norte de Musca deve ser formada, por pelo menos duas nuvens independentes, com velocidades radiais diferentes, sobrepostas ao longo da linha de visada. Estas nuvens devem ter o campo magnético orientado de forma distinta para explicar a elevada dispersão do ângulo de polarização observada em Mu13 por Pereyra e Magalhães (2004).

Infelizmente, nossos dados não permitem dizer se essas duas nuvens colidiram e induziram a formação da protoestrela ou se são resultado de um processo físico relacionado com a formação do OEJ. São necessárias observações de melhores traçadores de regiões mais densas, com melhor resolução espacial, para entender a distribuição do gás e suas propriedades dinâmicas em Mu13 assim como nas restantes condensações.

5.1.4 Temperatura cinética

A temperatura cinética/excitação foi estimada para as posições onde temos observações das linhas de ^{13}CO e C^{18}O por meio da Equação 3.24 e variou entre 8 e 15 K. Similar intervalo de temperatura é estimado para os *cores* modelados por

esferas de Bonnor-Ebert assim como pelas linhas de NH_3 , usando as Equações 3.41 e 3.42. Por meio da transição $J=2-1$ de ^{13}CO e C^{18}O , Hacar et al. (2016) estimaram temperaturas entre 9 e 11 K. Valores similares de temperaturas obtidas de emissão de NH_3 são encontrados nos *cores* de outras NE's (JIJINA et al., 1999; LADD et al., 1994; MYERS et al., 1983). Por meio de emissão de poeira, Cox et al. (2016) estimaram uma temperatura média de 13 K em regiões de Musca com extinção visual acima de 2 mag.

A partir de observações do satélite Planck, Juvela et al. (2010) estimaram a temperatura da poeira em aproximadamente 11 ± 2 K para as condensações Mu4 e Mu5. Este valor é similar ao da temperatura cinética por nós estimada das linhas de ^{13}CO e C^{18}O , o que sugere que o gás e a poeira nestas condensações estão termalizados. Quando isso ocorre, a poeira controla a temperatura por sua emissão térmica. Devido a essa emissão, a temperatura do gás é mantida aproximadamente constante, em cerca de 10 K, o que é uma característica importante para o processo de formação estelar e torna possível o colapso de *cores* com massas menores (LARSON, 2003), que é o caso de Mu4 e Mu5.

A linha $J=K=1$ de NH_3 em Mu13 é subtermalmente excitada, pois, a temperatura de excitação estimada em aproximadamente 8 K pela Equação 3.41 é menor do que a temperatura cinética estimada dessa linha em 12 K, pela Equação 3.42. O fato da temperatura de excitação de Mu13 ser menor do que a temperatura cinética sugere que o fator de preenchimento nesta condensação pode ser menor do que 1 ou que não prevalecem as condições de equilíbrio (FORSTER et al., 1987; URQUHART et al., 2015). Uma vez que nossos dados sugerem que a condensação Mu13 está em equilíbrio térmico, provavelmente o fator de preenchimento nesta condensação seja menor do que 1.

5.1.5 Extinção visual

Por meio de mapas de extinção visual obtidos no IV próximo com a resolução de $30''$, a extinção máxima alcançada em Musca é de aproximadamente 17 mag, obtida no *core* de Mu13, a condensação mais densa de Musca, na qual se encontra a fonte IRAS 12322-7023. Valor similar de extinção foi encontrado por Kainulainen et al. (2016). O valor máximo estimado dos dados no IV é 4 vezes maior do que o estimado pelas linhas de ^{13}CO e C^{18}O e três vezes maior do que o máximo de extinção visual determinado pelo método de contagem de estrelas no óptico em Musca (CAMBRÉSY, 1999; GREGORIO-HETEM et al., 1988). A extinção estimada por linhas de CO é limitada pela depleção dessa molécula nas regiões densas (BERGIN et

al., 2001; CARPENTER, 2000; DICKMAN; HERBST, 1990) ou pela diluição do feixe, e a estimada por contagem de estrelas no óptico é limitada pela não detecção de estrelas de fundo em regiões com extinção elevada (ALVES, 2004).

5.1.6 Profundidade óptica

A profundidade óptica do C¹⁸O, calculada por meio da Equação 3.23 varia entre 0,01 e 0,39 e sugere que as emissões de C¹⁸O em todas as posições observadas são opticamente finas. Valores similares de opacidade de C¹⁸O foram estimados em algumas posições por Vilas-Boas et al. (1994). A opacidade do ¹³CO, calculada pela Equação 3.37, varia entre 0,4 e 2,1 e a profundidade óptica das linhas de NH₃ estimada pela Equação 3.40 é de 0,02². Hacar et al. (2016) derivaram profundidades ópticas das linhas J=2-1 do ¹³CO e C¹⁸O variando entre 0,08 e 1,3 e entre 0,5 e 9,5, respectivamente.

5.1.7 Densidade de coluna e densidade volumétrica

Em média, a densidade de coluna do H₂ estimada das linhas de ¹³CO e C¹⁸O pela Equação 3.11, a partir dos valores de extinção visual estimados através da Equação 3.32 foi de aproximadamente $3,45 \pm 0,36 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ e a densidade volumétrica das condensações estimada das mesmas linhas pela Equação 3.33 é de aproximadamente $2,62 \pm 0,66 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

Por meio das Equações 3.18 e 3.20 estimamos que os *cores* modelados têm densidade volumétrica média de $1,5 \pm 0,4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e central de $\sim 5,6 \pm 2,3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, respectivamente. Estes valores são similares aqueles estimados para outros *cores*, com e sem formação estelar associada (KANDORI et al., 2005; RACCA et al., 2009; TEIXEIRA et al., 2005) assim como a recentes estimativas de Kainulainen et al. (2016) para alguns *cores* de Musca.

Mu13 é a condensação mais densa de Musca. Sua densidade volumétrica média estimada das linhas de ¹³CO e C¹⁸O é $3,12 \pm 0,41 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. O mesmo parâmetro estimado das linhas de NH₃ é de $1,4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, que é similar aos valores típicos dos *cores* investigados em NH₃ por Benson e Myers (1983), Jijina et al. (1999) e Myers et al. (1991). A densidade central de Mu13 obtida do ajuste de Bonnor-Ebert é de $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

²A profundidade óptica da linha J=K=1 de NH₃ é aproximadamente o dobro da profundidade óptica da componente hiperfina principal dessa linha (URQUHART et al., 2015).

5.1.8 Pressão

A pressão exercida pelo gás a volta dos *cores* modelados por esferas de Bonnor-Ebert, calculada pela Equação 3.22, varia entre 3 e 20×10^4 K cm⁻³, sendo mais elevada em Mu13. Os valores de pressão por nós estimados são similares aos estimados para outros *cores* (KANDORI et al., 2005; RACCA et al., 2009) e também são da ordem do valor estimado através do modelo de um cilindro em equilíbrio hidrostático confinado pela pressão externa para a região central de Musca por Kainulainen et al. (2016).

5.1.9 Massa

A massa de Musca calculada pela Equação 3.14 em regiões com $A_V \geq 3$ mag é de $241 \pm 48 M_\odot$ e é similar ao valor estimado por Kainulainen et al. (2016) em $281 M_\odot$. A massa estimada por Gregorio-Hetem et al. (1988) pelo método de contagem de estrelas no óptico é de $253 M_\odot$ e a estimada por Cambrésy (1999) pelo mesmo método é de $550 M_\odot$. Por medidas de emissão de ¹²CO, Mizuno et al. (2001) obteve a massa de $310 M_\odot$. Estas diferenças na estimativa de massa podem ser devido às diferentes razões gás-poeira usadas em cada estudo.

Assumindo que a extinção mínima para a formação de estrelas nas nuvens é de 10 mag, somente 5% da massa de Musca está em condições de formar estrelas. Por meio de modelação da função de distribuição da densidade volumétrica, Kainulainen et al. (2014) estimaram que somente 1% da massa de Musca tem densidade elevada o suficiente para formar estrelas. A massa de Mu13 estimada das linhas de CO pela Equação 3.34 é de $10,2 M_\odot$ e a massa do *core* protoestelar calculada pela Equação 3.17 é de $1,0 M_\odot$, sugerindo que aproximadamente 10% da massa desta condensação está participando do processo de formação estelar. Observações e simulações mostram que as nuvens transformam em média 1-10% de sua massa em estrelas (EVANS-II et al., 2009; FEDERRATH; KLESSEN, 2012).

A massa do hidrogênio molecular ($M_{\text{ETL}}(\text{H}_2)$) das condensações de Musca calculada pela Equação 3.34 varia entre 6 e $32 M_\odot$. Valores similares são encontrados para condensações de outras regiões de formação de estrelas de baixa massa (MYERS et al., 1983; VILAS-BOAS et al., 1994). A massa de Jeans das condensações de Musca varia entre 7 e $9 M_\odot$ e a de Virial entre 6 e $19 M_\odot$. As massas de Jeans e a de Virial foram calculadas pelas Equações 3.35 e 3.36, respectivamente.

A razão entre $M_{\text{ETL}}(\text{H}_2)$ e M_J varia entre 0,7 e 4,1, sendo maior do que 1 em Mu4, Mu5, Mu10 e Mu13. De acordo com Larson (1978), condensações com massas

maiores do que as massas de Jeans podem fragmentar e formar mais do que uma protoestrela. A quantidade de possíveis protoestrelas está relacionada com o número de massas de Jeans que a condensação possui.

O parâmetro de virial (α) definido como a razão entre a massa de Virial e a massa do hidrogênio, varia entre 0,5 e 1,6. As condensações Mu4, Mu5, Mu8 e Mu10 tem $\alpha \lesssim 1$. De acordo com Bertoldi e McKee (1992), nuvens com $\alpha \lesssim 1$ são virializadas mas não necessariamente em equilíbrio hidrostático (MCKEE; OSTRIKER, 2007). Para Myers et al. (1988) o fato de $\alpha \sim 1$ também não implica em equilíbrio mas sim que existe equipartição entre a energia gravitacional e uma ou mais formas de energia interna.

As massas dos *cores* obtidas da extinção visual por meio da Equação 3.17 variam entre 0,4 e 1,0 M_{\odot} . e as de Bonnor-Ebert obtidas pela Equação 3.21 são da ordem de 1 M_{\odot} . Estes valores são similares as massas estimadas por Harvey et al. (2001), Racca et al. (2009) e Teixeira et al. (2005) para *cores* de outras regiões de formação de estrelas de baixa massa.

5.1.10 Estabilidade

No contorno de 3 mag, temos dois filamentos em Musca com densidade linear de massa de $16 \pm 7 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ (norte) e $43 \pm 8 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ (principal). No contorno de 5 mag, temos dois filamentos com densidade linear de massa de $59 \pm 14 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ e $28 \pm 9 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$. Das linhas de ^{13}CO estimamos pela Equação 3.15 que a densidade linear de massa crítica de Musca é de $51 \pm 7 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$. Considerando as incertezas, a densidade linear de massa estimada dos mapas de extinção visual para os filamentos de Musca sugere que têm valores compatíveis com estruturas cilíndricas autogravitantes estáveis. A formação de estrelas está intimamente relacionada com filamentos autogravitantes (e.g. ANDRÉ et al., 2014).

Comparando a densidade linear de massa de Musca considerando a massa obtida a partir da extinção visual por contagem de estrelas no óptico com densidade linear de massa crítica obtida da largura de linhas de C^{18}O observadas em algumas posições de Musca, Vilas-Boas et al. (1994) também concluíram que Musca é um objeto autogravitante. Comparando a densidade linear de massa da região central de Musca obtida por extinção visual no IV próximo com a densidade linear de massa crítica obtida das linhas de C^{18}O , Kainulainen et al. (2016) concluíram que a região central de Musca é compatível com um filamento isotérmico em equilíbrio hidrostático, confinado por pressão da ordem de $13 \times 10^4 \text{ K cm}^{-3}$, que é similar à pressão que

estimamos do modelo de esferas de Bonnor-Ebert para os *cores* embebidos em Musca. No entanto, Cox et al. (2016) comparando a densidade linear de massa de Musca estimada da emissão de poeira com a densidade linear de massa crítica típica para a temperatura de 10 K, sugerem que Musca é um filamento marginalmente supercrítico.

O parâmetro de estabilidade dos *cores* modelados por esferas de Bonnor-Ebert varia entre 4,5 e 5,7. Os valores do parâmetro de estabilidade por nós estimados sugerem que o contraste de densidade centro-borda é menor do que 14 e que os *cores* estão em equilíbrio estável. A razão entre a massa do *core* e a massa de Jeans também sugere estabilidade para todos os *cores*, incluindo Mu13 que possui um OEJ.

Mu13 é o único *core* de Musca que contém um OEJ, o que mostra que ele já teve alguma instabilidade. No entanto, seu parâmetro de estabilidade (4,6) é um dos mais baixos observados nos *cores* de Musca. Teoricamente, *cores* instáveis deveriam ter parâmetro de estabilidade maior ou igual a 6,5 (BONNOR, 1956; EBERT, 1955). Nas amostras estudadas por Harvey et al. (2001), Kainulainen et al. (2007) e Kandori et al. (2005), *cores* com evidência de formação estelar têm parâmetro de estabilidade maior do que 7. No entanto, a maioria dos *cores* com fontes IRAS embebidas estudados por Racca et al. (2009) tem parâmetro de estabilidade menor do que 6,5. Nessa amostra, somente um *core* com uma fonte IRAS associada tem parâmetro de estabilidade maior do que 6,5.

Analisando a relação entre o parâmetro de estabilidade e a temperatura de Bonnor-Ebert, Racca et al. (2009) encontraram que a temperatura diminui com o aumento do parâmetro de estabilidade. Em sua amostra, os *cores* estáveis (8 sem OEJ's embebidos e 7 com fontes IRAS embebidas) têm temperaturas de Bonnor-Ebert $\sim 15 \pm 6$ K e $\xi_{max} \sim 4,5$ e os instáveis (1 com uma fonte IRAS embebido e 3 sem) têm temperaturas de Bonnor-Ebert $\sim 10 \pm 3$ K e $\xi_{max} \sim 8,5$. Mesmo tendo em conta as incertezas, nossos resultados não seguem a tendência mostrada na análise de Racca et al. (2009), embora nossa amostra contenha menor quantidade de *cores*.

5.2 Características gerais do maser de água de IRAS 16293-2422

As componentes de velocidade do maser de água observadas em IRAS 16293-2422 no ROI encontram-se entre -8 km s⁻¹ e $+12$ km s⁻¹. Tanto nas observações do ROI quanto nas outras, componentes próximas de -7 , 0 , $+2$, $+4$, $+6$ e $+7$ km s⁻¹ são observadas em várias épocas consecutivas. Observações interferométricas (WOOTTEN, 1993; IMAI et al., 2007) sugerem que estas componentes mais

persistentes são compostas por estruturas discretas, com velocidades próximas, embora localizadas em posições distintas.

Componentes com velocidades menores do que -4 km s^{-1} e maiores do que $+8 \text{ km s}^{-1}$ são observadas em poucas épocas. As linhas de velocidade maior provavelmente aparecem poucas vezes por questões de coerência de velocidade. Além disso, para excitar masers com velocidades distantes da V_{LSR} da região são necessários jatos e *outflows* bastante energéticos.

Componentes mais intensas, com densidade de fluxo maior do que 200 Jy , são observadas em $-6, 0, +3, +4, +6, +6,6, +7, +7,5$ e $+8 \text{ km s}^{-1}$. Observações interferométricas mostram que estes masers mais intensos estão localizados num anel a 10 UA do OEJ (WOOTTEN, 1993).

Observações do ROI, com baixa sensibilidade e resolução espectral tendem a mostrar linhas com picos simples ou duplos. Observações com resoluções maiores tendem a mostrar estruturas mais complexas, com várias componentes, com intensidades distintas (CLAUSSEN et al., 1996; FURUYA et al., 2003). Durante os períodos de atividade máxima são vistas até 12 componentes de velocidade (WOOTTEN, 1993). Algumas linhas observadas no ROI e por Claussen et al. (1996) mostram variação anticorrelacionada na intensidade.

Linhas observadas no ROI são largas ($\sim 2 \text{ km s}^{-1}$), provavelmente devido à sobreposição de linhas com velocidades próximas que não conseguimos resolver devido à resolução espectral com a qual trabalhamos, $0,54$ e $0,94 \text{ km s}^{-1}$. Observações interferométricas mostram que as componentes observadas no ROI estão relacionadas não somente com um *spot* maser mas sim com vários, com velocidades próximas, localizados em posições espaciais distintas como se pode ver em observações interferométricas de Alves et al. (2012), Imai et al. (2007) e Wootten (1993).

5.2.1 Variabilidade de longo-termo

As linhas do maser de água evoluem com o tempo, mostrando variações na intensidade na escala de meses à minutos. A primeira impressão da variabilidade do maser de água em IRAS 16293-2422 é vista no estudo de Wilking e Claussen (1987), onde se vê uma variação na intensidade do fluxo, velocidade radial e largura de linha de duas componentes numa escala de 10 dias. Furuya et al. (2003) mostraram que a intensidade do fluxo das componentes principais manteve-se estável por cinco anos

desde as observações de Claussen et al. (1996). Observações realizadas por Wootten (1993) entre dezembro de 1986 e fevereiro de 1992, mostram variações na intensidade de três grupos de masers de baixa velocidade, próximo de 0 km s^{-1} e de $+4 \text{ km s}^{-1}$ e as que se encontram no intervalo entre $+6$ e $+8 \text{ km s}^{-1}$, cuja a emissão sempre foi presente.

Também são observados *flares* em algumas componentes tanto nas observações de Claussen et al. (1996), Imai et al. (2007) quanto nas nossas. A componente de $+7,5 \text{ km s}^{-1}$ mostra variação dramática no fluxo de 6000 Jy para menos de 100 Jy , de fevereiro de 1990 à outubro de 1992. De acordo com Claussen et al. (1996), esta variação no fluxo deveu-se a um aumento do fluxo radiativo da fonte excitante.

5.2.2 Variabilidade de curto período

Nas observações realizadas no ROI é possível acompanhar a evolução das componentes em escalas de minutos, por isso foi possível detetarmos variabilidade curta, na escala de 10 minutos, em algumas componentes. Até a data não haviam sido registradas componentes com tempo de vida tão curto em outros rádiotelescópios, provavelmente devido ao espaçamento das observações e à baixa resolução temporal.

Algumas componentes consideradas rápidas (observações 169 e 274) podem ser "falsas" detecções. A soma da intensidade integrada das duas componentes em que detetamos uma de rápida variabilidade no dia 29 de outubro (observação 169) é 176 K km s^{-1} e a componente em $+7 \text{ km s}^{-1}$, nos espectros anterior (observação 168) e posterior (observação 170) é de aproximadamente 150 K km s^{-1} . Na observação do dia 28 de novembro de 2009 (observação 274), a soma da intensidade integrada das linhas do espectro em que detetamos linhas com tempo de vida rápido é de aproximadamente 203 K km s^{-1} e a intensidade integrada da linhas observadas antes e depois é de 142 e 194 K km s^{-1} , nas observações 273 e 275, respectivamente. Devido a proximidade dos valores de intensidade integrada, não podemos descartar efeitos instrumentais como sendo responsáveis pelo "desdobramento" da linha, com conseqüente aparecimento de supostas linhas rápidas. No entanto, variações similares não aparecem nos espectros das fontes calibradoras.

Variabilidade curta, de aproximadamente 10 minutos, também foi observada no dia 30 de agosto de 2011, em uma componente fraca, como visto na Figura 4.48. Linhas com tempo de vida da ordem de minutos são difíceis de explicar considerando excitação por mecanismos colisionais, tamanhos dos *spots* maser e velocidades de choques típicas das regiões de formação estelar de baixa massa.

Assumindo que os masers de IRAS 16293-2422 são excitados por choques com velocidades de 40 km s^{-1} (CASTETS et al., 2001) e que um *spot* maser tem tamanho típico $\sim 1 \text{ UA}$ (REID; MORAN, 1981), o tempo que o choque levaria para percorrer o *spot* seria de um mês. Esta é a escala temporal de variabilidade esperada para os masers típicos de regiões de formação de estrelas de baixa massa.

Linhas do maser de 22 GHz com tempo de vida tão curto como a observada em IRAS 16293-2422 foram mencionadas poucas vezes na literatura, somente em regiões de formação de estrelas de alta massa (SAMODUROV et al., 2006). Estes sugerem que a variabilidade rápida ocorrida em W49N e W33B, pode ser devido à eventos que ocorrem em escalas menores, da ordem de $0,1 \text{ UA}$.

Se assumirmos que os *spots* maser em IRAS 16293-2422 têm escalas espaciais da ordem de $0,1 \text{ UA}$ e a velocidade dos choques típicas na região de 40 km s^{-1} , a variabilidade em IRAS 16293-2422 seria de 4 dias. Considerando que os *spots* maser em IRAS 16293-2422 têm dimensões similares às menores escalas dos *spots* maser, já observados em Órion ($0,05 \text{ UA}$, MATVEYENKO et al., 2004), a escala de tempo de variabilidade esperada é de aproximadamente 10 horas. Portanto, mesmo considerando dimensões menores, as colisões não explicam a variabilidade rápida que observamos em IRAS 16293-2422.

De acordo com Salem e Middleton (1978), a variabilidade rápida em algumas componentes do maser de 22 GHz pode ser causada por variações no meio maser e quando isso acontece, também são esperadas variações em outras radiações provenientes da mesma região. Sendo assim, procuramos por variações que tenham ocorrido na altura das observações do ROI em outros tipos de emissão, mas não encontramos na literatura observações realizadas no mesmo período.

De acordo com Burke et al. (1978), Samodurov et al. (2006), a variabilidade da ordem de minutos observada em algumas componentes requer variações elevadas no fluxo, $\sim 7 \times 10^{-2} L_{\odot} \text{ dia}^{-1}$. Tais variações elevadas do fluxo estelar podem ocorrer durante um evento extraordinário. Mas, se a luminosidade *pump* variar demasiado, as outras componentes não serão livres de variações. No entanto, Genzel et al. (1979) sugerem que um *flare* que ocorra localmente na estrela pode causar variabilidade rápida em componentes maser localizadas nas partes mais internas do disco circumestelar e muito próximo da estrela central, sem afetar as outras componentes. Outras componentes maser em IRAS 16293-2422 não mostram variações significativas no fluxo no mesmo período em que detetamos componentes de variabilidade curta.

Considerando que mesmo nas menores escalas de tamanho dos *spots* maser as colisões não explicam a variabilidade curtíssima que observamos em IRAS 16293-2422, a contribuição de outro mecanismo de excitação (por exemplo o radiativo) combinado com a hipótese de que os *spots* maser em IRAS 16293-2422 tenham dimensões da ordem de 0,01 UA poderia explicar o que observamos. Escalas menores do que estas não podem ser consideradas, pois de acordo com [Elitzur et al. \(1991\)](#), o tamanho mínimo dos *spots* maser deve ser $\sim 10^{11}$ cm. De acordo com [Tarter e Welch \(1986\)](#), a excitação do maser de água pela combinação da radiação e das colisões pode explicar a ocorrência de masers transientes.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

6.1 Conclusões

Usando dados do IV próximo nas bandas J, H e K de fontes puntiformes do catálogo 2MASS e a técnica NICE construímos mapas de extinção visual de Musca, com a resolução de $40''$ e de algumas condensações densas embebidas na nuvem, com a resolução de $30''$. Avaliamos a estabilidade de cinco *cores* que tem extinção visual > 10 mag, ajustando seus perfis radiais de extinção pelo modelo de esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert. Analisamos as propriedades cinemáticas e dinâmicas das condensações densas por meio das linhas de emissão do ^{13}CO , C^{18}O , NH_3 , e construímos o mapa de emissão integrada de ^{13}CO e C^{18}O em Mu13. Esta é a primeira vez que são apresentadas observações de NH_3 em Musca, que é construído um mapa de emissão integrada de ^{13}CO e C^{18}O em Mu13 e que é avaliada a estabilidade dos *cores* densos embebidos em Musca. Também apresentamos os resultados preliminares do monitoramento da emissão do maser de água de 22 GHz no OEJ IRAS 16293-2422, onde acompanhamos a evolução temporal das diversas componentes de velocidade desse maser, desde 1986. As principais conclusões deste trabalho são:

- A extinção derivada pelo método NICE e dados do IV próximo traça a fronteira da NE Musca, como visto nos mapas obtidos no óptico (CAMBRÉSY, 1999), e revelam um filamento com pouco mais de 2° de extensão com várias condensações embebidas. No contorno de 3 mag, a nuvem divide-se em duas estruturas filamentosas, tal como visto no mapa de Kainulainen et al. (2016).
- Cinco *cores* embebidos em Musca tem $A_V > 10$ mag e são potenciais locais de formação de estrelas. Um destes *cores* (Mu13) tem um OEJ embebido, a fonte IRAS 12322-7023.
- A massa estimada para a nuvem em regiões com $\gtrsim 3$ mag é de $241 \pm 48 M_\odot$. Valores similares foram estimados das linhas de CO, contagem de estrelas no óptico, excesso de cor no IV próximo e emissão de poeira (COX et al., 2016; GREGORIO-HETEM et al., 1988; KAINULAINEN et al., 2016; MIZUNO et al., 2001).
- No geral, as massas das condensações em ETL e de Virial estimadas das linhas de CO são comparáveis, o que é uma indicação de equipartição entre a energia térmica, cinética e gravitacional.

- A massa média das condensações em ETL é maior do que a massa de Jeans, o que sugere que as condensações podem fragmentar e formar mais de uma estrela.
- No estágio atual de evolução, menos de 10% da massa da nuvem é convertida em estrelas. Resultado similar é encontrado para Musca por [Kainulainen et al. \(2014\)](#).
- As emissões do $C^{18}O$ se originam de regiões cuja a transição $J=1-0$ dessa molécula são opticamente finas, com uma profundidade óptica média estimada em 0,02 e 0,4. Em algumas condensações, a emissão do ^{13}CO é opticamente espessa, similar ao que foi encontrado por ([VILAS-BOAS et al., 1994](#)).
- A emissão de NH_3 foi detetada nas condensações Mu13 e Mu9 e é mais intensa em Mu13. A razão de intensidade da componente principal e das satélites em Mu13 é $\sim 0,3$, o que sugere que esta condensação está em equilíbrio térmico.
- A maioria das linhas de ^{13}CO e $C^{18}O$ tem perfil gaussiano, com largura típica de $0,76 \pm 0,16 \text{ km s}^{-1}$ e $0,56 \pm 0,12 \text{ km s}^{-1}$, respectivamente. A largura das componentes principais do NH_3 é $0,63 \pm 0,31 \text{ km s}^{-1}$. Os movimentos não térmicos têm maior contribuição no alargamento das linhas.
- As linhas de ^{13}CO e $C^{18}O$ mostram picos duplos em Mu13, com uma separação média de $0,8 \text{ km s}^{-1}$. Os mapas de intensidade integrada mostram que essas emissões são provenientes de duas regiões distintas sobrepostas ao longo da linha de visada.
- Não existem diferenças significativas entre as larguras de linha observadas em Mu13 e nas restantes condensações que não possuem OEJ's. No entanto, a dispersão de velocidades em Mu13 é a mais elevada dentre todas as condensações que estudamos.
- Em média, os *cores* tem densidade volumétrica central $\sim 6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, dimensões $\sim 0,07 \text{ pc}$ e estão sujeitos a uma pressão externa média de $7 \times 10^4 \text{ K cm}^{-3}$.
- O intervalo de temperatura de Bonnor-Ebert, entre 7 e 13 K, está de acordo com o intervalo de temperatura cinética estimado por meio das linhas de ^{13}CO , $C^{18}O$ e de NH_3 .

