



INPE-14619-TDI/1198

## PROPRIEDADES FÍSICAS DE CONDENSACÕES DA REGIÃO DO ESCORPIÃO

Paulo Roberto Barbosa Junior

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelo Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas, aprovada em 10 de  
fevereiro de 2005.

INPE  
São José dos Campos  
2007

Publicado por:

**esta página é responsabilidade do SID**

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) 3945-6911  
Fax: (012) 3945-6919  
E-mail: [pubtc@sid.inpe.br](mailto:pubtc@sid.inpe.br)

**Solicita-se intercâmbio  
We ask for exchange**

**Publicação Externa – É permitida sua reprodução para interessados.**



INPE-14619-TDI/1198

## PROPRIEDADES FÍSICAS DE CONDENSACÕES DA REGIÃO DO ESCORPIÃO

Paulo Roberto Barbosa Junior

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelo Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas, aprovada em 10 de  
fevereiro de 2005.

INPE  
São José dos Campos  
2007

523.161:541.127

Barbosa Junior, Paulo Roberto.

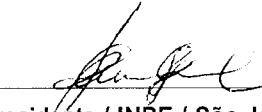
Propriedades físicas de condensações da região do escorpião / Paulo Roberto Barbosa Junior. – São José dos Campos: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 2005.

130 p.; (INPE-14619-TDI/1198)

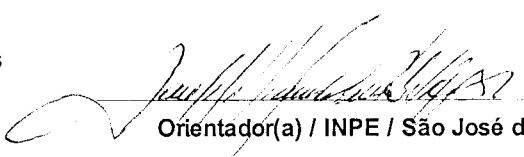
1. Monóxido de carbono. 2. Extinção interestelar. 3. Meio interestelar. 4. Nuvens moleculares. 5. Linhas Espectrais. 6. Catálogos astronômicos 7. Espectroscópio astronômico. I. Título.

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

Dr. Deonísio Cieslinki

  
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas

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

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues

  
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Gabriel Hickel

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

Aluno (a): Paulo Roberto Barbosa Junior

São José dos Campos, 10 de fevereiro de 2005



**“Aquilo que não nos mata, nos faz mais fortes”.**

**Friedrich Nietzsche**



**Dedico este trabalho à minha mãe e a Deus por terem me dado a oportunidade de  
conhecer um pouco do maravilhoso mundo da Astrofísica.**



## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente agradeço a DEUS por todas as oportunidades que tive em minha vida, pois sem sua presença nada é possível, especialmente por ter me dado a oportunidade de fazer uma pós-graduação em Astrofísica no INPE que realmente é um lugar muito especial em termos de institutos de pesquisas.

À minha família agradeço pelo apoio em todos esses anos, pois também sem ela nada seria possível.

Agradeço também à minha querida Isabel Domingues, amiga e companheira, por todo o apoio que me deu em todos esses anos, nos bons e maus momentos de minha vida.

Ao Dr. José Williams Vilas-Boas não somente pela orientação e dedicação, mas também pela amizade e pelos bons momentos de lazer e risadas que desfrutamos. Valeu, Williams!

À Dra. Cláudia Vilega Rodrigues e ao Dr. Deonísio Cieslinski pelas excelentes dicas dadas a mim durante o desenvolvimento da pesquisa deste trabalho bem como por sua dedicação ao Curso de Pós-Graduação em Astrofísica e seus alunos.

Às boas amizades que fiz durante o tempo em que estive no INPE, Avelino Balboa “Vovô Hermann”, Reitano, entre outros.

À boa convivência que tive com alguns pesquisadores da DAS o que foi muito proveitoso para o meu desenvolvimento como pessoa e futuro pesquisador.

Finalmente, agradeço à agência de fomento à pesquisa científica, CAPES, pelo suporte a mim concedido.



## RESUMO

Neste trabalho, propomos o estudo das propriedades físicas de 32 condensações localizadas na região do Escorpião, cujas coordenadas galácticas estão no intervalo  $344^\circ < l < 347^\circ$  e  $6^\circ > b > -8$ . Suas propriedades físicas foram comparadas com as propriedades de condensações observadas em outras nuvens escuras. Procuramos destacar características que pudesse resultar do fato dessas condensações estarem localizadas em uma camada de gás e poeira em forma de concha em expansão, com velocidade radial menor ou igual a 15 km/s. Esse estudo foi realizado através da análise das linhas de transição rotacional ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  a partir das quais parâmetros físicos como, profundidade óptica no centro da linha, temperatura de excitação, densidade de coluna de  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$  e  $\text{H}_2$ , extinção visual, densidades médias e massas, foram estimados. Nós usamos o observatório virtual *Sky View* e o *catálogo de fontes IRAS puntiformes (IPSC)* para identificar objetos estelares jovens associados com as condensações. As fontes IRAS puntiformes com índice de cor de objeto estelar jovem foram identificadas, selecionadas e classificadas de acordo com suas fases evolutivas, i.e., classes 0, I, II ou III, a partir do cálculo de suas luminosidades e temperaturas bolométricas. Fizemos também a pesquisa de emissão maser da molécula de água em 22,235 GHz na direção de duas condensações, Sc11 e Sc12, com o intuito de identificar regiões de choque formadas pelo impacto dos jatos gerados pelos objetos estelares jovens com o meio ambiente ao seu redor.



# PHYSICAL PROPERTIES OF CONDENSATIONS OF THE SCORPIUS REGION

## ABSTRACT

The aim of this work was the study of the physical properties of 32 condensations located in the Scorpius region, whose galactic coordinates are in the range  $344^\circ < l < 347^\circ$  and  $6^\circ > b > -8^\circ$ . Their observational properties are compared with those of other condensations observed toward other dark molecular clouds. We seek to denote characteristics that might result from the fact that these condensations are located on a expansion shell with radial velocity of approximately 15 km/s. This study was accomplished with the analysis of rotational lines ( $J=1 \rightarrow 0$ ) of  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$ , wherefrom parameters like, optical depth, excitation temperature, column density, visual extintion, etc, are estimated. We also used the *Sky View Virtual Observatory* and the IRAS *point source catalog* to identify young stellar objects (YSOs) associated with the condensations. Point sources with IRAS colors of YSOs, associated with the condensations, were identified and classified according to their evolutionary phases, that is, class 0, I, II or III, through the analysis of their bolometric luminosity and temperature. In addition, we searched for water maser emission in 22,235 GHz toward the condensations, Sc11 and Sc12, to identify warmed shocked regions that are created by neutral protostellar jets emanating from the YSOs.



## SUMÁRIO

	Pág.
<b>CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO .....</b>	<b>21</b>
1.1. Formação de Estrelas .....	21
1.2. Fases Evolutivas dos OEJs .....	26
1.3. Obtenção de Informações Físicas do Meio Interestelar .....	29
1.4. Emissão Maser Proveniente dos OEJs .....	30
1.5. A Região do Escorpião .....	31
1.6. Objetivo Deste Trabalho .....	32
1.7. Informações Adicionais sobre o Telescópio do Infravermelho “IRAS” .....	33
<b>CAPÍTULO 2 – AQUISIÇÃO E REDUÇÃO DE DADOS .....</b>	<b>35</b>
2.1. Espectros de Linhas Moleculares ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de $^{13}\text{CO}$ e $\text{C}^{18}\text{O}$ .....	35
2.2. Linhas Moleculares ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de $^{12}\text{CO}$ .....	37
2.3. Densidades de Fluxo IRAS Provenientes de Fontes Puntiformes .....	38
2.4. Observações da Emissão Maser de $\text{H}_2\text{O}$ em Sc11 e Sc12 .....	38
2.5. Estimativa de Tamanho das Condensações .....	39
<b>CAPÍTULO 3 – METODOLOGIA .....</b>	<b>41</b>
3.1. Condições Físicas das Condensações .....	41
3.1.1. Estimativa da Profundidade Óptica das Condensações .....	44
3.1.2. Determinação da Temperatura de Excitação .....	46
3.1.3. Estimativa da Densidade de Coluna .....	47
3.1.4. Estimativa da Extinção Visual .....	50
3.1.5. Estimativa da Densidade de Coluna de $\text{H}_2$ e Densidade Volumétrica .....	51
3.1.6. Estimativa da Massa das Condensações .....	51
3.2. Identificação e Classificação dos OEJs Associados às Condensações .....	52
3.2.1. Cálculo da Luminosidade e Temperatura Bolométrica dos OEJs .....	54
3.2.2. Seleção de Fontes “IRAS” Candidatas a OEJ .....	56

<b>CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>59</b>
4.1. Propriedades Observacionais .....	59
4.1.1 Espectros de Linhas Rotacionais ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de $^{12}\text{CO}$ , $^{13}\text{CO}$ e $\text{C}^{18}\text{O}$ .....	63
4.1.2 Larguras de Linha (FWHM) .....	63
4.1.3 Velocidades Radiais .....	65
4.2. Propriedades Físicas Derivadas .....	68
4.2.1. Profundidade Óptica .....	70
4.2.2. Temperatura de Excitação .....	72
4.2.3. Densidade de Coluna de $\text{C}^{18}\text{O}$ e $\text{C}^{13}\text{O}$ .....	72
4.2.4. Extinção Visual .....	74
4.2.5. Densidade de Coluna de $\text{H}_2$ .....	75
4.2.6. Tamanho das Condensações .....	77
4.2.7. Densidade Volumétrica Média de $\text{H}_2$ .....	80
4.2.8. Massa das Condensações .....	80
4.2.9. Massa do Virial .....	81
4.3. Fontes “IRAS” Puntiformes Associadas às Condensações .....	82
4.3.1. Resultados da Pesquisa de Fontes “IRAS” Candidatas a OEJ .....	84
4.3.2. Classificação das Fontes “IRAS” Puntiformes .....	85
4.3.3. Informações Sobre Três Fontes “IRAS” Destacadas .....	90
4.4. Resultados da Pesquisa de Emissão Maser de $\text{H}_2\text{O}$ em Sc11 e Sc12 .....	93
4.5. Comentários Sobre Erros e Estimativa de Distância .....	94
<b>CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES .....</b>	<b>97</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>101</b>
<b>APÊNDICE 1 – CONCEITOS DE EMISSÃO MASER .....</b>	<b>107</b>
<b>APÊNDICE 2 – CORREÇÃO DA TEMPERATURA DE ANTENA DEVIDO À ATENUAÇÃO ATMOSFÉRICA .....</b>	<b>111</b>
<b>APÊNDICE 3 – PERFIL GAUSSIANO OU DOPPLER .....</b>	<b>113</b>

<b>APÊNDICE 4 – ESPECTROS DE ENERGIA ROTACIONAL DE MOLÉCULAS LINEARES DIATÔMICAS E ASSIMÉTRICAS .....</b>	<b>117</b>
A.4.1 <b>Introdução .....</b>	<b>117</b>
A.4.2 <b>Espectro Rotacional de Moléculas Lineares Diatônicas.....</b>	<b>118</b>
A.4.3 <b>Espectro Rotacional de Moléculas Assimétricas .....</b>	<b>119</b>
<b>APÊNDICE 5 – MASSA DO VIRIAL .....</b>	<b>123</b>
<b>APÊNDICE 6 – ERRATA DA TABELA 2 DE VILAS BOAS ET AL. (2000) .</b>	<b>127</b>
<b>APÊNDICE 7 – EXEMPLO DE LINHA ESPECTRAL COMPLEXA E DE UMA LINHA ASSÍMÉTRICA .....</b>	<b>129</b>



## LISTA DE FIGURAS

	Pág.
1.1. Modelo de uma estrela em estágio evolutivo inicial .....	25
1.2. Modelo de uma estrela em estágio evolutivo inicial .....	28
3.1. Diagrama BLT para 235 objetos .....	53
4.1. Região da bolha local .....	66
4.2. Distribuição de velocidades radiais para as linhas de $^{12}\text{CO}$ e $^{13}\text{CO}$ .....	67
4.3. Distribuição de temperaturas de excitação .....	73
4.4. Distribuição de densidade de coluna de $^{13}\text{CO}$ .....	74
4.5. Distribuição de extinção visual .....	76
4.6. Distribuição de tamanho das condensações .....	79
4.7. Distribuição de massa das condensações .....	81
4.8. Diagrama cor-cor para as fontes IRAS selecionadas .....	86
4.9. Diagrama cor-cor para as fontes IRAS selecionadas .....	87
4.10. Diagrama BLT para as fontes IRAS candidatas a OEJ .....	89
4.11. Imagem DSS da condensação Sc2 .....	90
4.12. Imagem DSS da condensação Sc22 .....	91
4.13. O mapa de rádio da nebulosa de reflexão de Sc22 .....	92
A1.1. Modelo simplificado do processo de emissão maser .....	107
A2.1. Modelo de atmosfera plano-paralela .....	111
A7.1. Espectro da linha complexa de $^{13}\text{CO}$ observada na direção de Sc26 .....	129
A7.2. Linha assimétrica de $\text{C}^{18}\text{O}$ observada na direção da condensação Sc4 .....	130



## LISTA DE TABELAS

	Pág.
1.1. Propriedades típicas de nuvens moleculares formadoras de estrelas .....	24
1.2. Características típicas dos OEJs .....	26
1.3. Taxa de detecção de maser de H <sub>2</sub> O em amostras de OEJs .....	31
3.1. Temperaturas típicas de OEJs .....	55
3.2. “Cores” IRAS de alguns tipos de objetos .....	57
4.1. Propriedades observacionais das condensações .....	60
4.2. Propriedades Observacionais – Linhas de <sup>12</sup> CO (J = 1 → 0) .....	61
4.3. Fontes com Cspectros complexos de <sup>12</sup> CO e <sup>13</sup> CO (J = 1 → 0) .....	62
4.4. Propriedades físicas de algumas nuvens moleculares .....	64
4.5. Propriedades físicas derivadas para as condensações .....	69
4.6. Valores médios do tamanho, da densidade e da massa para algumas nuvens escuas e para escorpião .....	77
4.7. Fontes IRAS puntiformes identificadas .....	83
4.8. Fontes IRAS puntiformes selecionadas .....	85
4.9. Propriedades físicas das fontes IRAS candidatas a OEJ .....	88
4.10. Resultados da pesquisa de emissão maser de H <sub>2</sub> O em Sc11 e Sc12 0.....	93
A6.1. Parâmetros derivados das condensações do escorpião de VMF .....	127



# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas, conhecer os mecanismos de formação estelar tem sido um dos principais desafios da astronomia. Para podermos compreender melhor as circunstâncias e os mecanismos que levam a formação de uma ou mais estrelas, é necessário conhecer as condições físicas reinantes no ambiente onde elas são formadas, isto é, as condições físicas das nuvens moleculares. Com esta finalidade, são utilizadas várias ferramentas de observação, como por exemplo, a radioastronomia, que utiliza as emissões de linhas espectrais emitidas por diversas moléculas presentes no meio interestelar, como o CO, CS, NH<sub>3</sub> entre outras, em comprimentos de onda de rádio, milimétrico, bem como na região do sub-milimétrico do espectro. Outra região do espectro, muito utilizada no estudo da formação estelar, é a região do infravermelho. A partir de observações do solo e por satélites, nesta região do espectro eletromagnético, foi possível identificar e estudar, com maior precisão, os objetos estelares em seus estágios iniciais de formação.

Neste Capítulo, discutimos alguns aspectos relevantes para o estudo da formação estelar como a formação de estrelas em nuvens moleculares, os principais eventos decorrentes de sua formação, a classificação de estrelas nos seus estágios iniciais de formação, i.e., *Objetos Estelares Jovens*, de acordo com sua fase evolutiva, bem como a obtenção de informações físicas das nuvens do *Meio Interestelar*<sup>1</sup> (MI).

### 1.1. Formação de Estrelas

As estrelas são formadas no interior das regiões de maior densidade das nuvens moleculares gigantes, nuvens escuras ou em glóbulos isolados, a partir do colapso gravitacional das mesmas. Essas regiões de maior densidade de nuvens moleculares são chamadas de caroços densos. Portanto, em seus estágios iniciais de formação, estão quase sempre embebidas em densas envoltórias de gás e poeira. Isto dificulta observações

---

<sup>1</sup> O *Meio Interestelar* (MI) é constituído pelo material na forma de gás e poeira que existe no espaço entre as estrelas. As nuvens moleculares fazem parte do MI.

diretas, em qualquer comprimento de onda, pois a envoltória externa absorve boa parte da radiação emitida por ele, re-emitindo-a em outros comprimentos de onda, principalmente no infravermelho distante. Desta forma, para que se possa estudar e compreender os fenômenos associados à formação estelar, é necessário o emprego de métodos indiretos de observação, em que são utilizadas bandas mais apropriadas do espectro eletromagnético, como o IR próximo, médio e distante bem como transições moleculares em rádio na faixa milimétrica e sub-milimétrica.

Aproximadamente 60 anos atrás, Bok e Reilly (1947) sugeriram que pequenas nuvens escuras e isoladas fossem capazes de dar origem a estrelas. Estas pequenas condensações, hoje chamadas de *Glóbulos de Bok*, estão entre as menores e menos complexas estruturas do meio interestelar, capazes de formar estrelas. Devido às suas pequenas dimensões, massa, relativo isolamento e pelo fato de possuírem em geral apenas um caroço denso interno, os glóbulos de Bok são um laboratório ideal para o estudo de formação individual de estrelas de pequena massa. Observações no infravermelho distante revelaram que muitos de glóbulos de Bok abrigam estrelas jovens no seu interior (Yun e Clemens 1990; Beichman et al., 1986). No visual eles se apresentam com formatos aproximadamente arredondados quando observados contra o fundo de estrelas e não sempre bordas bem definidas bem como alta extinção visual. Em geral, seus tamanhos variam de  $\approx 10^4$  (U.A)<sup>2</sup>, como as “Lágrimas” (*Tear Drops*) da nebulosa de Rosseta, até  $\approx 1$  pc<sup>3</sup> como no caso do glóbulo B335 (Cernicharo, 1990).

Hoje, já se tem conhecimento de alguns tipos diferentes de glóbulos de Bok, que podem ser classificados pelo menos em quatro grupos: *Trombas de elefante*, *glóbulos cometários*, *filamentos globulares* e *glóbulos escuros isolados* (Leung, 1985). Apesar de serem bem menores, os glóbulos de Bok apresentam condições físicas muito semelhantes às de nuvens escuras (Cernicharo, 1990). Com o advento do telescópio de infravermelho, *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS), que opera na região do infravermelho distante do espectro eletromagnético e novas instrumentações de solo

---

<sup>2</sup> A Unidade Astronômica (U.A) é a distância média entre a Terra e o Sol. Seu valor é aproximadamente  $150 \times 10^6$  km.

<sup>3</sup> O Parcece (pc) é a unidade usual para objetos estelares e galácticos. Seu valor é aproximadamente 30 trilhões de quilômetros.

operando no óptico e rádio, foi possível identificar e comprovar que estas pequenas nuvens dão origem a estrelas de pequena massa (Yun e Clemens, 1990). Muitos estudos feitos a partir dos dados coletados pelo IRAS, mostraram que os *Objetos Estelares Jovens* (OEJs) ocorrem com bastante freqüência nos Glóbulos de Bok e em outras Nuvens Escuras. Yun e Clemens (1990) estudaram 248 Glóbulos de Bok e notaram a presença de OEJs embebidos em 23% da amostra. Hickel (2002) pesquisou 49 glóbulos cometários na região da Vela e identificou 52 objetos como sendo OEJs. Nessa amostra, foi verificado que 27% dos OEJs estão localizados no interior destes glóbulos.

Os OEJs foram identificados pelo telescópio IRAS como *fontes puntiformes*<sup>4</sup>. É comum, no jargão da astrofísica, referir-se a estes objetos como fontes IRAS puntiformes. As fontes IRAS puntiformes podem ser objetos de diversos tipos, como por exemplo, uma estrela jovem embebida em sua nuvem progenitora, uma região HII compacta, que também está associada a uma estrela jovem mas de grande massa ou mesmo uma galáxia, entre outros objetos astrofísicos.

A Tabela 1.1 mostra os tipos e algumas propriedades típicas de nuvens moleculares formadoras de estrelas.

---

<sup>4</sup> *Fontes puntiformes* são objetos astronômicos não resolvidos pelo telescópio IRAS.

TABELA 1.1. Propriedades típicas de Nuvens Moleculares formadoras de estrelas.

Propriedade	Nuvem Molecular gigante	Nuvem Molecular	Clump	Caroço Denso
Tamanho (pc)	10-60	2-20	0,1-2	> 0,1
$n(H_2) \text{ cm}^{-3}$	100-500	$10^2-10^4$	$10^3-10^5$	$> 10^5$
Massa ( $M_\odot$ )	$10^4-10^6$	$10^2-10^4$	$10-10^3$	0,1-10
FWHM <sup>a</sup> ( $\text{km s}^{-1}$ )	5-15	1-10	0,3-3	0,1-0,7
Temperatura (K)	7-15	10-30	10-30	7-15
Exemplos	Orion, W3	L1641, L1630		L1690

Nota. FWHM significa “largura de linha à meia altura”.

FONTE: Low e Klessen (2004).

Na região de formação de OEJs, é comum ser detectada a presença de objetos Herbig-Haro, efluxos bipolares (bipolar outflows) bem como emissão maser de H<sub>2</sub>O. Todos estes eventos estão associados aos estágios primoriais da formação de uma estrela (Furuya et al. 2001).

Os OEJs emitem jatos bipolares de matéria (gás e poeira) provenientes de seu envelope<sup>5</sup>. Acredita-se que estes jatos funcionam como um mecanismo de perda de momento angular da estrela jovem durante o processo de formação. Isto ocorre devido à rotação do material circunstelar que é acrescentado constantemente a ela. Sem esse mecanismo, acredita-se que o processo de formação pode ser inibido. Os objetos Herbig-Haro são regiões aquecidas do meio interestelar que circundam os OEJs em formação. Eles são formados pelo choque dos jatos emitidos pelo objeto estelar jovem e seu envelope.

<sup>5</sup> Alguns autores preferem o termo *envoltória* em detrimento do termo *envelope* para designar a quantidade de material circunstelar em torno de um objeto estelar jovem.

A Figura 1.1 mostra um modelo de uma estrela em seu estágio evolutivo inicial, apresentando seus elementos típicos, quase sempre presentes: jatos bipolares, objetos Herbig-Haro, disco de acréscimo e envelope denso de gás e poeira. Os espectros na parte inferior mostram um exemplo de emissão de CO apresentando “efluxo bipolar”. Notar a emissão nas saias dos espectros (direito e esquerdo) em relação ao central, que são característicos deste evento.

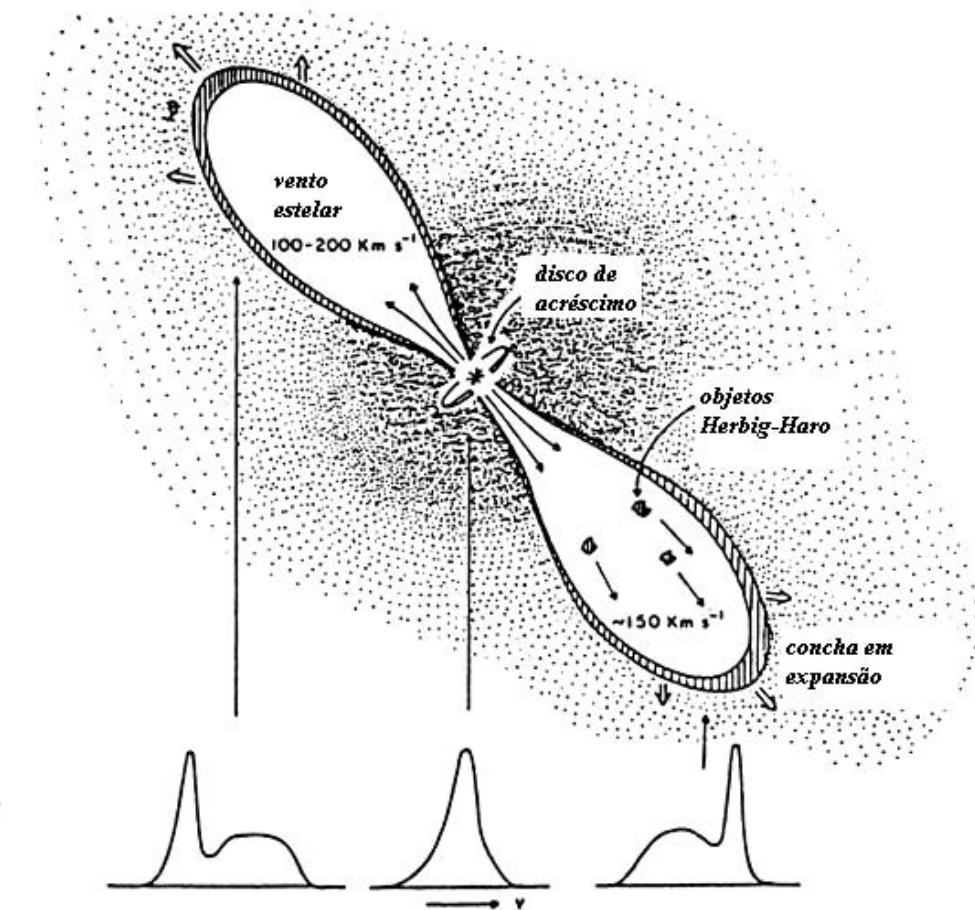


FIGURA 1.1. Modelo de uma estrela em estágio evolutivo inicial.

FONTE: Myers (1995).

## 1.2. Fases Evolutivas dos OEJs

De acordo com o esquema evolucionário amplamente aceito pela comunidade científica, os OEJs são classificados em quatro classes ou fases evolutivas em ordem cronológica crescente, isto é, classe 0 (André et al., 1993), classe I, classe II (Lada e Wilking, 1984; Adams et al., 1987) e classe III (Chen et al., 1995). Existe hoje uma classe anterior a classe 0, denominada de classe -I, utilizada para designar objetos pré-protoestelares, ou seja, núcleos densos que ainda não formaram um objeto central (Evans, 1999). Estes também são chamados, em inglês, de *Starless Cores* ou PPSC (*Pre-ProtoStellar Cores*), mas existe uma certa discussão com relação a esta nomenclatura, pois é um tanto quanto determinística, i.e., sugere que em um determinado momento esses núcleos densos colapsarão, dando origem a novas estrelas, o que pode não ocorrer.

As principais características dos objetos pré e proto-estelares estão na Tabela 1.2.

TABELA 1.2. Características típicas dos OEJs.

	Tipo de objeto	Origem da luminosidade	Principais bandas de emissão	Observações
Classe -I	PPSC	Emissão do gás e poeira	Rádio, sub-mm	Não apresenta efluxo bipolar
Classe 0	Proto-estrela	Acréscimo do envelope e disco	Rádio, sub-mm, infravermelho dist.	Efluxos intensos, maser
Classe I	Proto-estrela	Acréscimo do envelope e disco	Rádio, sub-mm, infravermelho dist	Efluxos fracos, maser
Classe II	T Tauri (clássica)	Contração, disco e fusão nuclear	Óptico, infravermelho próx.	Não apresenta efluxos
Classe III	T Tauri (weak line)	Contração, disco e fusão nuclear	Óptico, infravermelho próx	Não apresenta efluxos

Legenda: sub-mm (sub-milimétrico), dist. (distante), próx. (próximo).

Os objetos proto-estelares classe 0<sup>6</sup> e I estão geralmente envolvidos por espessos envelopes (envoltórias) circunstelares de gás e poeira e, sendo assim, são invisíveis, i.e., não podemos vê-los diretamente. Apresentam *Distribuições Espectrais de Energia*<sup>7</sup> (DEE) concentradas no infravermelho distante e mais alargadas do que um corpo negro. Em geral suas DEEs tendem a aumentar do infravermelho próximo para o infravermelho distante com picos entre 100 e 300  $\mu\text{m}$  (Ladd et al., 1991). Os objetos classe 0 apresentam envoltórias circunstelares e discos mais densos, bem como jatos mais potentes e mais colimados do que os da classe I (Furuya et al., 2001). Acredita-se que os jatos sejam responsáveis pela remoção de parte do material do envelope que envolve tais objetos (Parker, 1991). A maior parte da luminosidade destes objetos, resulta da conversão de energia cinética em energia térmica, da matéria de seu envelope circunstelar e do espesso disco de acréscimo, formado ao seu redor, pois estão em queda livre. Essa conversão de energia, é o principal mecanismo de emissão dos OEJs da classe 0 e I. A esse processo, dá-se o nome de *Luminosidade de Acréscimo*.