- Em Mu13 observamos os maiores valores de extinção visual, 17 mag, e densidade volumétrica central, $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. É o *core* sujeito a maior pressão externa, $2 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$ e que possui a temperatura de Bonnor-Ebert mais elevada, 13 K.
- A densidade linear de massa de Musca que estimamos é de $43 \pm 8 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ e a densidade linear de massa crítica que estimamos das linhas de ^{13}CO é de $51 \pm 7 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$. Considerando as incertezas, estes resultados sugerem que Musca se comporta como um cilindro autogravitante estável, como mostram trabalhos anteriores de Kainulainen et al. (2016) e Vilas-Boas et al. (1994).
- O parâmetro de estabilidade dos *cores* modelados varia entre 4,5 e 5,7, o que sugere que todos os *cores* não estão colapsando.
- Com base neste estudo, o parâmetro de estabilidade não permite distinguir um *core* com formação estelar ativa (Mu13) de *cores* sem evidência de formação estelar (Mu4A, Mu4B, Mu5 e Mu10).
- Uma vez que o parâmetro de estabilidade não se mostrou como um indicador da atividade de formação estelar nos *cores* analisados, A_V , n_c e P_{ext} são os parâmetros que podem ser explorados como potenciais indicadores dessa atividade. Em Mu13 esses são os parâmetros cujos valores são mais elevados.
- As componentes de velocidade do maser de água observadas em IRAS 16293-2422 encontram-se entre -14 km s^{-1} e $+14 \text{ km s}^{-1}$.
- As componentes de velocidade entre 0 e $+8 \text{ km s}^{-1}$ se mostraram mais intensas em quase todas as observações em que foram detetadas e foram observadas por várias épocas consecutivas.
- As componentes observadas evoluem consideravelmente com o tempo, mas a maioria mostra um ciclo de atividade contínuo, com intensidade aproximadamente constante seguida de um ligeiro aumento ou diminuição de pequena escala. Mas também são observadas variações bruscas de intensidade em algumas componentes.
- Algumas estruturas exibem variabilidade de curto período (menos de um mês) e outras são estáveis por tempos superiores a um ano.

- Observamos componentes com curtíssimo tempo de vida, da ordem de minutos, que não podem ser explicadas considerando apenas bombeamento colisional, por choques com velocidades de 40 km s^{-1} mesmo que os *spots* maser de IRAS 16293-2422 tenham dimensões da ordem de 0,05 UA.
- A contribuição de outro mecanismo de excitação (por exemplo o radiativo) combinado com a hipótese de que os *spots* maser em IRAS 16293-2422 tenham dimensões da ordem de 0,01 UA poderia explicar a variabilidade curtíssima que observamos.

6.2 Trabalhos futuros

Neste trabalho estudamos a distribuição da poeira e do gás usando dados do 2MASS e o método NICE, que devido à sensibilidade e características introduzem incertezas elevadas nas estimativas de extinção nas regiões difusas com extinção visual baixa ($A_V < 3 \text{ mag}$). Por isso são necessárias observações de Musca no IV próximo com maior sensibilidade e a implementação de técnicas mais eficientes, como o NICEST para melhor caracterização dos *cores* embebidos em Musca assim como de outras regiões de formação de estrelas de baixa massa.

Algumas incertezas também são introduzidas nas estimativas dos parâmetros físicos, principalmente nas regiões mais densas, onde o ^{13}CO e o C^{18}O costumam sofrer depleção. Observações de melhores traçadores de regiões mais densas, como o HCO^+ , HCN , ^{32}CS , N_2D^+ e outras moléculas, com melhor resolução espacial (por exemplo o ALMA), para entender a distribuição do gás e as propriedades dinâmicas nas condensações de Musca, particularmente para Mu13. Estas observações também podem se estender para outras regiões de formação de estrelas.

Uma combinação de estudos de emissão de linhas moleculares, emissão contínua de poeira e extinção visual é necessária para que se tenha uma visão global de Musca e de outras nuvens, de grandes escalas (parsecs) até a escala dos *cores* densos, o que irá permitir uma descrição mais precisa dessas regiões.

A análise de variabilidade na fonte IRAS 16293-2422 nesta pesquisa é de natureza qualitativa e de forma preliminar, sendo necessária uma avaliação quantitativa e mais detalhada. Algumas questões estão em aberto. Como se comporta o padrão de emissão, será que as estruturas observadas em uma determinada época são observadas tal e qual em outras épocas? Existe algum padrão de periodicidade na variabilidade da emissão e/ou na distribuição espacial das componentes?

A emissão maser, juntamente com outras observações no submm fornece informações importantes sobre a região em estudo. Por isso, também é necessário associar informações sobre a geometria da fonte (obtidas das observações recentes com o VLBI, *Submillimeter Array*-SMA e ALMA), distribuição espacial e em velocidade dos *spots* maser, distribuição espacial das linhas moleculares que são traçadoras de jatos (emissão térmica de SiO) e de *outflows* (emissão térmica de CO) bem como de outras espécies moleculares e emissões no contínuo em rádio centimétrico e submilimétrico de modo a que se tenha uma visão bem mais detalhada da fonte.

Embora não tenham uma contrapartida, as observações de curtíssima variabilidade em IRAS 16293-2422 detetadas no ROI por si só são interessantes e necessitam de uma confirmação independente, que poderia ser em outros rádiotelescópios. Além disso, falta a análise dos dados das observações de 2012 realizadas no ROI, que provavelmente podem mostrar mais componentes de curta duração. Também são necessárias observações com resolução espacial altíssima para resolver os *spots* masers e assim determinar o tamanho real dos *spots* maser em IRAS 16293-2422.

Como não existe um modelo único para explicar a variabilidade, seria interessante explorar vários modelos de excitação e variabilidade dos masers, e associá-los num único para tentar explicar as componentes de curto período identificadas nesta fonte.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AIKAWA, Y.; HERBST, E.; ROBERTS, H.; CASELLI, P. Molecular evolution in collapsing prestellar cores. III. Contraction of a Bonnor-Ebert sphere. **The Astrophysical Journal**, v. 620, p. 330–346, fev. 2005. [3](#), [25](#), [29](#), [30](#), [35](#)

ALVES, F. O.; VLEMMINGS, W. H. T.; GIRART, J. M.; TORRELLES, J. M. The magnetic field of IRAS 16293-2422 as traced by shock-induced H₂O masers. **Astronomy & Astrophysics**, v. 542, n. A14, p. 1–7, 2012. [3](#), [9](#), [10](#), [11](#), [42](#), [94](#), [148](#), [238](#)

ALVES, J. The structure of molecular clouds from pc to au scale: a new approach to the problem. **Astrophysics and Space Science**, v. 289, p. 259, march 2004. [64](#), [144](#)

ALVES, J.; LADA, C.; LADA, E. Seeing the light through the dark. **The Messenger**, v. 103, n. 1, p. 15 – 20, march 2001. [4](#), [65](#)

ALVES, J.; LADA, C. J.; LADA, E. A. Correlation between gas and dust in molecular clouds: L977. **The Astrophysical Journal**, v. 515, p. 265–274, abr. 1999. [3](#), [4](#)

ALVES, J.; LADA, C. J.; LADA, E. A.; KENYON, S. J.; PHELPS, R. Dust extinction and molecular cloud structure: L977. **The Astrophysical Journal**, v. 506, p. 292–305, out. 1998. [65](#)

ANDRÉ, P.; FRANCESCO, J. D.; WARD-THOMPSON, D.; INUTSUKA, S. I.; PUDRITZ, R. E.; PINEDA, J. E. From filamentary networks to dense cores in molecular clouds: toward a new paradigm for star formation. **Protostars and Planets VI**, p. 27–51, 2014. [6](#), [141](#), [146](#)

ANDRÉ, P.; MOTTE, F.; NERI, R. IRAM 30m continuum surveys of star-forming regions. In: Mangum, J. G.; Radford, S. J. E. (Ed.). **Imaging at radio through submillimeter wavelengths**. [S.l.: s.n.], 2000. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 217), p. 152. [65](#)

ANDRÉ, P.; WARD-THOMPSON, D.; BARSONY, M. Submillimeter continuum observations of ρ Ophiuchi A: the candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps. **The Astrophysical Journal**, v. 406, p. 122–141, 1993. [16](#), [71](#)

- ANDREAZZA, C. M.; VILAS-BOAS, J. W. S. Star counts in southern dark clouds: Corona Australis and Lupus. **Astronomy & Astrophysics Supplements**, v. 116, p. 21–30, mar. 1996. [4](#), [63](#)
- ARENOU, F.; GRENON, M.; GOMEZ, A. A tridimensional model of the galactic interstellar extinction. **The Astronomical Journal**, v. 258, p. 104–111, maio 1992. [60](#)
- ARGON, A. L.; GREENHILL, L. J.; MORAN, J. M.; REID, M. J.; MENTEN, K. M.; HENKEL, C.; INOUE, M. The angular structure and intraday variability of a water vapor maser in IC 10. **The Astrophysical Journal**, v. 422, p. 586–596, fev. 1994. [59](#)
- ARNAL, E. M.; MORRAS, R.; RIZZO, J. R. Multicolour polarization and CO observations towards a dark filament in Musca. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 265, p. 1, nov. 1993. [4](#), [7](#), [8](#), [67](#), [140](#)
- ARZOUMANIAN, D.; ANDRÉ, P.; DIDELON, P.; KÖNYVES, V.; SCHNEIDER, N.; MEN'SHCHIKOV, A.; SOUSBIE, T.; ZAVAGNO, A.; BONTEMPS, S.; FRANCESCO, J. di; GRIFFIN, M.; HENNEMANN, M.; HILL, T.; KIRK, J.; MARTIN, P.; MINIER, V.; MOLINARI, S.; MOTTE, F.; PERETTO, N.; PEZZUTO, S.; SPINOGLIO, L.; WARD-THOMPSON, D.; WHITE, G.; WILSON, C. D. Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146. **The Astronomical Journal**, v. 529, p. L6, maio 2011. [6](#)
- ASSAF, K. A.; DIAMOND, P. J.; RICHARDS, A. M. S.; GRAY, M. D. The 43-GHz SiO maser in the circumstellar envelope of the asymptotic giant branch star R Cassiopeiae. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 415, p. 1083–1092, ago. 2011. [42](#)
- ASSAF, K. A.; DIAMOND, P. J.; RICHARDS, A. M. S.; GRAY, M. D. Polarization morphology of SiO masers in the circumstellar envelope of the asymptotic giant branch star R Cassiopeiae. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 431, n. 431, p. 1077–1089, 2013. [42](#)
- BAE, J.-H.; KIM, K.-T.; YOUN, S.-Y.; KIM, W.-J.; BYUN, D.-Y.; KANG, H.; OH, C. S. A multi-epoch, simultaneous water and methanol maser survey toward intermediate-mass young stellar objects. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 196, p. 21, out. 2011. [3](#), [56](#)

- BALLESTEROS-PAREDES, J.; KLESSEN, R. S.; LOW, M.-M. M.; VAZQUEZ-SEMADENI, E. Molecular cloud turbulence and star formation. **Protostars and Planets V**, p. 63–80, 2007. 79
- BALLESTEROS-PAREDES, J.; VÁZQUEZ-SEMADENI, E.; SCALO, J. Clouds as turbulent density fluctuations: implications for pressure confinement and spectral line data interpretation. **The Astrophysical Journal**, v. 515, p. 286–303, abr. 1999. 78
- BALLY, J. Protostellar outflows. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 54, p. 491–528, set. 2016. 79
- BALLY, J.; LANGER, W. D. Isotope-selective photodestruction of carbon monoxide. **The Astrophysical Journal**, v. 255, p. 143–148, abr. 1982. 27
- BALSARA, D.; WARD-THOMPSON, D.; CRUTCHER, R. M. A turbulent MHD model for molecular clouds and a new method of accretion on to star-forming cores. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 327, p. 715–720, nov. 2001. 79
- BARNARD, E. E. On the dark markings of the sky with a catalogue of 182 such objects. **The Astrophysical Journal**, v. 49, p. 1B, jan. 1919. 1
- BARRETT, A. H.; HO, P. T. P.; MYERS, P. C. Ammonia in the Kleinmann-Low nebula. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 211, p. L39–L43, jan. 1977. 100
- BASU, S.; DAPP, W. B. Long-lived magnetic-tension-driven modes in a molecular cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 716, p. 427–432, jun. 2010. 20
- BATE, M. R.; BONNELL, I. A.; BROMM, V. The formation of a star cluster: predicting the properties of stars and brown dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 339, p. 577–599, mar. 2003. 79
- BEICHMAN, C. A.; MYERS, P. C.; EMERSON, J. P.; HARRIS, S.; MATHIEU, R.; BENSON, P. J.; JENNINGS, R. E. Candidate solar-type protostars in nearby molecular cloud cores. **The Astrophysical Journal**, v. 307, p. 337–349, ago. 1986. 16
- BENSON, P. J.; MYERS, P. C. Dense cores in dark clouds. IV. HC5N observations. **The Astrophysical Journal**, v. 270, p. 589–604, jul. 1983. 144
- _____. A survey for dense cores in dark clouds. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 71, p. 89–108, set. 1989. 2

- BERGIN, E. A.; CIARDI, D. R.; LADA, C. J.; ALVES, J.; LADA, E. A. Molecular excitation and differential gas-phase depletions in the IC 5146 dark cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 557, p. 209–225, ago. 2001. 2, 3, 4, 23, 144
- BERGIN, E. A.; LANGER, W. D. Chemical evolution in preprotostellar and protostellar cores. **The Astrophysical Journal**, v. 486, p. 316–328, set. 1997. 30
- BERGIN, E. A.; TAFALLA, M. Cold dark clouds: the initial conditions for star formation. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 45, p. 339–396, set. 2007. 16, 41, 66, 69, 77
- BERTOLDI, F.; MCKEE, C. F. Pressure-confined clumps in magnetized molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 395, p. 140–157, ago. 1992. 16, 146
- BESSELL, M. S.; BRETT, J. M. JHKLM photometry: standard systems, passbands, and intrinsic colors. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 100, p. 1134–1151, set. 1988. 83
- BEVINGTON, P. R.; ROBINSON, D. K. **Data reduction and error analysis for the physical sciences**. United States: McGrawHill, 2003. 3rd Ed. 88
- BISSCHOP, S. E.; JØRGENSEN, J. K.; BOURKE, T. L.; BOTTINELLI, T. S.; van DISHOECK, E. F. An interpherometric study of the low-mass protostar IRAS 16293-2422: small scale organic chemistry. **Astronomy & Astrophysics**, v. 488, p. 959–968, 2008. 8, 9
- BLAKE, G. A.; DISHOECK, E. F. v.; JANSEN, D. J.; GROESBECK, T. D.; MUNDY, L. G. Molecular abundances and low-mass star formation. I. Si and S-bearing species toward IRAS 16293-2422. **The Astrophysical Journal**, v. 428, p. 680–692, 1994. 8, 9
- BLESS, R. C.; SAVAGE, B. D. Ultraviolet photometry from the orbiting astronomical observatory. II. Interstellar extinction. **The Astrophysical Journal**, v. 171, p. 293, fev. 1972. 62
- BOBOLTZ, D. A.; CLAUSSEN, M. J. Ground-state SiO maser emission toward evolved stars. **The Astrophysical Journal**, v. 608, p. 480–488, jun. 2004. 42
- BOBOLTZ, D. A.; SIMONETTI, J. H.; DENNISON, B.; DIAMOND, P. J.; UPHOFF, J. A. A water maser flare in W49N: amplification by a rotating foreground cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 509, p. 256–261, dez. 1998. 59

BOHLIN, R. C.; SAVAGE, B. D.; DRAKE, J. F. A survey of interstellar H I from L_{α} absorption measurements. II. **The Astrophysical Journal**, v. 224, p. 132–142, ago. 1978. [3](#), [88](#)

BOK, B. J. Palomar-schmidt star counts for two heavily obscured fields. **The Astronomical Journal**, v. 61, p. 309B, 1956. [3](#), [60](#)

BOK, B. J.; REILLY, E. F. Small dark nebulae. **The Astrophysical Journal**, v. 105, p. 255, 1947. [1](#)

BONNOR, W. B. Boyle's law and gravitational instability. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 116, p. 351, 1956. [75](#), [86](#), [87](#), [147](#)

BOURKE, T. L.; HYLAND, A. R.; ROBINSON, G. Studies of star formation in isolated small dark clouds. I. A catalogue of southern Bok globules: optical and IRAS properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 276, p. 1052–1066, 1995. [1](#)

BOURKE, T. L.; MYERS, P. C.; ROBINSON, G.; HYLAND, A. R. New OH Zeeman measurements of magnetic field strengths in molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 554, p. 916–932, jun. 2001. [39](#), [79](#)

BOWERS, P. F.; JOHNSTON, K. J. VLA positions and distributions of H₂O masers associated with 15 Mira and semiregular variables. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 92, p. 189–218, maio 1994. [42](#)

BRAND, J.; CESARONI, R.; COMORETTO, G.; FELLI, M.; PALAGI, F.; PALLA, F.; VALDETTARO, R. Long-term study of water masers associated with young stellar objects. II. Analysis. **Astronomy & Astrophysics**, v. 407, p. 573–587, 2003. [2](#), [3](#), [42](#), [57](#)

BRAND, J.; FELLI, M.; CESARONI, R.; CODELLA, C.; COMORETTO, G.; Di FRANCO, S.; MASSI, F.; MOSCADELLI, L.; NESTI, R.; OLMI, L.; PALAGI, F.; PALLA, F.; PANELLA, D.; VALDETTARO, R. A 20-year H₂O maser monitoring program with the Medicina 32-m telescope. In: Chapman, J. M.; Baan, W. A. (Ed.). **Astrophysical Masers and their Environments**. [S.l.: s.n.], 2007. (IAU Symposium, v. 242), p. 223–227. [57](#)

BREEN, S. L.; CASWELL, J. L.; ELLINGSEN, S. P.; PHILLIPS, C. J. Water masers accompanying OH and methanol masers in star formation regions. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 406, p. 1487–1532, ago. 2010. [3](#), [58](#)

- BUJARRABAL, V. Numerical calculations of SiO maser emission. II. Angular extent. **The Astronomical Journal**, v. 285, maio 1994. 47
- BUJARRABAL, V.; NGUYEN-Q-RIEU. Collisional and radiative excitation of SiO masers. **The Astronomical Journal**, v. 102, p. 65–72, set. 1981. 47
- BURKE, B. F.; GIUFFRIDA, T. S.; HASCHICK, A. D. Maser time variations. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 226, p. L21–L24, nov. 1978. 58, 59, 150
- BURTON, M. G. **The shock excitation of molecular hydrogen in the interstellar medium**. 207 p. PhD Thesis — University of Edinburgh, Edinburgh, 1987. 22
- BUSQUET, G.; PALAU, A.; ESTALELLA, R.; GIRART, J. M.; SÁNCHEZ-MONGE, Á.; VITI, S.; HO, P. T. P.; ZHANG, Q. The $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ ratio toward pre-protostellar cores around the UC H II region in IRAS 20293+3952. **The Astronomical Journal**, v. 517, p. L6, jul. 2010. 16
- CAMBRÉSY, L. Mapping of the extinction in giant molecular clouds using optical star counts. **Astronomy & Astrophysics**, v. 345, p. 965–976, may 1999. 4, 7, 63, 139, 140, 143, 145, 153
- CAMBRÉSY, L.; EPCHEIN, N.; COPET, E.; de BATZ, B.; KIMESWENGER, S.; Le BERTRE, T.; ROUAN, D.; TIPHENE, D. Extinction map of Chamaeleon I molecular cloud with DENIS star counts. **The Astronomical Journal**, v. 324, p. L5–L8, ago. 1997. 63
- CAMPBELL, J. L.; FRIESEN, R. K.; MARTIN, P. G.; CASELLI, P.; KAUFFMANN, J.; PINEDA, J. E. Contraction signatures toward dense cores in the Perseus molecular cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 819, p. 143, mar. 2016. 2
- CARDELLI, J. A.; CLAYTON, G. C.; MATHIS, J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. **The Astrophysical Journal**, v. 345, p. 245–256, out. 1989. 61, 62
- CARPENTER, J. M. 2MASS observations of the Perseus, Orion A, Orion B and Monoceros R2 molecular clouds. **The Astronomical Journal**, v. 120, p. 3139–3161, 2000. 144
- CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An introduction to modern astrophysics**. San Francisco: Pearson International Edition, 2007. 2nd Ed. 69, 74, 75, 76, 77

CARRUTHERS, G. R. Rocket observation of interstellar molecular hydrogen. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 161, p. L81, ago. 1970. [20](#)

CASELLI, P.; BENSON, P. J.; MYERS, P. C.; TAFALLA, M. Dense cores in dark clouds. XIV. N_2H^+ (1-0) maps of dense cloud cores. **The Astrophysical Journal**, v. 572, p. 238–263, jun. 2002. [2](#), [23](#)

CASELLI, P.; CECCARELLI, C. Our astrochemical heritage. **The Astronomy & Astrophysics Reviews**, v. 20, p. 56, out. 2012. [2](#), [16](#), [22](#), [26](#), [34](#), [60](#)

CASTETS, A.; CECCARELLI, C.; LOINARD, L.; CAUX, E.; LEFLOCH, B. Multiple shocks around the low-luminosity protostar IRAS 16293-2422. **Astronomy & Astrophysics**, v. 375, p. 40–53, 2001. [150](#)

CASWELL, J. L.; VAILE, R. A.; ELLINGSEN, S. P. Variability of methanol maser. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, v. 12, p. 37–53, mar. 1995. [2](#), [3](#), [42](#)

CAUX, E.; CAHANE, C.; CASTETS, A.; COUTENS, A.; CECCARELLI, C.; BACMANN, A.; BISSCHOP, S.; BOTTINELLI, S.; COMITO, C.; HELMICH, F. P.; LEFLOCH, B.; PARISE, B.; SCHILKE, P.; TIELENS, A. G. G. M.; van DISHOECK, E.; VASTEL, C.; WAKELAM, V.; WALTERS, A. TIMASS: IRAS 16293-2422 millimeter and submillimeter spectral survey. I. Observations, calibration, and analysis of the line kinematics. **Astronomy & Astrophysics**, v. 332, n. A23, p. 1–41, 2011. [2](#), [9](#)

CECCHI-PESTELLINI, C.; CASU, S.; SCAPPINI, F. Modelling the CO emission in southern Bok globules. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 326, p. 1255–1260, 2001. [28](#), [29](#), [30](#)

CERNICHARO, J.; BACHILLER, R. A catalogue of visual extinction in Taurus and Perseus. **Astronomy & Astrophysics Supplements**, v. 58, p. 327–350, nov. 1984. [4](#), [63](#)

CERNICHARO, J.; THUM, C.; HEIN, H.; JOHN, D.; GARCIA, P.; MATTIOCO, F. Detection of 183 GHz water vapor maser emission from interstellar and circumstellar sources. **The Astronomical Journal**, v. 231, p. L15–L18, maio 1990. [37](#)

CHANDLER, C. J. Masers and massive star formation. **ASP Conferences Series**, v. 340, p. 317–323, 2005. [9](#)

- CHANDLER, C. J.; BROGAN, C. L.; SHIRLEY, Y. L.; LOINARD, L. IRAS 16293-2422: proper motions, jet precession, the hot core, and the unambiguous detection of infall. **The Astrophysical Journal**, v. 632, p. 371–396, 2005. 9
- CHANDRASEKHAR, S.; FERMI, E. Problems of gravitational stability in the presence of a magnetic field. **The Astrophysical Journal**, v. 118, p. 116, jul. 1953. 67, 142
- CHAPMAN, J. M.; SIVAGNANAM, P.; COHEN, R. J.; SQUEREN, A. M. L. OH maser emission in the circumstellar envelopes of U-Herculis R-Cassiopeiae and W-Hydrae. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 268, p. 475, maio 1994. 42
- CHAPMAN, N. L.; GOLDSMITH, P. F.; PINEDA, J. L.; CLEMENS, D. P.; LI, D.; KRČO, M. The magnetic field in Taurus probed by infrared polarization. **The Astrophysical Journal**, v. 741, p. 21, nov. 2011. 41
- CHEUNG, A. C.; RANK, D. M.; TOWNES, C. H. Further microwave emission lines and clouds of ammonia in our Galaxy. **Nature**, v. 221, p. 917–919, mar. 1969. 33
- CHIANG, E.; YODIN, A. N. Forming planetesimals in solar and extrasolar nebulae. **Annual Review of Earth and Planetary Sciences**, v. 38, p. 493–522, maio 2010. 1
- CLAUSSEN, M. J.; MARVEL, K. B.; WOOTTEN, H. A.; WILKING, B. A. Water masers toward low-luminosity young stellar objects. In: Reipurth, B.; Bertout, C. (Ed.). **Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars**. [S.l.: s.n.], 1997. (International Astronomical Union, v. 182), p. 515–524. 2, 3, 42
- CLAUSSEN, M. J.; WILKING, B. A.; BENSON, P. J.; WOOTTEN, A.; MYERS, P. C.; TEREBEY, S. A monthly survey of water masers associated with low-mass stars. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 106, p. 111, set. 1996. 5, 11, 12, 57, 58, 94, 148, 149, 235, 236, 237, 238
- CLEMENS, D. P.; BARVAINIS, R. A catalog of small, optically selected molecular clouds: optical, infrared and millimeter properties. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 68, p. 257–286, 1988. 1
- CODELLA, C.; FELLI, M.; NATALE, V. The occurrence of H₂O masers in the early stages of star formation. **The Astronomical Journal**, v. 311, p. 971–980, jul. 1996. 3

COLOM, P.; BOCKELÉE-MORVAN, D.; CROVISIER, J.; GÉRARD, E. Maser emissions from comets. In: Migenes, V.; Reid, M. J. (Ed.). **Cosmic Masers: From Proto-Stars to Black Holes**. [S.l.: s.n.], 2002. (IAU Symposium, v. 206), p. 443. [42](#)

COLOM, P.; LEKHT, E. E.; PASHCHENKO, M. I.; RUDNITSKIJ, G. M. OH and H₂O maser variations in W33B. **The Astronomical Journal**, v. 575, p. A49, mar. 2015. [3](#), [59](#)

COX, N. L. J.; ARZOUMANIAN, D.; ANDRÉ, P.; RYGL, K. L. J.; PRUSTI, T.; MEN'SHCHIKOV, A.; ROYER, P.; KÓSPÁL, Á.; PALMEIRIM, P.; RIBAS, A.; KÖNYVES, V.; BERNARD, J. P.; SCHNEIDER, N.; BONTEMPS, S.; MERIN, B.; VAVREK, R.; ALVES De OLIVEIRA, C.; DIDELON, P.; PILBRATT, G. L.; WAELKENS, C. Filamentary structure and magnetic field orientation in Musca. **The Astronomical Journal**, v. 590, p. A110, maio 2016. [143](#), [147](#), [153](#)

CRUTCHER, R. M. Observations of magnetic fields in molecular clouds. In: UYANIKER, W. R. B.; WIELEBINSKI, R. (Ed.). **The Magnetized Interstellar Medium**. [S.l.: s.n.], 2003. p. 123. [79](#)

_____. What drives star formation? **Astrophysics and Space Science**, v. 292, p. 225–237, ago. 2004. [41](#), [79](#)

_____. Magnetic fields in molecular clouds. In: Miville-Deschênes, M. A.; Boulanger, F. (Ed.). **EAS Publications Series**. [S.l.: s.n.], 2007. (EAS Publications Series, v. 23), p. 37–54. [77](#)

_____. _____. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 50, p. 29–63, set. 2012. [2](#), [77](#), [78](#)

CRUTCHER, R. M.; NUTTER, D. J.; WARD-THOMPSON, D.; KIRK, J. M. SCUBA polarization measurements of the magnetic field strengths in the L183, L1544, and L43 prestellar cores. **The Astrophysical Journal**, v. 600, p. 279–285, jan. 2004. [67](#)

CRUTCHER, R. M.; TROLAND, T. H. Magnetic fields and star formation - new observational results. In: Elmegreen, B. G.; Palous, J. (Ed.). **Triggered Star Formation in a Turbulent ISM**. [S.l.: s.n.], 2007. (IAU Symposium, v. 237), p. 141–147. [2](#), [77](#), [79](#)

- CRUTCHER, R. M.; TROLAND, T. H.; LAZAREFF, B.; PAUBERT, G.; KAZÈS, I. Detection of the CN Zeeman effect in molecular clouds. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 514, p. L121–L124, abr. 1999. 19, 78, 79
- DAME, T. M.; HARTMANN, D.; THADDEUS, P. The Milky Way in molecular clouds: a new complete survey. **The Astrophysical Journal**, v. 547, p. 792–813, 2001. 15
- de JONG, T. Water Masers in a Protostellar Gas Cloud. **The Astronomical Journal**, v. 26, p. 297, jul. 1973. 48
- di FRANCESCO, J.; EVANS II, N. J.; CASELLI, P.; MYERS, P. C.; SHIRLEY, Y.; AIKAWA, Y.; TAFALLA, M. An observational perspective of low-mass dense cores I: Internal physical and chemical properties. **Protostars and Planets V**, p. 17–32, 2007. 16, 65, 140
- DICKMAN, R. L. Star counts and visual extinctions in dark nebulae. **The Astronomical Journal**, v. 83, p. 363–372, abr. 1978. 3, 61, 89
- _____. The ratio of carbon monoxide to molecular hydrogen in interstellar dark clouds. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 37, p. 407–427, ago. 1978. 3
- DICKMAN, R. L.; HERBST, W. The $C^{13}O-A_V$ relation at high extinctions: the Rho Ophiuchi complex. **The Astrophysical Journal**, v. 357, p. 531–538, jul. 1990. 3, 60, 144
- DOTY, S. D.; SCHÖIER, F. L.; van DISHOECK, E. F. Physical-chemical modeling of the low-mass protostar IRAS 16293-2422. **Astronomy and Astrophysics**, v. 418, p. 1021–1034, 2004. 9
- DRAINE, B. T. Interstellar dust grains. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 41, p. 241–289, 2003. 59, 60
- _____. Interstellar dust models: extinction, absorption and emission. In: BOULANGER C. JOBLIN, A. J. F.; MADDEN, S. (Ed.). **Interstellar dust from astronomical observations to fundamental studies**. [S.l.: s.n.], 2010. (Winter school, v. 35), p. 245–268. 59, 62, 65
- DRAINE, B. T.; LEE, H. M. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. **The Astrophysical Journal**, v. 285, p. 89–108, out. 1984. 59

DRAINE, B. T.; LI, A. Infrared emission from interstellar dust. I. Stochastic heating of small grains. **The Astrophysical Journal**, v. 551, p. 807–824, abr. 2001. 65

DRAINE, B. T.; WEINGARTNER, J. C. Radiative torques on interstellar grains. II. Grain alignment. **The Astrophysical Journal**, v. 480, p. 633–646, maio 1997. 67

DULIEU, F.; AMIAUD, L.; CONGIU, E.; FILLION, J. H.; MATAR, E.; MOMENI, A.; PIRRONELLO, V.; LEMAIRE, J. L. Experimental evidence for water formation on interstellar dust grains by hydrogen and oxygen atoms. **The Astronomical Journal**, v. 512, p. A30, mar. 2010. 38

DYSON, J. E.; WILLIAMS, D. A. **The physics of the interstellar medium**. Bristol: IOP Publishing Ltd, 1997. 2nd Ed. 19, 86

EBERT, R. über die verdichtung von HI-gebieten. **Zeitschrift für Astrophysik**, n. 37, p. 217–232, 1955. 75, 86, 87, 147

ELITZUR, M. A dynamical explanation for the high water abundance detected in Orion. **The Astrophysical Journal**, v. 229, p. 560–566, abr. 1979. 49

_____. Physical characteristics of astronomical maser. **Reviews of Modern Physics**, v. 54, n. 4, p. 1225–1260, 1982. 3, 36, 37, 38, 49, 52, 54, 55

_____. Astronomical masers. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 30, p. 75–112, 1992. 48, 56, 58, 59

ELITZUR, M.; FUQUA, J. B. Two-temperature pumping of H₂O masers. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 347, p. L35–L38, 1989. 58

ELITZUR, M.; HOLLENBACH, D. J.; MCKEE, C. F. H₂O masers in star-forming regions. **The Astrophysical Journal**, v. 346, p. 983–990, nov. 1989. 3, 48, 56, 57, 58

_____. Planar H₂O masers in star-forming regions. **The Astrophysical Journal**, v. 394, p. 221–227, jul. 1992. 47, 53

ELITZUR, M.; MCKEE, C. F.; HOLLENBACH, D. J. Radiative transfer in astronomical masers. III. Filamentary masers. **The Astrophysical Journal**, v. 367, p. 333–349, jan. 1991. 47, 48, 56, 151

ELMEGREEN, B. G. Magnetic diffusion and ionization fractions in dense molecular clouds: the role of charged grains. **The Astrophysical Journal**, v. 232, p. 729–739, set. 1979. 77

_____. Star formation in a crossing time. **The Astrophysical Journal**, v. 530, p. 277–281, fev. 2000. 78

ELMEGREEN, B. G.; LADA, C. J. Sequential formation of subgroups in OB associations. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 214, p. 725–741, 1977. 69, 73

ELMEGREEN, B. G.; SCALO, J. Interstellar turbulence I: observations and processes. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 42, p. 211–273, set. 2004. 19, 20, 77, 79

ENGELS, D. Water vapor masers in stars departing from the AGB. **The Astronomical Journal**, v. 388, p. 252–267, jun. 2002. 42

ESO. **Point Mode: Frequency Switch**. 2015. Disponível em: http://herschel.esac.esa.int/hcss-doc-13.0/load/hifi_um/html/hcb_pfs.html>. Acesso em: 30 novembro 2015. 96

EVANS-II, N. J. Physical conditions in regions of star formation. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 37, p. 311–362, 1999. 1, 40, 41, 42, 77, 99

EVANS-II, N. J.; MICHAEL, M. D.; JØRGENSEN, J. K.; ENOCH, M. L.; MERÍN, B.; van DISHOECK, E. F.; ALCALÁ, J. M.; MYERS, F. C.; STAPELFELDT, K. R.; HUARD, T. L.; ALLEN, L. E.; HARVEY, P. M.; van KEMPEN, T.; BLAKE, G. A.; KOERNER, D. W.; MUNDY, L. G.; PADGETT, D. L.; SARGENT, A. I. The Spitzer c2d legacy results: star-formation rates and efficiencies; evolution and lifetimes. **Astrophysical Journal Supplements Series**, v. 181, p. 321–350, 2009. 145

FALCETA-GONÇALVES, D.; LAZARIAN, A.; KOWAL, G. Studies of regular and random magnetic fields in the ISM: statistics of polarization vectors and the Chandrasekhar-Fermi technique. **The Astrophysical Journal**, v. 679, p. 537–551, maio 2008. 68

FEDERRATH, C. On the universality of interstellar filaments: theory meets simulations and observations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 457, p. 375–388, mar. 2016. 1, 2, 6

- FEDERRATH, C.; KLESSEN, R. S. The star formation rate of turbulent magnetized clouds: comparing theory, simulations, and observations. **The Astrophysical Journal**, v. 761, p. 156, dez. 2012. 78, 145
- FEIGELSON, E. D.; MONTMERLE, T. High-energy processes in young stellar objects. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 37, p. 363–408, 1999. 2, 71, 74
- FEITZINGER, J. V.; STUEWE, J. A. Catalogue of dark nebulae and globules for galactic longitudes 240 to 360 degrees. **Astronomy & Astrophysics Supplements**, v. 58, p. 365–369, nov. 1984. 7
- FELLI, M.; BRAND, J.; CESARONI, R.; CODELLA, C.; COMORETTO, G.; Di FRANCO, S.; MASSI, F.; MOSCADELLI, L.; NESTI, R.; OLMI, L.; PALAGI, F.; PANELLA, D.; VALDETTARO, R. Water maser variability over 20 years in a large sample of star-forming regions: the complete database. **The Astronomical Journal**, v. 476, p. 373–664, 2007. 56, 57
- FELLI, M.; PALAGI, F.; TOFANI, G. Molecular outflows and H₂O masers - what type of connection? **The Astronomical Journal**, v. 255, p. 293–322, fev. 1992. 3, 57
- FIEGE, J. D.; PUDRITZ, R. E. Helical fields and filamentary molecular clouds - II. Axisymmetric stability and fragmentation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 311, p. 105–119, jan. 2000. 78
- FORSTER, J. R.; WHITEOAK, J. B.; GARDNER, F. F.; PETERS, W. L.; KUIPER, T. B. H. Ammonia mapping of the southern molecular cloud NGC 6334. **Proceedings of the Astronomical Society of Australia**, v. 7, p. 189–193, 1987. 143
- FOSTER, J. B.; ROSOLOWSKY, E. W.; KAUFFMANN, J.; PINEDA, J. E.; BORKIN, M. A.; CASELLI, P.; MYERS, P. C.; GOODMAN, A. A. Dense cores in Perseus: the influence of stellar content and cluster environment. **The Astrophysical Journal**, v. 696, p. 298–319, maio 2009. 30
- FRAIL, D. A.; GOSS, W. M.; REYNOSO, E. M.; GIACANI, E. B.; GREEN, A. J.; OTRUPCEK, R. A survey for OH (1720 MHz) maser emission toward supernova remnants. **The Astronomical Journal**, v. 111, p. 1651, abr. 1996. 42

- FRANCO, G. A. P. The interstellar extinction towards selected area 203: a distance estimation to the Chamaeleon-Musca dark-clouds complex. **The Astronomical Journal**, v. 251, p. 581–586, nov. 1991. 7
- FRANCO, G. A. P.; ALVES, F. O.; GIRART, J. M. Detailed interstellar polarimetric properties of the Pipe nebula at core scales. **The Astrophysical Journal**, v. 723, p. 146–165, nov. 2010. 67
- FRERKING, M. A.; LANGER, W. D.; WILSON, R. W. The relationship between carbon monoxide abundance and visual extinction in interstellar clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 262, p. 590–605, nov. 1982. 27
- FROEBRICH, D.; SCHOLZ, A.; EISLÖFFEL, J.; MURPHY, G. C. Star formation in globules in IC 1396. **The Astronomical Journal**, v. 432, p. 575–584, mar. 2005. 1, 2
- FULLER, G. A.; MYERS, P. C. Dense cores in dark clouds. VII. Line width-size relations. **The Astrophysical Journal**, v. 384, p. 523–527, jan. 1992. 20, 97, 141
- FURUYA, R. S.; KITAMURA, Y.; WOOTTEN, A.; CLAUSSEN, M. J.; KAWABE, R. Maser survey toward low-mass young stellar objects in the northern sky with the Nobeyama 45 meter telescope and the Very Large Array. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 144, n. 71, 2003. 2, 3, 5, 9, 11, 12, 13, 42, 56, 57, 73, 94, 148, 235, 236, 237, 238
- FURUYA, R. S.; KITAMURA, Y.; WOOTTEN, H. A.; CLAUSSEN, M. J.; KAWABE, R. Water maser survey toward low-mass young stellar objects in the northern sky: observational constraints on maser excitation conditions. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 559, p. L143–L147, 2001. 2, 3, 42, 56, 57, 71
- GALLI, D.; WALMSLEY, M.; GONÇALVES, J. The structure and stability of molecular cloud cores in external radiation fields. **The Astronomical Journal**, v. 394, p. 275–284, out. 2002. 41
- GARAY, G.; MORAN, J. M.; HASCHICK, A. D. The Orion-KL super water maser. **The Astrophysical Journal**, v. 338, p. 244–261, mar. 1989. 56
- GARDNER, F. F.; WHITEOAK, J. B.; FORSTER, J. R.; PETERS, W. L.; KUIPER, T. B. H. Ammonia in the hot galactic centre cloud G 1.6-0.025. **Proceedings of the Astronomical Society of Australia**, v. 6, p. 176–180, 1985. 30, 32, 100

GENZEL, R. Strong interstellar masers. In: Haschick, A. D. (Ed.). **Masers, Molecules, and Mass Outflows in Star Formation Regions**. [S.l.: s.n.], 1986. p. 233. [56](#)

GENZEL, R.; DOWNES, D.; MORAN, J. M.; JOHNSTON, K. J.; SPENCER, J. H.; MATVEENKO, L. I.; KOGAN, L. R.; KOSTENKO, V. I.; RONNANG, B.; HASCHICK, A. D.; REID, M. J.; WALKER, R. C.; GIUFFRIDA, T. S.; BURKE, B. F.; MOISEEV, L. G. H₂O in W51 main: an expanding bubble around a young massive star. **The Astronomical Journal**, v. 78, p. 239–247, set. 1979. [59](#), [150](#)

GENZEL, R.; REID, M. J.; MORAN, J. M.; DOWNES, D. Proper motions and distances of H₂O maser sources. I. The outflow in Orion-KL. **The Astrophysical Journal**, v. 244, p. 884–902, 1981. [59](#)

GIRART, J. M.; ESTATELLA, R.; PALAU A.; TORRELLES, J. M.; RAO, R. On the origin of the molecular outflows in IRAS 16293-2422. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 780, n. L11, p. 1–7, 2014. [9](#)

GIRART, J. M.; RAO, R.; MARRONE, D. P. Magnetic fields in the formation of sun-like stars. **Science**, v. 313, p. 812–814, ago. 2006. [20](#)

GOEDHART, S.; MASWANGANYE, J. P.; GAYLARD, M. J.; van der WALT, D. J. Periodicity in class II methanol masers in high-mass star-forming regions. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 437, p. 1808–1820, jan. 2014. [3](#)

GOLDREICH, P.; SCOVILLE, N. OH-IR stars. I. Physical properties of circumstellar envelopes. **The Astrophysical Journal**, v. 205, p. 144–154, abr. 1976. [48](#)

GOLDSMITH, P. F.; LANGER, W. D. Molecular cooling and thermal balance of dense interstellar clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 222, p. 881–895, jun. 1978. [41](#)

GOMEZ-BALBOA, A. M.; LEPINE, J. R. D. Time variation of the H₂O and SiO masers in late-type stars. **The Astronomical Journal**, v. 159, p. 166–174, abr. 1986. [3](#)

GOODMAN, A. A.; BARRANCO, J. A.; WILNER, D. J.; HEYER, M. H. Coherence in dense cores. II. The transition to coherence. **The Astrophysical Journal**, v. 504, p. 223–246, set. 1998. [142](#)

GOODMAN, A. A.; BASTIEN, P.; MENARD, F.; MYERS, P. C. Optical polarization maps of star-forming regions in Perseus, Taurus, and Ophiuchus. **The Astrophysical Journal**, v. 359, p. 363–377, ago. 1990. 67

GREEN, A. J.; FRAIL, D. A.; GOSS, W. M.; OTRUPCEK, R. Continuation of a survey of OH (1720 MHz) maser emission towards supernova remnants. **The Astronomical Journal**, v. 114, p. 2058, nov. 1997. 42

GREEN, J. A.; CASWELL, J. L.; VONROKOV, M. A.; MCLURE-GRIFFITHS, N. M. Variability monitoring of the hydroxyl maser emission in G12.889+0.489. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 425, n. 425, p. 1504–1510, 2012. 3

GREEN, S.; MALUENDES, S.; MCLEAN, A. D. Improved collisional excitation rates for interstellar water. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 85, p. 181–185, mar. 1993. 36

GREENHILL, L. J. Masers in AGN environments. In: Chapman, J. M.; Baan, W. A. (Ed.). **Astrophysical Masers and their Environments**. [S.l.: s.n.], 2007. (IAU Symposium, v. 242), p. 381–390. 42

GREENHILL, L. J.; ELLINGSEN, S. P.; NORRIS, R. P.; GOUGH, R. G.; SINCLAIR, M. W.; MORAN, J. M.; MUSHOTZKY, R. Extremely rapid variations of water maser emission from the Circinus galaxy. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 474, p. L103–L106, jan. 1997. 42

GREGERSEN, E. M.; EVANS-II, N. J. How to identify pre-protostellar cores. **The Astrophysical Journal**, v. 538, p. 260–267, jul. 2000. 2, 16

GREGERSEN, E. M.; EVANS-II, N. J.; MARDONES, D.; MYERS, P. C. Does infall end before the class I stage? **The Astrophysical Journal**, v. 533, p. 440–453, abr. 2000. 2

GREGORIO-HETEM, J. C.; SANZOVO, G. C.; LEPINE, J. R. D. Star counts and IRAS sources in southern dark clouds. **Astronomy & Astrophysics Supplements**, v. 76, p. 347–363, dec 1988. 4, 7, 8, 139, 143, 145, 153

GREGORIO-MONSALVO, I. d.; GÓMEZ, J. F.; SUÁREZ, O.; KUIPER, T. B. H.; RODRÍGUEZ, L. F.; JIMÉNEZ-BAILÓN, E. CCS and NH₃ Emission Associated with Low-Mass Young Stellar Objects. **The Astrophysical Journal**, v. 642, p. 319–329, maio 2006. 34

GREGORIO-MONSALVO, I. d.; GÓMEZ, J. F.; SUÁREZ, O.; KUIPER, T. B. H.; ANGLADA, G.; PATEL, N. A.; TORRELLES, J. M. High-resolution observations of water masers in Bok globules. **The Astronomical Journal**, v. 132, p. 2584–2595, dez. 2006. [3](#)

GWINN, C. R. Hypersonic acceleration and turbulence of H₂O masers in W49N. **The Astrophysical Journal**, v. 429, p. 241–252, jul. 1994. [56](#), [58](#)

_____. Physical structure of H₂O masers in W49N. **The Astrophysical Journal**, v. 429, p. 253–267, jul. 1994. [56](#)

HACAR, A.; KAINULAINEN, J.; TAFALLA, M.; BEUTHER, H.; ALVES, J. The Musca cloud: a 6 pc-long velocity-coherent, sonic filament. **Astronomy & Astrophysics**, jan. 2016. [4](#), [7](#), [8](#), [19](#), [140](#), [141](#), [143](#), [144](#)

HALL, J. S. Observations of the polarized light from stars. **Science**, v. 109, p. 166, fev. 1949. [67](#)

HARJU, J.; WALMSLEY, C. M.; WOUTERLOOT, J. G. A. Ammonia clumps in the Orion and Cepheus clouds. **Astronomy & Astrophysics Supplements**, v. 98, p. 51–75, abr. 1993. [30](#), [207](#)

HARTMANN, L.; BALLESTEROS-PAREDES, J.; BERGIN, E. A. Rapid formation of molecular clouds and stars in the solar neighborhood. **The Astrophysical Journal**, v. 562, p. 852–868, dez. 2001. [78](#)

HARVEY, D. W. A.; WILNER, D. J.; LADA, C. J.; MYERS, P. C.; ALVES, J. F.; CHEN, H. Structure of protostellar collapse candidate B335 derived from near-infrared extinction maps. **The Astrophysical Journal**, v. 563, p. 903–918, dez. 2001. [4](#), [65](#), [146](#), [147](#)

HARVEY, D. W. A.; WILNER, D. J.; LADA, C. J.; MYERS, P. C.; ALVES, J. F. Envelope structure of starless core L694-2 derived from a near-infrared extinction map. **The Astrophysical Journal**, v. 598, p. 1112–1126, dez. 2003. [4](#)

HARVEY, D. W. A.; WILNER, D. J.; MYERS, P. C.; TAFALLA, M. Disk properties and density structure of the star-forming dense core B335. **The Astrophysical Journal**, v. 596, p. 383–388, out. 2003. [65](#)

HASCHICK, A. D.; BAAN, W. A.; SCHNEPS, M. H.; REID, M. J.; MORAN, J. M.; GUESTEN, R. VLBI observations of the water vapor maser in the nucleus of NGC 3079. **The Astrophysical Journal**, v. 356, p. 149–155, jun. 1990. [59](#)

HASCHICK, A. D.; BURKE, B. F.; SPENCER, J. H. Water vapor maser 'turn-on' in the HII region W3/OH. **Science**, v. 198, p. 1153–1155, 1977. 59

HEITSCH, F.; ZWEIBEL, E. G.; LOW, M. M. M.; LI, P.; NORMAN, M. L. Magnetic field diagnostics based on far-infrared polarimetry: tests using numerical simulations. **The Astrophysical Journal**, v. 561, p. 800–814, nov. 2001. 68

HENNING, T.; WOLF, S.; LAUNHARDT, R.; WATERS, R. Measurements of the magnetic field geometry and strength in Bok globules. **The Astrophysical Journal**, v. 561, p. 871–879, nov. 2001. 67

HERBST, E.; KLEMPERER, W. The formation and depletion of molecules in dense interstellar clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 185, p. 505–534, out. 1973. 26

HERBST, E.; van DISHOECK, E. F. Complex organic interstellar molecules. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 47, p. 427–480, set. 2009. 25

HEYER, M.; DAME, T. M. Molecular clouds in the Milky Way. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 53, p. 583–629, ago. 2015. 20

HILDEBRAND, R. H. The determination of cloud masses and dust characteristics from submillimetre thermal emission. **Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society**, v. 24, p. 267, set. 1983. 65

HILDEBRAND, R. H.; DOTSON, J. L.; DOWELL, C. D.; SCHLEUNING, D. A.; VAILLANCOURT, J. E. The far-infrared polarization spectrum: first results and analysis. **The Astrophysical Journal**, v. 516, p. 834–842, maio 1999. 67

HILDEBRAND, R. H.; DRAGOVAN, M.; NOVAK, G. Detection of submillimeter polarization in the Orion nebula. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 284, p. L51–L54, set. 1984. 67

HILTNER, W. A. Polarization of radiation from distant stars by the interstellar medium. **Nature**, v. 163, p. 283, fev. 1949. 67

HILY-BLANT, P.; WALMSLEY, M.; PINEAU DES FORÊTS, G.; FLOWER, D. Nitrogen chemistry and depletion in starless cores. **The Astronomical Journal**, v. 513, p. A41, abr. 2010. 26

HIROTA, T.; ANDO, K.; BUSHIMATA, T.; CHOI, Y. K.; HONMA, M.; IMAI, H.; IWADATE, K.; JIKE, T.; KAMENO, S.; KAMEYA, O.; KAMOHARA, R.;

KAN-YA, Y.; KAWAGUCHI, N.; KIJIMA, M.; KIM, M. K.; KOBAYASHI, H.; KUJI, S.; KURAYAMA, T.; MANABE, S.; MATSUI, M.; MATSUMOTO, N.; MIYAJI, T.; MIYAZAKI, A.; NAGAYAMA, T.; NAKAGAWA, A.; NAMIKAWA, D.; NYU, D.; OH, C. S.; OMODAKA, T.; OYAMA, T.; SAKAI, S.; SASAO, T.; SATO, K.; SATO, M.; SHIBATA, K. M.; TAMURA, Y.; UEDA, K.; YAMASHITA, K. Astrometry of H₂O masers in nearby star-forming regions with VERA III. IRAS 22198+6336 in Lynds1204G. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 60, p. 961–974, out. 2008. 3, 42

HO, P. T. P.; BARRETT, A. H.; MARTIN, R. N. Ammonia survey of small dark clouds. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 221, p. L117–L120, maio 1978. 141

HO, P. T. P.; TOWNES, C. H. Interstellar ammonia. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 21, p. 239–270, 1983. 30, 34, 100

HODAPP, K. W.; LADD, E. F. Bipolar jets from extremely young stars observed in molecular hydrogen emission. **The Astrophysical Journal**, v. 453, p. 715, nov. 1995. 22

HOLLENBACH, D.; ELITZUR, M.; MCKEE, C. F. A shock origin for interstellar H₂O masers. In: Clegg, A. W.; Nedoluha, G. E. (Ed.). **Astrophysical masers**. [S.l.: s.n.], 1993. (Lecture notes in physics, Berlin Springer Verlag, v. 412), p. 159–163. 57

_____. Interstellar H₂O masers from J shocks. **The Astrophysical Journal**, v. 773, p. 70, ago. 2013. 48, 57, 58

HOLLENBACH, D.; KAUFMAN, M. J.; BERGIN, E. A.; MELNICK, G. J. Water, O₂, and ice in molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 690, n. 2, p. 1497, jan. 2009. 26, 38, 39

HOLLENBACH, D.; MCKEE, C.; CHERNOFF, D. Models of shock activity in the Becklin-Neugebauer/Kleinman-Low region of Orion. In: Peimbert, M.; Jugaku, J. (Ed.). **Star forming regions**. [S.l.: s.n.], 1987. (IAU Symposium, v. 115), p. 334. 57

HOLLENBACH, D.; MCKEE, C. F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. III. Results for J shocks in molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 342, p. 306–336, jul. 1989. 38

- HOLLENBACH, D.; SALPETER, E. E. Surface recombination of hydrogen molecules. **The Astrophysical Journal**, v. 163, p. 155, jan. 1971. 60
- HOLLENBACH, D. J.; SHULL, J. M. Vibrationally excited molecular hydrogen in Orion. **The Astrophysical Journal**, v. 216, p. 419–426, set. 1977. 22
- HOLLENBACH, D. J.; WERNER, M. W.; SALPETER, E. E. Molecular hydrogen in HI regions. **The Astrophysical Journal**, v. 163, p. 165, jan. 1971. 88
- HUARD, T. L.; MYERS, P. C.; MURPHY, D. C.; CREWS, L. J.; LADA, C. J.; BOURKE, T. L.; CRAPSI, A.; II, N. J. E.; MCCARTHY JR., D. W.; KULESA, C. Deep near-infrared observations of L1014: revealing the nature of the core and its embedded source. **The Astrophysical Journal**, v. 640, p. 391–401, mar. 2006. 4
- HUARD, T. L.; SANDELL, G.; WEINTRAUB, D. A. Submillimeter maps of Bok globule cores: evidences for multiple epoch star formation. **The Astrophysical Journal**, v. 526, p. 833–844, 1999. 71
- IBÁÑEZ-MEJÍA, J. C.; LOW, M. M. M.; KLESSEN, R. S.; BACZYNSKI, C. Gravitational contraction versus supernova driving and the origin of the velocity dispersion-size relation in molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 824, p. 41, jun. 2016. 1, 2
- IMAI, H.; IWATA, T.; MIYOSHI, M. Rotation-infall motion around the protostar IRAS 16293-2422 traced by water maser emission. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 51, p. 473–477, 1999. 5, 9, 11, 94, 236
- IMAI, H.; NAKASHIMA, K.; BUSHIMATA, T.; CHOI, Y. K.; HIROTA, T.; HONMA, M.; HORIAI, K.; INOMATA, N.; IWADATE, K.; JIKE, T.; KAMEYA, O.; KAMOHARA, R.; KAN-YA, Y.; KAWAGUCHI, N.; KIJIMA, M.; KOBAYASHI, H.; KUJI, S.; KURAYAMA, T.; MANABE, S.; MIYAJE, T.; NAGAYAMA, T.; NAKAGAWA, A.; OH, C. S.; OMODAKA, T.; OYAMA, T.; SAKAI, S.; SAKAKIBARA, S.; SATO, K.; SASAO, T.; SHIBATA, K. M.; SHIMIZU, R.; SHINTANI, M.; SOFUE, Y.; SORA, K.; SUDA, H.; TAMURA, Y.; TSUSHIMA, M.; UENO, Y.; YAMASHITA, K. Astrometry of H₂O masers in nearby star-forming regions with VERA I. IRAS 16293-2422 in ρ Oph East. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 59, p. 1107–1113, 2007. 3, 5, 8, 9, 10, 11, 42, 94, 147, 148, 149, 236, 237
- INUTSUKA, S. I.; MIYAMA, S. M. A production mechanism for clusters of dense cores. **The Astrophysical Journal**, v. 480, p. 681–693, maio 1997. 6, 89

- IOPPOLO, S.; CUPPEN, H. M.; ROMANZIN, C.; van DISHOECK, E. F.; LINNARTZ, H. Laboratory evidence for efficient water formation in interstellar ices. **The Astrophysical Journal**, v. 686, p. 1474–1479, out. 2008. 38
- JEANS, J. H. The stability of a spherical nebula. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, v. 199, p. 1–53, apr 1902. 74
- JIJINA, J.; MYERS, P. C.; ADAMS, F. C. Dense cores mapped in ammonia: a database. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 125, p. 161–236, nov. 1999. 20, 30, 34, 141, 143, 144
- JOHNSTONE, D.; FRANCESCO, J. D.; KIRK, H. An extinction threshold for protostellar cores in ophiuchus. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 611, p. L45–L48, ago. 2004. 13
- JØRGENSEN, J. K.; BOURKE, T. L.; LUONG, Q. N.; TAKAKUWA, S. Arcsecond resolution images of the chemical structure of the low-mass protostar IRAS 16293-2422: an overview of a large molecular line survey from the submillimeter array. **The Astronomical Journal**, v. 534, p. A100, 2011. 2, 8, 9, 24
- JØRGENSEN, J. K.; LAHUIS, F.; SCÖIER, F. L.; van DISHOECK, E. F.; BLAKE, G. A.; BOOGERT, A. C. A.; DULLEMOND, C. P.; II, N. J. E.; KESSLER-SILACCI, J. E.; PONTOPPIDAN, K. M. Protostellar holes: Spitzer space telescope observation of the protostellar binary IRAS 16293-2422. **The Astrophysical Journal**, v. 631, p. L7–L80, 2005. 9
- JUVELA, M.; RISTORCELLI, I.; MONTIER, L. A.; MARSHALL, D. J.; PELKONEN, V.-M.; MALINEN, J.; YSARD, N.; TÓTH, L. V.; HARJU, J.; BERNARD, J. P.; SCHNEIDER, N.; VEREBÉLYI, E.; ANDERSON, L.; ANDRÉ, P.; GIARD, M.; KRAUSE, O.; LEHTINEN, K.; MACIAS-PEREZ, J.; MARTIN, P.; MCGEHEE, P. M.; MENY, C.; MOTTE, F.; PAGANI, L.; PALADINI, R.; REACH, W.; VALENZIANO, L.; WARD-THOMPSON, D.; ZAVAGNO, A. Galactic cold cores: Herschel study of first Planck detections. **The Astronomical Journal**, v. 518, p. L93, jul. 2010. 4, 66, 143
- JUVELA, M.; RISTORCELLI, I.; PAGANI, L.; DOI, Y.; PELKONEN, V. M.; MARSHALL, D. J.; BERNARD, J. P.; FALGARONE, E.; MALINEN, J.; MARTON, G.; MCGEHEE, P.; MONTIER, L. A.; MOTTE, F.; PALADINI, R.; TÓTH, L. V.; YSARD, N.; ZAHORECZ, S.; ZAVAGNO, A. Galactic cold cores.