Em contrapartida, os objetos classe II e III, identificados como T Tauri clássica e Pós-T Tauri, respectivamente, são geralmente visíveis<sup>8</sup> e apresentam DEEs na região do infravermelho próximo com picos entre 1 e 12  $\mu\text{m}$ . Estes espectros também são mais alargados do que o de corpo negro. O motivo deste alargamento é a presença dos eventuais envelopes e discos, pois ainda que tênues geram excesso de infravermelho. Estes objetos, já mais evoluídos emitem muito pouco por acréscimo do material circundante do envelope, pois o mesmo nesta fase já foi em grande parte dissipado pelos jatos e pelos efluxos bipolares gerados nas fases anteriores. Os objetos das classes II e III encontram-se na fase de contração pré-sequência principal de onde grande parte de sua luminosidade é proveniente, i.e., gerada a partir da conversão<sup>9</sup> de energia gravitacional em térmica (Low e Klessen, 2004; Beichman et al., 1986). Apresentam

---

<sup>6</sup> Os objetos classe 0 são os OEJs mais jovens, com idades em torno de  $10^4$ - $10^5$  anos e  $T_{\text{bol}} < 70$  K.

<sup>7</sup> A distribuição espectral de energia (DEE) para um determinado objeto é o seu diagrama  $\log(vS_v) \times \log(v)$ , onde  $S_v$  é sua densidade de fluxo em uma dada freqüência  $v$ .

<sup>8</sup> Em alguns casos os objetos classe II ainda não estão visíveis, pois o material do envelope (envoltória) ainda não foi suficientemente dissipado.

<sup>9</sup> Apesar de menor, os objetos da classe II também possuem luminosidade proveniente de fusão nuclear dependendo da evolução de sua temperatura durante a fase de classe II.

linhas de emissão<sup>10</sup> de  $H_\alpha$ , H e K do Ca II, ferro entre outras, bem como linhas de lítio em absorção. Variações rápidas e irregulares de luminosidade da ordem de dias também são observadas na direção destes objetos (Ostlie e Carroll, 1996).

A Figura 1.2 mostra exemplos de distribuição espectral de energia para quatro classes de objetos estelares jovens. A classe II-D é uma fase evolutiva intermediária entre as classes I e II e como podemos ver na figura sua DEE apresenta um duplo pico, resultado da grande quantidade de material circundante ainda presente em sua envoltória e disco.

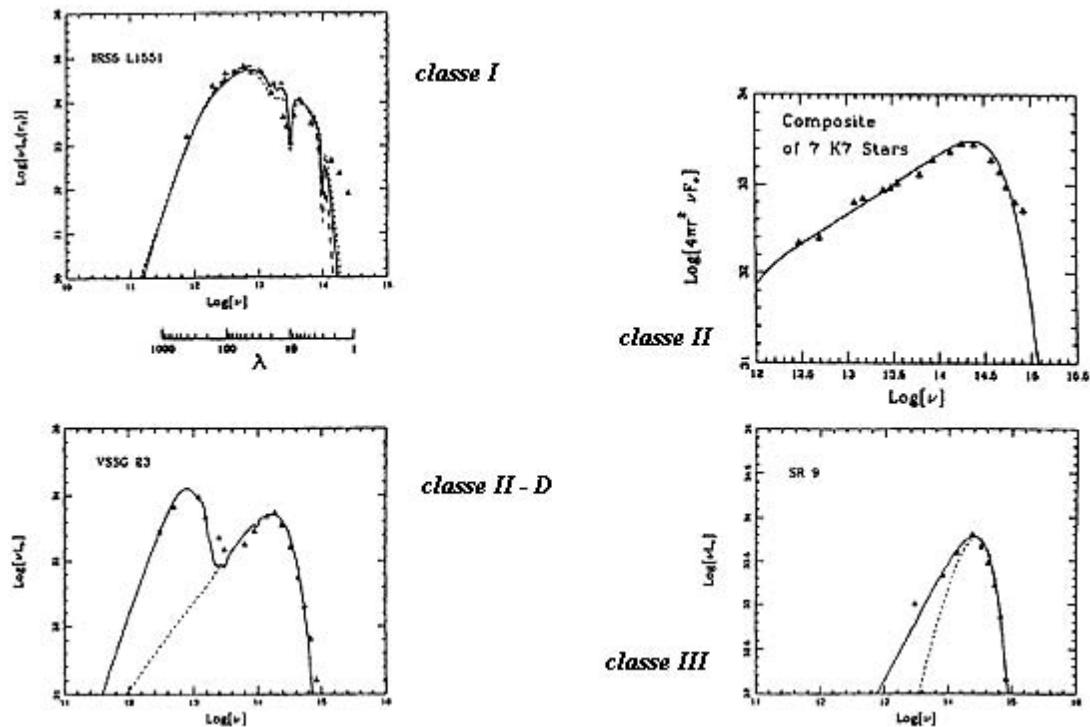


FIGURA 1.2. Modelo de uma estrela em estágio evolutivo inicial.

FONTE: Parker (1991).

<sup>10</sup> A emissão de linha  $H_\alpha$  nos objetos classe III é em geral menos intensa do que nos classe II. É comum usar a largura equivalente da linha de  $H_\alpha < 10 \text{ \AA}$  para identificar objetos de classe III também chamados em inglês de weak-line T Tauri.

### 1.3. Obtenção de Informações Físicas do Meio Interestelar

Como dito anteriormente, para que se possa compreender melhor o mecanismo de formação de estrelas é necessário que se conheça as condições físicas do meio interestelar responsável por sua geração. Existem muitas ferramentas e técnicas para a obtenção de informações físicas do MI, que vão desde a banda rádio até os raios ultravioleta e raios-X do espectro eletromagnético.

Dentre as técnicas mais utilizadas, destaca-se a espectroscopia. Esta técnica utiliza linhas espectrais de diversas moléculas e átomos para a obtenção de informações sobre abundância de elementos, condições físicas do MI, etc, de um dado sistema físico, podendo ser nuvens ou estrelas.

O hidrogênio molecular ( $H_2$ ), a molécula mais abundante do universo e maior constituinte das nuvens moleculares, não possui transições nas temperaturas típicas encontradas em nuvens escuras e frias ( $\approx 10$  K), devido às suas características de molécula apolar, i.e., não possui momento de dipolo permanente. Por ser apolar, estas moléculas não apresentam transições de dipolo elétrico, somente de quadrupolo. Para serem excitadas são necessárias temperaturas ambientes da ordem de 510 K. Este é o motivo pelo qual é difícil utilizar o  $H_2$  como molécula traçadora de condições físicas nestas regiões. Entretanto, o monóxido de carbono (CO), a segunda molécula mais abundante do universo e suas variedades isotópicas são polares. Essas moléculas possuem momento de dipolo elétrico permanente ( $\mu \approx 0,112$  Debye), resultante da diferença de eletro-negatividade entre os átomos de C e O, o que permite transições de dipolo. No caso dessas moléculas, a temperatura do meio ambiente necessária para que sejam excitadas é muito menor, em geral da ordem de  $\approx 10$  K. De modo geral, as temperaturas médias encontradas nas nuvens interestelares formadoras de estrelas são de  $\approx 10$  a 15 K (ver Tabela 1.1). Devido a estas características, o CO e suas variedades isotópicas,  $^{13}CO$  e  $C^{18}O$ , são moléculas muito utilizadas para determinar as condições físicas de nuvens moleculares e regiões de formação de estrelas. Devido à grande abundância de CO, suas linhas são muito utilizadas para mapeamentos de grande escala de nuvens moleculares, enquanto que suas variedades isotópicas,  $^{13}CO$  e  $C^{18}O$ , menos

abundantes, são geralmente utilizadas para mapeamentos das regiões mais densas das nuvens, onde geralmente as transições de CO são opticamente espessas<sup>11</sup>.

#### 1.4. Emissão Maser Proveniente dos OEJs

A emissão *maser*<sup>12</sup> de água, de metanol (CH<sub>4</sub>O) e de hidroxila (OH) são freqüentemente observadas na direção de regiões de formação de estrelas de grande massa, tais como Orion-KL e W3 (van der Walt et al., 1995). Entretanto, foi evidenciado recentemente que regiões de formação de estrelas de baixa massa ( $M_{\text{estrela}} < 4 M_{\odot}$ ) também dão origem a este tipo de emissão. Furuya et al. (2001), Genzel e Downes (1977) entre outros, mostraram que uma fração significativa de OEJs, principalmente os de classe 0, exibem emissão maser de H<sub>2</sub>O a partir da transição 6<sub>16</sub> – 5<sub>23</sub> em 22,235 GHz. A emissão maser é o análogo em microondas da emissão laser que ocorre no visível. Acredita-se que este tipo de emissão seja criada a partir da compressão e consequente aquecimento do denso envelope de gás e poeira que envolve a proto-estrela, pelos jatos gerados pelos OEJs. Imagens feitas pelo *Very Large Array* (VLA) mostraram que as emissões maser estão, em geral, localizadas a distâncias de várias centenas de unidades astronômicas (U.A) dos objetos centrais (Wooten, 1989). Apesar de algumas dessas fontes maser estarem associadas ao disco proto-estelar dos OEJs, observações com *Interferometria de Muito Longa Linha de Base* (VLBI) mostraram que na maioria dos casos, as emissões maser são provenientes da região imediatamente posterior ao choque, estando muito próximas da proto-estrela (Claussen et al., 1998). Furuya et al. (2001) realizaram observações da emissão maser de água na direção de 202 OEJs localizados em regiões de formação de estrelas de pequena massa do hemisfério norte celeste, incluindo 36 fontes de luminosidade desconhecida e 31 objetos classe –I (PPSC). A emissão maser de água foi detectada na direção em 26 de 120 OEJs de pequena massa e 7 de 15 de grande massa, mas nenhuma foi detectada na direção dos PPSCs.

---

<sup>11</sup> Diz-se que uma dada transição ou linha espectral é opticamente espessa, quando sua profundidade óptica  $\tau > 1$ , e opticamente fina quando  $\tau < 1$ .

<sup>12</sup> A palavra **maser** um acrônimo para *microwave amplification by stimulated emission of radiation*. Os conceitos básicos de emissão maser são apresentados no apêndice 1.

A Tabela 1.3 mostra a taxa de detecção dos masers de água na direção de OEJs de pequena massa e PPSCs do *survey* de Furuya et al. (2001).

TABELA 1.3. Taxa de detecção de maser de  $\text{H}_2\text{O}$  em amostras de OEJs.

Amostra	Nº de objetos na amostra	Taxa de detecção (%)
Classe -I	31	0,0
Classe 0	30	$39,7 \pm 19,0$
Classe I	33	$4 \pm 3,0$
Classe II	9	0,0

FONTE: Furuya et al. (2001).

Esse resultado sugeriu que essa emissão está realmente relacionada com regiões de choque criadas por jatos associados a objetos classe 0 e classe I.

As emissões maser detectadas por Furuya et al. (2001) apresentaram as seguintes propriedades listadas abaixo:

- a) Emissão maser fraca, i.e., de pequena intensidade, perfis espectrais simples, com linha maser bem definida em comparação com objetos jovens massivos, que em geral, apresentam espectros complexos com mais de uma componente.
- b) Grande variabilidade temporal da ordem de dia a meses.
- c) A grande maioria das emissões maser de água ocorreu em objetos classe 0.

## 1.5. A Região do Escorpião

As condensações estudadas neste trabalho estão localizadas na região do Escorpião. A partir de estudos da emissão do hidrogênio neutro (HI)<sup>13</sup> feitos naquela direção, alguns autores propuseram que a região do Escorpião é formada por camadas de gás e poeira na forma de arcos “loops” ou conchas formando uma frente em expansão (de Geus,

---

<sup>13</sup> de Geus (1988) se refere aos mapas de hidrogênio feitos no Escorpião como sendo estruturas HI ou HI *loops*.

1992). Esses autores, acreditam que ela se formou a partir da nuvem de gás quente e ionizado, remanescente da formação da associação de estrelas OB (associação Escorpião-Centauro) presente naquela região (de Geus, 1992). Acredita-se que estas camadas de gás, em forma de conchas, tenham sido propelidas pelos ventos e pela intensa radiação provenientes das estrelas desta associação, bem como pelos remanescentes de supernova que provavelmente existam naquela região. Mapeamentos de raios-X cobrindo energias entre 0,4 keV e 1,5 keV (McCammon et al., 1983) como também observações em grande escala no contínuo de rádio em 408 MHz (Haslam et al., 1982) revelaram a presença de uma intensa emissão difusa nessas bandas, sendo proveniente da parte interna das conchas em expansão. A detecção dessa emissão difusa, no interior dessas camadas de gás, apóia a idéia de que este formato de concha resulta da formação de estrelas OB.

## 1.6. Objetivo Deste Trabalho

Este trabalho têm como objetivo determinar as propriedades físicas de 32 condensações da região do Escorpião selecionadas através do Catálogo de Nuvens Escuradas (SDC) de Hartley et al. (1986), a partir da análise de linhas espectrais moleculares ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

Procuramos também por fontes IRAS puntiformes associadas às condensações, com índices de cor IRAS de objeto estelar jovem com o intuito de evidenciar a ocorrência de estrelas em seus estágios iniciais de formação e verificar em qual estágio evolutivo estes objetos se encontram. Observamos, também, duas condensações na tentativa de detectar a presença de emissão maser em suas direções, sendo essas, associadas a regiões de choque geradas por jatos de matéria criados por OEJs.

No Capítulo 2, discutimos a respeito das fontes de dados deste trabalho bem como o método de redução de dados empregado. No Capítulo 3, apresentamos a metodologia de análise de dados utilizada. No Capítulo 4, apresentamos os resultados obtidos e fazemos a discussão dos mesmos. Finalmente, o Capítulo 5 apresenta a conclusão deste trabalho.

## 1.7. Informações Adicionais Sobre Telescópio do Infravermelho “IRAS”

O IRAS esteve em operação entre janeiro e novembro de 1983, mapeando por várias vezes quase todo o céu, aproximadamente 98% do mesmo, no intervalo de comprimentos de onda entre 8 e 130  $\mu\text{m}$ . Este intervalo foi subdividido em quatro bandas largas centradas em 12, 25, 60 e 100  $\mu\text{m}$ , compreendendo a região do infravermelho distante do espectro eletromagnético. Suas observações foram armazenadas em diversos catálogos, como por exemplo, o catálogo de fontes puntiformes (IPSC), onde aproximadamente 250.000 fontes puntiformes foram detectadas até um limite de detecção de 1 Jy<sup>14</sup>. Para maiores informações sobre a missão, equipamentos e catálogos do IRAS consulte o *IRAS Explanatory Supplement* (Beichman et al., 1990).

---

<sup>14</sup> O Jy é a unidade de densidade de fluxo. 1 Jy equivale a  $10^{-26} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ .



## CAPÍTULO 2

### AQUISIÇÃO E REDUÇÃO DE DADOS

Neste Capítulo, discutimos como os de dados deste trabalho foram adquiridos e reduzidos. Para realizá-lo, utilizamos cinco fontes de dados distintas que são discutidas abaixo.

#### 2.1. Espectros de Linhas Moleculares ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de $^{13}\text{CO}$ e $\text{C}^{18}\text{O}$

Os espectros das linhas de emissão rotacional ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  em 110,201 GHz e em 109,782 GHz respectivamente<sup>1</sup> foram obtidos em 1992 utilizando a antena de 15 m do *Swedish-ESO Submillimeter Telescope* (SEST) em La Silla, Chile. A temperatura de sistema típica foi de 390 K e a resolução do espectrômetro acusto-óptico foi de 43 KHz (0,11 km/s), com uma banda de 100 MHz.

Os espectros foram obtidos no modo de chaveamento em freqüência (*frequency switching*) com 7 MHz de separação entre os espectros, integrados durante períodos de dois minutos e calibrados com uma carga fria (*cold load*) para obter-se a correção para a atenuação atmosférica. A relação sinal-ruído é em geral maior que 10. A largura do feixe a meia potência (HPBW) é 48" com eficiência de feixe  $\eta = 0,9$ .

A redução dos espectros de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  foi feita utilizando-se o programa de redução de linhas espetrais Drawspec<sup>2</sup>, a partir do qual extraímos informações das linhas espetrais observadas. As informações retiradas das linhas foram:

- Temperatura de antena corrigida da atenuação atmosférica,  $T_A^*$ . Para o cálculo de  $T_A^*$ , é necessário determinar a profundidade óptica da atmosfera, no momento da observação, para que se possa corrigir a intensidade da radiação

---

<sup>1</sup> Estas são freqüências de repouso das transições rotacionais  $J=1 \rightarrow 0$  das respectivas variedades isotópicas do CO.

<sup>2</sup> Para maiores informações sobre o Drawspec, consulte o endereço eletrônico de seu idealizador: [www.cv.nrao.edu/~hliszt/](http://www.cv.nrao.edu/~hliszt/).

que chega na antena do valor absorvido pela atmosfera terrestre (ver apêndice 2).

- Velocidade radial ( $V_{\text{LSR}}$ ) da região de emissão de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , medida com relação ao padrão local de repouso.

O Padrão Local de Repouso (LSR)<sup>3</sup> é um sistema de referência na vizinhança solar localizado no plano galáctico, a uma distância  $R_0$  entre 6 e 8 kpc do centro (ver Maciel, 2002).

- Largura total a meia altura (FWHM)<sup>4</sup> da curva gaussiana ajustada à linha espectral (ver Apêndice 3).
- Área total da curva gaussiana ajustada à linha espectral. Assumimos que as linhas espectrais apresentam forma gaussiana devido ao mecanismo de alargamento de linha ser predominantemente Doppler e gerado por uma distribuição maxwelliana de velocidades das moléculas do gás (ver Apêndice 3).

Estas informações serão utilizadas para determinar as condições físicas das condensações.

Os passos para obter os parâmetros observacionais de uma linha espectral através do programa Drawspec foram, em geral, os seguintes:

- 1º). Ajuste e subtração de linha de base (em geral um polinômio de 1º grau).
- 2º). Dobramento (*Folding*), para o caso de espectros obtidos no modo *chaveamento em freqüência*.
- 3º). Ajuste de curva gaussiana à linha espectral.

---

<sup>3</sup> A sigla LSR em inglês é a usada para *Local Standard of Rest*. Este é um ponto coincidente com a posição do Sol, que se move com velocidade circular local em torno do plano galáctico.

<sup>4</sup> A sigla FWHM em inglês é usada para *full width at half maximum* ou largura total à meia altura como usada em português.

## 2.2. Linhas Moleculares ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de $^{12}\text{CO}$

Utilizamos também, nesta pesquisa, resultados observacionais da linha de transição rotacional de ( $J=1 \rightarrow 0$ )  $^{12}\text{CO}$  em 115,271 GHz obtidos por Otrupcek et al. (2000) na direção de 1101 condensações do Catálogo de Nuvens Escuras do Hemisfério Sul (CSDC) (Hartley et al., 1986). Este mesmo catálogo foi utilizado por Vilas-Boas et al. (2000) para a escolha das posições de observação no Escorpião. A partir do catálogo de Otrupcek et al. (2000), selecionamos as mesmas posições observadas em  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  por Vilas-Boas et al. (2000).

As observações de CO foram realizadas em 1995 e utilizaram o telescópio de 22 m de “Mopra”. Apenas a porção interior de 15 m do telescópio era preenchida com painéis sólidos para observações em comprimentos de onda menores que 2,6 mm (Otrupcek et al., 2000).

Para calibrar as temperaturas de antena corrigidas da atenuação atmosférica observada, (Otrupcek et al., 2000) utilizaram uma lista de fontes calibradoras do SEST. Fontes de Orion, com temperaturas de antena de até 71 K, observadas com o SEST, foram utilizadas, por eles, para produzir um fator de conversão usado para converter as temperaturas de antena observadas pelo “Mopra” em temperaturas de antena corrigidas da atenuação atmosférica como observadas pelo SEST, resultando na seguinte expressão abaixo.

$$T_A^*(\text{SEST}) = 6,02 T_{obs} \exp(t_{atm} \sec Z), \quad (2.1)$$

onde  $T_A^*(\text{SEST})$  é a temperatura de antena corrigida da atenuação atmosférica do SEST,  $T_{obs}$  é a temperatura de antena observada pelo telescópio “Mopra” e  $\exp(t_{atm} \sec Z)$  é a correção para a atenuação atmosférica onde,  $t$  é a profundidade óptica da atmosfera no zênite e  $Z$  é o ângulo zenital do telescópio. O valor médio utilizado para  $t$  foi de 0,51.

### 2.3. Densidades de Fluxo IRAS provenientes de Fontes Puntiformes

As densidades de fluxo, no infravermelho distante, das fontes puntiformes identificadas foram obtidas através da interface eletrônica *Sky View*<sup>5</sup>, a partir do catálogo de fontes IRAS puntiformes (IPSC)<sup>6</sup>, versão 2.0, nas bandas 12, 25, 60 e 100  $\mu\text{m}$ . Inicialmente foram selecionadas todas as fontes contidas em um círculo cujo raio é dado pela dimensão maior da condensação. Em seguida, foram separadas todas aquelas com qualidade de fluxo moderada e boa em pelo menos 3 das 4 bandas IRAS. A qualidade de fluxo IRAS é classificada como alta, quando possui o índice (3) associado ao valor do fluxo, moderada, com índice (2) e limite superior igual a (1).

A partir desses dados, as fontes com índices de cor IRAS característicos de objetos estelares jovens foram selecionadas com o intuito de classificá-las quanto sua classe evolutiva a partir da metodologia descrita no Capítulo 4.

### 2.4. Observações da Emissão Maser de $\text{H}_2\text{O}$ em Sc11 e Sc12

Observações da emissão maser de água em 22,235 GHz na direção dos glóbulos Sc11 e Sc12, foram feitas com a antena de 13,7 m do Rádio-Observatório do Itapetinga (ROI). Inicialmente, estas condensações foram selecionadas pois apresentam indícios da existência de OEJs associados.

A temperatura de sistema típica foi de aproximadamente de 250 K, e a resolução do espetrômetro acusto-óptico é de 70 kHz com uma banda total de 41 MHz.

Os espectros foram obtidos com a técnica de observação “ON-OFF” onde a fonte e o céu são observados um de cada vez, mudando-se de posição, entre fonte e céu, a cada 30 segundos. Esta técnica é empregada com o intuito de subtrair a emissão de fundo do céu. Os sinais foram calibrados com uma fonte de ruído (*noise source*) de 15 K e uma carga (*load*) à temperatura ambiente para obter a correção atmosférica (Vilas-Boas & Abraham, 2000).

---

<sup>5</sup> O *Sky view* foi desenvolvido e é mantido sob a concessão NAS5-3208 da NASA.

<sup>6</sup> A sigla **IPSC** é usada para **IRAS point source catalog** ou catálogo de fontes IRAS puntiformes.

O procedimento de redução dos espectros de H<sub>2</sub>O é similar àquele utilizado nas observações de CO, discutido anteriormente e utiliza o mesmo programa de redução e análise de linhas espectrais (Drawspec).

## **2.5. Estimativa do Tamanho das Condensações**

Para estimar o tamanho das condensações fizemos uso novamente da plataforma eletrônica *Sky View* utilizando o *Digitised Sky Survey (Red)*, onde ajustamos por inspeção visual uma elipse às condensações a fim de obter uma estimativa dos seus eixos maior e menor.



## CAPÍTULO 3

### METODOLOGIA

Neste Capítulo, apresentamos a metodologia utilizada neste trabalho para a análise dos dados das linhas espectrais de emissão rotacional ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , com o intuito de determinar as propriedades físicas das condensações do Escorpião. Também mostramos como os dados de fluxo do catálogo de fontes IRAS puntiformes são utilizados para classificar, quanto às suas fases evolutivas, os OEJs identificados na direção das condensações.

#### 3.1. Condições Físicas das Condensações

A metodologia utilizada na análise dos dados é a mesma empregada por Myers, Linke e Benson (1983), onde, os parâmetros de observação das linhas espectrais mencionadas no capítulo anterior, são utilizados para estimar as propriedades físicas das condensações.

Este método é similar ao método de Equilíbrio Termodinâmico Local (LTE) usado por Dickman (1978) que o aplicou às linhas de  $^{12}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

Os parâmetros observacionais das linhas de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  são utilizados para obter a estimativa da profundidade óptica de acordo com as quatro hipóteses mencionadas abaixo.

- 1º) O produto da eficiência de feixe  $\eta_b$  da antena do rádio-telescópio e seu fator de preenchimento  $\phi$  é igual para o  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Essa hipótese é baseada no fato de que a região de emissão de ambas as linhas é maior do que a largura à meia potência (HPBW) do feixe que é de 48" nesses comprimentos de onda.
- 2º) A temperatura de excitação  $T_{18}$  da linha de  $\text{C}^{18}\text{O}$  é igual à temperatura de excitação da linha de  $^{13}\text{CO}$ , i.e.,  $T_{13} = T_{18}$ . Isto se deve ao fato de que as linhas de

$^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  são formadas em condições similares e a diferença nos valores reais das temperaturas de excitação  $T_{13}$  e  $T_{18}$  é menor do que a incerteza nos valores deduzidos a partir dos espectros.

- 3º) Na região onde as linhas de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  ( $J=1\rightarrow0$ ) são formadas, a razão das densidades é aproximadamente a razão de abundâncias terrestre dessas espécies, ou seja,  $n(^{13}\text{CO})/n(\text{C}^{18}\text{O}) = 5,5$  como é mostrado por Dickman, McCutcheon e Shuter (1979).
- 4º) As linhas de ambas as espécies são formadas em regiões que tem o mesmo gradiente de velocidades; i.e.,

$$\frac{\Delta V_{18}}{L_{18}} = \frac{\Delta V_{13}}{L_{13}}, \quad (3.1)$$

onde,  $\Delta V_i$  ( $i = 13$  ou  $18$ ) são as larguras de linha das duas espécies e  $L_i$  é o comprimento da região emissora do gás na linha de visada.

Em condições de equilíbrio termodinâmico local, onde é assumido que a excitação dos níveis moleculares é feita basicamente por colisões, o coeficiente de absorção para uma transição rotacional na freqüência  $\nu_r$  é definido por (Lang, 1999),

$$a_{n_r} = \frac{c^2}{8p n_r^2} \frac{n_J}{\Delta n_L} \left( \exp\left(\frac{h \mathbf{n}}{k T_{ex}}\right) - 1 \right) A_J, \quad (3.2)$$

onde,  $T_{ex}$  é a temperatura de excitação<sup>1</sup> do gás,  $n_J$  é a densidade de moléculas no nível  $J$ ,  $\Delta n_L$  é a largura de linha a meia altura (FWHM) e  $A_J$  é o coeficiente de Einstein para uma transição de dipolo elétrico espontânea, i.e.,

---

<sup>1</sup> A temperatura de excitação  $T_{ex}$  de um gás no E.T é definida pela equação de Boltzmann.

$$A_J = \frac{64\mathbf{p}^4 \mathbf{n}_r^3}{3hc^3} |\mathbf{m}_J|^2, \quad (3.3)$$

onde o elemento de matriz de dipolo elétrico para uma transição de um nível designado pelo número quântico de rotação  $J$  é dado por:

$$|\mathbf{m}_J|^2 = \mathbf{m}^2 \left( \frac{J+1}{2J+3} \right), \text{ para a transição } J+1 \rightarrow J. \quad (3.4)$$

A constante  $\mu$  que aparece na expressão acima é o momento de dipolo elétrico da molécula.

A partir da definição de profundidade óptica e podemos obter uma relação entre as profundidades ópticas do  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

A definição de profundidade óptica dada por:

$$\mathbf{t}_{\mathbf{n}_r} = \int_0^L \mathbf{a}_{\mathbf{n}} \, ds. \quad (3.5)$$

Utilizando (3.5) e as Equações (3.1), (3.3) e (3.4) para as duas variedades isotópicas de CO e fazendo a razão das duas, chega-se a seguinte expressão:

$$\frac{\mathbf{t}_{13}}{\mathbf{t}_{18}} = \frac{n_{13}(J=1)}{n_{18}(J=1)} \frac{L_{13}}{L_{18}} \frac{\Delta V_{18}}{\Delta V_{13}} \frac{J(T_{18})}{J(T_{13})}, \quad (3.6)$$

onde,  $J(T_i) = T_0[\exp(T_0/T_i) - 1]$  ( $i = 13$  ou  $18$ ) com  $T_0 = h\mathbf{n}/k$ .