III. General cloud properties. **The Astronomical Journal**, v. 541, p. A12, maio 2012. [4](#)

JUVELA, M.; RISTORCELLI, I.; PELKONEN, V. M.; MARSHALL, D. J.; MONTIER, L. A.; BERNARD, J. P.; PALADINI, R.; LUNTTILA, T.; ABERGEL, A.; ANDRÉ, P.; DICKINSON, C.; DUPAC, X.; MALINEN, J.; MARTIN, P.; MCGEHEE, P.; PAGANI, L.; YSARD, N.; ZAVAGNO, A. Galactic cold cores. II. Herschel study of the extended dust emission around the first Planck detections. **The Astronomical Journal**, v. 527, p. A111, mar. 2011. [4](#)

KAINULAINEN, J.; BEUTHER, H.; BANERJEE, R.; FEDERRATH, C.; HENNING, T. Probing the evolution of molecular cloud structure. II. From chaos to confinement. **The Astronomical Journal**, v. 530, p. A64, jun. 2011. [13](#)

KAINULAINEN, J.; FEDERRATH, C.; HENNING, T. Unfolding the laws of star formation: the density distribution of molecular clouds. **Science**, v. 344, p. 183–185, 2014. [145](#), [154](#)

KAINULAINEN, J.; HACAR, A.; ALVES, J.; BEUTHER, H.; BOUY, H.; TAFALLA, M. Gravitational fragmentation caught in the act: the filamentary Musca molecular cloud. **The Astronomical Journal**, v. 586, p. A27, fev. 2016. [4](#), [7](#), [8](#), [139](#), [143](#), [144](#), [145](#), [146](#), [153](#), [155](#)

KAINULAINEN, J.; LEHTINEN, K.; VÄISÄNEN, P.; BRONFMAN, L.; KNUDE, J. A comparison of density structures of a star forming and a non-star-forming globule. **The Astronomical Journal**, v. 463, p. 1029–1037, mar. 2007. [147](#)

KANDORI, R.; NAKAJIMA, Y.; TAMURA, M.; TATEMATSU, K.; AIKAWA, Y.; NAOI, T.; SUGITANI, K.; NAKAYA, H.; NAGAYAMA, T.; NAGATA, T.; KURITA, M.; KATO, D.; NAGASHIMA, C.; SATO, S. Near-infrared imaging survey of Bok globules: density structure. **The Astronomical Journal**, v. 130, p. 2166–2184, nov. 2005. [4](#), [63](#), [65](#), [144](#), [145](#), [147](#)

KANG, M.; LEE, J.-E.; CHOI, M.; CHOI, Y.; KIM, K. T.; FRANCESCO, J. D.; PARK, Y. S. Water and methanol maser survey of protostars in the Orion molecular cloud complex. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 209, p. 25, dez. 2013. [3](#), [58](#)

KARTTUNEN, H.; KRÖGER, P.; OJA, H.; POUTANEN, M.; DONNER, K. J. **Fundamental astronomy**. New York: Springer, 2007. 5th Ed. [60](#), [73](#)

KAUFFMANN, J.; BERTOLDI, F.; EVANS II, N. J.; C2D COLLABORATION. Spitzer discovery of very low luminosity objects. **Astronomische Nachrichten**, v. 326, p. 878–881, dez. 2005. 16

KAUFMAN, M. J.; NEUFELD, D. A. Theory of fluctuations in unsaturated masers. In: Clegg, A. W.; Nedoluha, G. E. (Ed.). **Astrophysical Masers**. [S.l.: s.n.], 1993. (Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, v. 412), p. 287–290. 59

_____. Water maser emission from magnetohydrodynamic shock waves. **The Astrophysical Journal**, v. 456, p. 250, 1996. 38, 58

KENNICUTT, R. C.; EVANS, N. J. Star formation in the Milky Way and nearby galaxies. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 50, p. 531–608, set. 2012. 1

KITCHIN, C. R. **Astrophysical techniques**. London: Institute of Physics Publishing, 2003. 4th Ed. 60, 67

KLESSEN, R. S. Star formation in molecular clouds. In: Charbonnel, C.; Montmerle, T. (Ed.). **EAS Publications Series**. [S.l.: s.n.], 2011. (EAS Publications Series, v. 51), p. 133–167. 2

KLESSEN, R. S.; BURKERT, A. The formation of stellar clusters: gaussian cloud conditions. II. **The Astrophysical Journal**, v. 549, p. 386–401, mar. 2001. 79

KNUDE, J.; HOG, E. Interstellar reddening from the HIPPARCOS and TYCHO catalogues. I. Distances to nearby molecular clouds and star forming regions. **The Astronomical Journal**, v. 338, p. 897–904, out. 1998. 7, 8, 89

KOORNNEEF, J. Near-infrared photometry. II. Intrinsic colours and the absolute calibration from one to five micron. **The Astronomical Journal**, v. 128, p. 84–93, nov. 1983. 83

KRISTENSEN, L. E.; KLAASSEN, P. D.; MOTTRAM, J. C.; SCHMALZL, M.; HOGERHEIJDE, M. R. ALMA CO J = 6-5 observations of IRAS 16293-2422. shocks and entrainment. **The Astronomical Journal**, v. 549, p. L6, 2013. 8, 9

KRITSUK, A. G.; LEE, C. T.; NORMAN, M. L. A supersonic turbulence origin of Larson's laws. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 436, p. 3247–3261, dez. 2013. 1, 2, 69, 80

KRUMHOLZ, M. R. Molecular clouds. **XV special courses at the National Obsevatory of Rio de Janeiro**, 2010. 17, 18, 27, 41, 69

KRUMHOLZ, M. R.; KLEIN, R. I.; MCKEE, C. F. Radiation-hydrodynamic simulations of collapse and fragmentation in massive protostellar cores. **The Astrophysical Journal**, v. 656, p. 959–979, fev. 2007. 1, 2

KUIPER, T. B. H.; KUIPER, E. N. R.; SWANSON, P. N.; DICKINSON, D. F.; KLEIN, M. J.; ZIMMERMANN, P. 183 GHz water line variation: an energetic outburst in Orion KL. **The Astrophysical Journal**, v. 283, p. 106–116, ago. 1984. 37

KURTZ, S.; CESARONI, R.; CHURCHWELL, E.; HOFNER, P.; WALMSLEY, C. M. Hot molecular cores and the earliest phases of high-mass star formation. **Protostars and Planets IV**, p. 299–326, maio 2000. 41

KYLAFIS, N. D.; NORMAN, C. On pumping the strong water maser sources. **The Astrophysical Journal**, v. 323, p. 346–357, 1987. 57

LACY, J. H.; KNACKE, R.; GEBALLE, T. R.; TOKUNAGA, A. T. Detection of absorption by H₂ in molecular clouds: a direct measurement of the H₂:CO ratio. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 428, p. L69–L72, jun. 1994. 26

LADA, C. J. Star formation: from OB associations to protostars. **International Astronomical Union**, v. 115, n. 1L, p. 1–18, 1987. 15, 71

LADA, C. J.; ALVES, J.; LADA, E. A. Infrared extinction and the structure of the IC 5146 dark cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 512, p. 250–259, fev. 1999. 64, 65

LADA, C. J.; BERGIN, E. A.; ALVES, J. F.; HUARD, T. L. The dynamical state of Barnard 68: a thermally supported, pulsating dark cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 586, p. 286–295, mar. 2003. 39, 141

LADA, C. J.; LADA, E. A.; CLEMENS, D. P.; BALLY, J. Dust extinction and molecular gas in the dark cloud IC 5146. **The Astrophysical Journal**, v. 429, p. 694–709, jul 1994. 3, 13, 63, 65, 81

LADA, C. J.; LOMBARDI, M.; ALVES, J. F. On the star formation rates in molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 724, p. 687–693, nov. 2010. 13

- LADD, E. F.; MYERS, P. C.; GOODMAN, A. A. Dense cores in dark clouds. X. Ammonia emission in the Perseus molecular cloud complex. **The Astrophysical Journal**, v. 433, p. 117–130, sep 1994. 30, 34, 143
- LARSON, R. B. Calculations of three-dimensional collapse and fragmentation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 184, p. 69–85, jul. 1978. 71, 75, 145
- _____. Cloud fragmentation and stellar masses. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 214, p. 379–398, jun. 1985. 75
- _____. The physics of star formation. **Reports on Progress in Physics**, v. 66, p. 1651–1697, out. 2003. 1, 2, 16, 19, 69, 73, 75, 76, 79, 141, 143
- LAUNHARDT, R.; HENNING, T. Star forming cores in Bok globules: a 1.3 mm continuum survey. **ASP conferences series**, v. 65, p. 224–229, 1994. 65, 66
- LAUNHARDT, R.; NUTTER, D.; WARD-THOMPSON, D.; BOURKE, T. L.; HENNING, T.; KHANZADYAN, T.; SCHMALZL, M.; WOLF, S.; ZYLKA, R. Looking into the hearts of Bok globules: millimeter and submillimeter continuum images of isolated star-forming cores. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 188, p. 139–177, maio 2010. 41
- LAZARIAN, A.; GOODMAN, A. A.; MYERS, P. C. On the efficiency of grain alignment in dark clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 490, p. 273–280, nov. 1997. 67
- LEKHT, E. E.; SLYSH, V. I.; KRASNOV, V. V. Variations in the spectrum and spatial structure of the H₂O maser in W75N. **Astronomy Reports**, v. 51, p. 967–984, dez. 2007. 56
- LEPINE, J. R. D.; DOS SANTOS, P. M. Detection of H₂O emission from galaxy NGC253. **Nature**, v. 270, p. 501, dez. 1977. 42
- LI, H. B.; DOWELL, C. D.; GOODMAN, A.; HILDEBRAND, R.; NOVAK, G. Anchoring magnetic field in turbulent molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 704, p. 891–897, out. 2009. 20
- LI, Z. Y.; SHU, F. H. Magnetized singular isothermal toroids. **The Astrophysical Journal**, v. 472, p. 211, nov. 1996. 78

- LILJESTRÖM, T.; GWINN, C. R. Water masers diagnosing postshocked conditions in W49N. **The Astrophysical Journal**, v. 534, p. 781–800, maio 2000. **3**, **42**, **56**
- LISZT, H. N(H I)/E(B - V). **The Astrophysical Journal**, v. 780, p. 10, jan. 2014. **3**
- LÖHR, A.; BOURKE, T. L.; LANE, A. P.; MYERS, P. C.; PARSHLEY, S. C.; STARK, A. A.; TOTHILL, N. F. H. AST/RO $^{13}\text{CO}(J = 2-1)$ and $^{12}\text{CO}(J = 4-3)$ mapping of southern Spitzer c2d small clouds and cores. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 171, p. 478–492, aug 2007. **4**, **141**
- LOINARD, L.; CHANDLER, C. J.; RODRÍGUEZ, L. F.; DÁLESSIO, P.; BROGAN, C. L.; WILNER, D. J.; HO, P. T. P. New radio sources and the composite structure of component B in the very young protostellar system IRAS 16293-2422. **The Astrophysical Journal**, v. 670, p. 1353–1360, 2007. **8**, **9**
- LOINARD, L.; TORRES, R. M.; MIODUSZEWSKI, A. J.; RODRÍGUEZ, L. F. VLBA determinations of the distances to nearby star forming regions. **International Astronomical Union**, v. 248, p. 186–189, 2008. **8**
- LOINARD, L.; ZAPATA, L. A.; RODRÍGUEZ, L. F.; PECH, G.; CHANDLER, C. J.; BROGAN, C. L.; WILNER, D. J.; P., H. P. T.; PARISE, B.; HARTMANN, L. W.; ZHU, Z.; TAKAHASHI, S.; TREJO, A. ALMA and VLA observations of the outflows in IRAS 16293-2422. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, L430, p. L10–L14, 2013. **9**, **10**
- LOMBARDI, M. NICEST, a near-infrared color excess method tailored to small-scale structures. **The Astronomical Journal**, v. 493, p. 735–745, jan. 2009. **63**, **84**, **139**
- LOMBARDI, M.; ALVES, J. Mapping the interstellar dust with near-infrared observations: an optimized multi-band technique. **The Astronomical Journal**, v. 377, p. 1023–1034, out. 2001. **63**, **82**, **83**, **84**
- LOWE, V.; CUNNINGHAM, M. R.; URQUHART, J. S.; MARSHALL, J. P.; HORIUCHI, S.; LO, N.; WALSH, A. J.; JORDAN, C. H.; JONES, P. A.; HILL, T. Molecular line mapping of the giant molecular cloud associated with RCW 106 - IV. Ammonia towards dust emission. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 441, p. 256–273, jun. 2014. **30**

LU, X.; ZHANG, Q.; LIU, H. B.; WANG, J.; GU, Q. Very Large Array observations of ammonia in high-mass star formation regions. **The Astrophysical Journal**, v. 790, p. 84, ago. 2014. [30](#), [101](#)

MACHAIEIE, D. A.; VILAS-BOAS, J. W.; WUENSCH, C. A.; RACCA, G. A.; MYERS, P. C.; HICKEL, G. R. Properties of dense cores embedded in Musca derived from extinction maps and ^{13}CO , C^{18}O , and NH_3 emission lines. **The Astrophysical Journal**, v. 836, p. 19, fev. 2017. [1](#)

MACLOW, M. M.; KLESSEN, R. S. Control of star formation by supersonic turbulence. **Reviews of Modern Physics**, v. 76, p. 125–194, jan. 2004. [77](#)

MANGUM, J. G. Observing modes used in radioastronomy. 2006. Disponível em: <https://safe.nrao.edu/wiki/pub/Main/RadioTutorial/radio-obs-modes.pdf>. [91](#)

MANGUM, J. G.; WOOTTEN, A.; MUNDY, L. G. Synthesis imaging of the DR 21 (OH) cluster. II. Thermal ammonia and water maser emission. **The Astrophysical Journal**, v. 388, p. 467–488, abr. 1992. [30](#), [100](#)

MAOZ, D. **Astrophysics in a nutshell: Basic Astrophysics**. Princeton: Princeton University Press, 2007. [39](#), [69](#), [71](#), [73](#), [75](#)

MARKA, C.; SCHREYER, K.; LAUNHARDT, R.; SEMENOV, D. A.; HENNING, T. Tracing the evolutionary stage of Bok globules: CCS and NH_3 . **Astronomy and Astrophysics**, v. 537, n. A4, p. 1–12, 2012. [30](#), [34](#)

MARVEL, K. B.; WILKING, B. A.; CLAUSSEN, M. J.; WOOTTEN, A. Time-resolved AU-scale jets traced by masers in the IRAS 4A/B regions of NGC 1333. **The Astrophysical Journal**, v. 685, p. 285–297, set. 2008. [56](#)

MATHIS, J. S.; RUMPL, W.; NORDSIECK, K. H. The size distribution of interstellar grains. **The Astrophysical Journal**, v. 217, p. 425–433, out. 1977. [59](#)

MATVEYENKO, L. I.; ZHAKHARIN, K. M.; DIAMOND, P. J.; GRAM, D. A. Evolution of the structure of the H_2O supermaser outburst region in Orion KL. **Astronomy Letters**, v. 30, p. 100–116, fev. 2004. [56](#), [150](#)

MCKEE, C. F.; HOLLENBACH, D. J. Interstellar shock waves. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 18, p. 219–262, 1980. [58](#)

MCKEE, C. F.; OSTRIKER, E. C. Theory of star formation. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 45, p. 565–687, 2007. [2](#), [15](#), [17](#), [69](#), [77](#), [140](#), [146](#)

MCKEE, C. F.; ZWEIBEL, E. G. On the virial theorem for turbulent molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 399, p. 551–562, nov. 1992. [77](#), [99](#)

MCNALLY, D. Bok globules, molecular clouds, infrared sources and star formation. **Irish Astronomical Journal**, v. 11, p. 239–264, 1975. [39](#)

MELNICK, G. J.; MENTEN, K. M.; PHILLIPS, T. G.; HUNTER, T. Discovery of interstellar water lines at 437, 439, and 471 GHz: strong case for water maser formation behind c-type shocks. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 416, p. L37, out. 1993. [37](#)

MENTEN, K. M.; MELNICK, G. J.; PHILLIPS, T. G. Submillimeter water masers. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 350, p. L41–L44, fev. 1990. [37](#)

MENTEN, K. M.; MELNICK, G. J.; PHILLIPS, T. G.; NEUFELD, D. A. A new submillimeter water maser transition at 325 GHz. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 363, p. L27–L31, nov. 1990. [37](#)

MESTEL, L. The magnetic field of a contracting gas cloud. I. Strict flux-freezing. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 133, p. 265, 1966. [78](#)

MIZUNO, A.; HAYAKAWA, T.; YAMAGUCHI, N.; KATO, S.; HARA, A.; MIZUNO, N.; YONEKURA, Y.; ONISHI, T.; KAWAMURA, A.; TACHIHARA, K.; OBAYASHI, A.; XIAO, K. C.; OGAWA, H.; FUKUI, Y. A ^{13}CO ($J = 1-0$) search for small molecular clouds toward the Chamaeleon-Musca dark cloud complex. **The Astrophysical Journal**, v. 507, p. L83–L87, nov. 1998. [4](#), [7](#), [139](#)

MIZUNO, A.; YAMAGUCHI, R.; TACHIHARA, K.; TOYODA, S.; AOYAMA, H.; YAMAMOTO, H.; ONISHI, T.; FUKUI, Y. A large scale ^{12}CO ($J = 1-0$) survey toward the Chamaeleon region with NANTEN. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 53, p. 1071–1080, dez. 2001. [4](#), [7](#), [139](#), [140](#), [145](#), [153](#)

MOKRANE, H.; CHAABOUNI, H.; ACCOLLA, M.; CONGIU, E.; DULIEU, F.; CHEHROURI, M.; LEMAIRE, J. L. Experimental evidence for water formation via ozone hydrogenation on dust grains at 10 k. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 705, p. L195–L198, nov. 2009. [38](#)

- MONFREDINI, T. **Estudo da emissão maser de H_2O em IRAS 16293-2422**. 74 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2010. 5, 11, 93
- MOUSCHOVIAS, T. C. Star formation in magnetic interstellar clouds: I. Interplay between theory and observations. In: Morfill, G. E.; Scholer, M. (Ed.). **NATO ASIC Proc. 210: physical processes in interstellar clouds**. [S.l.: s.n.], 1987. p. 453–489. 78
- MUNDY, L. G.; WILKING, B. A.; MYERS, S. T. Resolution of structure on the protostellar source IRAS 16293-2422. **Astrophysical Journal**, v. 311, p. L75–L79, 1986. 8, 9
- MUNDY, L. G.; WOOTTEN, A.; WILKING, B. A.; BLAKE, G. A.; SARGENT, A. I. IRAS 16293-2422: a very young binary system? **The Astrophysical Journal**, v. 385, p. 306–313, jan. 1992. 9
- MUNDY, L. G.; WOOTTEN, H. A.; WILKING, B. A. The circumstellar structure of IRAS 16293-2422: $C^{18}O$, NH_3 , and CO observations. **Astrophysical Journal**, v. 352, p. 159–166, 1990. 8, 9
- MYERS, P. C. Initial conditions and motions in star-forming dense cores. In: Ossenkopf, V.; Stutzki, J.; Winnewisser, G. (Ed.). **The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium**. [S.l.: s.n.], 1999. 16
- MYERS, P. C.; BENSON, P. J. Dense cores in dark clouds. II. NH_3 observations and star formation. **The Astrophysical Journal**, v. 266, p. 309–320, mar. 1983. 2, 23, 39
- MYERS, P. C.; EVANS-II, N. J.; OHASHI, N. Observations of infall in star-forming regions. **Protostars and Planets IV**, p. 217, maio 2000. 2
- MYERS, P. C.; FULLER, G. A.; GOODMAN, A. A.; BENSON, P. J. Dense cores in dark clouds. VI. Shapes. **The Astrophysical Journal**, v. 376, p. 561–572, ago. 1991. 2, 144
- MYERS, P. C.; FULLER, G. A.; MATHIEU, R. D.; BEICHMAN, C. A.; BENSON, P. J.; SCHILD, R. E.; EMERSON, J. P. Near-infrared and optical observations of IRAS sources in and near dense cores. **The Astrophysical Journal**, v. 319, p. 340–357, ago. 1987. 16

MYERS, P. C.; HEYER, M.; SNELL, R. L.; GOLDSMITH, P. F. Dense cores in dark clouds. V. CO outflow. **The Astrophysical Journal**, v. 324, p. 907–919, jan. 1988. [146](#)

MYERS, P. C.; LINKE, R. A.; BENSON, P. J. Dense cores in dark clouds. I. CO observations and column densities of high-extinction regions. **The Astrophysical Journal**, v. 264, p. 517–537, jan. 1983. [2](#), [97](#), [98](#), [143](#), [145](#)

NAKAMURA, F.; LI, Z. Y. Quiescent cores and the efficiency of turbulence-accelerated, magnetically regulated star formation. **The Astrophysical Journal**, v. 631, p. 411–428, set. 2005. [75](#)

NAKANO, T.; NAKAMURA, T. Gravitational instability of magnetized gaseous disks. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 30, p. 671–680, 1978. [78](#)

NEUFELD, D. A.; MELNICK, G. J. Excitation of submillimeter water masers. In: Kaldeich, B. (Ed.). **Liege International Astrophysical Colloquia**. [S.l.: s.n.], 1990. (Liege International Astrophysical Colloquia, v. 29). [37](#)

NIELBOCK, M.; CHINI, R. Star formation in Sandqvist 187 and 188. **Astronomy & Astrophysics**, v. 434, p. 585–592, maio 2005. [82](#)

OBA, Y.; WATANABE, N.; HAMA, T.; KUWAHATA, K.; HIDAKA, H.; KOUCHI, A. Water formation through a quantum tunneling surface reaction, OH + H₂, at 10 k. **The Astrophysical Journal**, v. 749, p. 67, abr. 2012. [38](#)

OSTRIKER, E. C.; GAMMIE, C. F.; STONE, J. M. Kinetic and structural evolution of self-gravitating, magnetized clouds: 2.5-dimensional simulations of decaying turbulence. **The Astrophysical Journal**, v. 513, p. 259–274, mar. 1999. [1](#), [2](#), [77](#)

OSTRIKER, E. C.; STONE, J. M.; GAMMIE, C. F. Density, velocity, and magnetic field structure in turbulent molecular cloud models. **The Astrophysical Journal**, v. 546, p. 980–1005, jan. 2001. [68](#), [78](#)

OSTRIKER, J. The equilibrium of polytropic and isothermal cylinders. **The Astrophysical Journal**, v. 140, p. 1056, out. 1964. [89](#)

PADOAN, P.; BALLY, J.; BILLAWALA, Y.; JUVELA, M.; NORDLUND, Å. Supersonic turbulence in the Perseus molecular cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 525, p. 318–329, nov. 1999. [78](#)

PADOAN, P.; JIMENEZ, R.; JUVELA, M.; NORDLUND, Å. The average magnetic field strength in molecular clouds: new evidence of super-Alfvénic turbulence. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 604, p. L49–L52, mar. 2004. [69](#), [78](#)

PADOAN, P.; JUVELA, M.; GOODMAN, A. A.; NORDLUND, Å. The turbulent shock origin of proto-stellar cores. **The Astrophysical Journal**, v. 553, p. 227–234, maio 2001. [19](#), [68](#), [79](#)

PAGANI, L.; RISTORCELLI, I.; BOUDET, N.; GIARD, M.; ABERGEL, A.; BERNARD, J. P. L1506: a prestellar core in the making. **The Astronomical Journal**, v. 512, p. A3, mar. 2010. [141](#)

PALAU, A.; ESTALELLA, R.; GIRART, J. M.; HO, P. T. P.; ZHANG, Q.; BEUTHER, H. Star formation in a clustered environment around the UCH II region in IRAS 20293+3952. **The Astronomical Journal**, v. 465, p. 219–233, abr. 2007. [16](#)

PARISE, B.; CAUX, E.; CASTETS, A.; CECCARELLI, C.; LOINARD, L.; TIELENS, A. G. G. M.; BACMANN, A.; CAZAUX, S.; COMITO, C.; HELMICH, F.; KAHANE, C.; SCHILKE, P.; van DISHOECK, E.; WAKELAM, V.; WALTERS, A. HDO abundance in the envelope of the solar-type protostar IRAS 16293-2422. **The Astronomical Journal**, v. 431, p. 547–554, 2005. [8](#), [9](#)

PARISE, B.; DU, F.; LIU, F. C.; BELLOCHE, A.; WIESEMAYER, H.; GÜSTEN, R.; MENTEN, K. M.; HÜBERS, H. W.; KLEIN, B. Detection of OD towards the low-mass protostar IRAS 16293-2422. **The Astronomical Journal**, v. 542, p. L5, 2012. [8](#), [9](#)

PATEL, N. A.; CURIEL, S.; ZHANG, Q.; SRIDHARAN, T. K.; HO, P. T. P.; TORRELLES, J. M. Submillimeter array observations of 321 GHz water maser emission in Cepheus A. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 658, p. L55–L58, mar. 2007. [37](#)

PECH, G.; LOINARD, L.; CHANDLER, C. J.; RODRÍGUEZ, L. S.; D’ALESSIO, P.; BROGAN, C. L.; WILNER, D. J.; HO, P. T. P. Confirmation of recent bipolar ejection in the very young hierarchical multiple system IRAS 16293-2422. **The Astrophysical Journal**, v. 712, p. 1403–1409, 2010. [8](#), [9](#)

PEREYRA, A.; MAGALHÃES, A. M. Polarimetry toward the Musca dark cloud. I. The catalog. **The Astrophysical Journal**, v. 603, p. 584–594, mar. 2004. [4](#), [8](#), [67](#), [68](#), [142](#)

PETERS, W. L.; FORSTER, J. R.; GARDNER, F. F.; WHITEOAK, J. B.; KUIPER, T. B. H. A southern hemisphere ammonia survey. **Proceedings of the Astronomical Society of Australia**, v. 6, p. 504–507, 1986. 30, 33

PHILLIPS, T. G.; KWAN, J.; HUGGINS, P. J. Detection of submillimeter lines of CO (0.65 mm) and H₂O (0.79 mm). In: Andrew, B. H. (Ed.). **Interstellar molecules**. [S.l.: s.n.], 1980. (IAU Symposium, v. 87), p. 21–24. 37

PILLAI, T.; WYROWSKI, F.; CAREY, S. J.; MENTEN, K. M. Ammonia in infrared dark clouds. **The Astronomical Journal**, v. 450, p. 569–583, maio 2006. 30

PINEDA, J. L.; GOLDSMITH, P. F.; CHAPMAN, N.; SNELL, R. L.; LI, D.; CAMBRÉSY, L.; BRUNT, C. The relation between gas and dust in the Taurus molecular cloud. **The Astrophysical Journal**, v. 721, p. 686–708, set. 2010. 26, 65

PÖPPEL, W. G. L.; SCALISE JR., E. Results of a search for H₂O-masers in the Rho Ophiuchi cloud. **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica**, v. 17, p. 121–125, 1989. 236

PRASAD, S. S.; HUNTRESS JR., W. T. A model for gas phase chemistry in interstellar clouds. II. Nonequilibrium effects and effects of temperature and activation energies. **The Astrophysical Journal**, v. 239, p. 151–165, jul. 1980. 3, 28, 34, 35

RACCA, G.; GÓMEZ, M.; KENYON, S. J. A near-infrared imaging survey of Coalsack globule 2. **The Astronomical Journal**, v. 124, p. 2178–2184, out. 2002. 4, 65

RACCA, G. A.; VILAS-BOAS, J. W. S.; de la REZA, R. A Two Micron All Sky Survey analysis of the stability of southern Bok globules. **The Astrophysical Journal**, v. 703, p. 1444–1463, out. 2009. 4, 65, 85, 144, 145, 146, 147

RAGAN, S. E.; HEITSCH, F.; BERGIN, E. A.; WILNER, D. Very Large Array observations of ammonia in infrared-dark clouds. II. Internal kinematics. **The Astrophysical Journal**, v. 746, p. 174, fev. 2012. 30

REID, M. J.; MENTEN, K. M. A subarcsecond H₂O maser shell surrounding a variable star. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 360, p. L51–L54, set. 1990. 55

- REID, M. J.; MORAN, J. M. Masers. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 19, p. 231–276, 1981. 3, 42, 47, 53, 55, 56, 58, 150
- REIPHURT, B. The early sun: evolution and dynamic environment. **ASP Conferences Series**, v. 341, p. 54–77, 2005. 72
- ROHLFS, K.; WILSON, T. L. **Tools of radio astronomy**. Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000. 15, 27
- ROSSANO, G. S. On the accuracy and precision of extinctions derived from general star counts. **The Astronomical Journal**, v. 85, p. 1218–1228, set. 1980. 63
- ROUEFF, E.; LOISON, J. C.; HICKSON, K. M. Isotopic fractionation of carbon, deuterium, and nitrogen: a full chemical study. **The Astronomical Journal**, v. 576, p. A99, abr. 2015. 29
- ROWLAND, P. R.; COHEN, R. J. Rapid variability of H₂O masers in Cepheus A. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 220, p. 233–251, maio 1986. 3
- RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. New York: John Wiley & Sons, 2004. 2nd Ed. 43
- SADAVOY, S. I.; di FRANCESCO, J.; ANDRÉ, P.; PEZZUTO, S.; BERNARD, J. P.; BONTEMPS, S.; BRESSERT, E.; CHITSAZZADEH, S.; FALLSCHEER, C.; HENNEMANN, M.; HILL, T.; MARTIN, P.; MOTTE, F.; LUONG, Q. N.; PERETTO, N.; REID, M.; SCHNEIDER, N.; TESTI, L.; WHITE, G. J.; WILSON, C. Herschel observations of a potential core-forming clump: Perseus B1-E. **The Astronomical Journal**, v. 540, p. A10, abr. 2012. 34
- SAITO, M. From clouds to protostellar cores. **International Astronomical Union**, v. 221, p. 19–28, 2004. 69
- SALEM, M.; MIDDLETON, M. S. Time variability of astrophysical masers. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 183, p. 491–500, maio 1978. 150
- SAMODUROV, V. A.; RUDNITSKIJ, G. M.; TOLMACHEV, A. M.; SUBAEV, I. A.; LEKHT, E. E.; PASHCHENKO, M. I.; LOGVINENKO, S. V. Results of a search for ultrarapid flux fluctuations of galactic water maser sources at the wavelength 1.35 cm. **Astronomical and Astrophysical Transactions**, v. 25, p. 393–398, out. 2006. 57, 59, 150

- SAVAGE, B. D.; MATHIS, J. S. Observed properties of interstellar dust. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 17, p. 73–111, 1979. 64, 88
- SCHEFFLER, H.; ARMSTRONG, A. H.; ELSÄSSER, H. **Physics of the Galaxy and interstellar matter**. New York: Springer, 1988. 60
- SHAPIRO, M.; KAPLAN, H. On the theory of $H + OH/2Pi/$ collisions and interstellar OH maser action. **The Journal of Chemical Physics**, v. 71, p. 2182–2193, set. 1979. 49
- SHU, F. H. Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. **The Astrophysical Journal**, v. 214, p. 488–497, 1977. 69
- SHU, F. H.; LIZANO, S.; ADAMS, F. C. Star formation in molecular cloud cores. **International Astronomical Union**, v. 115, p. 417–434, 1987. 69
- _____. Star formation in molecular clouds: observations and theory. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 25, p. 23–81, 1987. 1, 76, 77, 79
- SKRUTSKIE, M. F.; CUTRI, R. M.; STIENING, R.; WEINBERG, M. D.; SCHNEIDER, S.; CARPENTER, J. M.; BEICHMAN, C.; CAPPS, R.; CHESTER, T.; ELIAS, J.; HUCHRA, J.; LIEBERT, J.; LONSDALE, C.; MONET, D. G.; PRICE, S.; SEITZER, P.; JARRETT, T.; KIRKPATRICK, J. D.; GIZIS, J. E.; HOWARD, E.; EVANS, T.; FOWLER, J.; FULLMER, L.; HURT, R.; LIGHT, R.; KOPAN, E. L.; MARSH, K. A.; MCCALLON, H. L.; TAM, R.; DYK, S. V.; WHEELLOCK, S. The Two Micron All Sky Survey (2MASS). **The Astronomical Journal**, v. 131, p. 1163–1183, fev. 2006. 13, 81
- SMITH, I. W. M. Laboratory astrochemistry: gas-phase processes. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 49, p. 29–66, 2011. 25
- SMITH, M. D. **The origins of stars**. London: Imperial College Press, 2004. 70
- SNELL, R. L.; HOWE, J. E.; ASHBY, M. L. N.; BERGIN, E. A.; CHIN, G.; ERICKSON, N. R.; GOLDSMITH, P. F.; HARWIT, M.; KLEINER, S. C.; KOCH, D. G.; NEUFELD, D. A.; PATTEN, B. M.; PLUME, R.; SCHIEDER, R.; STAUFFER, J. R.; TOLLS, V.; WANG, Z.; WINNEWISSER, G.; ZHANG, Y. F.; MELNICK, G. J. Water abundance in molecular cloud cores. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 539, p. L101–L105, ago. 2000. 36
- SPITZER, L. J. **Physical processes in the interstellar medium**. Weinheim: Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, 2004. 17, 69, 73

STAHLER, W. S.; PALLA, F. **The formation of the stars**. Weinheim: Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, 2004. 19, 27, 28, 30, 31, 32, 33, 34, 36, 37, 38, 40, 41, 42, 43, 44, 46, 47, 49, 50, 52, 53, 54, 55, 58, 75, 100

STARK, R.; SANDELL, G.; BECK, S. C.; HOGERHEIJDE, M. R.; van DISHOECK, E. F.; van der WAL, P.; van der TAK, F. F. S.; SCHÄFER, S.; MELNICK, G. J.; ASHBY, M. L. N.; de LANGE, G. Probing the early stage of low-mass star formation in LDN 1689N: dust and water in IRAS 16293-2422A, B, and E. **The Astrophysical Journal**, v. 608, p. 341–364, 2004. 9

STRELNITSKII, V. S. On the nature of the strong cosmic H₂O masers. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 207, p. 339–354, 1984. 57

STUTZ, A.; LAUNHARDT, R.; LINZ, H.; KRAUSE, O.; HENNING, T.; KAINULAINEN, J.; NIELBOCK, M.; STEINACKER, J.; ANDRÉ, P. Dust-temperature of an isolated star-forming cloud: Herschel observations of the Bok globule CB244. **The Astronomical Journal**, v. 518, p. L87, jul. 2010. 65

SZÚCS, L.; GLOVER, S. C. O.; KLESSEN, R. S. The ¹²CO/¹³CO ratio in turbulent molecular clouds. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 445, p. 4055–4072, dez. 2014. 27

TACHIHARA, K.; MIZUNO, A.; FUKUI, Y. C¹⁸O observations of the dense cloud cores and star formation in Ophiuchus. **The Astrophysical Journal**, v. 528, p. 817–840, jan. 2000. 2, 69

TAFALLA, M.; MYERS, P. C.; CASELLI, P.; WALMSLEY, C. M. On the internal structure of starless cores. I. Physical conditions and the distribution of CO, CS, N₂H⁺, and NH₃ in L1498 and L1517B. **The Astronomical Journal**, v. 416, p. 191–212, mar. 2004. 2, 23

TAFALLA, M.; MYERS, P. C.; MARDONES, D.; BACHILLER, R. L483: a protostar in transition from class 0 to class I. **The Astronomical Journal**, v. 359, p. 967–976, jul. 2000. 2

TAFALLA, M.; SANTIAGO-GARCÍA, J.; MYERS, P. C.; CASELLI, P.; WALMSLEY, C. M.; CRAPSI, A. On the internal structure of starless cores. II. A molecular survey of L1498 and L1517B. **The Astronomical Journal**, v. 455, p. 577–593, ago. 2006. 30

- TARGON, C. G.; RODRIGUES, C. V.; CERQUEIRA, A. H.; HICKEL, G. R. Correlating the interstellar magnetic field with protostellar jets and its sources. **The Astrophysical Journal**, v. 743, p. 54, dez. 2011. 68
- TARTER, T. C.; WELCH, W. J. A cloud collision model for water maser excitation. **The Astrophysical Journal**, v. 305, p. 467–483, jun. 1986. 48, 58, 151
- TEIXEIRA, P. S.; LADA, C. J.; ALVES, J. F. From dusty filaments to cores to stars: an infrared extinction study of Lupus 3. **The Astrophysical Journal**, v. 629, p. 276–287, ago. 2005. 4, 65, 90, 144, 146
- TEREBEY, S.; VOGEL, S. N.; MYERS, P. C. Probing the circumstellar environments of very young low-mass stars using water masers. **The Astrophysical Journal**, v. 390, p. 181–190, maio 1992. 3, 42
- TIELENS, A. G. G. M. **The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium**. [S.l.: s.n.], 2005. 25, 26, 27, 38
- TORRELLES, J. M.; PATEL, N. A.; GÓMEZ, J. F.; HO, P. T. P.; RODRÍGUEZ, L. F.; ANGLADA, G.; GARAY, G.; GREENHILL, L.; CURIEL, S.; CANTÓ, J. Discovery of linear "building blocks" of water masers shaping linear/arcuate microstructures in Cepheus A. **The Astrophysical Journal**, v. 560, p. 853–864, out. 2001. 56
- _____. Spherical episodic ejection of material from a young star. **Nature**, v. 411, p. 277–280, maio 2001. 56
- TROLAND, T. H.; CRUTCHER, R. M. Magnetic fields in dark cloud cores: Arecibo OH Zeeman observations. **The Astrophysical Journal**, v. 680, p. 457–465, jun. 2008. 2, 69, 77, 79
- URQUHART, J. S.; FIGURA, C. C.; MOORE, T. J. T.; CSENGERI, T.; LUMSDEN, S. L.; PILLAI, T.; THOMPSON, M. A.; EDEN, D. J.; MORGAN, L. K. The RMS survey: ammonia mapping of the environment of massive young stellar objects. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 452, p. 4029–4053, out. 2015. 30, 141, 143, 144, 207
- VALDETTARO, R.; PALLA, F.; BRAND, J.; CESARONI, R.; COMORETTO, G.; Di FRANCO, S.; FELLI, M.; NATALE, E.; PALAGI, F.; PANELLA, D.; TOFANI, G. The Arcetri catalog of H₂O maser sources: update 2000. **The Astronomical Journal**, v. 368, p. 845–865, mar. 2001. 56

van DISHOECK, E. F.; BLACK, J. H. The photodissociation and chemistry of interstellar CO. **The Astrophysical Journal**, v. 334, p. 771–802, nov. 1988. 88

van DISHOECK, E. F.; BLAKE, G. A. Chemical evolution of star-forming regions. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 36, p. 317–368, 1998. 23, 25

van DISHOECK, E. F.; BLAKE, G. A.; JANSEN, D. A.; GROESBECK, T. D. Molecular abundances and low-mass star formation. II. Organic and deuterated species toward IRAS 16293-2422. **The Astrophysical Journal**, v. 447, p. 760–782, 1995. 8, 9, 23

VÁZQUEZ-SEMADENI, E.; BALLESTEROS-PAREDES, J.; KLESSEN, R. S. A holistic scenario of turbulent molecular cloud evolution and control of the star formation efficiency: first tests. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 585, p. L131–L134, mar. 2003. 78, 79

VÁZQUEZ-SEMADENI, E.; KIM, J.; BALLESTEROS-PAREDES, J. Star formation efficiency in driven, supercritical, turbulent clouds. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 630, p. L49–L52, set. 2005. 75

VILAS-BOAS, J. W. S.; MYERS, P. C.; FULLER, G. A. Dense cores in dark clouds. ix. observations of ^{13}CO and C^{18}O in Vela, Chamaeleon, Musca, and the Coalsack. **The Astrophysical Journal**, v. 433, p. 96–116, set. 1994. 4, 8, 92, 98, 99, 140, 141, 144, 145, 146, 154, 155, 206

_____. Dense cores of dark clouds. XII. ^{13}CO and C^{18}O in Lupus, Corona Australis, Vela, and Scorpius. **The Astrophysical Journal**, v. 532, p. 1038–1050, abr. 2000. 23

VLEMMINGS, W.; BIGNALL, H.; DIAMOND, P. Interstellar scintillation of the water masers of NGC 3079. In: **Bursts, Pulses and Flickering: Wide-Field Monitoring of the Dynamic Radio Sky**. [S.l.: s.n.], 2007. p. 18. 59

VUONG, M. H.; MONTMERLE, T.; GROSSO, N.; FEIGELSON, E. D.; VERSTRAETE, L.; OZAWA, H. Determination of the gas-to-dust ratio in nearby dense clouds using X-ray absorption measurements. **The Astronomical Journal**, v. 408, p. 581–599, set. 2003. 3

WALKER, R. C.; MATSAKIS, D. N.; GARCIA-BARRETO, J. A. H_2O masers in W49N. I. Maps. **The Astrophysical Journal**, v. 255, p. 128–142, abr. 1982. 56

- WALMSLEY, C. M.; UNGERECHTS, H. Ammonia as a molecular cloud thermometer. **The Astronomical Journal**, v. 122, p. 164–170, jun. 1983. 100
- WARD-THOMPSON, D.; MOTTE, F.; ANDRE, P. The initial conditions of isolated star formation- III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 305, p. 143–150, maio 1999. 16
- WARD-THOMPSON, D.; SCOTT, P. F.; HILLS, R. E.; ANDRE, P. A submillimetre continuum survey of pre protostellar cores. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 268, p. 276, maio 1994. 16, 65, 66
- WATERS, J. W.; KAKAR, R. K.; KUIPER, T. B. H.; ROSCOE, H. K.; SWANSON, P. N.; KUIPER, E. N. R.; KERR, A. R.; THADDEUS, P.; GUSTINCIC, J. J. Observations of interstellar H₂O emission at 183 gigahertz. **The Astrophysical Journal**, v. 235, p. 57–62, jan. 1980. 37
- WHITTET, D. C. B.; KIRrane, T. M.; KILKENNY, D.; OATES, A. P.; WATSON, F. G.; KING, D. J. A study of the Chamaeleon dark cloud and T-association. I. Extinction, distance and membership. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 224, p. 497–512, jan. 1987. 88
- WILKING, B. A.; CLAUSSEN, M. J. Water masers associated with low-mass stars: a survey of the Rho Ophiuchi infrared cluster. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 320, p. L133–L137, 1987. 5, 9, 10, 11, 94, 148, 235, 237, 238
- WILKING, B. A.; CLAUSSEN, M. J.; BENSON, P. J.; MYERS, P. C.; TEREBEY, S.; WOOTTEN, A. Water masers associated with low-mass stars: a 13 month monitoring survey. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 65, p. 1263, 1994. 3, 57
- _____. _____. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 431, p. L119–L122, 1994. 3, 57, 58
- WILLIAMS, J. P.; BLITZ, L.; MCKEE, C. F. The structure and evolution of molecular clouds: from clumps to cores to the IMF. **Protostars and Planets IV**, p. 97, maio 2000. 16
- WILSON, R. W.; JEFFERTS, K. B.; PENZIAS, A. A. Carbon monoxide in the Orion nebula. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 161, p. L43, jul. 1970. 1, 20

WOLF, M. Über den dunklen nebel ngc 6960. **Astronomische Nachrichten**, WILEY-VCH Verlag, v. 219, n. 7, p. 109–116, 1923. ISSN 1521-3994. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/asna.19232190702>>. 1, 60

WOLF, S.; LAUNHARDT, R.; HENNING, T. Magnetic field evolution in Bok globules. **The Astrophysical Journal**, v. 592, p. 233–244, jul. 2003. 67

WOOTTEN, A. The duplicity of IRAS 16293-2422: a protobinary star? **The Astrophysical Journal**, v. 337, p. 858, 1989. 9, 10, 11, 58, 94, 238

_____. Water maser monitoring of IRAS 16293-2422. In: CLEGG, A. W.; NEDOLUHA, G. E. (Ed.). **Astrophysical Masers**. [S.l.: s.n.], 1993. (Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, v. 412), p. 315–318. 3, 5, 9, 10, 11, 12, 13, 58, 94, 147, 148, 149, 235, 236, 237

WOOTTEN, A.; MARVEL, K. B.; CLAUSSEN, M.; WILKING, B. Proper motions of water masers within 1 AU of IRAS 16293-2422. In: **American Astronomical Society Meeting Abstracts**. [S.l.: s.n.], 1999. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 31), p. 1446. 3, 5, 9, 10, 11, 12, 56, 57, 94

YOUNG, C. H.; JØRGENSEN, J. K.; SHIRLEY, Y. L.; KAUFFMANN, J.; HUARD, T.; LAI, S.-P.; LEE, C. W.; CRAPSI, A.; BOURKE, T. L.; DULLEMOND, C. P.; BROOKE, T. Y.; PORRAS, A.; SPIESMAN, W.; ALLEN, L. E.; BLAKE, G. A.; EVANS II, N. J.; HARVEY, P. M.; KOERNER, D. W.; MUNDY, L. G.; MYERS, P. C.; PADGETT, D. L.; SARGENT, A. I.; STAPELFELDT, K. R.; van DISHOCK, E. F.; BERTOLDI, F.; CHAPMAN, N.; CIEZA, L.; DEVRIES, C. H.; RIDGE, N. A.; WAHHAJ, Z. A “starless” core that isn’t: detection of a source in the L1014 dense core with the Spitzer space telescope. **The Astrophysical Journal Supplements**, v. 154, p. 396–401, set. 2004. 16

ZHOU, J.; ZHENG, X. Short time variability of the water masers in W51M. **Astrophysics and Space Science**, v. 275, p. 431–439, mar. 2001. 3, 57, 58, 59

ZINNECKER, H.; MCCAUGHREAN, M. J.; WILKING, B. A. The initial stellar population. **PRPL Conferences**, n. 1046, p. 1–56, 1992. 15, 75

ZUCKERMAN, B.; PALMER, P. Radio radiation from interstellar molecules. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 12, p. 279–313, 1974. 19

APÊNDICE A - OBSERVÁVEIS DAS LINHAS DE ^{13}CO , C^{18}O E NH_3
EM MUSCA

Tabela A.1 - Parâmetros observacionais das linhas de ^{13}CO e C^{18}O em algumas condensações de Musca

Cond.	^{13}CO					C^{18}O				
	Posição observada									
pos.	$\alpha(J_{2000.0})$ (h:m:s)	$\delta(J_{2000.0})$ ($^{\circ}$: ' : ")	T_A^* (K)	V_c (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	T_A^* (K)	V_c (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})		
Mu4	Mu4-1	12 24 23.00	-71 54 33.2	3,46 \pm 0,07	2,87 \pm 0,01	0,65 \pm 0,02	0,65 \pm 0,04	2,88 \pm 0,01	0,45 \pm 0,03	
	Mu4-2	12 23 57.24	-71 52 33.2	3,87 \pm 0,06	2,99 \pm 0,01	0,72 \pm 0,01	0,84 \pm 0,04	3,08 \pm 0,01	0,57 \pm 0,03	
	Mu4-3 ^a	12 24 23.00	-71 52 33.2	4,17 \pm 0,07	2,99 \pm 0,01	0,76 \pm 0,01	1,16 \pm 0,04	3,07 \pm 0,01	0,54 \pm 0,02	
	Mu4-4	12 24 48.67	-71 52 33.2	2,99 \pm 0,10	2,95 \pm 0,01	0,59 \pm 0,02	0,28 \pm 0,04	3,10 \pm 0,05	0,72 \pm 0,12	
Mu5	Mu5-1	12 25 24.66	-71 43 15.0	4,17 \pm 0,28	3,14 \pm 0,04	1,18 \pm 0,09	1,15 \pm 0,07	3,38 \pm 0,02	0,68 \pm 0,05	
	Mu5-2	12 24 59.15	-71 41 15.0	4,02 \pm 0,25	3,06 \pm 0,02	0,77 \pm 0,05	0,48 \pm 0,05	3,13 \pm 0,03	0,60 \pm 0,07	
	Mu5-3 ^a	12 25 24.62	-71 41 15.0	4,15 \pm 0,30	3,09 \pm 0,03	0,92 \pm 0,08	1,18 \pm 0,08	3,23 \pm 0,02	0,62 \pm 0,04	
	Mu5-4	12 25 50.10	-71 41 15.0	3,70 \pm 0,24	3,15 \pm 0,03	1,01 \pm 0,08	1,12 \pm 0,09	3,39 \pm 0,02	0,50 \pm 0,05	
	Mu5-5	12 25 24.58	-71 39 15.0	3,90 \pm 0,26	2,93 \pm 0,03	0,94 \pm 0,07	0,62 \pm 0,06	3,12 \pm 0,03	0,60 \pm 0,07	
Mu8	Mu8-1	12 29 16.30	-71 12 48.0	4,32 \pm 0,29	3,22 \pm 0,02	0,73 \pm 0,06	1,00 \pm 0,07	3,34 \pm 0,02	0,46 \pm 0,04	
	Mu8-2	12 28 51.46	-71 10 48.0	2,34 \pm 0,18	3,17 \pm 0,03	0,77 \pm 0,07	$\leq 0,06$	---	---	
	Mu8-3 ^a	12 29 16.30	-71 10 48.0	4,36 \pm 0,28	3,29 \pm 0,02	0,77 \pm 0,06	1,23 \pm 0,12	3,46 \pm 0,02	0,45 \pm 0,05	
	Mu8-4	12 29 41.06	-71 10 48.0	4,49 \pm 0,30	3,18 \pm 0,02	0,70 \pm 0,06	1,03 \pm 0,08	3,31 \pm 0,016	0,42 \pm 0,04	
	Mu8-5	12 29 16.21	-71 08 48.0	2,18 \pm 0,15	3,23 \pm 0,02	0,71 \pm 0,06	$\leq 0,06$	---	---	

Continua

Continuação da tabela A.1

Cond.	Posição observada				^{13}CO				C^{18}O			
	pos.	$\alpha(J_{2000.0})$ (h:m:s)	$\delta(J_{2000.0})$ ($^{\circ} : ' : ''$)	T_A^* (K)	V_c (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	T_A^* (K)	V_c (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	T_A^* (K)	V_c (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})
Mu10	Mu10-1	12 30 55.50	-71 04 52.0	2,35 \pm 0,47	2,85 \pm 0,06	0,47 \pm 0,13	\leq 0,06	---	---	---	---	
				4,22 \pm 0,32	3,59 \pm 0,05	0,77 \pm 0,11	1,27 \pm 0,10	3,55 \pm 0,02	0,48 \pm 0,04			
	Mu10-2	12 30 30.82	-71 02 52.0	2,17 \pm 0,33	2,98 \pm 0,07	0,50 \pm 0,14	\leq 0,06	---	---	---	---	
				3,62 \pm 0,31	3,60 \pm 0,04	0,52 \pm 0,09	1,10 \pm 0,09	3,65 \pm 0,01	0,36 \pm 0,03			
	Mu10-3 ^a	12 30 55.45	-71 02 52.0	3,77 \pm 0,22	3,33 \pm 0,03	0,98 \pm 0,07	1,31 \pm 0,10	3,57 \pm 0,02	0,59 \pm 0,05			
	Mu10-4	12 31 20.08	-71 02 52.0	4,19 \pm 0,26	3,32 \pm 0,03	0,86 \pm 0,06	1,16 \pm 0,09	3,43 \pm 0,02	0,59 \pm 0,01			
	Mu10-5	12 30 55.41	-71 00 52.0	3,66 \pm 0,23	3,35 \pm 0,03	0,89 \pm 0,66	0,56 \pm 0,05	3,44 \pm 0,02	0,48 \pm 0,05			
Mu13	Mu13-1	12 35 06.40	-70 42 47.0	4,21 \pm 0,28	3,01 \pm 0,03	0,81 \pm 0,06	0,62 \pm 0,07	3,08 \pm 0,04	0,77 \pm 0,10			
	Mu13-2	12 34 42.17	-70 40 49.0	1,23 \pm 0,09	3,19 \pm 0,03	0,78 \pm 0,07	\leq 0,06	---	---	---	---	
	Mu13-3 ^a	12 35 06.35	-70 40 47.0	4,22 \pm 0,39	3,09 \pm 0,05	0,67 \pm 0,10	0,43 \pm 0,05	3,16 \pm 0,09	0,89 \pm 0,21			
				2,35 \pm 0,33	3,95 \pm 0,11	0,79 \pm 0,23	0,29 \pm 0,08	3,99 \pm 0,01	0,53 \pm 0,20			
	Mu13-4	12 35 30.53	-70 40 45,0	3,44 \pm 0,35	2,92 \pm 0,05	0,62 \pm 0,11	0,39 \pm 0,07	2,90 \pm 0,06	0,60 \pm 0,13			
				2,84 \pm 0,30	3,74 \pm 0,07	0,75 \pm 0,16	0,62 \pm 0,08	3,82 \pm 0,03	0,49 \pm 0,08			
	Mu13-5	12 35 06.30	-70 38 47.0	3,79 \pm 0,26	3,10 \pm 0,03	0,66 \pm 0,07	0,42 \pm 0,06	3,10 \pm 0,04	0,58 \pm 0,10			
				1,09 \pm 0,27	3,95 \pm 0,09	0,55 \pm 0,21	\leq 0,06	---	---	---	---	

Na coluna 1 é dado o nome da condensação, na 2 a posição observada, cujas as coordenadas equatoriais são dadas nas colunas 3 e 4. Nas colunas 5, 6 e 7 temos a temperatura de antena corrigida da atenuação atmosférica (T_A^*), a velocidade radial no centro da linha (V_c) e a largura da linha a meia altura (ΔV) do ^{13}CO , respectivamente. Nas colunas 8, 9 e 10 temos os mesmos parâmetros para o C^{18}O .