Tendo em vista a hipótese 2 e 3 feitas acima a expressão 3.6 reduz-se à

$$\mathbf{t}_{13} = 5,5 \mathbf{t}_{18}. \quad (3.6.i)$$

### 3.1.1. Estimativa da Profundidade Óptica das Condensações

Pode-se estimar a profundidade óptica do meio a partir das observações, fazendo uso da solução da equação de transporte radiativo e da expressão que relaciona a temperatura de antena com o ângulo sólido da fonte, o feixe da antena e a temperatura de brilho do meio.

A equação de transporte radiativo pode ser escrita em função da profundidade óptica como:

$$\frac{dI_{\mathbf{n}}}{dt_{\mathbf{n}}} = I_{\mathbf{n}} + B_{\mathbf{n}}, \quad (3.7.i)$$

onde,  $I_{\mathbf{n}}$  é a intensidade de uma fonte contínua de fundo e,  $B_{\mathbf{n}}$ , é a distribuição de corpo negro de Planck, pois, aqui, assumimos que o meio interveniente esteja em equilíbrio termodinâmico (ver Rohlfs e Wilson, 2000).

Em Radioastronomia, é comum o uso da aproximação de Rayleigh-Jeans,  $B_{\mathbf{n}}(RJ) = \frac{2\mathbf{n}^2}{c^2}KT$ ,

para a função de Planck, pois, trabalha-se na região do espectro onde  $h\nu \ll kT$ . Aplicando então a distribuição de Rayleigh-Jeans a (3.7.i) obtém-se:

$$\frac{dT_B}{dt_{\mathbf{n}}} = T_b - T_m, \quad (3.7.ii)$$

onde,  $T_m$  é a temperatura do meio interveniente,  $T_b$  é a temperatura da fonte contínua de fundo e  $T_B$  é a temperatura de brilho resultante.

A solução da equação de transporte radiativo (3.7.ii) pode ser escrita em função da temperatura de brilho considerando um meio interveniente isotérmico, i.e.,  $T_m = k$  ( $k$  = constante) como:

$$T_B = T_b(0)e^{-t_{\mathbf{n}}} + T_m \left( 1 - e^{-t_{\mathbf{n}}} \right). \quad (3.8)$$

Sendo  $T_b(0) = 2,7$  K a temperatura de Radiação de Fundo do Universo, a expressão acima reduz-se a:

$$T_B' = (T_m - 2,7) \left( 1 - e^{-\frac{T_B}{T_m}} \right), \quad (3.9)$$

onde,  $T_B' = T_B - 2,7$  é a temperatura corrigida da radiação cósmica de fundo.

A expressão que relaciona a temperatura de antena com a temperatura de brilho do meio (Kraus, 1986) é:

$$T_A = \frac{\Omega_s}{\Omega_A} T_B \eta e^{-\tau_{atm} \sec z}, \quad (3.10)$$

onde  $\Omega_A$  e  $\Omega_s$  são os ângulos sólidos da antena, i.e. seu feixe e da fonte respectivamente e  $T_A$  e  $T_B$  são as temperaturas de antena e de brilho do meio respectivamente.  $\eta$  é a eficiência de feixe da antena e o termo exponencial corresponde à atenuação atmosférica, onde  $\tau_{atm}$  é a profundidade óptica da atmosfera e  $Z$  é o ângulo zenital do telescópio (a ver Apêndice 3).

Podemos então escrever duas equações para a temperatura de antena, uma para cada variedade isotópica, ou seja:

$$T_{A_{13}} = \frac{\Omega_{s13}}{\Omega_A} T_{B_{13}} \exp(A_{13}), \quad (3.10.i)$$

$$T_{A_{18}} = \frac{\Omega_{s18}}{\Omega_A} T_{B_{18}} \exp(A_{18}), \quad (3.10.ii)$$

onde,  $A_{13}$  e  $A_{18}$  são os coeficientes de atenuação atmosférica para cada variedade isotópica.

Levando em conta que em geral  $\Omega_s > \Omega_A$  pode-se admitir, nas Equações (3.10) acima, que a razão  $\Omega_{si}/\Omega_A \approx 1$  com ( $i = 13, 18$ ), ou seja, o feixe da antena é todo preenchido pela fonte.

Usando a Equação (3.6.i), em conjunto com, (3.10.i) e (3.10.ii) para cada uma das espécies e fazendo a razão das duas obtém-se:

$$\frac{T_{A_{13}}^*}{T_{A_{18}}^*} = \frac{\left(1 - e^{-5,5t_{18}}\right)}{\left(1 - e^{-t_{18}}\right)} . \quad (3.11)$$

Na Expressão (3.11) acima o índice estrela sobreescrito nas temperaturas de antena de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , significa que tais temperaturas de antena já estão corrigidas para a atenuação atmosférica. A partir daí a estimativa da profundidade óptica é imediata.

### 3.1.2. Determinação da Temperatura de Excitação

Para determinar a expressão para a temperatura de excitação ( $T_{18}$ ) da transição ( $J=1 \rightarrow 0$ ) do  $\text{C}^{18}\text{O}$  podemos usar novamente, da solução da Equação de transporte radiativo (3.7.i) e corrigir a mesma pelos parâmetros da antena. A solução da Equação 3.7.i é:

$$I_n = B_n(2,7)e^{-t_n} + B_n(T)\left(1 - e^{-t_n}\right). \quad (3.12.i)$$

Neste caso, a fonte de fundo  $B_n(2,7)$  é a radiação cósmica de fundo que contamina as medições feitas pelo radiotelescópio e, portanto, essa componente deve ser removida das observações. Uma forma de se fazer isto, é subtrair de (3.12.i) a quantidade  $B_n(2,7)$ . Assim, fica que:

$$I_n^* - B_n(2,7) = (B_n(T_{18}) - B_n(2,7))\left(1 - e^{-t_{18}}\right)\eta\Phi, \quad (3.12.ii)$$

onde  $I_n^*$  é a intensidade medida pela antena corrigida para a atenuação atmosférica,  $\eta$  é a eficiência do feixe (0,9 para o SEST) e  $\Phi$  é o fator de preenchimento do feixe que é

assumido  $\approx 1$ .  $B_n(T_{18})$  é função de corpo negro para a emissão das moléculas de  $C^{18}O$ . Aplicando o limite de Rayleigh-Jeans no lado esquerdo da Expressão (3.12.ii) e admitindo que a distribuição é de corpo negro, obtém-se:

$$T_B^*(C^{18}O) = (J(T_{18}) - J(2,7)) \left( 1 - e^{-\tau_{18}} \right) h\Phi , \quad (3.13)$$

onde,  $T_B^*(C^{18}O) = T_A^* - 2,7$  K é a temperatura de brilho do pico da linha de  $C^{18}O$  já corrigida da atenuação atmosférica e pela radiação de fundo de 2,7 K.  $T_A^*$  é a temperatura de antena corrigida da atenuação atmosférica.

Explicitando  $T_{18}$  em (3.13) obtém-se a seguinte expressão:

$$T_{18} = T_0 \left\{ \ln \left[ 1 + \frac{T_0}{J(2,7) + \left( T_B^*(C^{18}O) / h\Phi \left( 1 - e^{-\tau_{18}} \right) \right)} \right] \right\}^{-1} . \quad (3.14)$$

### 3.1.3. Estimativa da Densidade de Coluna.

Para estimar a densidade de coluna de moléculas de  $C^{18}O$  no nível  $J = 1$ , usamos as definições de profundidade óptica e do coeficiente de absorção. Portanto, integrando a Expressão (3.2) e usando (3.3) e (3.4), obtemos diretamente a expressão para a densidade de coluna como função de  $\tau_{18}$ , a largura de linha de  $C^{18}O$   $\Delta_{v18}$  e  $J(T_{18})$ .

$$N_{18}(J=1) = 3,86 \times 10^{14} \tau_{18} J(T_{18}) \Delta_{v18} . \quad (3.15)$$

A densidade de coluna total,  $N_{18}$ , é obtida a partir da densidade de coluna no nível  $J = 1$  e pela Relação (3.16) abaixo,

$$N_{\text{Tot}}(C^{18}O) = N_{J=1} \times f_I^{-1} , \quad (3.16)$$

onde,

$$f_1^{-1} = \frac{\sum_{J=0}^{J_{\max}} (2J+1) \exp\left[-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{18}}\right]}{3 \exp\left[-\frac{2hB}{kT_{18}}\right]}, \quad (3.17)$$

onde  $2J+1$  é o peso estatístico do nível  $J$  e  $B = 54,89$  GHz é a constante de rotação do  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

Na expressão (3.17) acima, a soma foi calculada numericamente e truncada em  $J_{\max}=7$  onde a variação relativa na soma é menor que 0,1%.

Onde não foi possível determinar a profundidade óptica de  $\text{C}^{18}\text{O}$ , calculamos a densidade de coluna de  $^{13}\text{CO}$  das condensações conforme o procedimento abaixo.

A partir do coeficiente de absorção escrito como:

$$\mathbf{a}_n = \frac{c^2}{8p} \frac{1}{n^2} n_J A_J \left[ \exp\left(\frac{h\mathbf{n}}{kT}\right) - 1 \right] \mathbf{j}(\mathbf{n}), \quad (3.18)$$

onde  $\phi(v)$  é o perfil de linha assumido Gaussiano, pois assumimos que o mecanismo de alargamento predominante é o Doppler gerado pela distribuição maxwelliana de velocidades das moléculas do gás e da profundidade óptica (3.5), podemos obter uma expressão para a densidade de coluna, integrando ambos os membros de (3.18) ao longo do comprimento da fonte, resultando em:

$$N_j \mathbf{j}(\mathbf{n}) = \frac{8p}{c^2} \frac{n^2}{A_J} \left[ \frac{1}{\exp\left(\frac{h\mathbf{n}}{kT}\right) - 1} \right] \mathbf{t}_n. \quad (3.19)$$

Integrando novamente (3.19) com relação à freqüência  $v$  e levando em conta que;

$$\mathbf{j}(\mathbf{n})d\mathbf{n} = f(v)dv \quad (3.20.i) \quad \text{e} \quad \Delta v/v = v/c \quad (\text{efeito Doppler}) \quad (3.20.ii)$$

onde  $f(v)$  é a distribuição maxwelliana de velocidades das moléculas do gás e que  $dv = dv/\lambda_J$  devido ao efeito Doppler, obtemos a seguinte expressão para a densidade de coluna:

$$N_J (J = 1) = \frac{8p}{c^2} \frac{n^2}{A_J} \left( \frac{kT}{h\mathbf{n}} \right) \int t_{\mathbf{n}} dv . \quad (3.21)$$

A Equação (3.21) pode ser escrita utilizando a Equação (3.9) para a temperatura de brilho como:

$$T = T_B / (1 - \exp(-\tau_v)), \quad (3.22)$$

que para o caso opticamente fino  $\tau_v \ll 1$  reduz-se a  $T = T_B/\tau_v$ . Introduzindo este limite em 3.21 obtemos:

$$N_J (J = 1) = \frac{8p}{c^3} \frac{n^3}{A_J} \left( \frac{k}{h\mathbf{n}} \right) \int T_B dv , \quad (3.23)$$

onde  $\int T_B dv$  em (3.23) é a área sob a linha espectral em Kkm/s.

Para obter a expressão para a densidade de coluna total para o  $^{13}\text{CO}$  multiplica-se (3.23) pela razão da função de partição (3.17). Para a transição ( $J=1 \rightarrow 0$ ) do  $^{13}\text{CO}$ , usando os valores numéricos das constantes em (3.23) após a multiplicação por 3.17 obtemos:

$$N(^{13}\text{CO total}) = 6,32 \times 10^{-14} \int_{v=linha} T_B dv \quad \text{cm}^{-2} , \quad (3.24)$$

onde  $A_{J,13} = 6,48 \times 10^{-8} \text{s}^{-1}$ .

Para a transição  $J=1 \rightarrow 0$ , a Equação (3.24) também é válida para o cálculo de  $N(C^{18}O)$ , pois, neste caso, o coeficiente de Einstein para transições espontâneas  $A_{J=1 \rightarrow 0}$  que entra na derivação é o mesmo para as duas espécies de moléculas (Rohlfs e Wilson, 2000).

### 3.1.4. Estimativa da Extinção Visual

Para estimar a extinção visual das condensações utilizamos a relação obtida por Frerking, Langer e Wilson (1982) (FLW, 1982) abaixo, para condensações que apresentam densidades de coluna de  $C^{18}O$  maior ou igual a  $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$ . Estudos mais detalhados são necessários para saber se esta relação é a mais apropriada para o Escorpião.

$$A_v = 6,2 \times 10^{-15} N(C^{18}O) + 1,4 \text{ mag} . \quad (3.25)$$

Para condensações em que não foi possível estimar a densidade de coluna de  $C^{18}O$ , mas somente a densidade de coluna de  $^{13}CO$  utilizamos a expressão abaixo, derivada também por FLW, que relaciona a extinção visual com a densidade de coluna de  $^{13}CO$ , para regiões de extinção visual entre 1 e 5 mag.

$$A_v = 7,14 \times 10^{-16} N(^{13}CO) + 1 \text{ mag} . \quad (3.26)$$

Estas duas relações foram derivadas a partir de um ajuste linear de mínimos quadrados do diagrama de densidade de coluna versus extinção visual determinada através de fotometria para diversas condensações da região do Touro.

### 3.1.5. Estimativa da Densidade de Coluna de H<sub>2</sub> e da Densidade Volumétrica

Para estimar a densidade de coluna de hidrogênio molecular N(H<sub>2</sub>), utilizamos a bem estabelecida relação de Bohlim, Savage e Drake (1978) dada por:

$$N(H_2) = 0,94 \times 10^{21} A_v \text{ cm}^{-2}. \quad (3.27)$$

Para estimar a densidade volumétrica média de H<sub>2</sub>, utilizamos a seguinte relação:

$$n(H_2) = N(H_2)/L \text{ cm}^{-3}, \quad (3.28)$$

onde o tamanho médio das condensações dado por  $L = \sqrt{ab}$  e  $a$  e  $b$  são os eixos maior e menor da elipse ajustada à condensação respectivamente.

### 3.1.6. Estimativa da Massa das Condensações

Para estimar um limite superior para a massa das condensações fazemos uso do modelo de esfera uniforme onde as condensações são consideradas como esferas com densidade de massa constante.

Tendo em vista que a massa total contida em uma esfera de raio R e densidade de massa  $\rho$  é dada por:

$$M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho, \quad (3.29)$$

A partir de (3.28) podemos obter a seguinte para a massa de uma condensação:

$$M = 22,2 \left( \frac{N(H_2)}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \left( \frac{L}{pc} \right)^2 M_\odot, \quad (3.30)$$

onde,  $\rho = \mu m_H \times n(H_2)$ , e  $\mu=2,29$  é a massa média por partícula que é calculada para uma nuvem molecular com 25% de Hélio (Evans, 1999),  $R = L/2$ ,  $m_H=1,6735 \times 10^{-24}$  g é a massa do átomo de hidrogênio e  $n(H_2)$  é a densidade média de  $H_2$ .

### 3.2. Identificação e Classificação dos OEJs Associados às Condensações

Utilizamos os dados de fluxo no infravermelho distante nas bandas de 12, 25, 60 e 100  $\mu m$ , obtidos através do catálogo de fontes puntiformes *IRAS* (*IRAS Point Source Catalog*) versão 2.0, para identificar e classificar os candidatos a OEJ associados às condensações. A partir desses dados, calculamos suas luminosidades e temperaturas bolométricas para classificá-los de acordo com suas fases evolutivas. A luminosidade bolométrica de um objeto é a sua luminosidade integrada em todos os comprimentos de onda ou freqüência, isto é, sua luminosidade total. Como os OEJs, nos estágios evolutivos iniciais, emitem a maior parte de sua energia no infravermelho distante e nas bandas milimétrica e sub-milimétrica do espectro eletromagnético, aproximamos a luminosidade bolométrica pela luminosidade IRAS mais uma correção bolométrica descrita no item 3.2.1 abaixo. A temperatura bolométrica de um objeto que possui um espectro de emissão  $S_v$  é a temperatura de um corpo negro que possui a mesma freqüência média desse espectro contínuo (Myers e Ladd, 1993). Para classificar os objetos de acordo com sua fase evolutiva, utilizamos o diagrama  $\log L_{bol} \times \log T_{bol}$  (diagrama BLT), um análogo próximo do diagrama H-R (Chen et al. 1995), onde sua posição neste diagrama indicará em qual classe, (0, I, II, III) ou fase evolutiva, o objeto se encontra. O diagrama BLT possui a mesma seqüência principal do diagrama H-R, ou seja, neste diagrama a evolução espectral de um OEJ ocorre na direção da seqüência principal, a partir de baixas temperaturas bolométricas ( $\approx 30$  K) até altas temperaturas ( $\approx 4000$  K), a qual caracteriza um objeto pré-seqüência principal.

A vantagem do uso do diagrama BLT vem do fato de que, este, conecta continuamente as fases de protoestrelas embebidas com as fases mais evoluídas de objetos pré-sequência principal e de sequência principal, nas quais, muitas vezes, já são detectados na faixa visível do espectro eletromagnético.

A Figura 3.1 mostra a distribuição no diagrama BLT de 235 OEJs selecionados na região de Taurus e Ophiucus. Neste diagrama, os círculos abertos são fontes de tipo espectral conhecido e os fechados são de tipos desconhecidos. Fontes sem picos no espectro estão indicadas por setas. A sequência principal é mostrada na figura como uma linha inclinada.

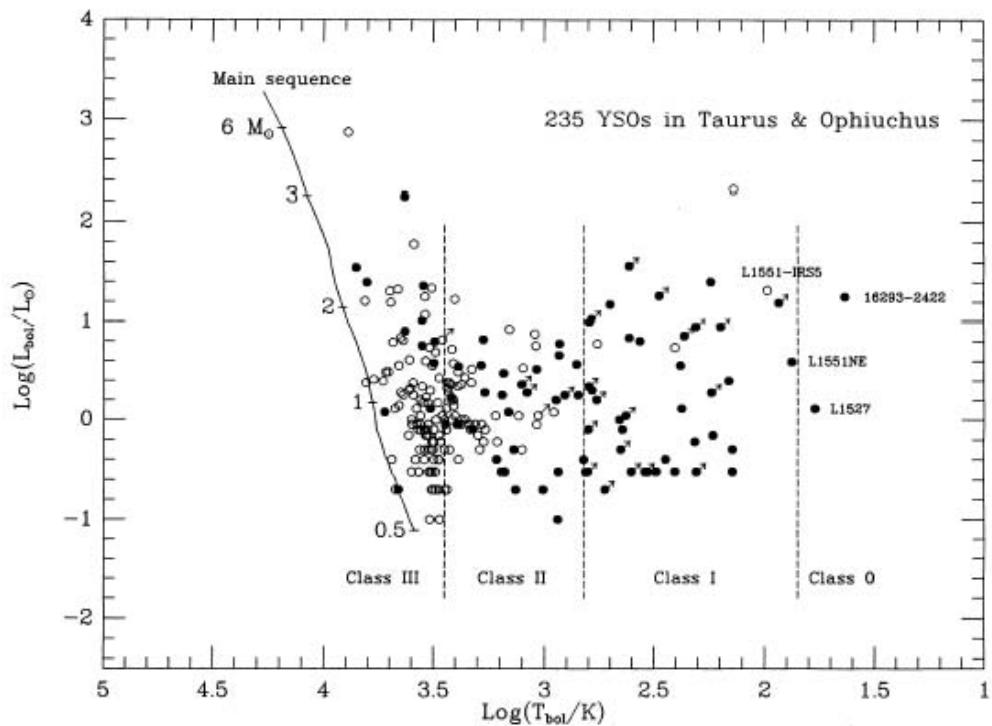


FIGURA 3.1. Diagrama BLT para 235 objetos.

FONTE: Chen et al. 1995.

Conforme descrito no item 3.2.1 abaixo, para o cálculo da luminosidade bolométrica são utilizados, a metodologia de Parker (1991), os dados do IPSC versão 2.0 mencionado acima e a temperatura bolométrica é calculada a partir da definição de Myers e Ladd (1993).

### 3.2.1. Cálculo da Luminosidade e Temperatura Bolométrica dos OEJs

O cálculo da  $L_{bol}$  é feito a partir das densidades de fluxo dos OEJs nas bandas *IRAS* utilizando as expressões abaixo.

$$L_{bol} = L_{IRAS} + \mathbf{DL}, \quad (3.31)$$

onde,

$$L_{IRAS} = 4\pi D^2 \int_{12}^{100} S_I dI \Rightarrow$$

$$L_{IRAS} \approx 4,7 \times 10^{-6} D^2 \left( \frac{S_{12}}{0,79} + \frac{S_{25}}{2} + \frac{S_{60}}{3,9} + \frac{S_{100}}{9,9} \right) L_{sol} \quad . \quad (3.32)$$

$L_{IRAS}$  é a luminosidade calculada considerando-se apenas as densidades de fluxo  $S$ , em Jy, nas quatro bandas *IRAS* e  $D$  é a estimativa de distância do objeto, em pc, que no caso das condensações do Escorpião é de 145 pc.

A correção bolométrica,  $\Delta L = 5,33 \times 10^{-5} D^2 (S_{\lambda}/\lambda_{\max}) L_{\odot}$  Myers et al. (1987), considera um decaimento linear da distribuição espectral de energia do objeto a partir do comprimento de onda cuja densidade de fluxo apresenta maior intensidade, isto é, na região de comprimentos de onda crescentes a partir do pico do espectro. No caso dos objetos estelares mais jovens, classes 0 e I, este pico, normalmente, se encontra entre 100 e 300  $\mu\text{m}$

(Ladd et al.1991). Neste trabalho, utilizamos a banda de 100  $\mu\text{m}$  do IRAS como referência para o pico do espectro, assim, a expressão para a correção bolométrica utilizada fica:

$$\Delta L = 5,33 \times 10^{-5} D^2 (S_{100}/100) L_{\odot} . \quad (3.33)$$

Como no caso da luminosidade bolométrica, a temperatura bolométrica é calculada a partir das densidades de fluxo das bandas IRAS e a partir da equação de Myers e Ladd (1993).

$$T_{bol} = \left[ \frac{\zeta(4)}{4\zeta(5)} \right] \frac{\hbar \bar{n}}{2\pi k} = 1,25 \times 10^{-11} \bar{n} (\text{KHz}^{-1}), \quad (3.34)$$

onde,  $\zeta(n)$  é a Função Zeta de Riemann de argumento  $n$ ,  $h$  é a constante de Planck racionalizada e  $k$  é a constante de Boltzmann a freqüência média é dada por:

$$\bar{n} = \frac{\int_0^{\infty} n S_n dn}{\int_0^{\infty} S_n dn} \approx \frac{\sum_{n=12}^{100} n S_n}{\sum_{n=12}^{100} S_n} , \quad (3.35)$$

onde, em (3.34), usamos as densidades de fluxo IRAS, como pesos.

A Tabela 3.1 mostra os intervalos típicos da temperatura bolométrica para cada classe de OEJ.

TABELA 3.1. Temperaturas típicas de OEJs.

Classe 0	Classe I	Classe II	Classe III
$T_{bol} < 70 \text{ K}$	$70 \text{ K} < T_{bol} < 650 \text{ K}$	$650 \text{ K} < T_{bol} < 2800 \text{ K}$	$2800 \text{ K} < T_{bol} < 5000 \text{ K}$

FONTE: Furuya et al. (2001).

### 3.2.2. Seleção de Fontes “IRAS” Candidatas a OEJ

O IPSC tem sido amplamente utilizado para identificar objetos astronômicos, de diversos tipos, a partir das densidades de fluxo nos intervalos de comprimentos de onda observados pelo satélite IRAS. Este é o caso de regiões HII compactas, galáxias, nebulosas planetárias, estrelas bem como OEJs. Portanto as fontes puntiformes IRAS, candidatas a OEJ, serão selecionadas a partir de suas localizações no diagrama cor-cor IRAS já que estes objetos ocupam regiões bem definidas neste diagrama (Emerson, 1987). Par este fim, utilizamos o índice de cor IRAS, entre dois comprimentos de onda, fornecidos pela expressão (Parker, 1991):

$$[S_j - S_i] = \log_{10} \left( \frac{S_j}{S_i} \right), \quad (3.36)$$

onde,  $S_j$  é a densidade de fluxo IRAS de uma de suas bandas com  $j = (12, 25, 60 \text{ e } 100 \mu\text{m})$ .

A Tabela 3.2 mostra alguns valores de “cor” IRAS para alguns tipos de objetos.

TABELA 3.2. “Cores” IRAS de alguns tipos de objetos.

Tipo de objeto	Cor IRAS	Cor IRAS	Cor IRAS
	$[S_{25} - S_{12}]$	$[S_{60} - S_{25}]$	$[S_{100} - S_{60}]$
Corpo negro de 1000 K	-0,47	-0,7	-0,5
Corpo negro de 100 K	1,64	0,44	-0,17
Corpo negro de 50 K	3,69	1,79	0,23
Corpo negro de 30 K	6,39	3,52	0,7
Estrelas	-0,7 a -0,2	-0,9 a -0,4	-0,2 a -0,60
Estrelas do bojo	-0,2 a 0,3	0,8 a -0,2	
Neb. planetárias	0,8 a 1,2	0 a 0,4	-0,4 a 0
T-Tauri	0 a 0,5	-0,2 a 0,4	0 a 0,4
Caroços densos	0,4 a 1,0	0,4 a 1,3	0,1 a 0,7
Galáxias	0 a 0,4	0,6 a 1,2	0,1 a 0,5

FONTE: Emerson (1987).



## CAPÍTULO 4

### RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta Seção, apresentamos e discutimos os resultados obtidos neste trabalho. Primeiramente, fazemos algumas considerações relativas às propriedades observacionais obtidas a partir das observações das linhas ( $J=1\rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  e, após, são discutidas as propriedades físicas derivadas para as condensações bem como os resultados da pesquisa de busca por objetos estelares jovens a partir de fontes IRAS puntiformes e da pesquisa de emissão maser de  $\text{H}_2\text{O}$  em Sc11 e Sc12.

#### 4.1. Propriedades Observacionais

A Tabela 4.1 mostra as propriedades observacionais obtidas a partir das linhas ( $J=1\rightarrow 0$ ) de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Na primeira coluna é apresentado o nome da condensação observada, seguindo a mesma nomenclatura de Vilas-Boas et al. (2000), na segunda e terceira são apresentadas, as coordenadas equatoriais das mesmas relativas ao equinócio de 1950. Nas demais, são apresentados os valores da temperatura de antena corrigida da atenuação atmosférica, da largura de linha (FWHM), da velocidade radial com relação ao padrão local de repouso e da área sob a gaussiana ajustada à linha espectral e seus respectivos valores  $rms^1$ , tanto para  $^{13}\text{CO}$ , quanto para o  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Nas duas últimas colunas são apresentados os eixos maiores,  $l$ , e menores,  $b$ , das elipses ajustadas por inspeção visual às condensações, em minutos de arco.

Nesta Tabela, os espaços em branco correspondem a posições de observação que não apresentaram linha de emissão de  $\text{C}^{18}\text{O}$ , posições com espectros complexos ou onde não foi possível determinar seu tamanho. As linhas correspondentes às condensações Sc25, Sc26 e Sc28 foram deixadas em branco pois apresentaram espectros complexos e estão

---

<sup>1</sup> A sigla  $rms$  significa *root mean square* ou valor quadrático médio.

na Tabela 4.3. A linha correspondente à condensação Sc29 foi deixada em branco, pois esta não apresentou nenhuma emissão.