A incerteza foi obtida do ajuste de gaussianas.

α -posição central de cada condensação.

Tabela A.2 - Parâmetros observados da NH₃

Cond.	Pos.	$\alpha(J_{2000.0})$ (h:m:s)	$\delta(J_{2000.0})$ (° : ' : ")	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV_{obs} (km s ⁻¹)
Mu6	Mu6-1 ^a	12 26 16.04	-71 26 36.2	≤0,02	–	–
Mu9	Mu9-1 ^a	12 30 48.52	-71 10 35.4	0,09±0,01 ^P	3,46±0,05	0,81 ±0,10
Mu11	Mu11-1 ^a	12 31 41.02	-71 01 40.8	≤0,02	–	–
Mu13	Mu13-6	12 35 18.18	-70 39 46.8	0,24±0,01 ^P 0,07±0,01 ^I 0,08±0,02 ^E	3,90 ±0,02 -3,79±0,01 11,48±0,03	0,77 ±0,05 1,08 ±0,03 0,46 ±0,08

Na coluna 1 temos o nome da condensação, na coluna 2 a posição observada, cujas as coordenadas equatoriais são dadas nas colunas 3 e 4. Nas colunas 5, 6 e 7 temos a temperatura de antena corrigida da atenuação atmosférica (T_A^*), a velocidade radial no centro da linha (V_c) e a largura da linha a meia altura (ΔV) do NH₃, respectivamente. A incerteza foi obtida do ajuste de gaussianas.

Os espectros foram suavizados por dois canais de 0,3 km s⁻¹.

a-Posição central da condensação.

P-componente hiperfina principal.

I- componente satélite interna.

E- componente satélite externa.

Tabela A.3 - Propriedades do gás derivadas das linhas de ^{13}CO e C^{18}O .

Pos.	C^{18}O										^{13}CO			
	τ_{18}	T_{18} (K)	$N(\text{C}^{18}\text{O})$ (10^{15} cm^{-2})	A_V^{CO} (mag)	$N(\text{H}_2)$ (10^{21} cm^{-2})	$\overline{n(\text{H}_2)}$ (10^3 cm^{-3})	$M_{ETL}(\text{H}_2)$ (M_\odot)	M_J (M_\odot)	M_V (M_\odot)	τ_{13}	$N(^{13}\text{CO})$ (10^{15} cm^{-2})	ΔV_T (km s^{-1})	ΔV_{NT} (km s^{-1})	
Mu4-1	0,02	52	1,00	4,0	3,8	2,9	15	83	8	0,1	8,2	0,29	0,57	
Mu4-2	0,08	15	0,66	3,4	3,2	2,5	12	14	14	0,4	4,6	0,15	0,69	
Mu4-3	0,20	10	0,76	3,6	3,4	2,6	13	7	12	1,1	6,0	0,13	0,74	
Mu4-4 ^a	—	—	0,98	4,0	3,7	2,9	15	7	22	—	4,4	0,13	0,56	
Mu5-1	0,21	10	1,01	4,0	3,8	2,4	22	8	24	1,2	9,6	0,13	1,16	
Mu5-2 ^a	—	—	0,79	3,6	3,4	2,2	20	8	19	—	5,6	0,13	0,75	
Mu5-3	0,23	10	1,01	4,0	3,8	2,4	22	8	20	1,3	8,4	0,13	0,90	
Mu5-4	0,26	9	0,77	3,6	3,4	2,1	19	7	13	1,4	8,6	0,12	1,00	
Mu5-5 ^a	—	—	1,15	4,3	4,0	2,6	23	7	19	—	10,0	0,13	0,92	
Mu8-1	0,11	14	0,63	3,3	3,1	3,5	6	10	6	0,6	5,7	0,15	0,70	
Mu8-2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Mu8-3	0,22	10	0,69	3,4	3,2	3,6	6	6	6	1,2	6,7	0,13	0,75	
Mu8-4	0,11	14	0,58	3,2	3,0	3,4	6	11	5	0,6	5,5	0,15	0,68	
Mu8-5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	

Continua

continuação da tabela A.3

Pos.	C ¹⁸ O										¹³ CO				
	τ_{18}	T_{18} (K)	$N(\text{C}^{18}\text{O})$ (10^{15} cm^{-2})	A_V^{CO} (mag)	$N(\text{H}_2)$ (10^{21} cm^{-2})	$\overline{n(\text{H}_2)}$ (10^3 cm^{-3})	$M_{\text{ETL}}(\text{H}_2)$ (M_{\odot})	M_J (M_{\odot})	M_V (M_{\odot})	τ_{13}	$N(^{13}\text{CO})$ (10^{15} cm^{-2})	ΔV_T (km s^{-1})	ΔV_{NT} (km s^{-1})		
Mu10-1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
	0,26	9	0,72	3,5	3,3	1,6	31	8	15	1,4	6,5	0,12	0,75		
Mu10-2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
	0,27	8	0,45	3,0	2,8	1,4	27	7	8	1,5	3,7	0,11	0,49		
Mu10-3	0,35	8	0,99	4,0	3,7	1,9	35	6	22	1,9	9,2	0,11	0,96		
Mu10-4	0,21	10	0,88	3,8	3,6	1,8	33	9	23	1,2	7,1	0,13	0,84		
Mu10-5 ^a	—	—	0,77	3,6	3,4	1,7	32	9	15	—	8,0	0,13	0,87		
Mu13-1 ^a	—	—	1,21	4,4	4,1	3,7	12	6	22	—	7,0	0,13	0,79		
Mu13-2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
Mu13-3 ^a	—	—	1,14	4,3	4,0	3,6	12	6	29	—	4,7	0,13	0,64		
	—	—	0,67	3,4	3,2	2,9	9	7	10	—	5,6	0,13	0,77		
Mu13-4 ^a	—	—	0,76	3,6	3,3	3,0	10	7	13	—	4,4	0,13	0,60		
	0,09	12	0,42	3,0	2,8	2,5	8	10	8	0,5	3,6	0,14	0,73		
Mu13-5 ^a	—	—	0,74	3,5	3,3	3,0	10	7	12	—	4,6	0,13	0,64		
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		

Na coluna 1 temos a posição observada. Nas colunas 2, 3 e 4 são dadas a profundidade óptica, a temperatura de excitação e a densidade de coluna do $C^{18}O$, respectivamente. Na coluna 5 é dada a extinção visual ao longo da linha de visada. Nas colunas 6, 7 e 8 são dadas a densidade de coluna, a densidade volumétrica e a massa do hidrogênio molecular, respectivamente. Nas colunas 9 e 10 são dadas as massas de Jeans e de Virial, respectivamente. Nas colunas 11 e 12 são dadas a profundidade óptica e a densidade de coluna do ^{13}CO , respectivamente. Nas colunas 13 e 14 são dadas a contribuição térmica e não térmica para o alargamento da linha do ^{13}CO , respectivamente. Para estimar a densidade volumétrica das condensações consideramos o tamanho óptico das condensações (L) dado na coluna 9 da Tabela 2 de Vilas-Boas et al. (1994).

^a-Posições em que a razão de linha entre ^{13}CO e o $C^{18}O$ é maior do que o valor padrão de 5,5 o que dá uma profundidade óptica $\tau_{18} < 0,01$. Nestas posições usamos a temperatura padrão de 10 K para estimar os parâmetros físicos do gás.

Tabela A.4 - Parâmetros derivados do NH₃

desig	$\tau_{1,1,p}$	T_{exc} (K)	T_{cin} (K)	$N(\text{NH}_3)$ (10^{13} cm^{-2})	$N(\text{H}_2)$ (10^{21} cm^{-2})	$n(\text{H}_2)$ (10^3 cm^{-3})
Mu6-1	–	–	–	–	–	–
Mu9-1	–	–	–	3,04	1,0	4,7
Mu11-1	–	–	–	–	–	–
Mu13-6	0,01	8,3	12	9,04	3,0	14,0

Na coluna 1 é dada a posição observada e na 2 a profundidade óptica da componente hiperfina principal da transição $J=K=1$ do NH₃. Nas colunas 3 e 4 são dadas as temperatura de excitação e cinética, respectivamente. Nas colunas 5 e 6 são dadas as densidades de coluna do NH₃ e do hidrogênio molecular, respectivamente. A última foi estimada considerando a abundância relativa do NH₃ em relação ao hidrogênio de $\sim 3 \times 10^{-8}$ (HARJU et al., 1993; URQUHART et al., 2015). Na coluna 7 é dada a densidade volumétrica do gás, calculada considerando que os *cores* onde o NH₃ é observado tem estrutura esférica de raio médio $\sim 0,07$ pc estimado do perfil radial de extinção visual.

Para estimar os parâmetros físicos em Mu9-1 usamos o valor de temperatura padrão de 10 K.

**APÊNDICE B - OBSERVÁVEIS DAS LINHAS DO MASER DE ÁGUA
DE 22 GHz EM IRAS16293-2422 NO ROI**

Tabela B.1 - Parâmetros das linhas de maser de água de 22 GHz em IRAS 16293-2422 observadas no ROI

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	f T _A [*] × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
05/12/91	17:38:00	1	1,7	4,5	6,1	11,1	74,8	33,0
	17:54:00	2	2,5	4,2	7,3	19,8	110,0	58,7
30/01/92	17:36:00	3	1,4	2,5	1,8	3,5	61,6	10,5
24/03/92	15:22:00	4	1,5	5,5	2,8	5,2	66,0	15,3
28/07/92	18:40:00	5	2,4	5,0	0,9	2,3	105,6	6,7
30/08/92	16:40:00	6	5,4	2,8	0,9	5,2	237,6	15,3
17/09/92	14:57:00	7	2,6	0,2	0,9	2,5	114,4	7,4
04/12/92	17:29:00	8	10,4	0,1	0,8	19,5	457,6	58,0
05/12/92	17:36:00	9	9,4	5,9	0,4	16,3	413,6	48,5
19/03/93	13:23:00	10	11,9	3,5	1,0	12,9	523,6	38,3
27/04/93	15:18:00	11	≤0,2	–	–	–	–	–
28/04/93	14:56:00	12	≤0,2	–	–	–	–	–
27/05/93	15:18:00	13	≤0,2	–	–	–	–	–
22/06/93	17:40:00	14	≤0,2	–	–	–	–	–
21/07/93	17:52:00	15	≤0,2	–	–	–	–	–
09/08/93	14:29:00	16	1,8	1,7	1,3	2,6	79,2	7,7
17/09/93	17:47:00	17	≤0,2	–	–	–	–	–
28/10/93	17:45:00	18	≤0,2	–	–	–	–	–
23/11/93	17:20:00	19	3,1	4,5	0,8	2,6	136,4	7,8
10/01/94	18:29:00	20	≤0,2	–	–	–	–	–
09/03/94	17:20:00	21	≤0,2	–	–	–	–	–
25/09/96	17:32:46	22	1,7	-3,0	1,5	2,7	74,8	7,9
			1,2	0,6	0,9	2,4	52,8	7,3
10/09/09	12:09:26	23	7,5	6,4	1,6	18,2	330,0	54,1
	12:20:07	24	7,5	6,5	1,4	17,1	330,0	50,9
	12:28:09	25	7,3	6,5	1,7	18,0	321,2	53,3
	12:36:10	26	7,2	6,6	1,7	18,0	316,8	53,6
	13:00:54	27	6,3	7,5	1,8	16,1	277,2	47,9
	13:09:36	28	5,9	7,6	1,8	15,0	259,6	44,7

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	L_{H_2O} (10 ⁻⁷ L_\odot)
	13:16:57	29	5,4	7,5	1,5	12,6	237,6	37,3
	14:03:04	30	4,5	7,7	1,8	11,4	198,0	33,9
	14:05:45	31	4,4	7,7	1,8	11,2	193,6	33,3
	14:14:26	32	4,2	7,7	1,8	10,8	184,8	31,9
	14:25:08	33	4,1	7,8	1,2	8,8	180,4	26,2
	14:33:09	34	3,8	7,8	1,6	9,1	167,2	27,0
	14:41:51	35	3,8	7,8	1,5	8,9	167,2	26,5
	15:19:57	36	3,0	8,0	1,6	7,3	132,0	21,7
	15:51:22	37	2,8	8,0	1,9	7,4	123,2	22,0
	16:07:25	38	3,1	7,9	1,8	5,1	136,4	15,3
	17:44:21	39	3,8	7,8	1,5	9,0	167,2	26,8
	17:55:02	40	4,1	7,8	1,6	9,9	180,4	29,4
	19:11:15	41	5,6	7,6	1,6	13,6	246,4	40,5
	19:21:57	42	5,5	7,5	1,6	13,3	242,0	39,5
	19:37:59	43	6,9	7,5	1,5	16,3	303,6	48,5
	19:51:21	44	7,1	7,5	1,7	17,8	312,4	53,0
	20:05:24	45	7,7	7,4	1,6	18,5	338,8	54,8
	20:18:46	46	8,1	7,4	1,6	19,6	356,4	58,3
	20:58:12	47	9,0	7,2	1,5	21,3	396,0	63,2
	21:08:54	48	8,9	7,2	1,7	22,1	391,6	65,8
	21:24:17	49	7,8	7,2	1,6	18,5	343,2	55,1
	21:26:37	50	7,8	7,2	1,6	18,6	343,2	55,2
	21:29:37	51	7,8	7,2	1,6	18,6	343,2	55,2
11/09/09	02:53:20	52	2,0	8,0	2,1	5,5	88,0	16,3
	03:04:41	53	2,2	7,0	1,2	4,7	96,8	14,0
	03:38:47	54	2,0	7,0	1,7	5,0	88,0	14,9
16/09/09	13:11:02	55	2,9	8,1	1,5	6,7	127,6	20,0
	13:18:14	56	5,1	8,0	1,7	12,7	224,4	37,6
	13:26:45	57	9,3	8,1	1,5	21,6	409,2	64,2
	13:34:48	58	5,8	7,6	1,5	13,7	255,2	40,6
	13:42:07	59	7,6	8,1	1,7	18,6	334,4	55,3
	14:12:12	60	8,2	8,3	1,7	20,2	360,8	60,0
	14:33:36	61	7,5	8,4	1,7	18,5	330,0	54,8

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	f T _A [*] × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
17/09/09	14:38:17	62	7,0	8,3	1,7	17,1	308,0	50,8
	15:09:42	63	6,1	8,5	1,8	15,6	268,4	46,3
	15:48:28	64	6,2	8,8	1,8	16,2	272,8	48,3
	18:37:36	65	9,4	7,2	1,7	23,4	413,6	69,4
	18:58:19	66	10,7	7,1	1,7	26,9	470,8	79,9
	14:32:11	67	4,3	6,4	3,8	19,1	189,2	56,6
	14:43:33	68	3,7	6,9	2,9	13,2	162,8	39,3
	14:47:34	69	3,5	6,3	3,0	12,9	154,0	38,3
	14:54:55	70	3,6	6,7	2,7	12,0	158,4	35,6
	14:05:37	71	1,2	6,8	2,8	4,2	52,8	12,5
	15:16:59	72	2,7	6,4	2,5	8,7	118,8	25,9
	15:27:41	73	2,2	6,3	3,1	8,1	96,8	24,2
15:31:01	74	2,1	6,4	3,6	8,8	92,4	26,1	
15:46:23	75	2,1	7,0	2,2	6,3	92,4	18,7	
02/10/09	14:01:03	76	≤0,2	–	–	–	–	–
	14:30:03	77	10,2	7,1	2,0	28,1	448,8	83,3
	19:18:10	78	10,1	7,2	2,0	27,1	444,4	80,6
	20:31:02	79	13,5	7,3	1,9	35,8	594,0	106,4
	20:38:02	80	14,2	7,3	1,9	37,6	624,8	111,7
03/10/09	12:32:59	81	52,5	7,9	1,9	140,7	2310,0	417,7
	12:40:21	82	46,1	7,9	2,0	124,2	2028,4	369,0
	12:51:43	83	14,8	8,0	1,8	38,4	651,2	114,2
	12:59:04	84	14,6	8,0	1,9	38,2	642,4	113,4
	13:14:26	85	13,5	8,1	1,9	36,2	594,0	107,4
	20:59:02	86	22,0	6,5	1,9	57,7	968,0	171,5
04/10/09	18:11:11	87	14,5	8,2	1,9	38,8	638,0	115,3
	18:21:12	88	13,3	8,2	1,9	35,6	585,2	105,8
05/10/09	11:41:23	89	21,4	8,1	2,1	60,4	941,6	179,5
	15:55:24	90	10,4	7,1	1,8	26,4	457,6	78,4
	18:14:27	91	14,1	7,7	1,8	36,0	620,4	106,8
	18:21:48	92	13,8	7,7	1,9	36,0	607,2	107,0
	18:29:10	93	13,6	7,7	1,9	35,6	598,4	105,7
	18:37:11	94	≤0,2	–	–	–	–	–

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	18:45:12	95	1,1	7,7	1,8	2,9	48,4	8,6
	18:58:34	96	≤0,2	–	–	–	–	–
	19:07:56	97	≤0,2	–	–	–	–	–
	19:15:57	98	17,4	7,6	1,9	46,4	765,6	137,7
	19:48:03	99	19,4	7,5	1,9	52,1	853,6	154,6
	19:58:44	100	23,6	7,4	1,9	62,5	1038,4	185,7
07/10/09	12:39:24	101	22,2	7,3	2,1	61,6	976,8	183,1
	14:53:06	102	14,4	7,7	2,0	39,4	633,6	117,0
	15:00:27	103	13,6	7,7	2,0	37,1	598,4	110,3
	15:17:10	104	11,6	7,8	2,0	31,7	510,4	94,3
	15:54:56	105	≤0,2	–	–	–	–	–
09/10/09	19:19:50	106	31,7	7,3	1,5	73,2	1394,8	217,3
	19:35:52	107	35,0	7,2	1,6	83,2	1540,0	247,1
10/10/09	17:31:37	108	24,5	7,6	1,5	56,6	1078,0	168,2
	17:31:48	109	24,2	7,6	1,4	55,6	1064,8	165,2
11/10/09	19:06:28	110	30,6	7,2	1,5	71,7	1346,4	213,0
	19:17:10	111	31,9	7,2	1,4	71,8	1403,6	213,2
28/10/09	12:59:00	112	31,5	7,2	1,7	77,2	1386,0	229,4
	18:31:15	113	23,6	7,4	1,5	55,3	1038,4	164,2
	18:35:16	114	2,7	7,4	1,7	6,5	118,8	19,4
	18:40:36	115	16,5	7,4	1,5	38,3	726,0	113,8
	18:45:57	116	35,4	7,4	1,5	81,6	1557,6	242,3
	18:49:58	117	46,9	7,4	1,5	109,4	2063,6	324,9
	18:55:59	118	57,2	7,4	1,5	134,2	2516,8	398,6
	19:00:40	119	65,1	7,4	1,5	151,0	2864,4	448,6
	19:05:20	120	65,3	7,4	1,5	151,6	2873,2	450,3
	19:10:01	121	67,0	7,4	1,6	159,9	2948,0	474,8
	19:17:22	122	21,3	7,4	1,5	49,1	937,2	145,9
	19:22:03	123	46,4	7,4	1,5	107,1	2041,6	318,2
	19:26:04	124	58,1	7,4	1,5	136,6	2556,4	405,6
	19:31:25	125	60,5	7,4	1,5	141,5	2662,0	420,2
	19:35:25	126	72,3	7,4	1,5	167,3	3181,2	497,0
	19:40:46	127	73,4	7,4	1,5	172,0	3229,6	510,8

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A [*] × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	19:53:28	128	64,6	7,4	1,5	152,2	2842,4	452,0
	20:00:50	129	64,6	7,4	1,5	150,6	2842,4	447,2
	20:08:11	130	63,6	7,4	1,5	149,7	2798,4	444,7
	20:15:32	131	62,8	7,4	1,5	146,4	2763,2	434,7
	20:23:33	132	62,1	7,4	1,5	145,7	2732,4	432,6
	20:30:54	133	61,1	7,3	1,5	142,6	2688,4	423,4
	20:38:16	134	60,2	7,3	1,5	140,3	2648,8	416,7
	20:45:37	135	58,2	7,3	1,5	136,1	2560,8	404,1
	20:52:58	136	54,8	7,3	1,5	127,7	2411,2	379,4
	21:00:19	137	53,8	7,2	1,5	125,7	2367,2	373,3
	21:07:40	138	50,7	7,2	1,5	118,4	2230,8	351,5
	21:15:02	139	48,9	7,2	1,5	114,4	2151,6	339,8
	21:22:23	140	45,8	7,2	1,5	106,9	2015,2	317,5
	21:30:24	141	43,0	7,2	1,5	100,9	1892,0	299,8
	21:37:45	142	39,4	7,1	1,5	91,8	1733,6	272,7
	21:45:07	143	35,8	7,1	1,5	84,4	1575,2	250,6
	21:57:09	144	33,9	7,1	1,5	79,0	1491,6	234,6
	22:05:10	145	28,8	7,1	1,5	67,2	1267,2	199,6
	22:12:31	146	27,9	7,1	1,5	65,1	1227,6	193,4
	22:20:32	147	22,9	7,0	1,5	53,6	1007,6	159,3
	22:28:34	148	21,0	7,0	1,5	49,5	924,0	147,2
29/10/09	18:14:28	149	22,5	7,2	1,5	52,0	990,0	154,3
	18:19:09	150	2,3	7,1	1,6	5,4	101,2	16,2
	18:23:09	151	57,1	7,2	1,5	133,9	2512,4	397,7
	18:27:00	152	50,5	7,3	1,5	118,2	2222,0	351,0
	18:32:31	153	63,6	7,2	1,5	148,0	2798,4	439,5
	18:40:32	154	63,4	7,3	1,5	148,4	2789,6	440,6
	18:47:54	155	64,6	7,3	1,6	154,1	2842,4	457,7
	18:55:15	156	63,5	7,3	1,5	149,3	2794,0	443,4
	19:03:16	157	63,2	7,3	1,5	147,6	2780,8	438,5
	19:10:37	158	64,0	7,3	1,5	149,7	2816,0	444,5
	19:17:58	159	63,4	7,3	1,5	148,4	2789,6	440,8
	19:25:20	160	63,2	7,3	1,5	148,7	2780,8	441,5

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	19:32:41	161	62,3	7,3	1,5	145,3	2741,2	431,6
	19:41:22	162	66,8	7,3	1,5	155,4	2939,2	461,5
	19:48:43	163	66,6	7,3	1,5	156,5	2930,4	465,0
	19:56:45	164	66,9	7,3	1,5	156,3	2943,6	464,3
	20:04:06	165	65,7	7,3	1,5	154,1	2890,8	457,6
	20:11:27	166	65,8	7,3	1,6	157,3	2895,2	467,3
	20:18:48	167	65,1	7,3	1,5	152,4	2864,4	452,6
	20:26:10	168	63,9	7,3	1,5	149,9	2811,6	445,2
	20:46:53	169	25,8	7,5	2,2	75,4	1135,2	223,8
			41,3	11,1	1,3	90,9	1817,2	270,0
	20:52:14	170	63,6	7,3	1,5	148,2	2798,4	440,0
	20:59:35	171	63,9	7,3	1,5	149,9	2811,6	445,3
	21:06:56	172	64,5	7,3	1,5	150,8	2838,0	447,9
	21:14:17	173	63,8	7,3	1,5	147,4	2807,2	437,7
	21:21:39	174	62,5	7,3	1,5	144,8	2750,0	430,2
	21:29:00	175	60,8	7,2	1,5	141,4	2675,2	419,8
25/11/09	13:32:46	176	35,2	7,0	1,6	83,8	1548,8	248,8
	17:45:28	177	≤0,2	–	–	–	–	–
	17:47:28	178	15,2	8,1	3,6	64,0	668,8	190,1
	17:52:49	179	≤0,2	–	–	–	–	–
	17:54:49	180	16,9	8,3	3,9	76,4	743,6	226,8
	18:00:10	181	41,4	8,4	3,9	186,2	1821,6	552,9
	18:04:11	182	42,9	8,4	3,8	190,0	1887,6	564,4
	06:08:12	183	54,8	8,4	3,9	244,5	2411,2	726,0
	20:33:54	184	42,3	7,0	1,6	103,4	1861,2	307,1
	20:29:15	185	62,4	7,1	1,6	152,2	2745,6	452,1
	20:33:15	186	51,8	7,1	1,6	125,6	2279,2	373,0
	20:39:16	187	21,1	7,1	1,6	50,9	928,4	151,3
	20:44:37	188	60,0	7,1	1,6	146,5	2640,0	435,2
	20:46:38	189	55,9	7,1	1,6	135,0	2459,6	400,9
	20:54:39	190	55,4	7,1	1,6	134,4	2437,6	399,3
	21:02:00	191	54,5	7,1	1,6	132,1	2398,0	392,3
	21:09:21	192	50,9	7,1	1,6	124,4	2239,6	369,4

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
27/11/09	21:13:22	193	50,4	7,1	1,6	122,7	2217,6	364,3
	21:16:02	194	46,4	7,2	1,7	115,3	2041,6	342,4
	21:18:43	195	32,8	7,2	1,6	79,6	1443,2	236,3
	21:22:03	196	31,0	7,2	1,6	74,6	1364,0	221,7
	21:24:44	197	41,2	7,1	1,7	101,1	1812,8	300,2
	21:27:24	198	28,0	7,2	1,6	67,2	1232,0	199,6
	21:30:05	199	43,5	7,2	1,6	103,7	1914,0	308,0
	21:32:45	200	37,3	7,2	1,6	90,1	1641,2	267,5
	21:40:46	201	36,3	7,2	1,6	87,9	1597,2	261,2
	21:48:08	202	34,0	7,2	1,6	82,0	1496,0	243,7
	20:28:09	203	43,6	6,7	1,6	104,5	1918,4	310,4
	21:03:52	204	15,5	6,8	1,5	36,3	682,0	107,7
	21:05:52	205	40,2	6,8	1,6	96,9	1768,8	287,8
	21:08:33	206	47,8	6,8	1,6	116,0	2103,2	344,5
	21:11:13	207	59,2	6,8	1,7	145,2	2604,8	431,2
	21:18:35	208	58,9	6,9	1,6	141,6	2591,6	420,5
	21:25:56	209	55,0	6,9	1,6	131,3	2420,0	390,1
21:33:17	210	50,1	6,9	1,6	119,4	2204,4	354,8	
21:40:38	211	45,6	7,0	1,6	110,5	2006,4	328,0	
21:47:59	212	39,1	7,0	1,6	92,9	1720,4	275,9	
21:52:40	213	36,7	7,0	1,7	90,0	1614,8	267,4	
28/11/09	10:38:46	214	≤0,2	–	–	–	–	–
	10:46:07	215	≤0,2	–	–	–	–	–
	10:53:28	216	≤0,2	–	–	–	–	–
	11:06:50	217	152,7	6,9	1,4	345,4	6718,8	1026,0
	11:12:51	218	48,8	6,9	1,3	106,2	2147,2	315,3
	11:16:52	219	54,2	6,9	1,4	122,5	2384,8	363,9
	11:20:12	220	71,4	6,9	1,4	162,7	3141,6	483,2
	11:23:33	221	46,0	6,9	1,7	112,7	2024,0	334,8
	11:26:13	222	45,8	6,9	1,2	96,2	2015,2	285,7
	11:29:34	223	86,7	6,9	1,6	206,5	3814,8	613,4
	11:33:38	224	96,0	6,9	1,5	225,6	4224,0	670,0
	11:36:55	225	71,1	6,9	1,4	159,9	3128,4	474,8