TABELA 4.1. Propriedades observacionais das condensações.

condensação	$^{13}\text{CO}$ (J=1 - 0)										$\text{C}^{18}\text{O}$ (J=1 - 0)									
	RA (1950) (h, m, s)	DEC (1950) (deg, m, s)	Ta* (K)	rms (K)	FWHM (km/s)	rms (km/s)	$V_{\text{lsr}}$ (km/s)	rms (km/s)	Area (Kkm/s)	rms (Kkm/s)	Ta* (K)	rms (K)	FWHM (km/s)	rms (km/s)	$V_{\text{lsr}}$ (km/s)	rms (km/s)	Area (Kkm/s)	rms (Kkm/s)	I ma	b ma
Sc1	16 45 43	-39 39 54	1,5	0,06	1,4	0,07	-10,7	0,03	2,2	0,1									1,9	1,4
Sc2	16 51 04	-40 26 18	3,5	0,15	1,4	0,07	-17,5	0,03	5,4	0,2	0,3	0,03	1,2	0,15	-17,5	0,06	0,4	0,04	1,4	1,0
Sc3	16 55 04	-36 37 42	3,1	0,1	1,0	0,04	1,0	0,01	3,4	0,11	0,4	0,03	0,9	0,09	1,1	0,04	0,4	0,03	2,8	1,9
Sc4	17 01 06	-36 04 18	4,6	0,03	1,3	0,01	10,9	0,01	6,2	0,04	0,4	0,02	1,4	0,11	11,0	0,04	0,6	0,04	2,4	2,4
Sc5	17 01 25	-36 06 12	2,3	0,04	0,8	0,02	11,3	0,01	1,9	0,03									1,6	1,1
Sc6	17 01 28	-35 59 30	3,2	0,03	0,8	0,01	11,0	0,01	2,8	0,03	0,5	0,03	0,9	0,06	10,9	0,02	0,5	0,03	1,5	1,2
Sc7	17 03 22	-34 09 54	2,6	0,11	0,6	0,03	6,4	0,01	1,7	0,07									5,9	2,4
Sc8	17 04 48	-31 59 00	1,2	0,04	0,8	0,03	14,5	0,01	1,1	0,04									3,1	1,8
Sc9	17 05 00	-36 27 00	2,1	0,08	0,8	0,03	7,1	0,01	1,7	0,06									1,2	0,9
Sc10	17 05 31	-32 03 00	2,0	0,03	1,2	0,02	13,6	0,01	2,5	0,04									1,9	1,7
Sc11	17 07 15	-40 27 54	5,5	0,2	1,0	0,04	5,9	0,01	5,6	0,2	2,0	0,08	0,6	0,02	5,8	0,01	1,3	0,05	4,0	2,8
Sc12	17 07 53	-40 33 55	5,0	0,18	1,2	0,05	5,9	0,02	6,6	0,24	0,9	0,04	0,8	0,05	5,8	0,02	0,7	0,04	6,6	3,6
Sc13	17 08 11	-40 09 30	3,9	0,14	0,8	0,03	6,2	0,02	3,3	0,12	1,4	0,07	0,5	0,03	6,2	0,01	0,8	0,04	5,5	3,3
Sc14	17 10 11	-34 11 54	4,0	0,04	0,9	0,01	9,1	0,01	3,8	0,03	0,8	0,03	0,8	0,04	9,0	0,02	0,7	0,03	1,9	1,4
Sc15	17 12 15	-32 21 36	1,9	0,04	0,9	0,02	13,4	0,01	1,8	0,03									1,7	1,2
Sc16	17 13 32	-32 00 42	0,6	0,04	0,8	0,06	13,9	0,02	0,5	0,03									3,1	2,6
Sc17	17 15 32	-33 12 54	0,4	0,03	3,4	0,35	7,9	0,15	1,3	0,11									3,1	2,0
Sc18	17 15 56	-33 23 48	4,8	0,02	1,4	0,01	7,8	0,01	6,9	0,04	0,8	0,04	0,8	0,05	7,9	0,02	0,7	0,03	3,8	1,4
Sc19	17 16 00	-43 24 00	3,5	0,16	1,3	0,06	-7,6	0,02	4,6	0,21	0,5	0,04	0,9	0,08	-7,7	0,03	0,4	0,03	2,1	2,1
Sc20	17 17 09	-43 17 30	2,9	0,14	1,2	0,07	-7,3	0,03	3,8	0,18	0,3	0,03	0,9	0,14	-7,3	0,03	0,3	0,03	3,8	1,7
Sc21*	17 17 39	-33 28 24	2,6	0,18	0,7	0,05	7,3	0,02	2,1	0,14									2,8	2,6
Sc22	17 18 10	-44 05 54	6,9	0,28	2,1	0,1	-12,9	0,04	15,5	0,63	1,1	0,05	1,7	0,09	-12,9	0,04	2,0	0,09	5,0	0,9
Sc23	17 19 09	-43 35 00	0,8	0,04	1,5	0,1	-7,4	0,04	1,3	0,07									1,9	0,5
Sc24	17 21 42	-40 13 48	1,8	0,08	0,7	0,04	-9,4	0,02	1,4	0,06									8,8	1,9
Sc25*	17 22 59	-36 17 30																	1,2	0,9
Sc26*	17 24 49	-36 33 48																	3,3	2,6
Sc27	17 27 02	-43 06 12	1,6	0,04	1,2	0,03	-13,4	0,01	2,0	0,05										
Sc28*	17 31 53	-33 30 42																		
Sc29	17 34 32	-38 31 36																		
Sc30	17 35 36	-39 14 42	0,2	0,02	2,4	0,27	-4,4	0,11	0,6	0,06										
Sc31	17 42 43	-44 29 42	3,3	0,04	0,8	0,01	6,9	0,01	2,9	0,03										
Sc32	17 44 23	-43 42 12	3,7	0,03	1,0	0,01	7,6	0,01	3,8	0,03									4,7	2,4

Nota: As propriedades observacionais das fontes marcadas com asterisco estão na Tabela 4.3 pois apresentam espectro complexo.

A Tabela 4.2 mostra as propriedades observacionais obtidas a partir das linhas (J=1→0) de  $^{12}\text{CO}$  feitas por Otrupcek et al. (2000). Na primeira coluna é apresentado o nome da condensação observada, e na segunda e terceira, suas coordenadas equatoriais. Nas demais, são apresentados a temperatura de antena, a velocidade radial, a largura de linha e finalmente o seu tamanho óptico em minutos de arco.

TABELA 4.2. Propriedades observacionais – Linhas de  $^{12}\text{CO}$  ( $J = 1 \rightarrow 0$ ).

condensação	RA (1950)	DEC (1950)	$^{12}\text{CO}$ ( $J=1 - 0$ )			
			$T^*_A$	$V_{\text{LSR}}$	FWHM	L
	(h, m, s)	(deg, m, s)	(K)	(Kms $^{-1}$ )	(Kms $^{-1}$ )	(m.a)
Sc1	16 45 43	-39 39 54	7,3	-11,0	1,2	3x2
Sc2	16 51 04	-40 26 18	7,8	-17,1	1,8	5x1
Sc3	16 55 04	-36 37 42	8,5	1,4	1,2	4x3
Sc4	17 01 06	-36 04 18	13,5	1,5	1,4	3x1
Sc5	17 01 25	-36 06 12				
Sc6	17 01 28	-35 59 30	13,5	11,5	1,4	2x1
Sc7	17 03 22	-34 09 54	5,1	6,3	0,4	4x3
Sc8	17 04 48	-31 59 00	7,9	15,4	1,0	2,5x2
Sc9	17 05 00	-36 27 00	7,9	7,7	0,9	3x1
Sc10	17 05 31	-32 03 00	10,3	14,5	1,6	6x3
Sc11	17 07 15	-40 27 54	16,7	6,8	1,4	5x3
Sc12	17 07 53	-40 33 55	15,0	6,9	1,5	6x4
Sc13	17 08 11	-40 09 30	13,1	6,5	1,2	5x4
Sc14	17 10 11	-34 11 54	8,0	8,0	1,0	2x1
Sc15	17 12 15	-32 21 36	6,0	13,9	1,2	3x1,5
Sc16	17 13 32	-32 00 42	7,1	14,9	1,0	3x2
Sc17	17 15 32	-33 12 54	2,8	7,0	3,8	2,5x2,5
Sc18	17 15 56	-33 23 48	10,2	8,3	1,8	4x2
Sc19	17 16 00	-43 24 00	10,6	-7,4	1,4	2x2
Sc20	17 17 09	-43 17 30	12,0	-7,0	1,4	6x5
Sc21	17 17 39	-33 28 24	10,2	7,5	1,2	4x2
Sc22	17 18 10	-44 05 54	14,7	-12,4	2,6	5x3
Sc23	17 19 09	-43 35 00	7,6	-6,7	2,0	6x2
Sc24	17 21 42	-40 13 48	5,6	-8,8	1,9	4x0,5
Sc25	17 22 59	-36 17 30	14,5	6,6	0,7	6x5
Sc26	17 24 49	-36 33 48				5x2
Sc27	17 27 02	-43 06 12	5,5	-13,2	1,5	2x2
Sc28	17 31 53	-33 30 42				4x3
Sc29	17 34 32	-38 31 36	2,1	-3,9	1,3	6x2
Sc30	17 35 36	-39 14 42	4,0	-3,7	2,0	5x4
Sc31	17 42 43	-44 29 42	8,5	7,9	0,9	4x2
Sc32	17 44 23	-43 42 12	11,2	8,6	1,6	6x3

FONTE: Otrupcek et al. (2000).

A Tabela 4.3 mostra os resultados das observações da linha ( $J=1\rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  das condensações que apresentam mais de uma linha espectral (condensações ou fontes com espectros complexos). As colunas mostram, da esquerda para a direita o nome da fonte, suas coordenadas equatoriais, temperatura de antena, velocidade radial, largura de linha. Em seguida são apresentadas as mesmas grandezas referentes às linhas de  $^{13}\text{CO}$ . Os espaços em branco desta Tabela referentes às linhas de  $^{13}\text{CO}$ , correspondem a posições onde não foram observados espectros complexos.

TABELA 4.3. Fontes com espectros complexos de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  ( $J = 1\rightarrow 0$ ).

condensação	RA (1950) (h, m, s)	DEC (1950) (deg, m, s)	$^{12}\text{CO}$ ( $J=1-0$ )			$^{13}\text{CO}$ ( $J=1-0$ )		
			$T^*_A$ (K)	$V_{\text{LSR}}$ (Kms $^{-1}$ )	FWHM (Kms $^{-1}$ )	$T^*_A$ (K)	$V_{\text{LSR}}$ (Kms $^{-1}$ )	FWHM (Kms $^{-1}$ )
Sc7	17 03 22	-34 09 54	5,1	6,3	0,4			
	17 03 22	-34 09 54	6,1	6,9	0,5			
Sc11	17 07 15	-40 27 54	16,7	6,8	1,4			
	17 07 15	-40 27 54	2,2	-8,9	10,1			
Sc12	17 07 53	-40 33 55	15,0	6,9	1,5			
	17 07 53	-40 33 55	5,0	-6,7	8,1			
Sc17	17 15 32	-33 12 54	2,8	7,0	3,8			
	17 15 32	-33 12 54	2,4	-5,4	3,0			
	17 15 32	-33 12 54	9,6	10,2	1,3			
Sc21	17 17 39	-33 28 24	8,5	-0,7	2,6	0,71	-0,91	1,43
	17 17 39	-33 28 24	10,2	7,5	1,2	2,64	7,29	0,73
Sc25	17 22 59	-36 17 30	14,5	6,6	0,7	2,0	6,0	0,5
	17 22 59	-36 17 30	5,3	-24,6	7,4	1,8	-24,3	2,5
	17 22 59	-36 17 30	6,6	-22,4	7,0	2,1	-21,4	1,8
Sc26	17 24 49	-36 33 48	8,7	-13,1	5,0	1,8	-12,6	3,0
	17 24 49	-36 33 48	9,4	-7,8	5,0	1,4	-8,7	4,1
	17 24 49	-36 33 48	6,6	2,2	3,1	2,4	1,7	1,7
	17 24 49	-36 33 48	5,2	-19,1	3,8			
Sc28	17 31 53	-33 30 42	9,4	-4,6	5,0	1,0	-5,0	2,1
	17 31 53	-33 30 42	4,2	7,2	2,9	0,7	7,1	2,1
	17 31 53	-33 30 42	6,3	11,0	1,4	0,5	10,5	1,3

FONTE: Os dados de  $^{12}\text{CO}$  são de Otrupcek et al. (2000).

#### **4.1.1. Espectros de Linhas Rotacionais (J=1® 0) de $^{12}\text{CO}$ , $^{13}\text{CO}$ e $\text{C}^{18}\text{O}$**

De modo geral, os espectros da linha rotacional ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  obtidos por (Otrupcek et al. 2000) e Vilas-Boas et al. (2000) apresentaram, na sua grande maioria, uma única linha espectral com forma gaussiana. Somente algumas condensações listadas na Tabela 4.3 apresentaram espectros com múltiplas linhas espetrais, onde, pelo menos uma delas apresentou desvio da forma gaussiana, alta velocidade radial (até -24,3 km/s) e largura de linha maior do que 2,0 km/s (ver apêndice 7). Estas larguras de linha não são compatíveis com as larguras médias encontradas em Ophiuchus (1,9 km/s), Vela (0,7 km/s) e várias outras nuvens escuras (Vilas-Boas et al., 1994, 2000; Myers et al., 1983). Essas linhas largas com grandes velocidades radiais sugerem que elas sejam provenientes de nuvens moleculares gigantes (GMCs), ao longo da linha de visada, localizadas nos braços espirais da Via Láctea. Em contrapartida, as linhas de  $\text{C}^{18}\text{O}$  apresentam um leve desvio da forma gaussiana, i.e., uma leve assimetria (ver apêndice 7). Os espectros das linhas de  $\text{C}^{18}\text{O}$ , ao contrário dos de  $^{13}\text{CO}$ , não apresentaram múltiplas linhas em seus espectros.

#### **4.1.2. Larguras de Linha (FWHM)**

Neste trabalho, a linha de  $^{13}\text{CO}$  mais larga (3,4 km/s) foi observada em Sc17 enquanto que a mais estreita (0,6 km/s) em Sc7 (ver Tabela 4.1). A média das larguras de linha de  $^{13}\text{CO}$  para 28 das 32 condensações estudadas no Escorpião é de  $1,2 \pm 0,6$  km/s. As larguras de linha de  $\text{C}^{18}\text{O}$ , como é de se esperar, são menores do que as de  $^{13}\text{CO}$ , pois são formadas geralmente nas regiões mais internas das nuvens (Myers, 1995). A largura de  $\text{C}^{18}\text{O}$  mais estreita (0,5 km/s) foi observada em Sc13, e a mais larga em Sc22 (1,7 km/s). Sc22 possui uma região onde foram detectados objetos estelares jovens com uma nebulosa de reflexão associada (Reipurth et al., 1996) e será comentada mais adiante. A largura de linha média de  $\text{C}^{18}\text{O}$  das condensações observadas é de  $0,9 \pm 0,3$  km/s.

A Tabela 4.4 a seguir, mostra as médias de algumas propriedades físicas observacionais e derivadas para as condensações do Escorpião e de 8 nuvens escuras para comparação.

TABELA 4.4. Propriedades físicas de algumas nuvens moleculares.

<i>Nuvem</i>	<i>Número de condensações</i>	$\Delta V(^{13}\text{CO})$ km/s	$\Delta V(\text{C}^{18}\text{O})$ km/s	$N_{18}$ ( $10^{15}\text{cm}^{-2}$ )	$T_{ex}$ (K)	$N(\text{H}_2)$ ( $10^{21}\text{cm}^{-2}$ )
	$^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$					
<i>Taurus</i>	26/26	$1,0 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,2$	$1,6 \pm 1,0$	$10 \pm 2$	$10 \pm 6$
<i>Ophiuchus</i>	14/14	$1,9 \pm 1,0$	$0,8 \pm 0,4$	$2,6 \pm 2,0$	$14 \pm 3$	$14 \pm 10$
<i>Cepheus</i>	06/06	$1,3 \pm 0,4$	$0,6 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,5$	$9 \pm 2$	$7 \pm 2$
<i>Vela</i>	26/19	$0,7 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,3$	$12 \pm 2$	$6 \pm 2$
<i>Musca</i>	16/13	$0,8 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,2$	$10 \pm 4$	$4 \pm 1$
<i>Coalsack</i>	14/06	$0,8 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,3$	$11 \pm 4$	$5 \pm 2$
<i>Cham II</i>	28/11	$1,2 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,3$	$7 \pm 2$	$5 \pm 2$
<i>Cham III</i>	13/08	$1,1 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,5$	$7 \pm 1$	$3 \pm 1$
<i>Escorpião</i>	28/12	$1,2 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,2$	$13 \pm 4$	$3 \pm 2$

Nota: Os resultados desta Tabela para Escorpião são provenientes deste trabalho.

FONTE: Vilas-Boas et al. (1994).

A Tabela 4.4 mostra que a largura de linha média das condensações do Escorpião, tanto para o  $^{13}\text{CO}$ , quanto para o  $\text{C}^{18}\text{O}$ , são muito semelhantes às encontradas na região do Camaleão e Taurus. Um aspecto dessa Tabela que merece destaque é a dispersão das larguras de linha de  $^{13}\text{CO}$  encontradas para o Escorpião. Embora seja inferior a aquela observada em Ophiuchus, ela é pelo menos duas vezes maior do que se observa nas outras nuvens escuras. Como as condensações observadas no Escorpião não fazem parte de uma nuvem escura e estão localizadas em uma região com características mais parecidas com as de Vela, não é recomendável comparar diretamente a dispersão das larguras de linha de  $^{13}\text{CO}$  dessa região com as de outras nuvens escuras, a não ser a própria Vela. Nesse caso, vemos que a dispersão das larguras de linha no Escorpião é 3

vezes maior do que o observado em Vela. Um fator dessa mesma ordem de grandeza foi encontrado por Vilas-Boas et al. (2000), comparando essa mesma dispersão observada em Ophiuchus com outras nuvens escuras. No caso dessas nuvens, os autores sugeriram que essa diferença poderia resultar da ação de um choque de baixa velocidade que está penetrando em Ophiuchus. No caso do escorpião, como se trata de condensações localizadas entre latitudes galácticas de +6 a -8, a dispersão pode ser reflexo das diferentes condições físicas de suas nuvens progenitoras, mas esta questão ainda deve ser explorada com maior detalhe.

#### 4.1.3. Velocidades Radiais

Nesta Seção, discutiremos a distribuição de velocidades radiais das linhas ( $J=1\rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  observadas no Escorpião. As figuras 4.2(a) e 4.2(b) mostram os histogramas dessas velocidades radiais.

Podemos ver claramente, em ambos os histogramas, que existem duas regiões de velocidades radiais distintas: uma com velocidades entre -5 e -18 km/s e outra com velocidades entre 1 e 15 km/s. Ambas as distribuições apresentam picos bem definidos em torno de -7,5 km/s e 7,5 km/s. Essas distribuições de velocidades parecem concordar com a hipótese de que elas são produzidas por uma concha de gás em expansão com velocidade radial menor ou igual a 18 km/s. Resultado similar foi obtido por Vilas-Boas et al. (2000) a partir da análise apenas da transição ( $J=1\rightarrow 0$ ) de  $^{13}\text{CO}$ . A inclusão da linha ( $J=1\rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$  nessa amostra fortalece a análise estatística dos dados. Esse cenário parece concordar com aquele proposto por deGeus (1988), derivado de observações de HI, segundo o qual, a região do Escorpião Superior era originalmente formada por uma grande nuvem de gás neutro. Devido a sua intensa atividade de formação de estrelas de grande massa (*associação de estrelas OB do Escorpião*) e eventos de supernova naquele região, foram geradas ondas de choque. Estas ondas de choque, aceleraram o gás ao seu redor criando uma concha em expansão com velocidade média de 10 km/s.

Estudos recentes da vizinhança solar, através do dubleto D de NaI em 5890 Å (Lallemand et al., 2003) mostraram que o Sol se encontra no centro de uma bolha de plasma (Bolha Local, ver Figura 4.1) e que o gás neutro mais próximo está localizado a mais de 60 pc quando observado na direção do centro galáctico. Nessa mesma direção foi encontrada uma bolha de plasma circundada por gás neutro que se estende do hemisfério norte ao hemisfério sul galáctico, tendo ao norte  $\rho$  Ophiuchus e ao sul Corona Australis.

As condensações do Escorpião observadas nesse trabalho encontram-se exatamente no intervalo entre essas duas nuvens moleculares e devem se localizar nas bordas dessa concha de gás neutro em expansão. Figura 4.1 mostra um esquema da Bolha Local, também chamada de Chaminé Local. A região do Escorpião encontra-se entre Corona Australis e Ophiuchus. As linhas que partem do Sol mostram aproximadamente a região coberta pelas observações.

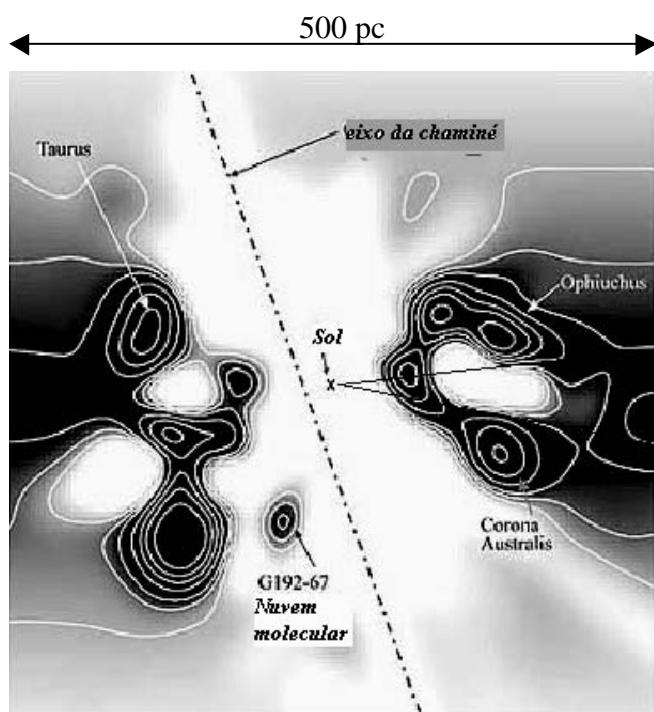


FIGURA 4.1. Região da Bolha Local.

FONTE: Space Flight Now (2004)

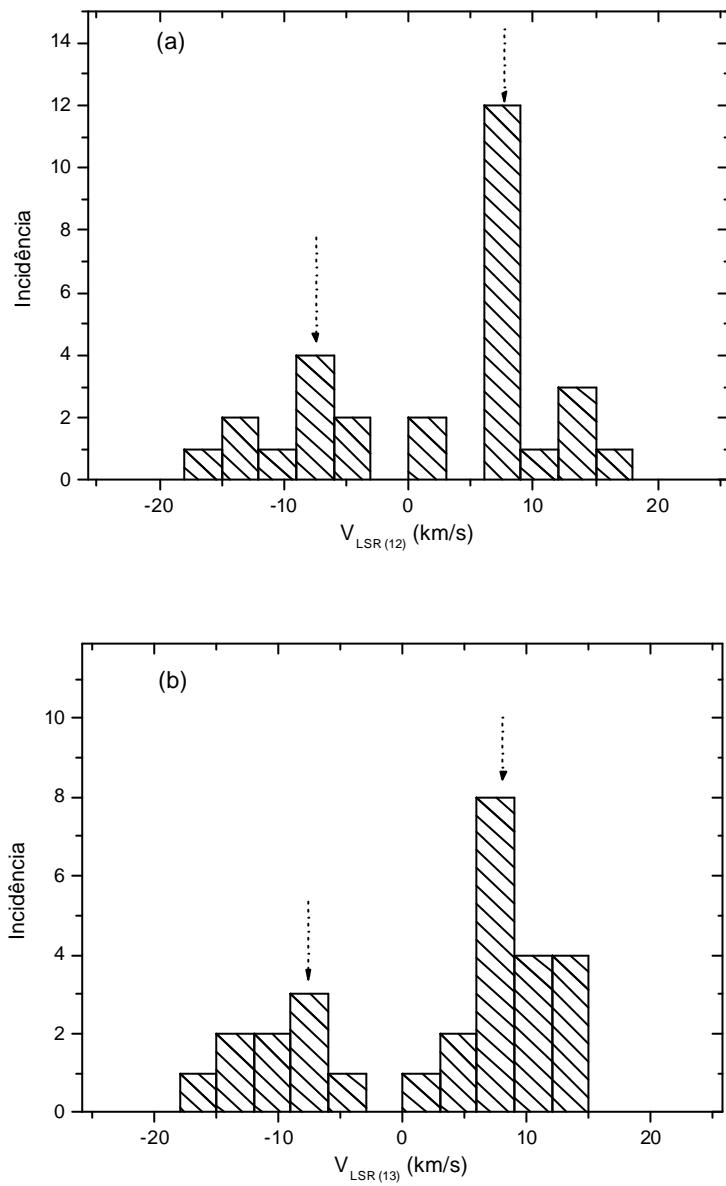


FIGURA 4.2. Distribuição de velocidades radiais para as linhas de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$ .

## 4.2. Propriedades Físicas Derivadas

Nesta Seção, apresentamos e discutimos as propriedades físicas das condensações derivadas das observações das linhas de emissão rotacional de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

A Tabela 4.5 a seguir, mostra as propriedades físicas derivadas para as condensações. Da esquerda para a direita são apresentados: o nome da condensação, o valor estimado da profundidade óptica da linha de  $\text{C}^{18}\text{O}$  seguida da profundidade óptica da linha de  $^{13}\text{CO}$ , a temperatura de excitação, a densidade de coluna de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , extinção visual, densidade de coluna de  $\text{H}_2$  e tamanho das condensações. Em seguida são apresentados: a densidade média, a estimava para o limite inferior da massa das condensações e a massa do Virial.

**TABELA 4.5. Propriedades físicas derivadas para as condensações.**

condensação	$t_{18}$	$t_{13}$	$T_{\text{ex}}$ (K)	$N_{13}$ ( $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ )	$N_{18}$ ( $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ )	$A_V$ (mag)	$N(\text{H}_2)$ ( $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )	$L$ (pc)	$n(\text{H}_2)$ ( $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ )	Massa ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{virial}}$ ( $M_{\odot}$ )
Sc1		0,2	11	14,0		2,0	1,9	0,07	8,7	0,2	14,2
Sc2	< 0,05	0,6	12	34,4	2,6	3,0	2,8	0,05	18,3	0,2	10,9
Sc3	< 0,05	0,5	13	21,5	2,6	3,0	2,8	0,10	9,2	0,6	10,9
Sc4	< 0,05	0,4	18	39,1	3,8	3,8	3,5	0,10	11,4	0,8	16,4
Sc5			10	12,1		1,9	1,8	0,06	9,5	0,1	3,9
Sc6	< 0,05	0,3	18	17,6	3,1	3,3	3,1	0,06	16,9	0,2	4,1
Sc7		0,7	9	10,7		1,8	1,7	0,16	3,4	0,9	6,0
Sc8		0,2	12	6,7		1,5	1,4	0,10	4,5	0,3	7,1
Sc9		0,3	12	10,9		1,8	1,7	0,04	13,6	0,1	2,6
Sc10		0,2	15	15,8		2,1	2,0	0,07	9,3	0,2	10,2
Sc11*	0,39	2,1	8	63,9	7,7	6,2	5,8	0,15	12,6	2,9	14,2
Sc12	< 0,05	0,4	20	41,4	4,7	4,3	4,0	0,20	6,6	3,6	31,8
Sc13*	0,39	2,1	8	57,3	6,9	5,7	5,4	0,18	9,7	3,9	12,1
Sc14*	0,05	0,2	24	62,0	10,1	7,6	7,2	0,07	33,2	0,8	5,6
Sc15		0,4	10	11,6		1,8	1,7	0,06	9,3	0,1	5,0
Sc16		0,1	11	3,3		1,2	1,2	0,12	3,1	0,4	8,7
Sc17		0,2	6	8,0		1,6	1,5	0,10	4,8	0,3	121,4
Sc18	< 0,05	0,6	15	43,5	4,1	3,9	3,7	0,10	12,0	0,8	19,1
Sc19	< 0,05	0,4	15	29,3	2,7	3,1	2,9	0,09	10,4	0,5	14,8
Sc20	< 0,05	0,3	17	24,2	1,7	2,5	2,3	0,15	5,0	1,2	23,8
Sc21		0,3	15	13,0		1,9	1,8	0,11	5,3	0,5	6,2
Sc22	< 0,05	0,6	20	97,7	12,5	9,1	8,6	0,18	15,4	6,2	84,1
Sc23		0,1	12	8,0		1,6	1,5				
Sc24		0,4	9	8,9		1,6	1,5	0,04	12,5	0,1	2,2
Sc25	0,14	20	6,3			1,4	1,4				
Sc26			10	27,8		3,0	2,8	0,34	2,7	7,2	108,1
Sc27		0,3	9	12,9		1,9	1,8	0,04	14,6	0,1	5,9
Sc28			10	3,9		1,3	1,2	0,20	1,9	1,1	34,9
Sc29			10								
Sc30	0,045	9	3,7			1,3	1,2				
Sc31	0,5	13	18,5			2,3	2,2				
Sc32	0,4	16	24,1			2,7	2,6	0,14	5,9	1,1	14,1

Nota: As temperaturas indicadas por asterisco foram determinadas a partir das linhas de  $^{13}\text{CO}$  e  $^{18}\text{CO}$ .

#### 4.2.1. Profundidade Óptica

Neste trabalho, a estimativa das profundidades ópticas  $\tau_{18}$  e  $\tau_{13}$  a partir das linhas ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  foi possível somente para as condensações Sc11, Sc 13 e Sc14 (ver Tabela 4.5). Nas condensações onde foi possível estimar  $\tau_{18}$ , esse valor foi utilizado para estimar  $\tau_{13}$  pois amostra regiões mais densas das nuvens. Para as outras condensações, utilizamos as linhas ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  para estimar  $\tau_{13}$ . Neste caso usamos a mesma metodologia apresentada no Capítulo 3 agora aplicada a essas linhas.

Na Tabela 4.5 o valor 0,05 para  $\tau_{18}$  das condensações foi admitido como um limite superior devido a limitações do modelo teórico utilizado para produzir valores menores do esse, por esse motivo  $\tau_{18}$  foi determinado somente para Sc11, Sc 13 e Sc14.

A profundidade óptica média da transição ( $J=1 \rightarrow 0$ )  $^{13}\text{CO}$  estimada a partir das linhas de  $^{13}\text{CO}$  e  $^{12}\text{CO}$  foi  $\langle\tau_{13}\rangle = 0,3 \pm 0,2$ . O maior valor (0,7) foi encontrado em Sc7 e o menor (0,045) em Sc 30. Nessa média não estão incluídos os valores de  $\tau_{13}$  referentes às condensações Sc11, Sc13 e Sc14, pois foram calculados a partir de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

Para estimar  $\tau_{13}$  a partir de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$ , utilizamos a relação de abundância  $R_{\text{CO}} \equiv [^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}] = 57$ . Se assumirmos esse valor igual a 40, conforme sugerido por Wannier et al (1976), a estimativa da profundidade óptica varia menos do que 0,1% do valor anterior. Existe uma grande discussão a respeito da razão de abundância de  $^{12}\text{CO}$  e suas variedades isotópicas, uma vez que, são observadas variações de nuvem para nuvem e dentro de uma mesma nuvem, devido a muitos fatores. De acordo com Langer et al. (1980) a razão de abundância pode variar de nuvem para nuvem, devido pelo menos a quatro fatores:

1°. A abundância de  $^{13}\text{CO}$  pode ter aumentado nos últimos 4,5 bilhões de anos devido a nucleossíntese e enriquecimento do meio interestelar pelas estrelas;

2°. A determinação das abundâncias relativas envolve hipóteses incorretas no processo de transferência radiativa;

3°. A razão de abundância isotópica de oxigênio pode não ser terrestre;

4°. Possibilidade de ocorrência de fracionamento químico com o carbono que pode ocorrer devido à seguinte reação,  $^{13}\text{C}^+ + ^{12}\text{CO} \rightarrow ^{13}\text{CO} + ^{12}\text{C}^+ + \Delta E$ .

Quando estimamos a profundidade óptica a partir de pares de moléculas compostos por duas variedades isotópicas distintas da mesma molécula, podemos estar amostrando a opacidade para diferentes camadas ou regiões da nuvem molecular. A razão de abundância solar de  $^{12}\text{CO}$  para  $^{13}\text{CO}$  para  $\text{C}^{18}\text{O}$  segue a relação 1:1/45:1/500:1/2000. Logo, a abundância de  $^{12}\text{CO}$  é bem maior do que a de  $^{13}\text{CO}$  que por sua vez é bem maior do que a de  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Por esse motivo, as transições de  $^{12}\text{CO}$  podem ser opticamente espessas em lugares em que  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  são opticamente finos. O mesmo pode acontecer com  $^{13}\text{CO}$  em relação a  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Isso significa que essas emissões, dependendo de suas opacidades, podem fornecer informações sobre regiões de características distintas, mesmo quando se observa uma mesma condensação. Objetos extensos de baixa densidade e sujeito a um campo de radiação externo podem ter uma forte emissão de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  e baixa contribuição para a emissão de  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Neste caso, a emissão do  $^{12}\text{CO}$  pode ter uma forte contribuição das camadas mais externas das nuvens.

De acordo com Van Dishoek e Black (1988) variações apreciáveis dessas razões de abundâncias podem resultar da destruição seletiva de algumas dessas variedades isotópicas, pelo campo de radiação externo. Esse é o caso, por exemplo, da molécula de  $^{13}\text{CO}$  que em uma nuvem molecular tem sua taxa de dissociação por radiação reduzida devido à molécula de hidrogênio molecular. O mesmo não acontece com o  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

A destruição seletiva das moléculas de  $\text{C}^{18}\text{O}$  pode ter ocorrido em algumas condensações do Escorpião, já que a baixa densidade de coluna dessas condensações, aliada a um campo de radiação UV interestelar intenso, proveniente da associação de estrelas OB do Escorpião, pode ter dado margem a este processo.

#### 4.2.2 Temperatura de Excitação

A temperatura de excitação do monóxido de carbono foi determinada a partir das linhas de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , somente para Sc11, Sc13 e Sc14. Essas são as posições onde foi possível estimar a profundidade óptica  $\tau_{18}$ . Para as demais posições, ela foi calculada a partir das linhas de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$ , utilizando a mesma metodologia discutida no Capítulo 3. Para as fontes Sc5 e Sc29 e onde não foi possível estimar  $T_{\text{ex}}$  devido à falta de informação das linhas de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  respectivamente, o valor de 10 K foi assumido.

A maior temperatura de excitação foi encontrada em Sc14 (24 K) e a menor em Sc17 (6 K). A média da temperatura de excitação é  $\langle T_{\text{ex}} \rangle = 13 \pm 4$  K, avaliada para 30 condensações, onde foi possível determiná-la. Essa temperatura é similar a média encontrada em Ophiuchus e Vela (ver Tabela 4.4).

A Figura 4.3 mostra a distribuição de temperaturas de excitação, onde podemos identificar dois picos bem definidos; um em torno de 10 K e outro em torno de 12 K. A seta<sup>2</sup> em acima de um dos picos marca a posição da média da distribuição, que é aproximadamente 13 K.

#### 4.2.3. Densidade de Coluna de $^{13}\text{CO}$ e $\text{C}^{18}\text{O}$

As densidades de coluna de  $\text{C}^{18}\text{O}$  estimadas para 12 condensações, são da ordem de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  sendo que o maior valor encontrado foi  $12,5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  para Sc22 e o menor valor foi  $1,7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  para Sc20. A média e desvio padrão encontrada para  $N_{\text{I}8}$  é de  $(5,2 \pm 2,6) \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

As densidades de coluna de  $^{13}\text{CO}$  foram estimadas para 31 das 32 condensações observadas. Em geral, são uma ordem de grandeza maior do que  $N_{\text{I}8}$ . A média e o desvio padrão da amostra foi  $N_{\text{I}3}$  foi de  $\langle N_{\text{I}3} \rangle = (24,3 \pm 21,8) \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . O maior valor

---

<sup>2</sup> Neste trabalho, todas as setas indicativas dos histogramas indicam as posições do valor médio das distribuições, salvo em algumas outras ocasiões que são explicitadas no texto.

de  $N_{13}$  foi encontrado em Sc22 ( $9,77 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) e o menor em Sc16 ( $0,33 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ). A Figura 4.4 mostra a distribuição da densidade de coluna de  $^{13}\text{CO}$ . Vê-se claramente que, a distribuição é concentrada em torno de  $1,0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , tendo um pico bem definido em torno deste valor. A seta à direita, indica o valor de  $N_{13}$  para Sc22 e como podemos ver encontra-se muito afastado do centro da distribuição.

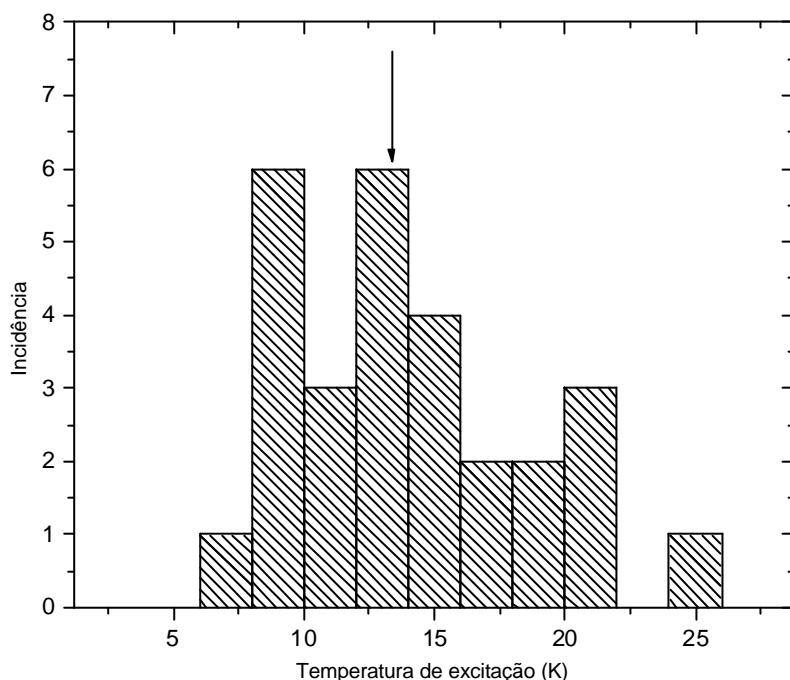


FIGURA 4.3. Distribuição de temperaturas de excitação.

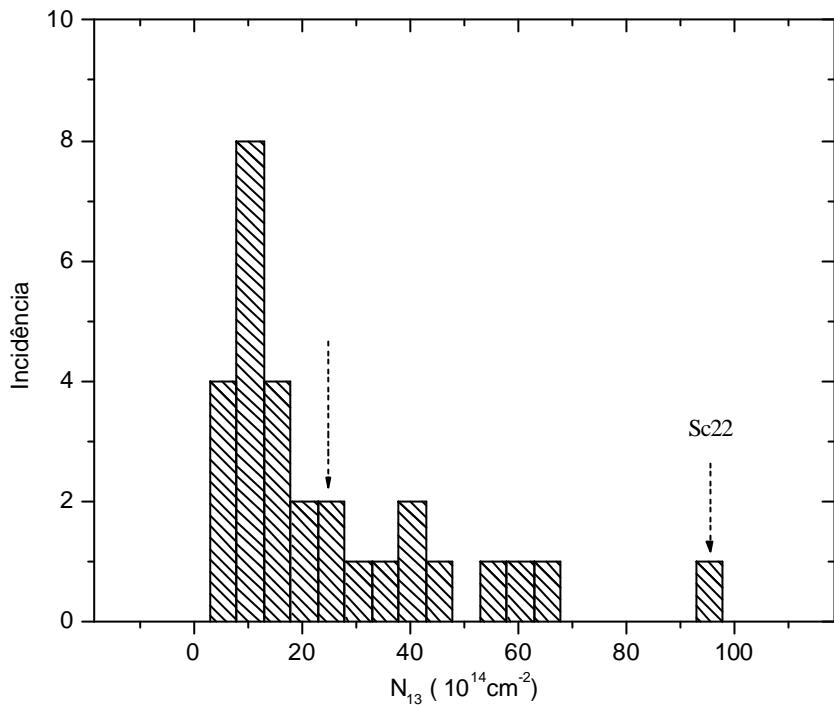


FIGURA 4.4. Distribuição de densidade de coluna de  $^{13}\text{CO}$ .

#### 4.2.4. Extinção Visual

A extinção visual foi calculada para 31 das 32 condensações. O maior valor encontrado foi 9,1 mag em Sc22 enquanto que o menor valor foi 1,2 mag em Sc16 (ver Tabela 4.5). A média e o desvio padrão para esta amostra de 31 objetos é  $\langle A_V \rangle = 3,0 \pm 2,0$  mag.

Os valores da extinção visual que obtivemos diferem daqueles encontrados no catálogo (SDC) de Hartley et al. (1986) para as mesmas condensações. Em geral, os valores encontrados por Hartley et al (1986) variam de 5 a 6 mag. Isso se deve à técnica de determinação de extinção visual usada por ele que se baseia na inspeção de placas fotográficas obtidas no visual. Por outro lado, as extinções visuais determinadas neste trabalho usam um formalismo diferente e as observações de monóxido de carbono foram feitas em uma única posição de cada condensação. Isso significa que a posição

observada pode não coincidir com o pico de extinção das condensações, fornecendo valores inferiores àqueles do catálogo SDC. A Figura 4.5 mostra a distribuição de extinção visual. Podemos identificar dois picos bem definidos na distribuição; um mais intenso em torno de 2 mag e outro em torno de 3 mag. A seta à direita na Figura 4.5 mostra a posição da condensação Sc22 na distribuição.

#### 4.2.5. Densidade de Coluna de H<sub>2</sub>

O maior valor da densidade de coluna de hidrogênio molecular foi  $8,6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  em Sc22 e o menor foi  $1,2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  em Sc30 e Sc16 (ver Tabela 4.5). A média para a nossa amostra de condensações é de  $(2,8 \pm 1,8) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ .

A distribuição da densidade de coluna de hidrogênio molecular é a mesma da extinção visual já que as duas grandezas são relacionadas pela relação linear de Bohlin, Savage e Drake (1978) (ver Capítulo 3). A partir da Tabela 4.4, vemos que as condensações do Escorpião apresentam juntamente com a nuvem do Camaleão a menor densidade de coluna de H<sub>2</sub> média.

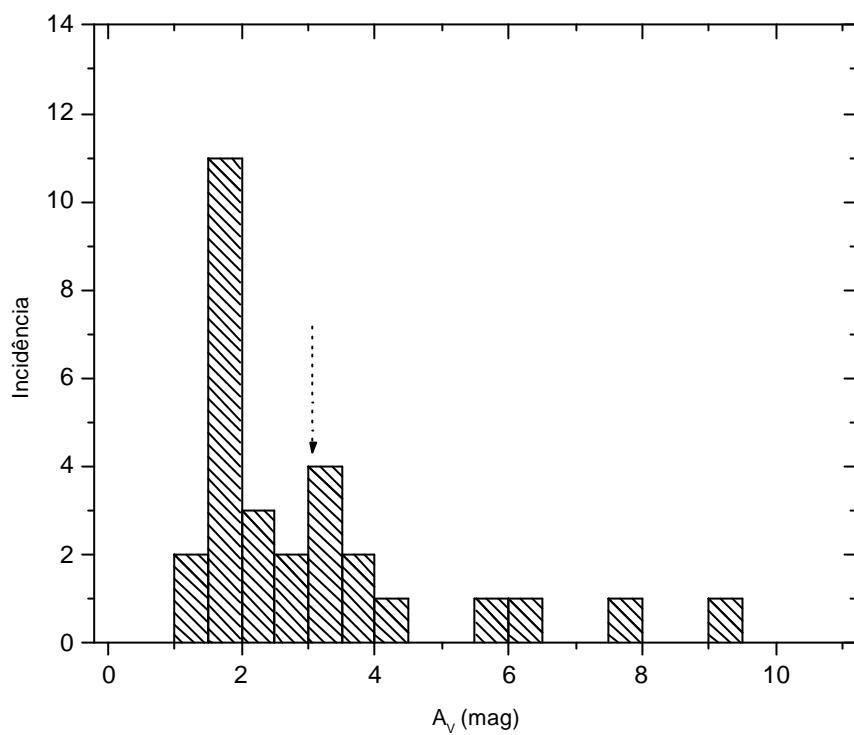


FIGURA 4.5. Distribuição de extinção visual.

#### 4.2.6. Tamanho das Condensações

Como discutido no Capítulo 3, o tamanho das condensações foi estimado a partir das imagens “DSS red” obtidas através da interface eletrônica *Sky View*. Os tamanhos estimados são seus tamanhos projetados na esfera celeste.

O tamanho médio calculado para 27 das 32 condensações foi  $\langle L \rangle = 0,11 \pm 0,07$  pc, sendo menor do que tamanho médio das condensações observadas em outras nuvens escuras (ver Tabela 4.6). A Figura 4.6 mostra a distribuição de tamanho das condensações, onde podemos ver um pico bem definido em torno da média de 0,11 pc. Nessa distribuição, 11 condensações (40% da amostra) encontram-se entre 0,04 e 0,10 pc e 10 (37% da amostra) entre 0,1 e 0,15 pc e 6 (23% da amostra) são maiores do que 0,15 pc. A Tabela 4.6 mostra o valor médio de algumas propriedades físicas de outras nuvens moleculares escuras para comparação.

TABELA 4.6. Valores médios do tamanho, da densidade e da massa para algumas nuvens escuras e para Escorpião.

<i>Nuvem</i>	<i>L</i> (pc)	<i>n(H<sub>2</sub>)</i> (10 <sup>3</sup> cm <sup>-3</sup> )	<i>M</i> (M <sub>⊙</sub> )
<i>Vela</i>	$0,4 \pm 0,3$	$6 \pm 3$	$30 \pm 71$
<i>Musca</i>	$0,3 \pm 0,1$	$3 \pm 2$	$13 \pm 14$
<i>Saco de Carvão</i>	0,3	4,5	18
<i>Camaleão II</i>	0,3	7,0	22
<i>Camaleão III</i>	0,3	4,0	12
<i>Escorpião</i>	$0,11 \pm 0,07$	$11 \pm 7$	$1,3 \pm 1,9$

Nota: Os resultados desta Tabela para Escorpião são provenientes deste trabalho.

FONTE: Vilas-Boas et al. (1994).

Em nossa amostra, a condensação de maior dimensão foi Sc26, com 0,34 pc e as menores foram Sc9, Sc24 e Sc27 com tamanhos da ordem de 0,04 pc. Dentre as condensações observadas nesse trabalho, Sc2 é o único glóbulo cometário. Para calcular o seu tamanho não levamos em conta a cauda.

Na Tabela 4.5, os espaços em branco na coluna 9 significam que não foi possível fazer uma estimativa de tamanho das condensações Sc23, Sc25, Sc29, Sc30 e Sc31, pois suas imagens no DSS aparecem muito difusas, tornando-se praticamente impossível estabelecer onde estão seus limites.

A Tabela 4.6 mostra que em média, os tamanhos das condensações em outras nuvens escuras são, em geral, 3 vezes maiores do que as condensações do Escorpião. Mesmo na região da Vela, onde a maioria das condensações são glóbulos cometários, verifica-se que o fator de escala é da ordem de 4. Apesar de que no caso da Vela, as distâncias não são bem estabelecidas, podendo variar de um fator de 2 (Hickel 2002), o que faria com que as dimensões diminuíssem de um fator de 2 e a massa por um fator 4.

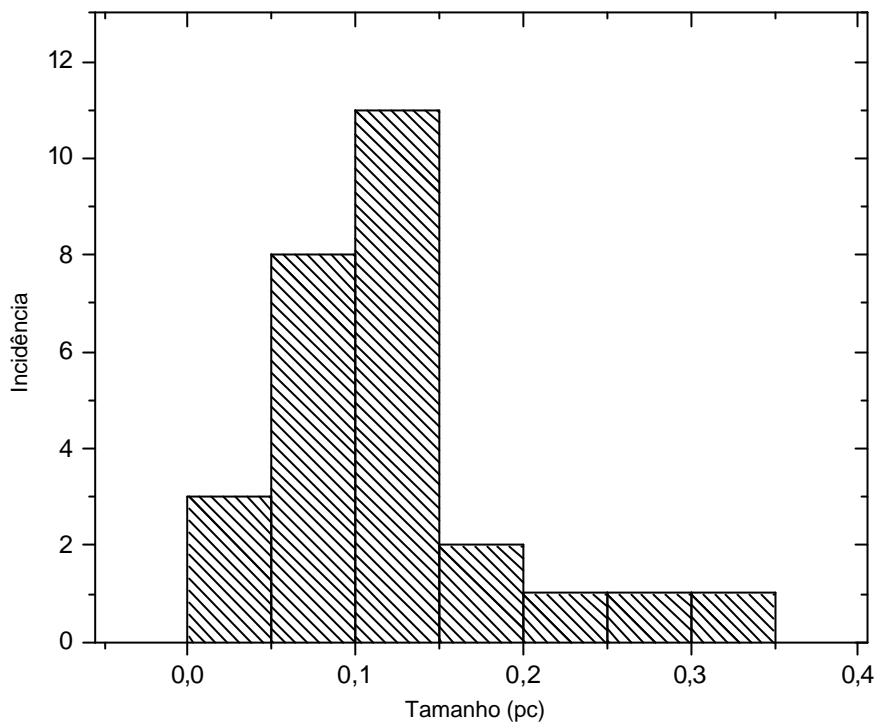


FIGURA 4.6. Distribuição de tamanho das condensações.

#### 4.2.7. Densidade Volumétrica Média de H<sub>2</sub>

Para estimar a densidade volumétrica média de cada condensação usamos a hipótese de que elas possam ser representadas por uma esfera uniforme de gás e que o tamanho projetado na esfera celeste é igual a sua profundidade, o que pode não ser verdade. Todavia, incertezas na estimativa de distância devem gerar erros maiores no cálculo de L do que essa hipótese.

O valor médio da densidade volumétrica calculada para 25 condensações foi  $(11,1 \pm 7,1) \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . A partir da Tabela 4.6, vemos que as condensações do Escorpião são em média mais densas do que as condensações das outras nuvens. O maior valor encontrado foi para Sc14 ( $33,2 \times 10^3 \text{ cm}^3$ ), uma condensação pequena com alta extinção visual. Os menores valores encontrados foram para Sc26 ( $2,7 \times 10^3 \text{ cm}^3$ ) e Sc28 ( $1,9 \times 10^3 \text{ cm}^3$ ).

#### 4.2.8. Massa das Condensações

A Figura 4.7 mostra a distribuição de massa das condensações, onde 44% delas se concentram entre  $0,1$  e  $0,5 M_{\odot}$ , 26% entre  $0,5$  e  $1,0 M_{\odot}$  e 30%, possuem massas superiores a  $1,0 M_{\odot}$ . As setas à direita na Figura 4.7 indicam as posições das massas de Sc22 e Sc26 na distribuição.

As condensações que apresentaram maiores massas foram Sc26 ( $7,2 M_{\odot}$ ), Sc22 ( $6,2 M_{\odot}$ ), Sc13 ( $3,9 M_{\odot}$ ), Sc12 ( $3,6 M_{\odot}$ ) e Sc11 ( $2,9 M_{\odot}$ ). As de menores massas foram, Sc5, Sc9, Sc15 e Sc 24, com massas da ordem de  $0,1 M_{\odot}$ . A média das massas das condensações é  $1,3 M_{\odot}$ . Apesar de serem mais densas em média, as condensações do Escorpião apresentam massas médias bem inferiores as das condensações de outras nuvens escuras (ver Tabela 4.6).

Embora existam incertezas decorrentes do ajuste de elipses para determinar as dimensões das condensações, essas incertezas geram erros bem menores do que aqueles decorrentes da estimativa de suas distâncias. Pequenas variações relativas na distância das condensações podem dar origem a variações apreciáveis em suas massas. De acordo

com Vilas-Boas et al. (2000), no cálculo da massa das condensações um erro de um fator de no mínimo 3 deve ser considerado em decorrência de incertezas nas distâncias e na conversão da densidade de coluna de  $^{13}\text{CO}$  ou  $\text{C}^{18}\text{O}$  para  $\text{N}(\text{H}_2)$ .

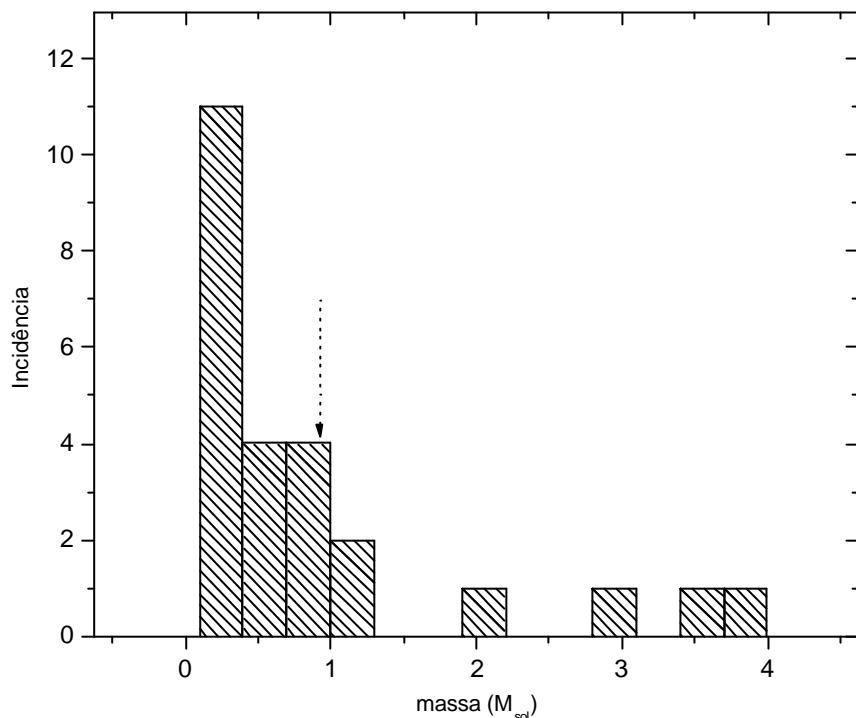


FIGURA 4.7. Distribuição de massa das condensações.

#### 4.2.9. Massa do Virial

A massa do virial é a massa obtida a partir do teorema do Virial (ver apêndice 5), ou seja, a massa necessária para evitar que a condensação se expanda indefinidamente devido à pressão térmica e turbulenta das condensações. Se o sistema possuir massa muito inferior à massa do Virial o sistema não deve entrar em colapso, a menos que algum mecanismo externo comece a agir sobre o sistema.

As massas do Virial das condensações do Escorpião foram calculadas com a largura a meia altura (FWHM) das linhas de  $^{13}\text{CO}$  (ver Tabela 4.5), e em geral, são maiores do que as massas das condensações por um fator maior do que 10. Como mencionado acima, esse resultado sugere que estas condensações dificilmente entrarão em colapso, a não ser que outro mecanismo intervenha neste processo como, por exemplo, uma onda de choque. Apesar das massas das condensações serem bem menores do que a massa do Virial, elas apresentam formação estelar (ver Seção 4.3), o que mostra que o colapso gravitacional ocorreu em pelo menos 8 das 32 condensações. Este fato sugere que possivelmente essas condensações sofreram um impacto com uma onda de choque proveniente da associação OB do Escorpião, como é proposto no cenário de de Geus (1992), que eventualmente disparou a formação de estelar naquela região.

### **4.3. Fontes “IRAS” Puntiformes Associadas às Condensações**

Nesta Seção apresentamos e discutimos os resultados da pesquisa de fontes IRAS puntiformes, com o intuito de identificar possíveis candidatos a objetos estelares jovens associados às condensações do Escorpião.

A Tabela 4.7 a seguir mostra os resultados da pesquisa de fontes IRAS puntiformes associadas às condensações, feita a partir do catálogo de fontes puntiformes (IPSC) versão 2.0. Na primeira coluna é apresentado o nome da condensação. Na segunda o nome IRAS das fontes puntiformes. Da terceira a décima são apresentados os valores das densidades de fluxo nas bandas do IRAS e suas respectivas qualidade de fluxo (Qf).

Nessa pesquisa identificamos 43 objetos IRAS associados às condensações de nossa amostra. Definimos como associadas, as fontes IRAS que se localizam em uma região delimitada por um círculo, centrado na condensação, cujo raio é dado pelo eixo óptico maior da própria condensação. Neste caso ela pode estar dentro, fora ou na borda das condensações como é o caso da fonte IRAS 17181-4405 que se encontra na borda de Sc22. Vemos na Tabela 4.7 que pode ocorrer mais de uma fonte IRAS puntiforme associada a uma condensação.