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	11:40:16	226	95,1	7,0	1,5	219,0	4184,4	650,3
	11:44:56	227	67,5	6,9	1,5	157,1	2970,0	466,5
	11:52:58	228	70,5	6,9	1,5	163,0	3102,0	484,1
	11:56:18	229	67,5	6,9	1,6	160,1	2970,0	475,4
	11:58:59	230	63,1	6,9	1,5	146,4	2776,4	434,9
	12:01:39	231	78,9	7,0	1,6	187,3	3471,6	556,4
	12:06:20	232	66,6	6,9	1,5	156,1	2930,4	463,7
	12:15:01	233	73,2	6,9	1,5	172,4	3220,8	512,1
	12:22:23	234	81,2	6,9	1,4	186,4	3572,8	553,7
	12:30:24	235	88,7	6,9	1,5	207,4	3902,8	615,9
	12:38:25	236	92,0	6,9	1,5	216,6	4048,0	643,3
	12:45:46	237	93,1	6,9	1,5	219,2	4096,4	651,1
	13:08:30	238	58,9	6,9	1,6	140,1	2591,6	416,0
	13:12:31	239	73,2	6,9	1,5	171,0	3220,8	507,7
	13:17:12	240	36,2	6,9	1,5	85,2	1592,8	253,2
	13:19:52	241	≤0,2	–	–	–	–	–
	13:23:13	242	24,3	7,0	1,5	56,1	1069,2	166,7
	13:27:53	243	67,8	7,0	1,6	165,3	2983,2	491,0
	13:35:15	244	59,8	6,9	1,6	143,8	2631,2	427,1
	13:43:16	245	166,6	6,9	1,6	407,1	7330,4	1209,0
	13:53:58	246	65,4	6,9	1,4	147,1	2877,6	436,9
	13:58:38	247	61,1	6,9	1,5	142,3	2688,4	422,6
	14:18:02	248	73,8	6,9	1,6	175,3	3247,2	520,5
	14:22:02	249	60,0	7,0	1,5	141,8	2640,0	421,2
	14:26:03	250	94,8	6,9	1,6	225,8	4171,2	670,7
	14:30:44	251	66,2	6,9	1,5	154,2	2912,8	457,8
	14:33:24	252	72,0	6,9	1,5	170,1	3168,0	505,2
	14:36:45	253	65,3	6,9	1,5	152,5	2873,2	452,8
	14:40:05	254	73,8	6,9	1,5	174,0	3247,2	516,8
	14:43:26	255	52,3	6,9	1,5	123,1	2301,2	365,5
	01:45:26	256	29,2	7,0	1,6	70,0	1284,8	208,0
	14:47:26	257	73,1	6,9	1,5	173,1	3216,4	514,2
	14:55:28	258	72,7	6,9	1,6	175,9	3198,8	522,3

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	15:02:49	259	70,9	7,0	1,6	170,2	3119,6	505,6
	15:15:31	260	74,5	7,0	1,5	175,4	3278,0	520,8
	15:22:52	261	77,8	7,0	1,5	184,0	3423,2	546,4
	15:30:54	262	76,0	7,0	1,5	177,9	3344,0	528,3
	15:41:35	263	68,5	7,0	1,5	158,9	3014,0	471,9
	17:43:55	264	22,3	6,8	1,7	55,0	981,2	163,2
	17:47:16	265	3,2	6,6	2,7	10,9	140,8	32,2
	18:07:59	266	9,7	6,8	1,5	22,5	426,8	66,8
	18:10:40	267	24,4	6,8	1,6	59,0	1073,6	175,3
	18:12:40	268	20,1	6,8	1,6	48,1	884,4	142,8
	18:14:40	269	26,3	6,8	1,6	63,3	1157,2	188,0
	18:18:01	270	45,2	6,8	1,5	104,6	1988,8	310,8
	18:20:41	271	73,2	6,9	1,5	170,7	3220,8	507,1
	18:22:42	272	77,9	6,9	1,5	184,1	3427,6	546,6
	18:25:22	273	59,9	6,9	1,5	141,5	2635,6	420,2
	18:28:43	274	39,9	8,1	2,2	116,7	1755,6	346,6
			38,2	10,3	1,4	86,1	1680,8	255,9
	18:35:24	275	82,5	6,9	1,5	193,8	3630,0	575,6
	18:38:04	276	64,5	6,9	1,5	151,7	2838,0	450,6
	18:40:45	277	76,3	6,9	1,5	180,4	3357,2	535,8
	18:43:25	278	82,5	6,9	1,6	196,2	3630,0	582,7
	18:46:05	279	80,1	6,9	1,5	189,0	3524,4	561,4
	18:48:46	280	80,2	6,9	1,5	189,2	3528,8	562,0
	18:56:07	281	79,3	6,9	1,5	188,0	3489,2	558,2
	19:03:28	282	76,6	6,9	1,5	180,7	3370,4	536,6
	19:11:30	283	70,0	6,9	1,5	163,5	3080,0	485,7
	19:15:30	284	73,0	6,9	1,5	173,0	3212,0	513,9
	19:18:11	285	77,0	6,9	1,5	182,5	3388,0	541,9
	19:20:11	286	79,1	6,9	1,6	188,3	3480,4	559,3
	19:22:52	287	77,5	6,9	1,6	185,1	3410,0	549,9
	19:25:32	288	77,7	6,9	1,5	183,0	3418,8	543,4
	19:28:12	289	75,8	6,9	1,5	175,0	3335,2	519,8
	19:30:53	290	63,1	6,9	1,6	149,8	2776,4	444,9

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	L_{H_2O} (10 ⁻⁷ L_\odot)
	19:33:33	291	75,9	7,0	1,6	181,8	3339,6	540,1
	19:37:34	292	75,7	7,0	1,5	179,0	3330,8	531,7
	19:44:55	293	76,4	7,0	1,5	178,9	3361,6	531,5
	19:52:16	294	70,4	7,0	1,5	165,0	3097,6	490,1
	19:54:57	295	58,1	7,0	1,5	135,9	2556,4	403,6
	19:57:37	296	74,3	7,0	1,6	177,6	3269,2	527,6
	20:04:58	297	73,2	7,0	1,6	173,5	3220,8	515,3
	20:12:20	298	70,0	7,0	1,5	165,3	3080,0	491,0
	20:19:41	299	57,8	7,0	1,5	135,7	2543,2	403,0
	20:23:02	300	77,1	7,0	1,6	183,6	3392,4	545,4
	20:30:23	301	77,1	7,1	1,6	183,9	3392,4	546,1
	20:37:44	302	74,9	7,1	1,6	177,9	3295,6	528,4
	20:45:05	303	69,5	7,1	1,6	165,1	3058,0	490,4
	20:54:27	304	72,6	7,1	1,5	170,2	3194,4	505,5
	21:01:48	305	69,7	7,1	1,6	167,3	3066,8	496,9
	21:17:50	306	63,6	7,1	1,6	151,2	2798,4	449,0
	21:20:31	307	60,2	7,1	1,5	141,0	2648,8	418,7
	21:42:31	308	46,3	7,2	1,6	111,4	2037,2	330,9
29/11/09	12:55:44	309	39,1	6,8	1,6	94,3	1720,4	280,1
	12:59:05	310	74,2	6,9	1,7	181,7	3264,8	539,7
	13:06:26	311	76,2	6,9	1,5	179,7	3352,8	533,6
	13:13:47	312	82,1	6,9	1,5	192,6	3612,4	571,9
	13:21:08	313	82,8	6,9	1,4	189,3	3643,2	562,2
	13:28:29	314	86,3	6,9	1,5	204,0	3797,2	605,9
	13:35:31	315	97,6	6,9	1,5	227,1	4294,4	674,6
	13:47:53	316	102,5	6,9	1,5	241,5	4510,0	717,2
	13:57:14	317	67,5	6,9	1,6	160,2	2970,0	475,7
	14:04:35	318	66,1	6,9	1,5	155,6	2908,4	462,2
	14:06:36	319	74,8	6,9	1,5	173,9	3291,2	516,5
	14:13:47	320	69,5	6,8	1,5	164,3	3058,0	487,9
	14:21:18	321	36,8	6,9	1,5	86,7	1619,2	257,5
	14:26:39	322	20,7	7,0	1,2	43,4	910,8	128,9
	14:27:59	323	80,1	6,8	1,6	190,5	3524,4	565,7

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	L_{H_2O} (10 ⁻⁷ L_\odot)
	14:35:20	324	89,8	6,9	1,5	210,6	3951,2	625,5
	14:28:41	325	70,0	6,9	1,6	167,6	3080,0	497,7
	14:46:42	326	71,6	6,9	1,5	165,1	3150,4	490,4
	14:54:03	327	75,3	6,9	1,6	178,7	3313,2	530,6
	15:01:25	328	80,4	6,9	1,5	189,0	3537,6	561,2
	15:04:45	329	69,8	6,9	1,5	164,4	3071,2	488,1
	15:12:46	330	70,0	6,9	1,6	166,8	3080,0	495,5
	15:23:28	331	50,5	6,9	1,5	119,8	2222,0	355,9
	15:26:49	332	55,1	6,9	1,5	129,7	2424,4	385,2
	18:21:57	333	22,4	7,5	1,7	56,0	985,6	166,4
	18:24:38	334	45,3	7,6	1,7	111,7	1993,2	331,8
	18:27:58	335	59,3	7,6	1,5	137,8	2609,2	409,2
	18:29:59	336	60,3	7,6	1,5	141,9	2653,2	421,5
	18:33:19	337	66,5	7,6	1,6	159,2	2926,0	472,7
	18:35:20	338	56,3	7,6	1,5	130,2	2477,2	386,7
	18:38:00	339	43,8	7,6	1,6	104,8	1927,2	311,3
	18:44:41	340	55,8	7,6	1,6	134,1	2455,2	398,3
	18:47:22	341	62,7	7,6	1,6	149,5	2758,8	444,1
	18:50:02	342	49,2	7,6	1,4	112,0	2164,8	332,8
	18:52:02	343	64,6	7,6	1,6	155,0	2842,4	460,4
	18:56:43	344	56,4	7,7	1,5	131,6	2481,6	390,9
	19:01:24	345	51,9	7,6	1,4	118,9	2283,6	353,2
	19:04:44	346	49,4	7,7	1,6	119,6	2173,6	355,2
	19:08:45	347	61,1	7,6	1,6	145,8	2688,4	432,9
	19:12:06	348	53,8	7,7	1,5	127,1	2367,2	377,6
	19:16:06	349	63,0	7,6	1,5	148,9	2772,0	442,2
	19:19:27	350	54,4	7,6	1,6	132,1	2393,6	392,2
	19:22:07	351	54,4	7,6	1,6	132,1	2393,6	392,3
	19:26:08	352	66,1	7,6	1,6	161,2	2908,4	478,7
	19:33:29	353	64,9	7,6	1,5	151,6	2855,6	450,2
	19:40:50	354	77,4	7,7	1,6	185,8	3405,6	551,7
	19:50:12	355	72,9	7,6	1,6	173,9	3207,6	516,4
	19:58:13	356	79,6	7,7	1,5	186,7	3502,4	554,6

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	L_{H_2O} (10 ⁻⁷ L_\odot)
	20:08:15	357	71,4	7,7	1,5	167,8	3141,6	498,3
	20:15:36	358	69,4	7,7	1,5	163,9	3053,6	486,6
	20:18:57	359	70,5	7,7	1,5	166,0	3102,0	493,1
	20:26:18	360	71,4	7,7	1,5	167,1	3141,6	496,3
	20:34:19	361	74,5	7,7	1,5	175,4	3278,0	520,8
	20:41:40	362	75,1	7,7	1,5	176,4	3304,4	523,9
	20:49:02	363	76,3	7,7	1,5	180,4	3357,2	535,9
	20:59:03	364	67,0	7,7	1,6	159,7	2948,0	474,4
	21:01:44	365	64,3	7,7	1,5	152,0	2829,2	451,3
	21:03:44	366	63,4	7,7	1,6	150,9	2789,6	448,3
	21:05:44	367	67,3	7,7	1,6	161,8	2961,2	480,7
	21:13:46	368	65,0	7,7	1,5	153,9	2860,0	457,2
	21:23:07	369	68,8	7,7	1,5	161,9	3027,2	480,9
	21:30:28	370	65,5	7,7	1,5	153,2	2882,0	455,1
	21:39:50	371	65,8	7,7	1,5	155,7	2895,2	462,5
	21:49:11	372	60,9	7,7	1,5	144,3	2679,6	428,5
	21:51:02	373	57,0	7,7	1,4	129,5	2508,0	384,5
	21:53:12	374	51,4	7,8	1,4	117,5	2261,6	348,9
	21:55:12	375	47,1	7,7	1,5	109,4	2072,4	324,9
	21:57:53	376	50,7	7,7	1,5	119,7	2230,8	355,5
	21:59:53	377	50,3	7,7	1,5	119,0	2213,2	353,3
	22:03:14	378	53,6	7,8	1,4	122,8	2358,4	364,9
	22:05:14	379	51,6	7,8	1,5	121,7	2270,4	361,5
	22:12:35	380	51,0	7,8	1,5	120,8	2244,0	358,8
	22:14:36	381	42,7	7,8	1,5	100,7	1878,8	299,2
	22:16:36	382	30,6	7,9	1,7	75,1	1346,4	223,2
	22:19:56	383	38,9	7,9	1,7	97,6	1711,6	289,8
	22:21:57	384	48,0	7,9	1,5	112,1	2112,0	333,0
	22:29:18	385	35,4	7,9	1,5	83,7	1557,6	248,5
12/01/10	18:04:17	386	11,8	6,8	2,2	34,3	519,2	101,9
	18:09:38	387	16,7	6,7	2,2	48,7	734,8	144,5
	18:16:19	388	37,3	6,8	2,2	107,7	1641,2	320,0
	18:21:40	389	32,7	6,8	2,2	94,7	1438,8	281,3

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	L_{H_2O} (10 ⁻⁷ L_\odot)
	19:29:41	390	21,0	6,9	2,2	60,0	924,0	178,1
	19:07:47	391	33,5	7,0	2,2	96,3	1474,0	286,0
	19:11:48	392	2,1	6,8	2,7	7,1	92,4	21,0
	19:15:08	393	31,1	7,1	2,2	90,0	1368,4	267,3
	19:20:29	394	32,7	7,1	2,3	96,8	1438,8	287,5
	19:28:31	395	32,7	7,1	2,2	94,9	1438,8	281,7
	19:35:52	396	32,4	7,2	2,2	94,2	1425,6	279,6
	19:43:13	397	31,9	7,3	2,1	90,8	1403,6	269,8
	19:54:35	398	32,5	7,3	2,2	94,2	1430,0	279,7
	20:01:56	399	32,9	7,4	2,2	94,3	1447,6	280,2
	20:34:01	400	17,2	7,6	2,2	50,0	756,8	148,5
	20:38:02	401	21,3	7,7	2,1	60,2	937,2	178,8
	20:42:03	402	27,5	7,7	2,1	77,9	1210,0	231,3
	20:46:43	403	25,8	7,6	2,2	73,8	1135,2	219,3
	20:51:24	404	17,2	7,7	2,2	49,5	756,8	147,1
	21:42:53	405	27,2	8,0	2,2	77,9	1196,8	231,3
	21:46:53	406	27,1	8,0	2,2	79,5	1192,4	236,1
	21:50:54	407	24,3	8,0	2,1	68,7	1069,2	203,9
	21:55:31	408	24,2	8,0	2,2	70,5	1064,8	209,4
	22:00:15	409	22,3	8,1	1,9	58,8	981,2	174,6
	22:04:16	410	22,3	8,1	2,2	65,0	981,2	193,0
	22:12:17	411	21,6	8,1	2,1	60,2	950,4	178,9
13/01/10	13:43:45	412	29,9	6,8	2,2	86,8	1315,6	257,9
	13:47:46	413	27,0	6,8	2,2	77,8	1188,0	230,9
	14:49:56	414	12,6	6,7	2,3	38,0	554,4	112,8
	14:55:17	415	1,7	7,0	2,1	4,7	74,8	14,0
	14:59:57	416	31,6	6,7	2,3	93,5	1390,4	277,6
	15:06:39	417	34,8	6,7	2,2	100,7	1531,2	299,0
	17:41:44	418	12,8	7,0	2,4	38,7	563,2	114,8
	17:57:06	419	37,0	7,0	2,2	106,9	1628,0	317,6
	18:01:47	420	39,1	7,1	2,2	113,7	1720,4	337,7
	18:07:08	421	29,8	7,2	2,0	81,2	1311,2	241,3
	18:09:49	422	13,2	7,1	2,3	39,4	580,8	116,9

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A [*] × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
14/01/10	18:13:09	423	38,7	7,1	2,2	110,9	1702,8	329,5
	18:20:30	424	37,9	7,2	2,2	110,4	1667,6	328,0
	18:28:32	425	37,7	7,2	2,2	110,2	1658,8	327,4
	18:35:53	426	36,3	7,3	2,3	108,1	1597,2	321,2
	15:35:19	427	8,0	6,8	2,5	25,5	352,0	75,9
	15:38:00	428	26,9	6,8	2,3	81,5	1183,6	242,0
	15:40:40	429	34,7	6,8	2,2	101,6	1526,8	301,6
	15:43:20	430	31,9	6,8	2,2	91,3	1403,6	271,1
	15:46:01	431	34,5	6,8	2,3	101,9	1518,0	302,7
	15:48:01	432	35,2	6,8	2,3	106,3	1548,8	315,7
	15:51:22	433	9,5	6,9	2,1	26,4	418,0	78,4
	15:54:02	434	33,6	6,8	2,1	95,7	1478,4	284,3
	15:56:43	435	36,3	6,7	2,3	107,7	1597,2	319,9
	16:09:25	436	32,8	6,7	2,2	96,1	1443,2	285,4
	17:53:02	437	13,7	6,8	2,4	42,2	602,8	125,4
	17:55:02	438	≤0,2	–	–	–	–	–
	17:57:43	439	35,1	6,8	2,3	104,6	1544,4	310,6
	18:01:43	440	31,6	6,8	2,3	93,3	1390,4	277,1
	18:03:43	441	37,9	6,8	2,3	111,6	1667,6	331,4
	18:05:44	442	31,7	6,8	2,3	94,5	1394,8	280,6
18:07:44	443	12,3	6,7	2,3	36,3	541,2	107,9	
18:09:44	444	38,9	6,8	2,4	119,2	1711,6	354,1	
18:21:44	445	39,2	6,8	2,3	116,0	1724,8	344,5	
18:29:08	446	39,2	6,8	2,3	115,6	1724,8	343,2	
18:38:29	447	40,0	6,8	2,3	117,6	1760,0	349,3	
18:46:31	448	40,2	6,8	2,3	120,1	1768,8	356,8	
18:56:32	449	38,6	6,8	2,3	115,5	1698,4	343,1	
21/05/10	14:54:02	450	6,0	7,1	2,9	21,3	264,0	63,3
	14:56:21	451	10,3	6,9	3,1	38,3	453,2	113,6
	14:59:02	452	1,5	7,4	1,9	4,0	66,0	12,0
	15:01:42	453	4,8	6,9	3,4	19,2	211,2	56,9
	15:03:42	454	1,6	6,9	3,4	6,3	70,4	18,8
	15:27:03	455	9,5	7,1	3,3	36,8	418,0	109,3

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
22/05/10	15:09:03	456	14,8	7,0	2,9	52,9	651,2	157,1
	15:11:44	457	15,2	7,1	2,7	51,4	668,8	152,6
	15:13:44	458	12,2	7,0	2,7	40,4	536,8	119,9
	15:17:05	459	7,7	7,2	2,4	23,6	338,8	70,0
	15:19:05	460	1,0	7,1	3,6	4,3	44,0	12,7
	15:21:45	461	2,1	7,4	4,0	9,5	92,4	28,3
	15:28:26	462	9,4	7,0	2,5	30,1	413,6	89,3
	17:59:27	463	13,8	7,5	3,0	49,5	607,2	147,2
	12:07:45	464	15,9	7,4	2,9	56,4	699,6	167,4
	12:11:06	465	5,9	7,6	3,1	22,0	259,6	65,2
	12:12:26	466	14,9	7,5	2,8	51,2	655,6	152,0
	12:13:46	467	15,5	7,5	2,9	55,4	682,0	164,6
	12:15:47	468	5,6	7,5	2,8	19,2	246,4	57,1
	12:25:48	469	16,8	7,5	2,9	58,9	739,2	174,8
	12:33:50	470	17,4	7,5	3,0	62,7	765,6	186,3
	12:41:51	471	17,6	7,6	2,9	62,3	774,4	185,1
	12:49:12	472	17,9	7,6	2,9	63,4	787,6	188,4
	12:56:33	473	18,0	7,6	2,9	64,0	792,0	190,2
	13:03:55	474	17,7	8,5	2,9	62,4	778,8	185,3
	13:11:16	475	18,1	8,4	2,9	63,9	796,4	189,7
13:19:17	476	18,7	8,5	2,9	65,2	822,8	193,6	
13:26:38	477	18,3	8,5	2,9	65,4	805,2	194,3	
23/05/10	13:33:19	478	17,6	7,7	2,9	62,5	774,4	185,6
	13:37:20	479	17,9	7,6	2,8	62,1	787,6	184,6
	13:41:21	480	17,3	7,7	2,8	59,9	761,2	177,8
	13:45:21	481	17,3	7,7	2,9	61,3	761,2	182,0
	13:49:22	482	17,3	7,7	3,0	61,7	761,2	183,2
	13:53:23	483	17,4	7,7	2,8	59,8	765,6	177,6
	13:57:23	484	17,7	7,7	3,0	63,2	778,8	187,7
	14:01:24	485	17,3	7,7	3,0	62,9	761,2	186,8
	14:05:25	486	16,6	7,7	2,8	57,3	730,4	170,2
	14:09:25	487	16,6	7,7	2,9	57,8	730,4	171,8
	14:13:26	488	16,1	7,7	3,0	58,0	708,4	172,3

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	14:17:27	489	16,2	7,7	2,9	57,2	712,8	169,8
	14:21:27	490	16,2	7,7	2,9	57,4	712,8	170,4
	14:25:28	491	16,1	7,7	2,9	57,1	708,4	169,5
	14:29:29	492	16,1	7,7	2,9	56,9	708,4	169,0
	14:33:29	493	15,8	7,7	2,9	56,0	695,2	166,4
	14:37:30	494	15,9	7,7	2,9	56,2	699,6	167,1
	14:41:31	495	15,9	7,7	2,9	55,5	699,6	164,7
	14:45:31	496	15,9	7,7	2,9	56,5	699,6	167,9
	14:49:32	497	15,6	7,7	2,9	55,5	686,4	165,0
	14:05:33	498	13,9	8,8	3,9	61,8	611,6	183,5
	14:59:34	499	13,7	8,8	3,9	60,8	602,8	180,5
	15:05:35	500	16,8	7,7	3,0	60,2	739,2	178,8
	15:09:39	501	16,7	7,7	2,9	58,2	734,8	172,8
25/08/10	13:54:51	502	18,9	6,7	1,8	47,8	831,6	142,0
			1,2	0,2	2,7	3,9	52,8	11,6
	13:57:31	503	14,8	6,7	1,8	37,9	651,2	112,5
			1,0	0,1	2,6	3,4	44,0	10,1
	03:59:31	504	12,5	6,7	1,8	32,3	550,0	95,9
			0,9	0,1	2,8	3,0	39,6	8,9
	14:01:32	505	0,8	6,7	1,6	2,0	35,2	6,0
	14:03:32	506	19,3	6,7	1,8	49,1	849,2	145,7
			1,4	0,0	2,0	3,9	61,6	11,6
	14:05:32	507	50,9	6,7	1,9	133,5	2239,6	396,6
			4,1	0,0	2,9	14,5	180,4	43,0
	14:07:33	508	41,8	6,7	1,7	104,8	1839,2	311,2
			3,1	0,0	2,2	9,0	136,4	26,8
	14:09:33	509	50,4	6,7	1,9	131,9	2217,6	391,8
			3,9	-0,1	3,3	15,3	171,6	45,3
	14:11:33	510	47,5	6,7	1,8	122,8	2090,0	364,8
			3,4	0,0	2,4	10,4	149,6	30,8
	14:13:34	511	46,8	6,7	1,8	121,2	2059,2	359,9
			3,5	-0,1	2,2	10,1	154,0	29,9
	14:15:34	512	47,1	6,7	1,9	123,2	2072,4	366,0

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A [*] × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
			3,5	0,0	3,0	12,8	154,0	38,0
27/08/10	14:10:15	513	103,4	5,8	1,9	275,2	4549,6	817,3
			7,9	-0,8	3,4	31,9	347,6	94,8
	14:13:35	514	71,3	5,8	1,8	184,8	3137,2	549,0
			5,1	-0,9	2,8	17,5	224,4	52,1
	14:16:16	515	18,0	5,8	1,9	47,3	792,0	140,4
			1,3	-0,4	3,6	5,6	57,2	16,6
	14:18:16	516	32,2	5,9	1,8	83,5	1416,8	248,1
			2,3	-0,8	2,0	6,4	101,2	19,1
	14:20:57	517	98,6	5,9	1,9	257,5	4338,4	764,8
			7,6	-0,8	1,5	12,2	334,4	36,3
	14:22:57	518	105,0	5,8	1,9	275,2	4620,0	817,2
			7,7	-0,9	2,0	20,8	338,8	61,7
	14:24:57	519	106,0	5,8	1,9	278,3	4664,0	826,5
			7,5	-0,9	1,8	19,3	330,0	57,4
	14:26:58	520	104,5	5,8	1,9	277,9	4598,0	825,2
			8,9	-0,7	2,2	25,5	391,6	75,9
	14:28:58	521	101,7	5,8	1,9	267,9	4474,8	795,7
			7,6	-0,8	2,0	20,5	334,4	61,0
	14:35:39	522	96,3	5,8	2,0	261,7	4237,2	777,2
			7,7	-0,8	3,5	31,1	338,8	92,2
	14:40:20	523	100,1	5,8	1,9	264,4	4404,4	785,3
			7,1	-0,9	2,3	21,3	312,4	63,3
	14:42:20	524	98,9	5,8	2,0	266,3	4351,6	791,1
			8,0	-0,9	2,3	23,7	352,0	70,2
	14:44:20	525	95,4	5,8	1,9	251,5	4197,6	747,1
			6,7	-0,7	1,3	9,1	294,8	27,1
	14:46:21	526	97,1	5,8	2,0	264,5	4272,4	785,6
			7,5	-0,8	3,6	31,6	330,0	93,7
	14:48:21	527	97,5	5,8	1,9	259,0	4290,0	769,3
			7,8	-0,9	0,7	14,3	343,2	42,6
	14:50:21	528	93,4	5,8	2,0	253,3	4109,6	752,4
			6,7	-0,6	4,3	32,5	294,8	96,5

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	14:53:02	529	97,4	5,8	2,0	267,0	4285,6	793,0
			7,7	-0,8	3,7	32,8	338,8	97,4
	14:55:02	530	96,8	5,8	1,9	258,6	4259,2	767,9
			7,0	-0,8	2,6	22,4	308,0	66,6
	14:57:02	531	96,0	5,8	1,9	255,9	4224,0	760,0
			6,4	-0,6	3,5	26,6	281,6	78,9
	14:59:03	532	94,4	5,8	1,9	247,7	4153,6	735,6
			6,8	-0,9	1,9	17,8	299,2	52,7
	15:01:03	533	96,5	5,8	2,0	260,7	4246,0	774,2
			7,6	-1,0	2,3	22,6	334,4	67,0
	15:03:44	534	94,2	5,8	2,0	253,7	4144,8	753,4
			7,1	-0,8	2,1	20,0	312,4	59,4
	15:05:44	535	92,1	5,8	1,9	243,0	4052,4	721,6
			6,1	-0,8	2,1	17,3	268,4	51,4
	15:07:44	536	94,2	5,8	2,0	254,1	4144,8	754,6
			7,3	-0,8	3,1	27,1	321,2	80,4
	15:09:45	537	90,7	5,8	2,0	243,7	3990,8	723,8
			6,8	-0,9	1,8	17,6	299,2	52,4
	15:11:45	538	87,7	5,8	2,1	248,1	3858,8	736,9
			6,3	-0,8	2,4	19,2	277,2	57,1
	15:13:45	539	90,8	5,8	2,0	244,1	3995,2	725,0
			6,8	-0,9	2,1	19,2	299,2	57,2
	15:20:26	540	90,7	5,8	2,0	244,0	3990,8	724,8
			6,1	-0,8	2,7	20,4	268,4	60,5
	15:22:27	541	90,2	5,8	2,0	242,6	3968,8	720,5
			6,5	-1,0	2,2	18,9	286,0	56,2
	15:24:27	542	83,6	5,8	2,0	229,9	3678,4	682,7
			6,4	-0,9	2,2	18,4	281,6	54,8
	15:26:27	543	87,7	5,8	2,0	236,0	3858,8	700,9
			6,2	-0,8	2,5	19,5	272,8	57,9
	15:28:28	544	87,5	5,8	2,0	237,8	3850,0	706,3
			6,3	-0,8	2,6	20,6	277,2	61,3
	15:30:28	545	87,3	5,7	2,0	235,9	3841,2	700,6