TABELA 4.7. Fontes IRAS puntiformes identificadas.

condensação	fonte IRAS	Densidade de fluxo IRAS (Jy)							
		12mm	Qf	25mm	Qf	60mm	Qf	100mm	Qf
Sc1	16458-3939	0,83	1	0,756	1	6,68	3	35,3	3
Sc2	16509-4025	1,2	1	1,88	1	19,3	1	63,6	3
	16510-4026	0,962	3	1,68	2	15,9	2	56,8	1
Sc3	16548-3636	5,41	3	2,53	3	2,24	1	13	1
Sc4	17012-3603	0,298	1	0,892	3	5,31	3	30,7	3
Sc5	17014-3606	0,446	1	0,389	1	5,79	3	25,8	1
Sc6	17015-3559	3,25	3	1,64	3	3,69	3	23,9	1
Sc7	17031-3407	2,89	3	1,67	3	1,09	1	10,2	1
Sc8	17048-3158	0,407	1	0,301	1	2,84	1	17,3	3
Sc9	17050-3623	0,81	3	0,727	3	2,95	1	26,8	1
Sc10	17056-3204	0,423	3	0,442	1	2,81	1	16,7	3
	17059-3159	0,57	3	0,412	1	2,76	1	32,8	1
Sc11	17070-4031	2,71	3	2,57	3	27,2	1	143	1
	17072-4029	2,66	3	2,67	3	16,9	1	318	1
Sc12	17075-4032	3,4	3	3,93	1	22,8	1	390	1
	17077-4037	1,02	3	1,92	1	14	1	475	1
	17079-4032	3,4	1	3,93	3	14,1	1	437	1
	17081-4035	11,6	3	5,99	3	21	1	418	1
	17082-4031	1,85	3	1,49	2	21,2	1	120	1
Sc13	17086-4007	1,2	3	0,723	1	12,1	1	156	1
Sc14	17102-3411	1,04	1	1,83	1	2,93	3	42,1	1
Sc15	17122-3222	1,55	1	0,363	1	3,25	3	22,5	1
Sc16	17135-3200	0,858	3	0,926	3	3,39	1	25,9	2
Sc17	17156-3312	1,55	1	1,75	1	15,3	3	71,8	3
Sc18	17160-3326	0,859	3	1,93	1	26,9	1	357	1
	17159-3324								
Sc19	17159-4324	0,499	1	0,302	1	2,72	3	48,2	1
Sc20	17170-4319	0,526	3	0,53	1	5,87	1	46,2	1
	17172-4316	0,388	3	0,784	3	4,18	2	29	3
Sc21	17174-3331	2,97	3	3,37	3	24,9	1	290	1
	17177-3323	3,05	3	1,4	3	21,9	1	232	1
Sc22	17181-4405	2,65	3	3,63	3	59,9	3	170	2
	17182-4411	0,665	3	0,518	3	4,07	1	45,6	1
Sc25	17226-3614	1,37	2	3,36	1	25,9	3	257	1
	17227-3619	1,72	1	12,7	3	74,8	2	488	1
	17231-3617	2,96	3	2,07	3	8,33	1	85,5	1
	17232-3620	11,5	3	11,2	3	8,33	3	501	1
Sc26	17247-3636	1,96	2	1,45	3	19,7	1	179	3
Sc28	17317-3331	104	3	292	3	234	3	736	1
	17319-3326	4,06	1	21,8	3	243	2	736	3
	17321-3329	2,1	3	1,58	2	10,3	1	736	1
Sc30	17354-3910	2,7	3	1,5	3	0,745	1	42,7	1
Sc31	17425-3639	1,07	3	0,821	3	0,703	1	36,4	1

#### 4.3.1 Resultados da Pesquisa de Fontes “IRAS” Candidatas a OEJ

A Tabela 4.8 a seguir mostra a relação de fontes IRAS puntiformes selecionadas a partir da Tabela 4.7. Foram selecionadas somente aquelas que possuem qualidade de fluxo moderado ( $Qf = 2$ ) e/ou alta ( $Qf = 3$ ) em pelo menos três bandas IRAS, o que resultou num total de dez fontes. Ela traz novamente na primeira e segunda coluna o nome da condensação em torno da qual a fonte IRAS foi identificada e seu nome IRAS, respectivamente. Da terceira à décima coluna estão novamente apresentadas as densidades de fluxo IRAS e suas respectivas qualidades de fluxo. Na décima primeira e décima segunda coluna são mostradas as dimensões dos eixos maiores e menores da elipse de erro do IRAS em segundos de arco e o ângulo de posição da mesma em graus, contado do norte para o leste. Ainda na Tabela 4.8, as fontes IRAS indicadas com asterisco fazem parte também da lista de OEJs de Bourke et al. (1995).

Em nossa pesquisa, excluímos de nossa seleção de candidatos a objetos estelares jovens as fontes IRAS 17317-3331 e IRAS 17232-3620, associadas a Sc28 e Sc25 respectivamente, pelos motivos explicados abaixo.

Etoka & Squeren (2004) mostraram que a fonte IRAS 17317-3331, apesar de possuir cores IRAS características de OEJ (ver Figuras 4.8 e 4.9), é na realidade uma estrela variável do tipo OH/IR. No caso da fonte IRAS 17232-3620 associada a Sc25, suas cores IRAS são um pouco discrepantes daquelas de um objeto jovem, i.e., apesar de que seu índice de cor no diagrama 12-25-60  $\mu\text{m}$  estar em uma região compatível com um OEJ (ver Figura 4.8), seu índice de cor no diagrama 25-60-100  $\mu\text{m}$  está muito fora da região das T Tauri (Figura 4.9). Para calcularmos a luminosidade e a temperatura bolométrica dos OEJs é necessário saber em qual região do espectro, os picos de suas distribuições espectrais de energia estão localizados. Como comentado anteriormente, no caso dos OEJs das classes II e III, os picos de suas DEEs se encontram na região do infravermelho próximo. Portanto, é necessário fazer a fotometria J, H e K destes objetos, pelo menos, para que possamos classificá-los de forma mais adequada.

TABELA 4.8. Fontes IRAS puntiformes selecionadas.

condensação	fonte IRAS	Densidade de fluxo IRAS (Jy)						Elipse de erro		Ang pos.elipse (graus)
		12mm	Qf	25mm	Qf	60mm	Qf	100mm	Qf	
Sc2	16510-4026*	0,962	3	1,68	2	15,9	2	56,8	1	40x9
Sc4	17012-3603*	0,298	1	0,892	3	5,31	3	30,7	3	56x7
Sc6	17015-3559*	3,25	3	1,64	3	3,69	3	23,9	1	29x6
Sc16	17135-3200	0,858	3	0,926	3	3,39	1	25,9	2	27x6
Sc20	17172-4316*	0,388	3	0,784	3	4,18	2	29	3	37x9
Sc22	17181-4405*	2,65	3	3,63	3	59,9	3	170	2	29x7
Sc25	17232-3620	11,5	3	11,2	3	8,33	3	501	1	26x6
Sc26	17247-3636	1,96	2	1,45	3	19,7	1	179	3	18x6
Sc28	17317-3331	104	3	292	3	234	3	736	1	37x7
Sc28	17319-3326	4,06	1	21,8	3	243	2	736	3	22x7
										111

Nota: Fontes IRAS com asterisco sobrescrito também constam na amostra de Bourke et al. (1995).

### 4.3.2. Classificação das Fontes “IRAS” Puntiformes

Finalmente, para classificar as fontes IRAS candidatas a OEJ de acordo com suas fases ou classes evolutivas, seus índices de cor foram calculados (ver Tabela 4.9) para identificar em quais regiões dos dois diagramas cor-cor (ver Capítulo 3) essas fontes estão localizadas a fim de verificamos se as mesmas apresentam índices de cor compatíveis com OEJs. Em seguida calculamos a luminosidade e a temperatura bolométrica de cada fonte IRAS utilizando a metodologia discutida no Capítulo 3.

As Figuras 4.8 e 4.9 a seguir, mostram os diagramas cor-cor IRAS, 12-25-60  $\mu\text{m}$  e 25-60-100  $\mu\text{m}$ , para os objetos por nós selecionados. Nesses diagramas, mostramos também os intervalos ou (caixas), no diagrama cor-cor, definidas por Emerson (1987) para a região das T Tauri e para a região dos caroços ou fontes embebidas. A região dos caroços<sup>3</sup> ou fontes embebidas do diagrama cor-cor é definida como a região que deve ser ocupada pelos objetos estelares jovens das classes 0 e I.

Nas Figuras 4.8 e 4.9 a fonte IRAS 17317-3331 é rotulada com seu nome IRAS para ser distinguida da outra fonte IRAS associada à Sc28 (Tabela 4.8). Também nas Figuras 4.8 e 4.9, as setas associadas às fontes IRAS indicam a direções das posições corretas dos

<sup>3</sup> Os caroços ou fontes embebidas são chamados em inglês de *embedded sources* e a região do diagrama cor-cor IRAS onde são distribuídas é chamada de região embebida ou em inglês de *embedded region*.

seus índices de cor nos diagramas, pois estas apresentam densidades de fluxo com qualidade 1, i.e., limite superior em uma das 4 bandas IRAS (ver Tabela 4.8).

A fonte IRAS 17015-3559 associada à Sc6 se encontra na linha divisória entre a região das T Tauri e caroços embebidos. O restante dos objetos selecionados caiu na região das fontes embebidas do diagrama cor-cor. Todavia no diagrama de cor IRAS 12-25-60  $\mu\text{m}$  as fontes se distribuíram em uma região abaixo da região das fontes embebidas, i.e., na região destinada às galáxias (ver Figura 4.8). Verificamos através do NED (NASA *Extragalactic Database*), uma base de dados de objetos extragalácticos, que não existe nenhuma informação a respeito dessas fontes IRAS que, caíram na região das galáxias. É importante salientar que, essas caixas devem ser vistas como regiões de maior probabilidade de um objeto de um dado tipo ser encontrado.

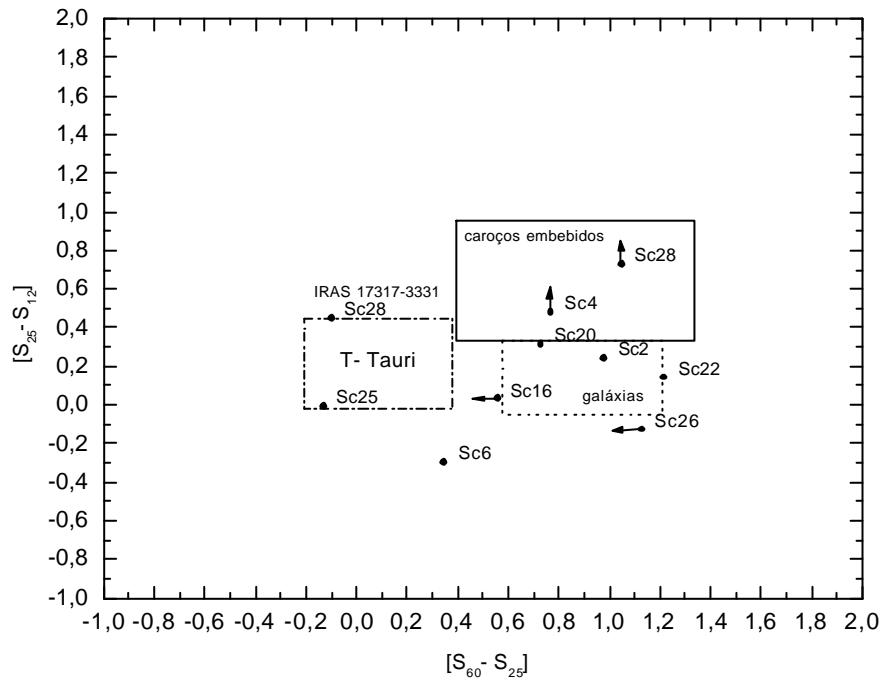


FIGURA 4.8. Diagrama cor-cor para as fontes IRAS selecionadas.

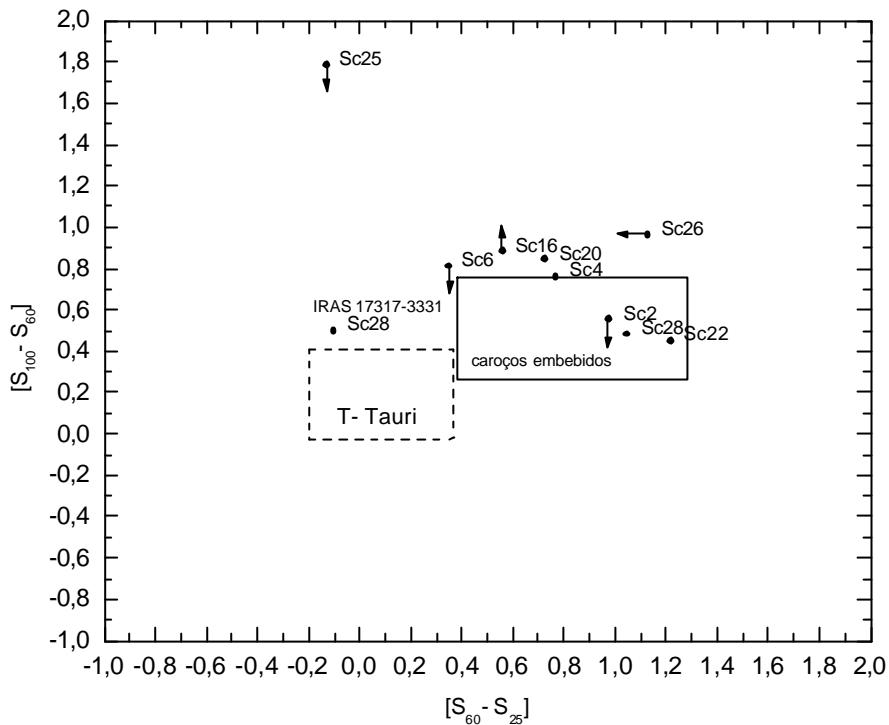


FIGURA 4.9. Diagrama cor-cor para as fontes IRAS selecionadas.

A Tabela 4.9 a seguir mostra o resultado da classificação das fontes IRAS puntiformes. Na primeira coluna é dado o nome da condensação à qual a fonte IRAS está associada, na segunda seu nome “IRAS”, em seguida, estão os índices de cor IRAS para cada fonte puntiforme, o valor da luminosidade bolométrica, da temperatura bolométrica e classe respectivamente. Na nona coluna, fazemos um breve comentário a respeito da localização da fonte IRAS, relativa à condensação à qual está associada.

Também a seguir, a Figura 4.10 mostra o diagrama  $\log L_{\text{bol}} \times \log T_{\text{bol}}$  para as fontes IRAS puntiformes selecionadas a partir da Tabela 4.9. Neste diagrama estão identificadas, por linhas tracejadas, as quatro regiões ocupadas por objetos estelares jovens. Traçamos também neste diagrama, a posição referente à seqüência principal (reta inclinada do diagrama).

Podemos notar claramente nessa Figura, que todas as fontes IRAS da Tabela 4.9 cujas cores caem na região das fontes embebidas do diagrama cor-cor, aparecem no diagrama  $\log L_{\text{bol}} \times \log T_{\text{bol}}$  como objetos estelares jovens da classe 0. Estes objetos apresentam pequenas luminosidades e temperaturas bolométricas, sendo compatíveis com objetos de pequena massa, com exceção da fonte IRAS 17319-3326 que é citada na literatura como uma região HII ultra-compacta (van der Walt et al., 1995). Hickel (2002) encontrou 52 fontes IRAS puntiformes na direção de 43 glóbulos cometários da IVS (IRAS *Vela Shell*) e classificou 83% dos objetos estelares jovens por ele identificados naquela região como classe 0. Em geral, aqueles OEJs apresentam luminosidades e temperaturas bolométricas da mesma ordem de grandeza dos OEJs que identificamos no Escorpião.

É interessante notar que o objeto IRAS 17015-3559 associado a Sc6, se encontra na linha divisória entre a região de caroços embebidos e a região das T Tauri do diagrama cor-cor. Entretanto, o mesmo se encontra na linha divisória dos objetos classe 0 e classe I do diagrama  $\log L_{\text{bol}} \times \log T_{\text{bol}}$ .

TABELA 4.9. Propriedades físicas das fontes IRAS candidatas a OEJ.

condensação	fonte IRAS	cor IRAS [S25-S12]	cor IRAS [S60-S25]	cor IRAS [S100-S60]	$L_{\text{bol}}$ ( $L_{\odot}$ )	$T_{\text{bol}}$ (K)	Classe	comentários
Sc2	16510-4026	0,24	0,98	0,55	1,8	48,8	0	embebido na cabeça
Sc4	17012-3603	0,48	0,77	0,76	0,9	45,9	0	dentro de Sc4
Sc6	17015-3559	-0,30	0,35	0,81	1,1	73,5	0-I	nas cercanias de Sc6
Sc16	17135-3200	0,03	0,56	0,88	0,8	51,1	0	dentro de Sc16
Sc20	17172-4316	0,31	0,73	0,84	0,8	46,2	0	dentro de Sc20
Sc22	17181-4405	0,14	1,22	0,45	5,6	48,6	0	na borda de Sc22
Sc26	17247-3636	-0,13	1,13	0,96	4,6	43,4	0	nas cercanias de Sc26
Sc28	17319-3326	0,73	1,05	0,48	23,3	47,1	0	nas cercanias de Sc28

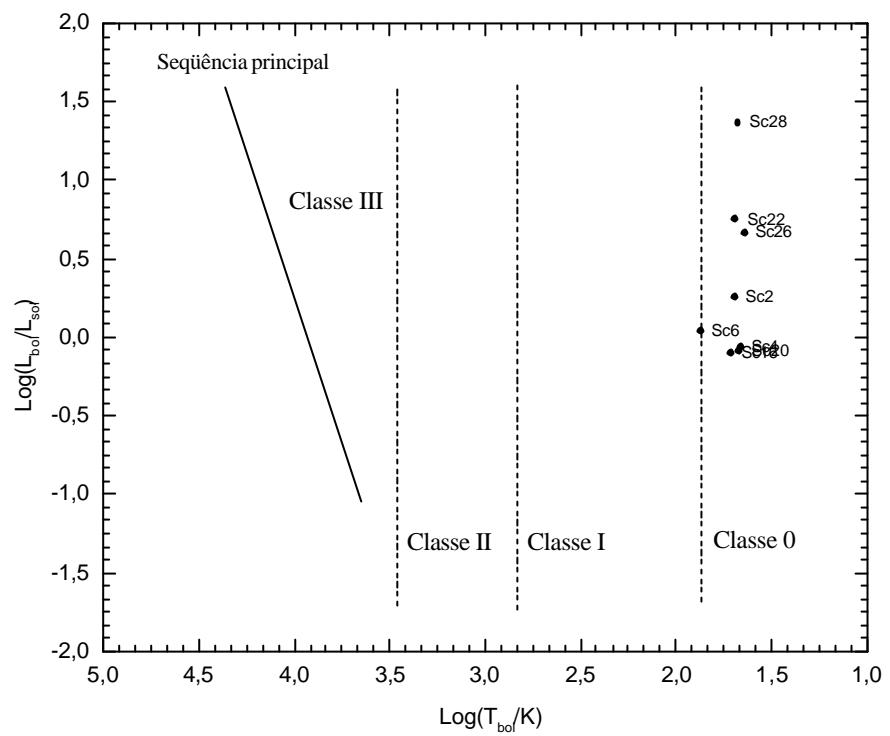


FIGURA 4.10. Diagrama BLT para as fontes IRAS candidatas a OEJ.

#### 4.3.3. Informações Sobre Três Duas Fontes “IRAS” Destacadas

Nesta Seção fazemos alguns comentários a respeito de duas fontes IRAS específicas que se destacaram nossa amostra.

- **Fonte IRAS 16510-4026**

A fonte IRAS puntiforme 16510-4026 está localizada na *borda brilhante*<sup>4</sup> (*Bright Rim*) do único glóbulo cometário (Sc2) desta amostra. Bourke et al. (1995) detectaram 33 fontes IRAS na direção de 55 glóbulos que apresentam borda brilhante, e sugerem que estes locais sejam excelentes indicadores de formação de estrelas em glóbulos.

A Figura 4.11 a seguir mostra a imagem DSS de 6 x 6 minutos de arco da condensação Sc2 (*glóbulo cometário*). A cruz localizada na borda brilhante do glóbulo tem 31 segundos de arco e indica a posição da fonte IRAS 16510-4026. O norte da figura é orientado para cima e o leste para a esquerda.

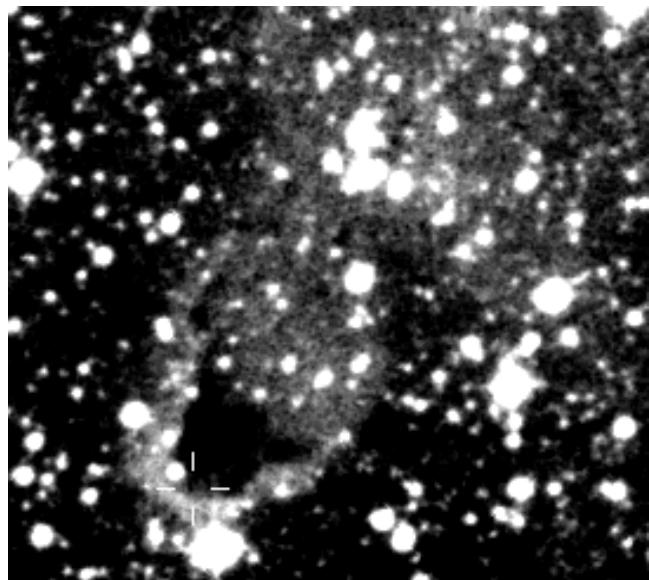


FIGURA 4.11. Imagem DSS da condensação Sc2.

FONTE: Sky View (2004).

---

<sup>4</sup> A *borda brilhante* (*Bright Rim*) é uma região ionizada localizada na cabeça dos glóbulos cometários. Ele é formado pela intensa radiação UV proveniente de uma estrela geralmente massiva do tipo OB, também responsável por induzir a formação de suas caudas devido aos seus fortes ventos.

- **Fonte IRAS 17181-4405**

Esta fonte IRAS puntiforme 17181-4405 está localizada em uma nebulosa de reflexão localizada na borda da condensação Sc22. No interior desta nebulosa de reflexão também está presente a estrela jovem vBH 87 (van den Bergh & Herbst, 1975). Reipurth et al. (1996) mapearam a região desta nebulosa de reflexão em 1300  $\mu$ m e mostraram que realmente existem duas fontes no seu interior, sendo que a menos intensa coincide com a fonte IRAS 17181-4405.

A Figura 4.12 a seguir mostra a imagem DSS da condensação Sc22. Nela podemos ver a nebulosa de reflexão onde estão localizadas a estrela vBH 87 e a fonte IRAS 17181-4405. Como na figura anterior, a cruz tem 31 segundos de arco mas seu tamanho é de 6 x 7 minutos de arco. A cruz indica a posição da fonte IRAS 17181-4405. O norte da figura é orientado para cima e o leste para a esquerda.

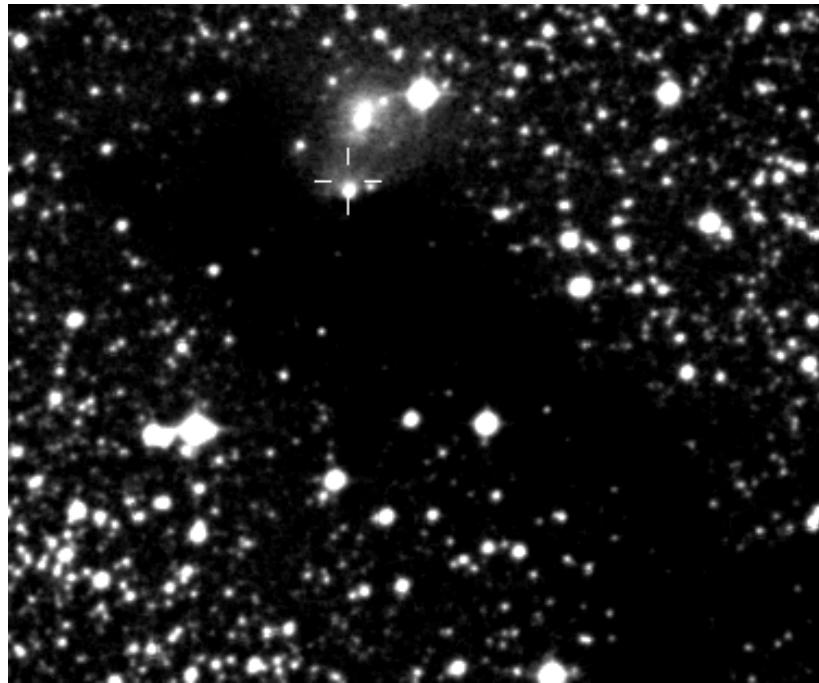


FIGURA 4.12. Imagem DSS da condensação Sc22.

FONTE: Sky View (2004).

A Figura 4.13 mostra o mapa de rádio em 1300  $\mu\text{m}$  da região da nebulosa de reflexão da condensação Sc22. A linha tracejada denota a área coberta pelas observações. A fonte puntiforme IRAS 17181-4405 (2) é indicada pela sua elipse de incerteza.

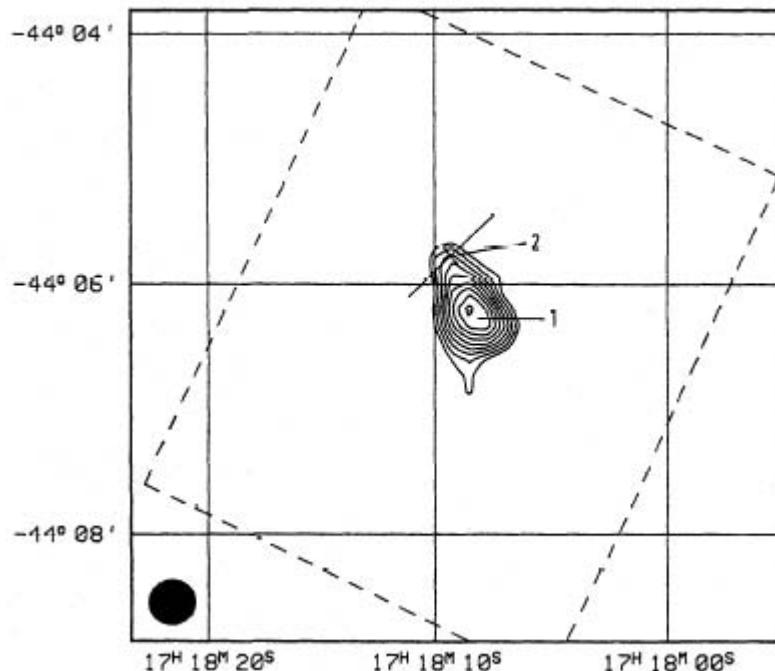


FIGURA 4.13. O mapa de rádio da nebulosa de reflexão de Sc22.

FONTE: Reipurth et al. (1996).

#### • Fonte IRAS 17319-3326

Apesar das cores IRAS da fonte 17319-3326 caírem no intervalo de fontes embebidas do diagrama cor-cor, elas também caem no intervalo definido por Wood e Churchwell (1989) para regiões HII ultra-compactas<sup>5</sup>. Esta fonte encontra-se na lista de regiões HII ultra-compactas na direção das quais van der Walt et al. (1995) pesquisou emissão

<sup>5</sup> Uma região HII ultra-compacta é uma região de gás ionizado formada em torno de um objeto estelar jovem de grande massa, geralmente do tipo espectral OB, devido ao seu grande fluxo de radiação ultravioleta, característico destes objetos.

maser de metanol. Particularmente na direção dessa fonte, não foi detectada, até o limite de detecção do instrumento, emissão do maser de  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Se este objeto realmente for uma região HII ultra-compacta, é provável que não esteja associada a condensação Sc28, já que esta não possui massa suficiente para dar origem a uma estrela de grande massa. Nesse caso, sua distância está subestimada, pois este objeto deve estar associado a uma nuvem de massa muito superior, localizada a uma distância maior do que 145 pc. Conseqüentemente, a luminosidade bolométrica calculada para este objeto também deve estar subestimada, já que ela depende fortemente da estimativa de distância do mesmo (ver equações 3.31 e 3.32).

#### 4.4. Resultados da Pesquisa de Emissão Maser de $\text{H}_2\text{O}$ em Sc11 e Sc12

Os resultados da pesquisa de emissão maser de água na direção de Sc11 e Sc12 são apresentados na Tabela abaixo.

TABELA 4.10. Resultados da pesquisa de emissão maser de  $\text{H}_2\text{O}$  em Sc11 e Sc12.

Condensação	Tempo de integ. (min)	$T_A^*$ (rms) (K)	Fluxo (Jy)
Sc11	60	0,13	6
Sc12	210	0,02	0,9

Os espectros foram obtidos a partir de seqüências de observações com 10 minutos de integração cada. Não foram identificadas linhas espectrais com temperatura de antena maior do que 3 vezes o ruído (rms) listado na Tabela 4.10. A densidade de fluxo dada na coluna 4 foi estimada assumindo que a cada grau Kelvin de temperatura de antena corresponde a uma densidade de fluxo da ordem de 45 Jy. Durante o período de observações foram observadas várias fontes intensas de água, tais como W49, W51, etc., que foram tomadas como referências para avaliar o sistema.

Devido a problemas com receptor criogênico de 22 GHz da antena do Rádio-Observatório do Itapetinga, não foi possível concluir todas as observações programadas nesse projeto. Por esse motivo, observamos somente as condensações Sc11 e Sc12, previamente selecionadas por apresentarem indícios de OEJs associados. Mesmo assim, essas observações foram realizadas com tempos de integração bem inferiores àqueles previstos no programa de observação, que seria da ordem de 5 horas por fonte.

É necessário fazer novas observações com maior tempo de integração e maior tempo de monitoramento, principalmente das fontes IRAS classificadas como classe 0. Estas fontes apresentam alta variabilidade temporal e são aquelas na direção das quais temos a maior chance de detectar a emissão maser de H<sub>2</sub>O. Essa conclusão está apoiada nos resultados do “survey” de água realizado por Furuya et al. (2001) na direção de objetos proto-estelares jovens. De acordo com esse “survey”, a ocorrência de maser de H<sub>2</sub>O em objetos estelares jovens é maior em objetos da classe 0 (39,7%) do que em objetos da classe I (4,0%). Portanto, a detecção de maser de água na direção destes objetos, seria uma forte indicação da extrema juventude destes objetos.

#### **4.5. Comentários Sobre Erros e Estimativa de Distância**

A região do Escorpião está localizada próxima a  $\rho$  Ophiuchus cuja estimativa de distância é de 120 a 160 pc (Chini, 1981). Cambrésy (1999) utilizou a distância de 120 pc, obtida por Knude e Hog (1998), para estimar a massa para a região do Escorpião. Neste trabalho utilizamos a distância de 145 pc, a mesma usada no trabalho de Vilas-Boas et al. (2000). Evidentemente, existem erros no cálculo da luminosidade e da temperatura bolométrica das fontes infravermelhas devido a incertezas nas estimativas de distâncias e a falta de cobertura espectral. No cálculo da luminosidade bolométrica a maior incerteza é decorrente da estimativa de distância, enquanto que no caso da temperatura bolométrica o maior problema é decorrente da cobertura espectral. Para objetos estelares jovens, classes 0 e I, este problema é minimizado pois eles possuem a maior parte de suas distribuições espetrais de energia localizadas dentro da região

cobertura pelas bandas do IRAS (Ladd et al., 1991). Chen et al. (1995) sugerem, no máximo, um fator de 2 para o erro de  $L_{bol}$  e  $T_{bol}$  para estes objetos.



## CAPÍTULO 5

### CONCLUSÕES

Após a análise das propriedades físicas das 32 condensações propostas para este trabalho, nossas principais conclusões foram:

- Em alguns espectros de  $^{12}\text{CO}$  e  $^{13}\text{CO}$  observados na direção de algumas condensações, as grandes larguras de linha e as altas velocidades radiais de até  $-24,3$  km/s, sugerem que elas possam ter origem em nuvens moleculares gigantes (GMCs) localizadas nos braços espirais da Galáxia.
- As larguras (FWHM) das linhas ( $J \rightarrow 0$ ) de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  encontradas no Escorpião, são semelhantes às larguras de linha encontradas no Camaleão II e III.
- As distribuições de velocidades radiais de  $^{13}\text{CO}$  e  $^{12}\text{CO}$  são semelhantes e mostram a existência de dois intervalos distintos de velocidade com picos em torno de  $-7,5$  e  $7,5$  km/s e parece estar de acordo com a proposta de Vilas-Boas et al. (2000) e o cenário de Geus (1988).
- As transições de ( $J \rightarrow 0$ )  $^{13}\text{CO}$  derivadas a partir do par  $^{13}\text{CO}$  e  $^{12}\text{CO}$  são opticamente finas, enquanto que as transições derivadas a partir do par  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  são opticamente espessas. Essa diferença resulta da amostragem de duas regiões com diferentes densidades da condensação.
- Com os espectros de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , determinamos a temperatura de 29 das 32 condensações. A temperatura média encontrada para as condensações foi de  $13 \pm 4$  K e está dentro da faixa de temperatura média encontrada em nuvens escuras, entre 10 e 15 K. Em média é a mais alta  $T_{\text{ex}}$  juntamente com a de Ophiuchus ( $14 \pm 3$  K), entre as nuvens comparadas.

- A densidade de coluna de  $\text{C}^{18}\text{O}$  é em geral uma ordem de grandeza menor do que a densidade de coluna de  $^{13}\text{CO}$  e o seu valor é semelhante ao encontrado na região da Vela.
- A extinção visual média encontrada foi de  $3,0 \pm 2,0$  mag, sendo um pouco menor do que o valor médio do catálogo SDC. Isto ocorre, devido ao fato de que as condensações foram observadas em um único ponto e utilizamos uma técnica diferente de  $\text{A}_V$ . Para obter valores mais precisos de  $\text{A}_V$  através deste método é necessário observar cada condensação em um número maior de pontos.
- A condensação Sc22 apresentou os maiores valores de densidade de coluna ( $9,77 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ), extinção visual (9,1 mag), a maior largura de linha em  $\text{C}^{18}\text{O}$  bem como apresenta um OEJ embebido.
- A densidade de coluna média de hidrogênio molecular  $\text{N}(\text{H}_2)$  encontrada foi de  $(2,8 \pm 1,8) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  e é semelhante ao valor médio de Camaleão III.
- O tamanho médio encontrado para as condensações é de  $0,11 \pm 0,07$  pc, sendo o menor valor entre as nuvens comparadas neste trabalho, entretanto o valor médio da densidade volumétrica de hidrogênio  $n(\text{H}_2)$   $(11,1 \pm 7,1) \times 10^3 \text{ cm}^3$  é o maior dentre as mesmas nuvens.
- A massa média estimada para as condensações do Escorpião é também menor do que as massas das condensações das outras nuvens que comparamos. A média encontrada foi de  $1,3 \pm 1,9 \text{ M}_\odot$ , sendo que os maiores valores encontrados foram para Sc26 ( $7,2 \text{ M}_\odot$ ), Sc22 ( $6,2 \text{ M}_\odot$ ), Sc13 ( $3,9 \text{ M}_\odot$ ), Sc12 ( $3,6 \text{ M}_\odot$ ) e Sc11 ( $2,9 \text{ M}_\odot$ ) e os menores para Sc5, Sc9, Sc15 e Sc 24.
- Em resumo, as condensações do Escorpião apresentam em média a menor massa, o menor tamanho, entretanto apresentam em média, a maior densidade volumétrica de  $\text{H}_2$  entre todas as condensações comparadas.

Após a pesquisa de busca de objetos estelares jovens associados às condensações concluímos que:

- A partir do nosso critério de busca e associação de fontes IRAS puntiformes, identificamos 43 fontes. Somente 10 dessas 43 fontes apresentaram boa qualidade de fluxo em pelo menos 3 bandas IRAS. Dessas 10 fontes, selecionamos 8 candidatos a OEJ, pois duas foram excluídas já que a literatura mostrou que uma é uma estrela do tipo OH/IR e a outra não possui índice de cor IRAS compatível com um OEJ.
- Identificamos 8 OEJs em 8 condensações (25% da amostra) num total de 32 estudadas. Isso corresponde a 1 OEJ para cada 4 condensações. Este número pode ser ainda maior já que estudamos somente as fontes IRAS com boa qualidade de fluxo em pelo menos 3 bandas IRAS. Das 8 fontes IRAS selecionadas, 7 foram classificados como OEJ classe 0 e uma (IRAS 17015-3539) está na linha divisória entre as classes 0 e 1, o que mostra que estes objetos jovens estão de fato em estágios iniciais de formação. Este fato ainda sugere que a formação de estrelas nas condensações da região do Escorpião é recente e contemporânea, podendo ter sido disparada por uma onda de choque, proposta no cenário de de Geus (1988), tendo ocorrido a aproximadamente a dez mil anos atrás, já que, estes OEJs têm idades típicas desta ordem.
- Não foram detectadas emissões maser de  $H_2O$  nas condensações Sc11 e Sc12 até o limite de densidades de fluxo de 6 Jy e 0,9 Jy respectivamente.
- Algumas perspectivas para a continuidade desse estudo são:
  - a) Fazer mapas de rádio de CO das condensações para obter uma estimativa melhor para as propriedades físicas derivadas das condensações.
  - b) Fazer a fotometria J, H e K dos OEJs identificados, pelo menos, para obter uma cobertura espectral mais completa, de forma que possamos obter temperaturas bolométricas mais precisas e dessa forma melhor classificar os objetos de acordo com suas fases evolutivas, bem como estudar estes objetos com maior profundidade a partir de transições de outras moléculas como a amônia ( $NH_3$ ) e o carbeto de enxofre (CS).

- c) Fazer um monitoramento de longa duração e com maior tempo de integração da emissão maser de H<sub>2</sub>O na direção dos OEJs classificados como classe 0, já que estes apresentam a maior probabilidade de detecção.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Adams, F.C.; Lada, C.J.; Shu, F.H. Spectral evolution of young stellar objects. **The Astrophysical Journal**, v.312, n.2, p.788-806, 1987.

André, P; Ward-Tompson, D.; Barsony, M. Sub-millimetre continuum observations of ρ OPH A: the candidate protostar VLA 1623 and pre-stellar clumps. **The Astrophysical Journal**, v. 314, n. 1, p. 625-635, 1993.

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, n. 1, p. 337-349, 1986.

Beichman, C. A.; Neugebauer, G.; Habing, H. J.; Clegg, P. E.; Chester, T. J., Explanatory Supplement to the IRAS Catalogs and Atlases, NASA. **Government Printing Office**, Washington, 1990.

Bohlin, R. C.; Savage, B. D.; Drake, J. F. A survey of interstellar HI from L-alpha absorption measurements. **The Astrophysical Journal**, v. 224, n. 2, p.132-142, 1978.

Bok, B. J.; Reilly, E. J. Small dark nebulae. **The Astrophysical Journal**, v. 105, n. 1, p. 205-208, 1947.

Bourke, T. L.; Hyland, A. R.; Robinson, G. Studies of star formation in isolated small dark clouds – I. A catalog of southern Bok Globules: optical and IRAS properties. **Royal Astronomical Society**, v. 276, n. 1, p. 1052-1066, 1995.

Cambrésy, L. Mapping of the extinction in giant molecular clouds using optical star counts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 345, p. 965-976, 1999.

Cernicharo, J. in The physical conditions of low mass star forming regions. **IRAM**, n.206, 1990.

Chen, H.; Myers, P. C.; Ladd, E. F., Wood, D. O. S. Bolometric temperature and young stars in the Taurus and Ophiucus complexes. **The Astrophysical Journal**, v. 445, n. 1, p. 377-392, 1995.

Chini, R. Multicolor photometry of stars in the ophiucus dark cloud region. **Astronomy and Astrophysics**, v. 99, p. 346-350, 1981.

Claussen, M. J.; Marvel, K. B.; Wooten, A.; Wilking, B. A. Water maser toward the low luminosity YSO IRAS 05413-0104. **The Astrophysical Journal**, v. 507, n. 1, p. L79-L80, 1998.

de Geus, E. J. Interactions of stars and interstellar matter in Scorpio Centaurus. **Astronomy & Astrophysics**, v. 262, p. 258-270, 1992.

Dickman, R. L. The ratio of carbon monoxide to molecular hydrogen in the interstellar dark clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 37, n. 1, p. 407-427, 1978.

Dickman, R. L.; McCutcheon, W. H.; Shuter, W. L. H. Carbon monoxide isotope fractionation in the dust cloud Lynds 134. **The Astrophysical Journal**, v. 234, n. 1, p. 100-110, 1979.

Elitzur, M. **Astronomical masers**. Eindhoven: Kluwer Academic Publishers, 1992. 240p.

Emerson, J.P. Star Forming Regions. In: IAU Symposium, 1987. **Proceedings...** Dorcrecht, 1987.

Etoka, S.; Le Squeren, A. M. OH spectral evolution of oxygen-rich late-type stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 420, n. 1, p. 217-223, 2004.

Evans, N. The physical conditions in regions of star formation. **Astro-ph/9905050**, 1999.

Furuya, R.S.; Kitamura, Y.; Wootten, A.; Claussen, M.J.; Kawabe, R. Water maser survey towards low-mass Young Stellar Objects in the northern sky: observational constraints on maser excitation conditions. **The Astrophysical Journal**, v.559, n.2, p.L143-L147, 2001.

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, n. 2, p. 590-605, 1982.

Genzel, R.; Downes, D. H<sub>2</sub>O in the galaxy sites of newly formed OB stars. **Astronomy & Astrophysics Supplements**, v. 30, n. 1, p. 145-168, 1977.

Gordy, W.; Smith, W. V.; Trambarulo, R. F. **Microwave spectroscopy**. 2.ed. New York: John Wiley, 1953. 400 p.

Hartley, M.; Zimmermann, T.; Smith, R.M.; Tritton, S.; Goss, W.M. A catalog of southern dark clouds. **Astronomy & Astrophysics**, v. 63, n. 2, p. 27-48, 1986.

Haslam, C.G.T.; Salter, C.J.; Stofell, H.; Wilson, W.E. A 408 MHz All-Sky continuum survey. II – The atlas of contour maps. **Astronomy and Astrophysics Supplements**, v. 47, n. 1, p.1-51, 1982.

Herzberg, G. **Molecular spectra and molecular structure**. New York: Van Nostrand, 1956. 350 p.

Hickel, G. **Propriedades físicas de glóbulos comentários**. 2002. 256p. Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2002.

Knude, J.; Hog, E. Interstellar reddening from HIPPARCOS and TYCHO catalogs. I. Distances to nearby molecular clouds and star forming regions. **Astronomy & Astrophysics**, v. 338, n. 1, p. 897-904, 1998.

Kraus, J. D. **Radio astronomy**. 2.ed. Ohio: Cygnus-Quasar books, 1986. 525 p.

Lada, C. J.; Wilking, B. A. The Nature of embedded population in the Rho Ophiuchi dark cloud: Mid-infrared observations. **The Astrophysical Journal**, v. 287, n. 2, p. 610-621, 1984.

Ladd, E. F.; Adams, F. C.; Casey, S.; Davidson, J. A.; Fuller, G. A.; Harper, D. A.; Myers, P. C.; Padman, R. Far-infrared and submillimeter-wavelength observations of star forming dense cores. I – Spectra. **The Astrophysical Journal**, v. 366, n. 1, p. 203-220, 1991.

Lang, K. R. **Astrophysical formulae**. Berlin: Springer - Verlag, 1999. 558 p.

Langer, W. D.; Goldsmith, P. F.; Carlson, E. R.; Wilson, R. W. Evidence for isotopic fractionation of carbon monoxide in dark clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 235, n. 1, p. L39-L44, 1980.

Leung, C. M. in Protostars and Planets II, ed. D.C. Bla and M.S. Mathews, **University of Arizona Press**, p.104, n. 15, 1985.

Low, M.; Klessen, R. S. Control of star formation by supersonic turbulence. **Reviews of modern physics**, v.76, n. 2, p.125-194, 2004.

Maciel, W. J. **Astrofísica do meio interestelar**. São Paulo : EDUSP, 2002. 361 p.

Mc Cammon, D.; Burrows, D.N.; Sanders, W.T.; Kraushaar, W.L. The soft X-ray diffuse background. **The Astrophysical Journal**, v. 269, n. 2, p. 107-135, 1983.

Myers, P.C. Star forming molecular clouds. In: Molecular Clouds and Star Formation, 7., 1995, Wuxi, China. **Proceedings...** Singapore: World Press, 1995.

Myers, P.C.; Ladd, E.F. Bolometric temperatures of Young Stellar Objects. **The Astrophysical Journal**, v. 413, n. 1, p.L47-150, 1993.

Myers, P. C.; Fuller, G. A.; Mathieu, R. D.; Beichman, C. A., Benson, P. J.; Emerson, J. P. Near infrared and optical observations of IRAS sources in and near dense cores. **The Astrophysical Journal**, v. 319, n. 1, p.340-357, 1987.

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, n.2, p.517-537, 1983.

Ostlie, D.A.; Carroll, B.W. **An introduction to modern stellar astrophysics**. New York: Addison Wesley, 1996. 752 p.

Otrupcek, R. E.; Hartley, M., Wang, J. S. Catalog of J=1-0 CO Emission towards Southern Dark Clouds. **The Astronomical Society of Australia**, v. 17, n. 1, p. 92-101, 2000.

Parker, N. D. Infrared properties of IRAS sources associated with nearby dark molecular clouds. **MNRAS**, v. 251, n. 1, p. 63-75, 1991.

Reipurth, B.; Nyman. L. A.; Chini, R. Protoestellar candidates in southern molecular clouds. **Astronomy & Astrophysics**, v. 314, n. 1, p. 258-264, 1996.

Rohlfs, K.; Wilson, T. **Tools of radio astronomy**. 3.ed. Berlin: Springer, 2000. 515 p.

**Sky view virtual observatory**. NASA; Disponível em:  
<<http://www.skyview.gsfc.nasa.gov/>>. Acesso em: 13 ago. 2004.

Townes, C.H.; Schawlow, A.L. **Microwave spectroscopy**. New York: Dover, 1975. 657 p.

van den Bergh, S.; Herbst, W. Catalog of southern stars embedded in nebulosity. **The Astronomical Journal**, v. 80, n. 2, p. 208-212, 1975.

van der Walt, D.J.; Gaylard, M.J.; MacLeod, G.C. New detections of  $5_1 - 6_0$  A<sup>+</sup> - metanol masers towards IRAS sources. **Astronomy & Astrophysics Supplement Series**, v.110, n. 1, p. 81-98, 1995.

van Dishoek, E.; Black, J.H. The photodissociation and chemistry of interstellar CO, **The Astronomical Journal**, v. 334, n. 2, p. 771-802, 1988.

Vilas-Boas, J.W.S; Abraham, Z. NH<sub>3</sub> (1,1) survey toward southern hemisfere HII regions. I. **Astronomy & Astrophysics**, v. 335, n. 1, p. 1115-1121, 2000.

Vilas-Boas, J. W. S; Myers, P.C.; Fuller, G. A. Dense Cores in Dark Clouds. IX. Observations of <sup>13</sup>CO and C<sup>18</sup>O in Vela, Musca and the Coalsack. **The Astrophysical Journal**, v. 433, n. 1, p.96-116, 1994.

Vilas-Boas, J. W. S; Myers, P. C.; Fuller, G. A. Dense Cores in Dark Clouds. XII. <sup>13</sup>CO and C<sup>18</sup>O in Lupus, Corona Australis, Vela and Scorpius. **The Astronomical Journal**, v. 532, n. 1, p. 1038-1050, 2000.

Wannier, P. G.; Penzias, A. A., Linke, R. A., Wilson, R. W. Isotope abundances in interstellar molecular clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 204, n. 1, p. 26-42, 1976.

Wood, D. O. S., Churchwell, E. The morphologies and physical properties of ultra-compact HII regions. **The Astrophysical Journal**, v. 340, n. 1, p. 831-865, 1989.

Wootten, A. The duplicity of IRAS 16293-2422: A protobinary star. **The Astrophysical Journal**, v. 337, n. 2, p.858-864, 1989.

Yun, J. P.; Clemens, D. P. Star formation in small globules: bart bok was correct! **The Astrophysical Journal**, v. 365, n. 2, p.L73-L76, 1990.

## APÊNDICE 1

### CONCEITOS BÁSICOS DE EMISSÃO MASER

Nesta Seção, faremos uma breve introdução aos conceitos de emissão maser e é mostrada a equação de transferência radiativa para o modelo unidimensional. A Figura A1.1 abaixo mostra um modelo de 3 estados para que ocorra uma emissão maser. Nela, estão esquematizados os três níveis  $l_1$ ,  $l_2$  e  $l_3$ , necessários para a emissão maser, bem como, o fóton que representa o mecanismo de bombeamento, colisional ou fotônico à esquerda e os fótons estimulados à direita. As setas indicam as transições moleculares dos níveis superiores para os inferiores (setas menores) e do nível inferior para o superior (seta maior).

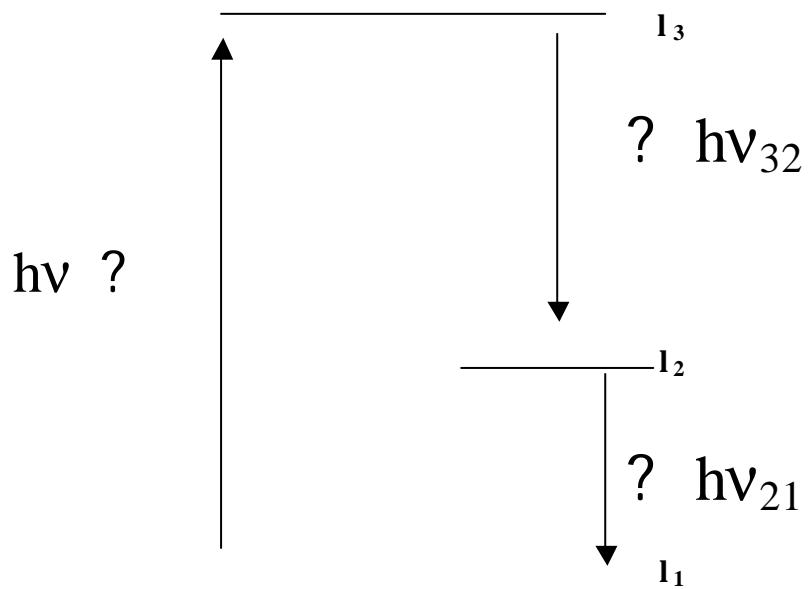


FIGURA A1.1. Modelo simplificado do processo de emissão maser.

Para que ocorra a emissão maser, é preciso que exista um mecanismo de bombeamento, colisional ou fotônico no meio interestelar, de tal forma que moléculas tais como H<sub>2</sub>O, SiO, OH entre outras, sejam excitadas do nível 1 para o nível 3 em uma taxa alta e contínua. Em geral as taxas de transição variam com o cubo da freqüência. Se admitirmos que as transições 1-3 e 3-2 ocorrem muito mais rapidamente do que a transição 2-1, então esse efeito resulta na inversão de população, necessária para a emissão maser. Maiores detalhes sobre esses mecanismos de bombeamento podem ser encontrados em Elitzur (1992). A inversão de população faz com que o coeficiente de absorção ou a seção de choque de absorção se torne negativo de forma que a radiação não seja atenuada ao longo do percurso, mas amplificada, como veremos abaixo.

Consideremos a equação de transferência radiativa abaixo correspondente a transição entre os estados 1 e 2;

$$\frac{dI_{\mathbf{n}}}{ds} = \frac{h\mathbf{n}_0}{4\mathbf{p}} \left[ (n_2 - n_1)B \frac{4\mathbf{p}}{c} I_{\mathbf{n}} + n_2 A \right] \mathbf{j}(\mathbf{n}) , \quad (\text{A1.1})$$

onde  $I_{\mathbf{n}}$  é a intensidade,  $n_i$  ( $i = 1, 2$ ) são as populações dos níveis,  $\mathbf{j}(\mathbf{n})$  é o perfil Doppler e A e B são os coeficientes de Einstein. Por simplicidade vamos considerar que  $A_{21} = A$ ,  $B = B_{12} = B_{21}$  e assumir que os pesos estatísticos  $g_1$  e  $g_2$  sejam iguais.

As populações dos níveis 1 e 2 podem ser modificadas por emissão espontânea descrita pelo coeficiente de Einstein A e por emissão estimulada representada pelo coeficiente M dado por

$$M = \frac{4\mathbf{p}}{c} B \bar{I} = \frac{4\mathbf{p}}{c} B I \frac{\Omega_m}{4\mathbf{p}} , \quad (\text{A1.2})$$

onde  $\Omega_m$  é o ângulo sólido da radiação; ou por colisões descrita por um taxa C bem como por uma taxa de bombeamento  $P_{23}$  e  $P_{13}$ .

Se o sistema for estacionário podemos usar da equação de equilíbrio estatístico dada por:

$$n_1(C_{12} + M_{12} + P_{13}) = n_2(C_{21} + M_{21} + P_{23} + A_{21}) \quad , \quad (A1.3)$$

onde  $C_{12}$  e  $C_{21}$  são as taxas de transição por colisão entre os níveis 1 e 2,  $M_{12}$  e  $M_{21}$  são as taxas de transição por emissão estimulada e  $P_{13}$  e  $P_{23}$  são as taxas de bombeamento para o terceiro nível.

No caso dos maseres, podemos desprezar a taxa de emissão espontânea com relação aos outros coeficientes C e M devido à hipótese de inversão de população. Fazendo agora  $C_{12} \approx C_{21} = C$ ,  $M_{12} \approx M_{21} = M$ , podemos escrever a equação (A1.3) da seguinte forma:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{P_{12} + M + C}{P_{21} + M + C} . \quad (A1.4)$$

Para o caso em que  $M = C = 0$  e definindo a grandeza  $\Delta n_0 = (n_2 - n_1)$  então a partir de (A1.4) mostramos que,

$$\Delta n_0 = (n_2 - n_1)_{M=C=0} = n \frac{P_{12} - P_{21}}{P_{12} + P_{21}} , \quad (A1.5)$$

onde  $n = n_2 + n_1$ .

Para o caso em que  $C \neq 0$  e  $C \neq M$  e  $P = P_{12} + P_{21}$  podemos escrever, a partir (A1.4), a seguinte expressão,

$$\Delta n = \frac{\Delta n_0}{1 + \frac{2(C+M)}{P}} . \quad (A1.6)$$

Substituindo a equação (A1.6) em (A1.1) vemos que,

$$\frac{dI_n}{ds} = \frac{\mathbf{a}I_n}{1 + \frac{I_n}{I_s}} + \mathbf{e} \quad , \quad (A1.7)$$

onde

$$\mathbf{a} = \frac{h\mathbf{n}_0}{4\mathbf{p}} B \frac{\Delta n_0}{1 + \frac{2C}{P}} \mathbf{j}(\mathbf{n}), \quad (\text{A1.8})$$

$$I_s = \frac{cP}{2B\Omega_m} \left( 1 + \frac{2C}{P} \right), \quad (\text{A1.9})$$

e

$$\mathbf{e} = \frac{h\mathbf{n}_0}{4\mathbf{p}} n_2 A \mathbf{j}(\mathbf{n}), \quad (\text{A1.10})$$

Para  $I_v \ll I_s$  temos a solução do chamado maser insaturado para o centro da linha, i.e.,  $v=v_0$ .

$$I_{n0} = I_0 \exp(\mathbf{a}_0 L) + \mathbf{e} / \mathbf{a}_0 x(\exp(\mathbf{a}_0 - I)), \quad (\text{A1.11})$$

onde  $L$  é o tamanho da região emissora ao longo da linha de visada e  $\alpha_0$  é o coeficiente de absorção no centro da linha. Vemos de (A1.6) que  $\Delta n$  positivo, torna o coeficiente de absorção  $\alpha$  positivo fazendo com que a intensidade da radiação aumente ao longo do comprimento da região maser  $L$ , segundo uma exponencial. No caso da emissão maser de  $\text{H}_2\text{O}$  de OEJs de pequena massa, os masers devem ser do tipo insaturado, pois são masers de baixa intensidade e alta variabilidade temporal.