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
			5,5	-0,7	3,4	21,6	242,0	64,3
	15:32:28	546	86,8	5,8	2,1	242,3	3819,2	719,7
			5,7	-0,4	4,7	30,3	250,8	90,0
	15:35:09	547	91,7	5,8	2,0	249,6	4034,8	741,4
			6,8	-0,7	3,3	26,3	299,2	78,1
	18:12:14	548	116,2	6,0	1,8	301,7	5112,8	895,9
			8,2	-0,6	3,3	32,1	360,8	95,2
	18:17:38	549	121,4	6,0	1,8	313,2	5341,6	930,3
			8,6	-0,7	2,5	27,2	378,4	80,7
	18:26:27	550	128,5	6,0	1,9	337,1	5654,0	1001,2
			9,5	-0,7	2,5	33,6	418,0	99,8
	18:28:17	551	130,2	5,9	1,8	337,6	5728,8	1002,8
			10,1	-0,8	2,3	29,9	444,4	88,7
	18:30:17	552	132,4	5,9	1,8	340,7	5825,6	1011,9
			9,2	-0,7	2,6	30,2	404,8	89,6
	18:32:58	553	134,9	6,0	1,8	343,0	5935,6	1018,6
			9,0	-0,8	2,2	26,1	396,0	77,5
	18:35:38	554	136,8	6,0	1,8	348,3	6019,2	1034,6
			9,5	-0,7	2,5	29,7	418,0	88,2
	18:37:39	555	140,6	6,0	1,8	363,4	6186,4	1079,2
			10,2	-0,7	2,9	35,6	448,8	105,8
	18:44:20	556	69,1	6,9	3,3	269,4	3040,4	800,0
			5,6	0,5	4,5	28,6	246,4	84,9
	18:47:40	557	67,1	6,8	3,2	255,4	2952,4	758,6
			5,0	0,5	4,2	23,8	220,0	70,6
	18:49:41	558	69,2	6,8	3,2	260,6	3044,8	773,9
			5,6	0,4	4,4	28,2	246,4	83,6
	18:51:41	559	68,8	6,7	3,0	249,6	3027,2	741,4
			4,7	0,4	3,6	19,7	206,8	58,4
	18:54:21	560	70,6	6,7	3,1	260,0	3106,4	772,1
			5,6	0,1	3,6	23,6	246,4	70,2
	18:57:02	561	74,2	6,6	2,9	263,9	3264,8	783,7
			5,6	0,4	4,3	27,2	246,4	80,9

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	18:59:02	562	77,5	6,6	2,8	267,7	3410,0	795,0
			6,3	0,0	3,8	28,1	277,2	83,4
	19:01:02	563	78,3	6,6	2,8	272,4	3445,2	809,0
			5,9	0,3	4,2	28,3	259,6	84,0
	19:03:03	564	77,9	6,6	2,9	272,0	3427,6	807,8
			6,3	0,0	3,7	27,0	277,2	80,2
	19:05:03	565	82,6	6,5	2,7	275,3	3634,4	817,7
			6,8	-0,1	3,7	28,7	299,2	85,2
	19:07:03	566	78,6	6,5	2,7	264,5	3458,4	785,6
			6,2	0,2	4,7	33,1	272,8	98,3
	19:09:04	567	74,5	6,5	2,7	248,1	3278,0	737,0
			5,6	-0,3	2,0	15,5	246,4	46,1
	19:11:04	568	72,5	6,7	3,0	263,0	3190,0	781,2
			5,5	0,3	4,1	26,0	242,0	77,2
	19:13:04	569	73,0	6,7	3,0	263,0	3212,0	781,2
			5,6	0,3	4,4	27,8	246,4	82,7
	19:17:45	570	93,0	5,9	1,8	236,1	4092,0	701,3
			6,4	-0,8	2,4	19,7	281,6	58,6
	19:19:46	571	93,4	5,9	1,8	238,1	4109,6	707,3
			6,7	-0,8	2,5	21,4	294,8	63,5
	19:25:47	572	89,8	6,0	1,8	229,8	3951,2	682,6
			6,3	-0,6	3,1	23,6	277,2	70,2
	19:27:47	573	91,1	6,0	1,8	234,1	4008,4	695,3
			5,6	0,0	5,4	33,3	246,4	98,9
	19:29:47	574	91,0	6,0	1,8	232,1	4004,0	689,4
			6,0	-0,6	3,4	23,9	264,0	71,1
	19:31:47	575	92,9	6,0	1,8	239,4	4087,6	711,1
			6,7	-0,6	3,9	30,3	294,8	90,0
	19:33:48	576	94,1	6,0	1,8	243,2	4140,4	722,2
			7,0	-0,7	3,0	25,5	308,0	75,7
	19:35:48	577	97,3	6,1	1,5	230,3	4281,2	684,1
			6,7	-0,7	2,6	21,7	294,8	64,4
	19:37:48	578	91,3	6,0	1,8	231,0	4017,2	686,0

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A [*] × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
			6,2	-0,7	2,2	17,8	272,8	52,9
	19:39:49	579	91,0	6,0	1,8	234,1	4004,0	695,4
			7,1	-0,8	2,5	22,4	312,4	66,5
	19:43:09	580	91,7	6,0	1,8	236,7	4034,8	702,9
			6,5	-0,6	3,9	29,2	286,0	86,6
	19:45:10	581	90,5	6,0	1,8	231,0	3982,0	686,2
			6,0	-0,6	3,1	22,2	264,0	66,0
	19:47:50	582	92,8	6,0	1,8	240,7	4083,2	714,8
			6,6	-0,6	4,0	30,3	290,4	89,9
	19:49:50	583	91,0	6,0	1,8	233,9	4004,0	694,5
			6,3	-0,6	3,4	25,2	277,2	74,8
	19:51:51	584	91,7	6,0	1,8	236,3	4034,8	701,8
			6,2	-0,6	3,5	25,1	272,8	74,6
	19:53:51	585	93,0	6,0	1,8	237,9	4092,0	706,6
			6,5	-0,6	3,4	26,0	286,0	77,1
	19:55:51	586	93,6	6,0	1,8	237,9	4118,4	706,5
			6,6	-0,8	2,5	20,8	290,4	61,9
	19:57:52	587	92,9	6,0	1,8	239,3	4087,6	710,7
			6,4	-0,6	3,7	27,6	281,6	82,0
	19:59:52	588	94,8	6,0	1,8	243,2	4171,2	722,2
			7,1	-0,8	2,4	21,7	312,4	64,5
	20:01:52	589	95,0	6,0	1,8	241,3	4180,0	716,8
			6,9	-0,8	2,1	19,3	303,6	57,3
	20:03:53	590	94,7	6,0	1,8	246,5	4166,8	732,2
			7,0	-0,6	4,4	35,0	308,0	104,0
28/08/10	20:08:34	591	84,1	5,9	1,8	217,3	3700,4	645,4
			6,5	-0,8	2,7	21,9	286,0	65,0
	20:10:34	592	83,2	5,9	1,7	206,9	3660,8	614,6
			5,8	-0,8	2,2	16,8	255,2	49,9
	20:12:34	593	87,2	5,9	1,8	226,5	3836,8	672,7
			6,5	-0,8	3,6	27,3	286,0	81,2
	20:14:35	594	85,4	5,9	1,8	220,3	3757,6	654,4
			6,2	-0,8	3,0	22,2	272,8	66,0

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	20:16:35	595	82,5	5,8	1,8	213,0	3630,0	632,7
			6,0	-0,8	2,9	21,4	264,0	63,7
	20:18:35	596	83,1	5,8	1,8	210,1	3656,4	624,1
			6,4	-0,9	2,4	20,0	281,6	59,3
	20:20:35	597	81,5	5,8	1,8	208,4	3586,0	619,0
			5,3	-0,7	3,2	19,9	233,2	59,0
	20:22:36	598	82,7	5,8	1,8	213,8	3638,8	634,9
			6,0	-0,8	3,1	22,5	264,0	66,7
	20:24:36	599	83,0	5,8	1,8	215,6	3652,0	640,3
			5,9	-0,6	4,1	27,4	259,6	81,4
	20:26:36	600	81,4	5,9	1,8	205,8	3581,6	611,3
			5,5	-0,8	2,0	14,8	242,0	43,9
	20:28:37	601	79,5	5,9	1,7	198,7	3498,0	590,1
			4,9	-0,8	1,8	12,6	215,6	37,4
	20:30:37	602	81,6	5,8	1,7	205,9	3590,4	611,5
			5,7	-0,9	1,5	13,5	250,8	40,1
	20:32:37	603	81,5	5,8	1,9	215,4	3586,0	639,6
			5,5	-0,7	3,7	23,7	242,0	70,5
	20:34:38	604	80,1	5,8	2,0	217,1	3524,4	644,8
			5,6	-0,6	4,4	28,0	246,4	83,3
	20:36:38	605	82,6	5,8	1,8	211,9	3634,4	629,2
			5,4	-0,6	3,5	22,0	237,6	65,3
	20:38:38	606	82,5	5,8	1,8	211,8	3630,0	629,0
			6,1	-0,8	3,0	21,8	268,4	64,7
	20:41:19	607	79,2	5,8	1,8	206,2	3484,8	612,4
			5,2	-0,7	3,7	22,5	228,8	67,0
	20:43:59	608	77,8	5,8	1,9	203,1	3423,2	603,2
			5,3	-0,8	2,4	16,2	233,2	48,0
	20:46:00	609	78,4	5,8	1,9	209,7	3449,6	622,8
			5,9	-0,9	2,6	19,3	259,6	57,4
	20:48:00	610	79,9	5,8	1,9	214,5	3515,6	636,9
			6,1	-0,6	4,4	30,1	268,4	89,4
	20:52:41	611	75,7	5,9	1,8	194,0	3330,8	576,3

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A [*] (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	f T _A [*] × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
			5,3	-0,9	2,5	16,6	233,2	49,3
17/05/11	11:00:00	612	7,5	9,7	1,2	16,0	330,0	47,4
			25,1	-0,7	2,0	68,6	1104,4	203,8
	11:04:00	613	17,4	9,7	1,4	39,5	765,6	117,3
			56,6	-0,7	2,1	158,3	2490,4	470,1
	11:10:41	614	17,8	9,7	1,3	39,3	783,2	116,8
			58,0	-0,7	2,1	163,0	2552,0	484,1
02/08/11	12:06:01	615	1,4	-2,3	4,2	6,6	61,6	19,7
			0,6	-0,4	1,1	1,9 26,4	1,9	
	12:10:01	616	0,7	-5,2	1,1	1,5	30,8	4,3
			1,0	-3,1	0,8	2,0	44,0	5,8
	12:12:42	617	1,5	-2,8	2,3	4,5	66,0	13,2
			0,8	-0,3	0,7	1,4	35,2	4,1
	12:16:02	618	1,3	-3,5	0,8	2,5	57,2	7,5
			1,9	-1,0	2,6	6,0	83,6	17,9
	12:20:03	619	0,8	-3,4	0,6	1,5	35,2	4,4
			0,6	-0,2	1,5	1,0	26,4	3,1
	12:44:07	620	1,4	-3,1	1,2	2,9	61,6	8,6
			1,1	-0,8	0,6	2,0	48,4	6,1
	15:19:22	621	0,2	-3,8	1,2	0,2	8,8	0,7
			0,4	-1,6	1,0	3,5	17,6	10,3
	15:26:43	622	≤0,2	–	–	–	–	–
	15:34:05	623	≤0,2	–	–	–	–	–
	15:41:26	624	≤0,2	–	–	–	–	–
	15:48:47	625	≤0,2	–	–	–	–	–
	15:56:08	626	≤0,2	–	–	–	–	–
	16:03:30	627	≤0,2	–	–	–	–	–
	16:10:51	628	≤0,2	–	–	–	–	–
	16:18:12	629	≤0,2	–	–	–	–	–
06/08/11	12:35:53	630	1,8	-2,1	2,1	5,0	79,2	14,9
			1,1	0,5	0,6	2,1	48,4	6,1
08/08/11	15:05:20	631	≤0,2	–	–	–	–	–
	15:06:41	632	≤0,2	–	–	–	–	–

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	L_{H_2O} (10 ⁻⁷ L _☉)
16/08/11	15:08:01	633	0,8	-2,5	0,9	1,5	35,2	4,5
			1,0	-1,2	6,4	7,0	44,0	20,7
	15:09:21	634	1,6	-1,2	5,4	9,4	70,4	27,9
			15:22:03	635	1,5	-2,5	3,1	5,6
	0,7	0,7			1,4	1,5	30,8	4,5
	15:29:24	636	1,4	-2,6	2,4	4,3	61,6	12,7
			0,6	0,5	0,9	1,3	26,4	3,7
	15:36:46	637	1,3	-2,5	2,3	3,8	57,2	11,2
			0,6	0,6	0,6	1,0	26,4	3,0
	15:47:27	638	0,9	-2,6	1,1	2,0	39,6	5,8
			0,6	-1,4	6,2	4,4	26,4	13,1
	11:45:34	639	2,7	-2,5	2,3	7,9	118,8	23,4
			0,5	2,1	4,4	2,7	22,0	8,1
	11:52:55	640	3,0	-2,4	2,4	9,3	132,0	27,6
			0,7	2,0	2,3	2,1	30,8	6,2
	12:00:16	641	2,9	-2,4	2,2	8,3	127,6	24,5
			0,7	1,9	3,8	2,9	30,8	8,6
	12:07:38	642	3,1	-2,4	2,3	9,3	136,4	27,6
0,9			2,2	2,8	3,0	39,6	8,9	
12:14:59	643	3,0	-2,3	2,4	9,1	132,0	27,1	
		0,8	2,2	3,2	3,0	35,2	8,8	
12:22:20	644	3,1	-2,3	2,3	9,4	136,4	27,9	
		0,8	2,3	3,5	3,2	35,2	9,5	
13:58:01	645	1,9	-2,1	2,5	6,1	83,6	18,0	
		0,4	2,4	2,4	1,2	17,6	3,6	
14:06:02	646	1,8	-2,3	2,4	5,6	79,2	16,8	
		0,4	2,6	5,2	2,4	17,6	7,2	
17:49:34	647	19,3	-2,8	2,1	53,8	849,2	159,8	
		20,6	1,2	2,4	63,6	906,4	188,8	
17:53:34	648	18,0	-2,8	2,1	50,4	792,0	149,6	
		19,2	1,2	2,3	58,2	844,8	172,8	
17:57:35	649	15,9	-2,5	1,1	33,3	699,6	99,0	
		17,1	1,2	2,5	54,2	752,4	161,0	

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T _A * (K)	V _c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	∫ T _A * × dV (K km s ⁻¹)	S _ν (Jy)	L _{H₂O} (10 ⁻⁷ L _⊙)
	18:02:16	650	18,3	-2,8	2,0	49,7	805,2	147,6
			18,9	1,2	2,5	58,8	831,6	174,5
	18:06:56	651	17,6	-2,8	2,1	48,9	774,4	145,4
			18,9	1,2	2,3	56,0	831,6	166,2
	06:10:57	652	17,8	-2,8	2,1	49,6	783,2	147,3
			18,9	1,2	2,3	57,1	831,6	169,5
	18:15:38	653	17,7	-2,8	2,1	49,1	778,8	145,8
			19,0	1,3	2,3	57,0	836,0	169,4
	18:20:19	654	17,8	-2,7	2,1	49,2	783,2	146,2
			19,2	1,3	2,3	57,5	844,8	170,7
	18:26:20	655	17,4	-2,7	2,0	48,2	765,6	143,2
			18,7	1,3	2,3	56,1	822,8	166,6
	18:31:00	656	17,8	-2,8	2,1	49,5	783,2	147,0
			18,9	1,3	2,3	56,8	831,6	168,6
	18:35:01	657	17,1	-2,7	2,1	47,8	752,4	141,9
			18,5	1,3	2,4	56,3	814,0	167,1
	18:47:03	658	16,7	-2,7	1,9	44,2	734,8	131,2
			17,7	1,2	2,4	54,2	778,8	161,0
	19:01:05	659	16,5	-2,9	2,1	46,8	726,0	139,1
			18,4	1,1	2,6	59,8	809,6	177,5
	19:03:26	660	15,9	-2,9	2,2	46,1	699,6	137,0
			17,9	1,1	2,5	56,8	787,6	168,8
10/10/11	19:06:06	661	16,5	-2,9	2,2	47,6	726,0	141,5
			18,6	1,1	2,5	59,5	818,4	176,7
	19:16:08	662	15,2	-2,9	2,2	43,6	668,8	129,6
			17,0	1,1	2,5	53,3	748,0	158,4
	19:18:28	663	15,1	-2,9	2,2	43,4	664,4	128,8
			17,0	1,1	2,5	53,6	748,0	159,2
	19:27:50	664	15,8	-2,9	2,2	45,8	695,2	136,0
			17,9	1,1	2,5	56,5	787,6	167,8
	19:30:50	665	15,0	-2,9	2,2	43,3	660,0	128,7
			17,2	1,1	2,5	53,8	756,8	159,9
	19:33:11	666	16,3	-2,9	2,1	46,0	717,2	136,6

Continua

Continuação da tabela B.1

Data obs. (dd/mm/aa)	Hora obs. (h:m:s)	N° da obs.	T_A^* (K)	V_c (km s ⁻¹)	ΔV (km s ⁻¹)	$\int T_A^* \times dV$ (K km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	L_{H_2O} (10 ⁻⁷ L_\odot)
			18,4	1,1	2,5	58,6	809,6	174,1
	19:36:11	667	15,7	-2,9	2,2	45,9	690,8	136,2
			17,9	1,1	2,5	56,4	787,6	167,4
	19:38:31	668	15,5	-2,9	2,2	44,9	682,0	133,3
			17,5	1,1	2,5	55,5	770,0	164,8
	19:41:12	669	15,9	-2,9	2,2	46,2	699,6	137,2
			17,9	1,1	2,5	56,4	787,6	167,5
	19:43:52	670	15,7	-2,9	2,2	45,4	690,8	134,8
			17,7	1,1	2,5	55,9	778,8	166,1
	19:49:33	671	16,1	-3,0	2,2	46,4	708,4	137,7
			18,1	1,1	2,5	57,6	796,4	171,0
	19:55:14	672	16,6	-2,9	2,2	48,5	730,4	144,2
			18,9	1,1	2,4	58,8	831,6	174,8

APÊNDICE C - EVOLUÇÃO TEMPORAL DAS COMPONENTES DE VELOCIDADE DO MASER DE ÁGUA DE 22 GHz EM IRAS 16293-2422 DETETADAS EM OUTROS OBSERVATÓRIOS

Tabela C.1 - Emissão da componente de $-7,0 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
12/12/86		Wootten (1993)
08/03/87		Wootten (1993)
21/09/87		Wootten (1993)
26/09/87		Wootten (1993)
10/10/88		Wootten (1993)
12/12/88		Wootten (1993)
23/02/89		Wootten (1993)
09/05/89		Wootten (1993)
07/12/89		Wootten (1993)
17/02/90		Wootten (1993)
18/04/90		Wootten (1993)
01/06/90	10,0	Claussen et al. (1996)
23/08/90	10,0	Claussen et al. (1996)
01/07/91	25,0	Claussen et al. (1996)
13/12/90		Wootten (1993)
28/01/91		Wootten (1993)
01/04/91		Wootten (1993)
25/06/91		Wootten (1993)
15/02/92		Wootten (1993)

Tabela C.2 - Emissão da componente de $-6,0 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
20/01/89	394,0	Wootten (1993)
02/07/90	15,0	Claussen et al. (1996)
07/08/91	20,0	Claussen et al. (1996)

Tabela C.3 - Emissão da componente de $-2,2 \pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
30/01/87	2,0	Wilking e Claussen (1987)
09/02/87	2,0	Wilking e Claussen (1987)
01/06/98	167,1	Furuya et al. (2003)
02/06/98	138,0	Furuya et al. (2003)
13/06/98	158,9	Furuya et al. (2003)

Tabela C.4 - Emissão da componente de $0,0 \pm 0,3 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
08/06/88	250,0	Pöppel e Scalise Jr. (1989)
20/01/89	15,8	Wootten (1993)
30/04/89	30,0	Claussen et al. (1996)
21/05/89	110,0	Claussen et al. (1996)
25/06/89	140,0	Claussen et al. (1996)
27/08/89	140,0	Claussen et al. (1996)
13/10/89	110,0	Claussen et al. (1996)
25/11/89	90,0	Claussen et al. (1996)
21/01/90	30,0	Claussen et al. (1996)
19/02/90	60,0	Claussen et al. (1996)
01/06/90	10,0	Claussen et al. (1996)
02/07/90	10,0	Claussen et al. (1996)
23/08/90	10,0	Claussen et al. (1996)
31/10/90	10,0	Claussen et al. (1996)
22/11/90	10,0	Claussen et al. (1996)
01/07/91	30,0	Claussen et al. (1996)
07/08/91	30,0	Claussen et al. (1996)
27/11/97	20,5	Furuya et al. (2003)

Tabela C.5 - Emissão da componente de $+2,0 \pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
20/01/89	0,6	Wootten (1993)
31/03/91	50,0	Claussen et al. (1996)
28/11/92	90,0	Claussen et al. (1996)
05/04/94	230,0	Imai et al. (1999)
01/06/94	650,0	Imai et al. (1999)
27/11/97	68,9	Furuya et al. (2003)
26/04/04		Imai et al. (2007)
26/05/04		Imai et al. (2007)
22/07/04		Imai et al. (2007)
03/01/98	68,9	Furuya et al. (2003)
05/01/99	74,5	Furuya et al. (2003)
11/01/98	95,9	Furuya et al. (2003)
14/01/98	121,0	Furuya et al. (2003)
18/01/98	142,0	Furuya et al. (2003)
01/06/98	50,2	Furuya et al. (2003)

Tabela C.6 - Emissão da componente de $+2,5 \pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
20/01/89	0,4	Wootten (1993)
20/01/89	0,8	Wootten (1993)
26/06/92	300,0	Claussen et al. (1996)
15/08/92	600,0	Claussen et al. (1996)
27/12/92	50,0	Claussen et al. (1996)
26/09/04		Imai et al. (2007)
25/10/04		Imai et al. (2007)

Tabela C.7 - Emissão da componente de $+3,0\pm 0,5$ km s⁻¹

Data Obs.	S _ν (Jy)	Observada por
31/10/90	140,0	Claussen et al. (1996)
22/11/90	500,0	Claussen et al. (1996)
28/12/90	450,0	Claussen et al. (1996)
30/01/91	130,0	Claussen et al. (1996)
05/08/92	50,0	Claussen et al. (1996)
28/11/92	90,0	Claussen et al. (1996)
27/12/97	65,3	Furuya et al. (2003)
03/01/98	42,9	Furuya et al. (2003)
05/01/98	40,2	Furuya et al. (2003)
11/01/98	29,7	Furuya et al. (2003)
14/01/98	27,8	Furuya et al. (2003)

Tabela C.8 - Emissão da componente de $+4,0\pm 0,2$ km s⁻¹

Data Obs.	S _ν (Jy)	Observada por
09/02/87	5,0	Wiling e Claussen (1987)
20/01/89	2,8	Wootten (1993)
02/07/90	170,0	Claussen et al. (1996)
28/12/90	400,0	Claussen et al. (1996)
03/02/04		Imai et al. (2007)
25/02/04		Imai et al. (2007)
19/03/04		Imai et al. (2007)
26/04/04		Imai et al. (2007)

Tabela C.9 - Emissão da componente de $+6,0\pm 0,2$ km s⁻¹

Data Obs.	S _ν (Jy)	Observada por
10/04/86	45,0	Wiling e Claussen (1987)
30/01/87	720,0	Wiling e Claussen (1987)
09/07/87	710,0	Wiling e Claussen (1987)
30/04/89	800,0	Claussen et al. (1996)
21/05/89	2500,0	Claussen et al. (1996)
25/06/89	2000,0	Claussen et al. (1996)
27/08/89	750,0	Claussen et al. (1996)
13/10/89	500,0	Claussen et al. (1996)
25/11/89	500,0	Claussen et al. (1996)
21/01/90	80,0	Claussen et al. (1996)
19/02/90	190,0	Claussen et al. (1996)
01/06/90	120,0	Claussen et al. (1996)
02/07/90	120,0	Claussen et al. (1996)
23/08/90	70,0	Claussen et al. (1996)
31/10/90	30,0	Claussen et al. (1996)
22/11/90	30,0	Claussen et al. (1996)
28/12/90	10,0	Claussen et al. (1996)
08/05/92	50,0	Claussen et al. (1996)
26/06/92	50,0	Claussen et al. (1996)
15/08/92	50,0	Claussen et al. (1996)
29/10/92	40,0	Claussen et al. (1996)
28/11/92	450,0	Claussen et al. (1996)
27/12/92	40,0	Claussen et al. (1996)
27/12/97	61,2	Furuya et al. (2003)
03/01/98	69,4	Furuya et al. (2003)
05/01/98	79,7	Furuya et al. (2003)
11/01/98	79,1	Furuya et al. (2003)
14/01/98	88,0	Furuya et al. (2003)
18/01/98	87,2	Furuya et al. (2003)
01/06/98	308,9	Furuya et al. (2003)
02/06/98	270,0	Furuya et al. (2003)
13/06/98	301,9	Furuya et al. (2003)

Tabela C.10 - Emissão da componente de $+7,0 \pm 0,3 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
10/04/86	200,0	Wilking e Claussen (1987)
30/01/87	470,0	Wilking e Claussen (1987)
23/02/92	100,0	Claussen et al. (1996)
17/03/92	200,0	Claussen et al. (1996)
08/05/92	100,0	Claussen et al. (1996)
26/06/92	100,0	Claussen et al. (1996)
15/08/92	100,0	Claussen et al. (1996)
27/11/97	13,2	Furuya et al. (2003)
03/01/98	12,2	Furuya et al. (2003)

Tabela C.11 - Emissão da componente de $+7,5 \pm 0,1 \text{ km s}^{-1}$

Data Obs.	S_ν (Jy)	Observada por
01/07/87	405,0	Wootten (1989)
27/08/89	500,0	Claussen et al. (1996)
13/10/89	750,0	Claussen et al. (1996)
25/11/89	800,0	Claussen et al. (1996)
21/01/90	1500,0	Claussen et al. (1996)
19/02/90	6500,0	Claussen et al. (1996)
01/06/90	5000 ,0	Claussen et al. (1996)
02/07/90	3000 ,0	Claussen et al. (1996)
23/08/90	3500 ,0	Claussen et al. (1996)
31/10/90	3000 ,0	Claussen et al. (1996)
22/11/90	2500 ,0	Claussen et al. (1996)
28/12/90	1000 ,0	Claussen et al. (1996)
30/01/91	1000 ,0	Claussen et al. (1996)
31/03/91	2000 ,0	Claussen et al. (1996)
01/07/91	1500 ,0	Claussen et al. (1996)
07/08/91	1000 ,0	Claussen et al. (1996)
02/12/91	250,0	Claussen et al. (1996)
24/12/91	390,0	Claussen et al. (1996)
23/02/92	100,0	Claussen et al. (1996)
17/03/92	150,0	Claussen et al. (1996)
29/10/92	50,0	Claussen et al. (1996)
28/11/92	100,0	Claussen et al. (1996)
27/12/92	40,0	Claussen et al. (1996)
25/06/07	168,0	Alves et al. (2012)

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.