Para  $I_v > I_s$ , o lado direito da equação (A1.7) é constante e a solução para o maser saturado é dada por:

$$I_n = I_0 + (\mathbf{a}_0 I_s + \mathbf{e})L. \quad (\text{A1.12})$$

Neste caso, vemos que a intensidade  $I_n$  cresce linearmente com a extensão da região maser  $L$ , ao contrário do que ocorre com o maser insaturado, cujo crescimento é exponencial.

## APÊNDICE 2

### CORREÇÃO DA TEMPERATURA DE ANTENA DEVIDO À ATENUAÇÃO ATMOSFÉRICA

As ondas de rádio são atenuadas pela atmosfera terrestre. Assim, é necessário corrigir as observações feitas pelo radiotelescópio devido a este fenômeno.

Para este fim, geralmente, é usado um modelo plano-paralelo de atmosfera esquematizado abaixo.

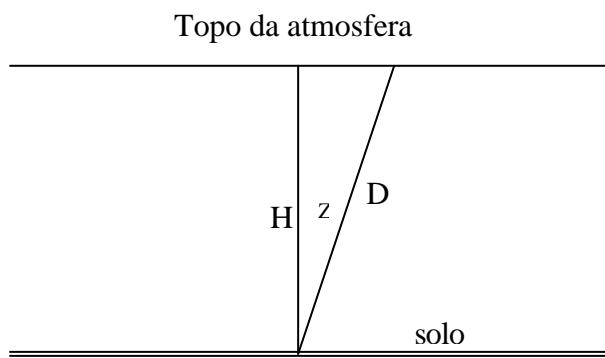


FIGURA A2.1. Modelo de atmosfera plano-paralela.

Na Figura A2.1, H é a extensão da atmosfera no Zenith do observador, Z é o ângulo zenital e D é a extensão da atmosfera em  $Z \neq 0$ .

Tendo em vista a solução da equação de transferência radiativa em função da temperatura de brilho de uma fonte, vemos que:

$$T_{obs} = T_B \exp(-\tau_{ATM}), \quad (A2.1)$$

onde  $T_{obs}$  é a temperatura de brilho observada,  $T_B$  é a temperatura de brilho da fonte e  $\tau_{ATM}$  é a profundidade óptica da atmosfera.

A partir da definição de profundidade óptica calculada para  $Z \neq 0$  podemos ver que:

$$\tau_{ATM} = \int \alpha \, dl \approx \alpha D, \quad (A2.2)$$

onde  $\alpha$  em (A2.2) é o coeficiente de absorção da atmosfera assumido constante.

Da geometria do modelo de atmosfera é fácil ver que:

$$H = D \cos(Z) \Rightarrow D = H \sec(Z), \quad (A2.3)$$

Substituindo (A2.3) em (A2.2) vemos que:

$$\tau_{ATM} = \alpha H \sec(Z) = \tau_{ATM(Z)} \sec(Z), \quad (A2.4)$$

onde  $\alpha H = \tau_{ATM(Z)}$ , é a profundidade óptica da atmosfera no zênite do observador, i.e.,  $Z = 0$ .

Assim a Equação (A2.1) pode ser escrita como:

$$T_{obs} = T_B \exp(-\tau_{ATM(Z)} \sec(Z)). \quad (A2.5)$$

Resolvendo a equação para a temperatura de brilho  $T_B$  fica que:

$$T_B = T_{obs} \exp(\tau_{ATM(Z)} \sec(Z)). \quad (A2.6)$$

A partir da expressão que relaciona a temperatura de antena com a temperatura de brilho da fonte (ver Equação 3.10) podemos escrever:

$$T_A = \frac{\Omega_s}{\Omega_A} T_B. \quad (A2.7)$$

Substituindo (A2.6) em (A2.7) obtemos a temperatura de antena corrigida da atenuação atmosférica  $T_A^*$  na forma:

$$T_A^* = \frac{\Omega_s}{\Omega_A} T_{obs} \exp(\tau_{ATM(Z)} \sec(Z)). \quad (A2.8)$$

## APÊNDICE 3

### PERFIL GAUSSIANO OU DOPPLER DE LINHAS ESPECTRAIS

O perfil gaussiano ou Doppler das linhas espectrais emitidas por nuvens moleculares é gerado devido ao movimento térmico das moléculas do gás.

Para analisar este efeito, definimos a função perfil de linha  $\phi(\Delta v)$  (Hz<sup>-1</sup>) onde,  $\Delta v = v - v_{ij}$  no argumento de  $\phi$  é a diferença entre a freqüência observada  $v$  e a freqüência de repouso  $v_{ij}$  da transição.

A função perfil de linha é normalizada de forma que:

$$\int f(\Delta n) d\Delta n = 1. \quad (\text{A3.1})$$

Devido ao movimento térmico das moléculas do gás, a distribuição de velocidades das mesmas é dada pela distribuição de Maxwell,

$$f(v_x) dv_x = (m/2\pi kT)^{1/2} \exp(-mv_x^2/2kT) dv_x, \quad (\text{A3.2})$$

onde  $f(v_x) dv_x$  é a fração de moléculas no intervalo de velocidades radiais no intervalo entre  $v_x$  e  $v_x + dv_x$ ,  $m$  é a massa da molécula em questão e  $T$  é a temperatura. Note que a equação (A3.2) também é normalizada.

Neste caso a função perfil de linha  $f(\Delta v)$  é consequência do efeito Doppler gerado pela distribuição de velocidades do gás, de forma que:

$$f(\Delta v) dv = f(v_x) dv_x. \quad (\text{A3.3})$$

Para  $v \ll c$  (*velocidade da luz*) a relação do efeito Doppler torna-se:

$$\frac{\Delta n}{n_{ij}} = \frac{v}{c}. \quad (\text{A3.4})$$

$$\frac{dv}{c} = \frac{d\mathbf{n}}{\mathbf{n}_{ij}} = \frac{\mathbf{I}_{ij} dv}{c}. \quad (\text{A3.5})$$

Usando (A3.3) junto com as expressões (A3.2), (A3.4) e (A3.5), podemos escrever a função perfil de linha como:

$$\mathbf{f}(\Delta\mathbf{n}) = f(v) \frac{dv}{d\mathbf{n}} = \left( \frac{m}{2\mathbf{p}kT} \right)^{1/2} e^{-mv^2/2kT} \frac{c}{\mathbf{n}_{ij}}, \quad (\text{A3.6})$$

$$\begin{aligned} &= \frac{c}{b\sqrt{\mathbf{p}\mathbf{n}_{ij}}} e^{-(v/b)^2} \\ &= \frac{c}{b\sqrt{\mathbf{p}\mathbf{n}_{ij}}} e^{-(c\Delta\mathbf{n}/b\mathbf{n}_{ij})^2}, \\ &= \frac{\mathbf{I}_{ij}}{b\sqrt{\mathbf{p}}} e^{-(v/b)^2} \end{aligned}$$

onde foi introduzido o parâmetro  $b$  dado por:

$$b = \left( \frac{2kT}{m} \right)^{1/2}. \quad (\text{A3.7})$$

Este parâmetro está relacionado com a largura Doppler  $\Delta v_D$ , ou seja, o valor de  $\Delta v$  para o qual a função perfil diminui por um fator  $e$ . O valor máximo da função  $\phi(\Delta v)$  é dado por:

$$\phi_{Max}(\Delta v) = \frac{c}{b\sqrt{\mathbf{p}\mathbf{n}_{ij}}} = \frac{\mathbf{I}_{ij}}{b\sqrt{\mathbf{p}}}, \quad (\text{A3.8})$$

$$\begin{aligned} \phi(\Delta v_D) &= \frac{\mathbf{f}_{Max}(\Delta\mathbf{n})}{e} \\ &= \frac{1}{e} \left( \frac{c}{b\sqrt{\mathbf{p}\mathbf{n}_{ij}}} \right) = \frac{c}{b\sqrt{\mathbf{p}\mathbf{n}_{ij}}} e^{-(c\Delta\mathbf{n}_D/b\mathbf{n}_{ij})^2}. \end{aligned} \quad (\text{A3.9})$$

Para que a igualdade acima ocorra é necessário que o argumento da exponencial seja igual a 1. Portanto fica que:

$$\Delta n_D = \frac{b n_{ij}}{c} = \frac{b}{I_{ij}} . \quad (\text{A3.10})$$

Em termos da largura Doppler, a função perfil pode ser escrita como:

$$f(\Delta n) = \frac{1}{\sqrt{p} \Delta n_D} e^{-(\Delta n / \Delta n_D)^2} . \quad (\text{A3.11})$$

Notemos que a função perfil acima é normalizada de acordo com (A3.1).

A largura total a meia altura ou intensidade máxima FWHM (*full width at half maximum*) pode ser calculada da seguinte forma:

$$f(\Delta n_h / 2) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{p} \Delta n_D} \right) = \frac{1}{\sqrt{p} \Delta n_D} e^{-(\Delta n_h / 2 \Delta n_D)^2} \quad (\text{A3.12})$$

A partir de (A3.12) fica que:

$$e^{(\Delta n_h / 2 \Delta n_D)^2} = 2 , \quad (\text{A3.13})$$

e o resultado é:

$$\Delta n_h = 2 \Delta n_D \ln 2 = \frac{2 b n_{ij} \sqrt{\ln 2}}{c} = \frac{2 b \sqrt{\ln 2}}{I_{ij}} . \quad (\text{A3.14})$$

Nas nuvens moleculares há geralmente uma componente de turbulência que se sobrepõem ao alargamento térmico, aumentando a largura Doppler. Em geral, esta componente turbulenta é tratada matematicamente como um perfil gaussiano com uma resultante de velocidade média (rms)  $\langle v_t^2 \rangle^{1/2}$  de forma que a largura Doppler térmica-turbulenta é agora dada por:

$$\Delta n_D = \frac{n_{ij}}{c} \left[ \frac{2 k T}{m} + \langle v_t^2 \rangle \right]^{1/2} , \quad (\text{A3.15})$$

portanto, quanto maior a velocidade de turbulência, maior será a largura Doppler total, i.e., a largura Doppler térmica-turbulenta da linha.

## APÊNDICE 4

### ESPECTROS ROTACIONAIS DE MOLÉCULAS LINEARES DIATÔMICAS E ASSIMÉTRICAS

#### A 4.1. Introdução

No interior de nuvens escuras frias, cuja temperatura cinética é da ordem de 10 K, a energia cinética média das moléculas constituintes do gás não é suficiente para excitar por colisão os níveis vibracionais e eletrônicos de moléculas como o CO. Em geral, a energia disponível é suficiente somente para excitar por colisão molécula-molécula, os níveis rotacionais destas moléculas. As transições rotacionais moleculares possuem energias típicas da ordem de  $10^{-3}$  eV (ver Rohlfs & Wilson, 2000) e, portanto, correspondem a linhas de comprimentos de onda na região milimétrica e centimétrica do espectro eletromagnético. Neste capítulo, discutiremos brevemente a respeito dos espectros rotacionais de moléculas lineares diatônicas como, por exemplo, o CO e suas variedades isotópicas, bem como moléculas não lineares onde um exemplo é a molécula de H<sub>2</sub>O.

Para uma molécula, em geral, a sua energia interna total pode ser descrita pela expressão abaixo.

$$E^{tot} = E^{el} + E^{vib} + E^{rot}, \quad (A4.1)$$

onde  $E^{el}$  é a energia eletrônica devido aos elétrons,  $E^{vib}$  é a energia vibracional devido ao movimento relativo dos núcleos e  $E^{rot}$  é a componente rotacional dos átomos constituintes da molécula.

Como as transições moleculares em questão são essencialmente rotacionais, então a variação da energia molecular pode ser escrita da seguinte forma,

$$\Delta E^{tot} = \Delta E^{rot}. \quad (A4.2)$$

## A 4.2. Espectro Rotacional de Moléculas Lineares Diatômicas

As moléculas lineares, nas condições descritas no item anterior, podem ser aproximadas pelo modelo de rotor rígido já que somente transições rotacionais ocorrerão. Neste caso, a equação de Schrödinger para estas moléculas pode ser escrita da seguinte forma simplificada;

$$H_{rot} = \frac{L^2}{2I} \mathbf{y}(\mathbf{q}, \mathbf{f}) = E_{rot} \mathbf{y}(\mathbf{q}, \mathbf{f}), \quad (A4.3)$$

onde  $L$  é o operador momento angular total da molécula,  $\mathbf{y}(\theta, \phi)$  são suas autofunções e  $I$  é seu momento de inércia.

As soluções  $\mathbf{y}(\theta, \phi)$  são as conhecidas funções do tipo harmônicas esféricas  $Y_{lm}(\theta, \phi)$  cujos auto-valores são dados por:

$$E_{rot} = hB J(J+1), \quad (A4.4)$$

onde  $h$  é a constante de Planck,  $J = 0, 1, 2, \dots$  é o número quântico do momento angular total de rotação da molécula linear que assume sempre valores inteiros e  $B$  é chamada constante de rotação dada por:

$$B = \frac{h}{8\mu^2 I}, \quad (A4.4.i)$$

onde  $I = \mu^2 (m_1 m_2) / (m_1 + m_2)$  é o momento de inércia para uma molécula linear diatômica e  $r_{1,2}$  é sua distância internuclear.

Este modelo de rotor rígido aplica-se muito bem para transições de níveis  $J$  baixos, como por exemplo,  $J = 1 \rightarrow 0$ , como veremos abaixo.

As freqüências de transição do nível  $J+1$  para o  $J$  pode ser escrita usando a relação de Einstein  $E = h\nu$  e a equação (A4.4) como;

$$v_{\text{rot}} = E_{J+1,J} = 2B(J+1). \quad (\text{A4.5})$$

Para uma molécula elástica, que sofre distorções centrífugas, as distâncias internucleares são modificadas durante a transição e a equação (A4.4) deve ser corrigida da seguinte forma (ver Rohlfs e Wilson, 2000):

$$E_{\text{rot}} = hB J(J+1) - hD[J(J+1)]^2, \quad (\text{A4.6})$$

onde D é a constante de distorção centrífuga que é da ordem de  $10^{-5} B$  para a maioria das moléculas.

Usando a regra de seleção para transições de dipolo elétrico  $\Delta J = \pm 1$ , a freqüência das transições é dada por:

$$v_{\text{rot}} = E_{J+1,J}/h = 2B(J+1) - 4D(J+1)^3. \quad (\text{A4.7})$$

Como podemos ver a partir da equação (A4.7), o desvio das freqüências do modelo de rotor rígido cresce rapidamente à medida que J aumenta.

### A 4.3. Espectro Rotacional de Moléculas Assimétricas

Para uma molécula do tipo pião assimétrico, que é o caso da molécula de água, não há eixos internos de simetria em que se tem uma componente constante de momento angular, i.e., uma projeção do momento angular total sobre um eixo de simetria da molécula. Neste caso, somente o momento angular total é conservado, i.e., o único bom número quântico é J.

A energia rotacional de um pião assimétrico pode ser expressa pela fórmula da mecânica clássica,

$$E = \frac{1}{2} I_A \mathbf{v}^2 + \frac{1}{2} I_B \mathbf{v}^2 + \frac{1}{2} I_C \mathbf{v}^2, \quad (\text{A4.8})$$

onde  $\omega$  é a freqüência angular de rotação. Usando a relação

$$P = I\mathbf{v}, \quad (\text{A4.8.i})$$

podemos escrever (A4.8) da seguinte forma:

$$E = \frac{P_A^2}{2I_A} + \frac{P_B^2}{2I_B} + \frac{P_C^2}{2I_C}, \quad (\text{A4.9})$$

onde  $P_A$ ,  $P_B$  e  $P_C$  são as componentes do momento angular total  $P$  sobre os três eixos da molécula e  $I_A$ ,  $I_B$  e  $I_C$  são os momentos de inércia com relação a estes eixos.

Como dito anteriormente, somente o momento angular total é conservado e é expresso por:

$$P = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (\text{A4.9i})$$

onde  $J = 0, 1, 2, \dots$ .

As soluções da equação de Schrödinger para moléculas do tipo rotor assimétrico mostram que para cada valor de  $J$  existem  $2J + 1$  soluções (Herzberg, 1956) e como não são caracterizadas por nenhum número quântico, convencionou-se colocar um índice subscrito,  $\tau$ , ao momento angular total. Este subscrito varia de  $-J$  a  $+J$ , fazendo referência a cada estado, i.e.,  $E_J$  é a energia do estado de energia mais baixa,  $E_{J+1}$  é a energia correspondente à próxima solução e  $E_J$  é a energia do estado mais alto.

O espectro de energia de rotação, desprezados os efeitos de distorção centrífuga, é dado por Herzberg (1956) como:

$$E_{Jt} = \frac{1}{2}(A + C)J(J + 1) + \frac{1}{2}(A - B)P_t, \quad (A4.10)$$

onde  $A = \frac{\hbar}{4pI_A}$ ,  $B = \frac{\hbar}{4pI_B}$ ,  $C = \frac{\hbar}{4pI_C}$ ,

são as constantes de rotação do rotor assimétrico. Na equação A4.10 a função  $P_t(A,B,C)$  depende de uma maneira complicada de A, B e C e seus valores encontram-se tabelados em Townes e Schallow (1975). A molécula de água pode ser considerada como um rotor assimétrico com três constantes de rotação diferentes. Possui momento de dipolo elétrico de  $1,8 \times 10^{18}$  esu, tem forma aproximadamente esférica e um raio de 1,38 Å formando um ângulo de  $109^\circ$  entre o átomo de oxigênio e os dois átomos de hidrogênio (Gordy et al., 1953).



## APÊNDICE 5

### MASSA DO VIRIAL

A Massa do Virial é a massa das condensações estimadas a partir do Teorema do Virial. A principal hipótese é que os objetos estejam em equilíbrio, onde a gravidade e o movimento térmico das moléculas do gás são os únicos agentes.

Seja o momento das moléculas do gás dado por  $\mathbf{p}_i = m_i \mathbf{v}_i$ , onde  $i$  é a  $i$ ésima partícula. Então,

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{s}_i) = \mathbf{p}_i \cdot \dot{\mathbf{s}}_i + \dot{\mathbf{p}}_i \cdot \mathbf{s}_i . \quad (\text{A5.1})$$

Fazendo a média no tempo de (A5.1) temos:

$$\frac{1}{t} \int_0^t d(\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{s}_i) = \frac{1}{t} \int_0^t \mathbf{p}_i \cdot \dot{\mathbf{s}}_i dt + \frac{1}{t} \int_0^t \dot{\mathbf{p}}_i \cdot \mathbf{s}_i dt . \quad (\text{A5.2})$$

O termo do lado esquerdo de (A5.2) é:

$$\frac{1}{t} [p(\mathbf{t})_i \cdot \mathbf{s}(\mathbf{t})_i - p(0)_i \cdot \mathbf{s}(0)_i] . \quad (\text{A5.3})$$

O termo do lado direito é:

$$\mathbf{p}_i \cdot \dot{\mathbf{s}}_i = m_i \mathbf{v}_i \cdot \dot{\mathbf{v}}_i = 2T_i , \quad (\text{A5.4})$$

onde  $T_i$  é a energia cinética de cada partícula. Lembrando que  $\mathbf{p} = \mathbf{F}_i$  é a força aplicada em cada partícula podemos escrever (A5.2) como:

$$\frac{1}{t} [p(\mathbf{t})_i \cdot s(\mathbf{t})_i - p(0)_i \cdot s(0)_i] = 2\bar{T} + \sum_i \overline{F_i \cdot s_i}. \quad (\text{A5.5})$$

Com o passar do tempo o termo (A5.5) deve tender a zero por estarmos tratando de uma região fechada e as forças serem conservativas. Esta é a principal hipótese.

O primeiro termo do lado esquerdo de (A5.5) é a energia total do movimento das partículas, cinético e turbulento e o segundo termo é a energia gravitacional de todos os constituintes da nuvem.

A força gravitacional entre duas partículas do gás  $i$  e  $j$ , pode ser escrita como:

$$F_{ij} = \frac{Gm_i m_j}{s_{ij}^3} (s_j - s_i), \quad (\text{A5.6})$$

sendo que a força total das partículas  $j$  agindo sobre  $i$  é:

$$F_i = \sum_{j \neq i} F_{ij}, \quad (\text{A5.7})$$

então,

$$\sum_i F_i \cdot s_i = \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{Gm_i m_j}{s_{ij}^3} (s_j - s_i) \cdot s_i. \quad (\text{A5.8})$$

Devido a dupla contribuição das partículas na dupla soma de (A5.8) podemos reduzi-la a uma soma simples combinando os termos de (A5.7) da seguinte forma:

$$\frac{Gm_i m_j}{s_{ij}^3} (s_j - s_i) \cdot (s_i - s_j) = \frac{Gm_i m_j}{s_{ij}}, \quad (\text{A5.9})$$

então a expressão (A5.5) reduz-se a:

$$2\bar{T} = - \sum_{ij} \frac{Gm_i m_j}{s_{ij}}. \quad (\text{A5.10})$$

Se assumirmos que todas as partículas possuem a mesma massa, então

$$2\bar{T} = \overline{\sum m_i v_i^2} = nm \overline{v^2}. \quad (\text{A5.10})$$

Para o termo de gravidade da equação (A5.10) fica que:

$$\sum_{ij} \frac{Gm_i m_j}{s_{ij}} = \frac{Gm^2}{\langle R \rangle} \sum_{\text{todos\_pares\_}ij}, \quad (\text{A5.11})$$

A soma sobre todos os pares em (A5.11) é  $n(n - 1)/2$ . Para um número grande de partículas  $n$ ,  $n - 1 \approx n$  e  $nm = M$  (massa total). Portanto a expressão se reduz a:

$$\overline{v^2} = \frac{GM}{2R}. \quad (\text{A5.12})$$

A velocidade em (A5.12) é a velocidade quadrática média, RMS, tridimensional. Como observamos somente a componente radial da velocidade devemos multiplicar o valor medido por 3; para converter a velocidade em função da largura de linha dividimos por  $8 \ln(2)$ , i.e.,  $\overline{v^2} = \frac{3}{8 \ln(2)} \Delta v_{1/2}^2$ . Então a relação do Virial fica:

$$M = 250 \left( \frac{\Delta v_{1/2}}{km s^{-1}} \right)^2 \left( \frac{R}{pc} \right) M_{sol}, \quad (\text{A5.13})$$

onde  $\Delta v_{1/2}$  é a largura de linha em km/s e  $R$  é o raio médio das condensações.



## APÊNDICE 6

### ERRATA DA TABELA 2 DE VILAS-BOAS, MYERS & FULLER (2000)

Neste Apêndice, apresentamos uma correção de alguns parâmetros derivados das condensações do Escorpião presentes na Tabela 2 de Vilas-Boas, Myers e Fuller (2000) (VMF).

Alguns valores dos parâmetros derivados para o Escorpião da Tabela 2 de VMF, como densidade de coluna de H<sub>2</sub> das condensações foram trocados por engano por valores de densidade volumétrica média de H<sub>2</sub>, o que ocasionou erros na massa estimada.

A Tabela A6.1 apresenta a tabela corrigida somente das grandezas acima citadas ficando os outros parâmetros inalterados.

TABELA A6.1. Parâmetros derivados das condensações do Escorpião de VMF.

condensação	$\tau_{18}$	T <sub>ex</sub> (K)	N(C <sup>18</sup> O) (10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	N(H <sub>2</sub> ) (10 <sup>21</sup> cm <sup>-2</sup> )	L (pc)	M (M <sub>☉</sub> )
Sc2	< 0,1	10	0,5	4	0,1	0,4
Sc3	< 0,1	10	0,3	3	0,1	0,6*
Sc4	< 0,1	10	0,5	4	0,1	0,5
Sc6	< 0,1	10	0,4	3	0,1	0,3
Sc11	0,42	10	2,0	6*	0,2	2,9*
Sc12	< 0,1	10	0,6	4*	0,2	3,6*
Sc13	0,37	8	1,2	5*	0,2	3,9*
Sc14	< 0,1	10	0,5	7*	0,1	0,8*
Sc18	< 0,1	10	0,6	5	0,1	1,6
Sc19	< 0,1	10	0,4	3	0,1	0,5
Sc20	< 0,1	10	0,3	3	0,1	3,4
Sc22	< 0,1	10	1,25*	9	0,2	6,2*

Nota: Os valores que foram corrigidos são provenientes deste trabalho e estão marcados com asterisco sobrescrito.



## APÊNDICE 7

### EXEMPLO DE UM ESPECTRO COMPLEXO DA LINHA (J=1® 0) DE $^{13}\text{CO}$ E DE UMA LINHA (J=1® 0) DE $\text{C}^{18}\text{O}$ ASSIMÉTRICA

A Figura A7.1 mostra um exemplo de um espectro complexo observado na direção da condensação Sc26. As linhas invertidas para baixo (região negativa do espectro) resultam da aplicação do método de redução e não fazem parte do espectro complexo. Nela, podemos ver claramente a superposição de duas linhas espectrais com velocidades de aproximadamente 18 km/s.

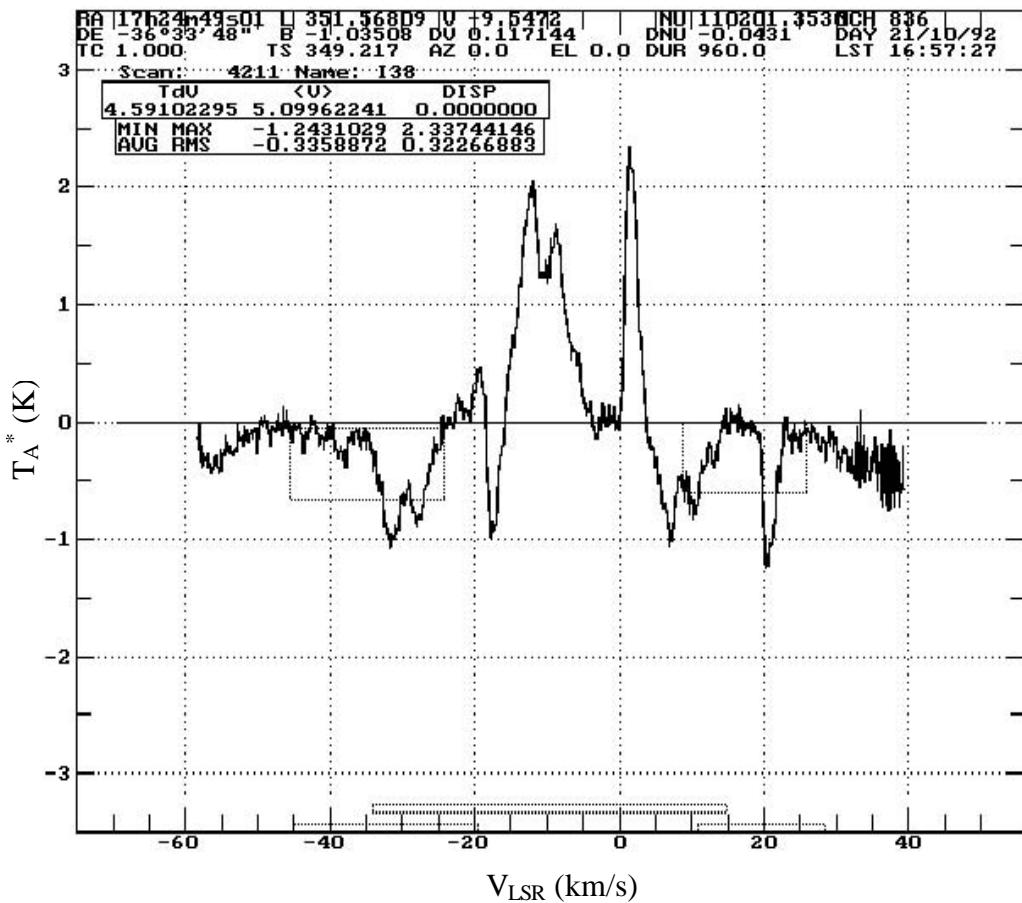


FIGURA A7.1. Espectro da linha complexa de  $^{13}\text{CO}$  observada na direção de Sc26.

A Figura A7.2 mostra um exemplo de uma linha ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $\text{C}^{18}\text{O}$  que apresenta uma leve assimetria na direção de velocidades positivas. Esta linha foi observada na direção da condensação Sc4.

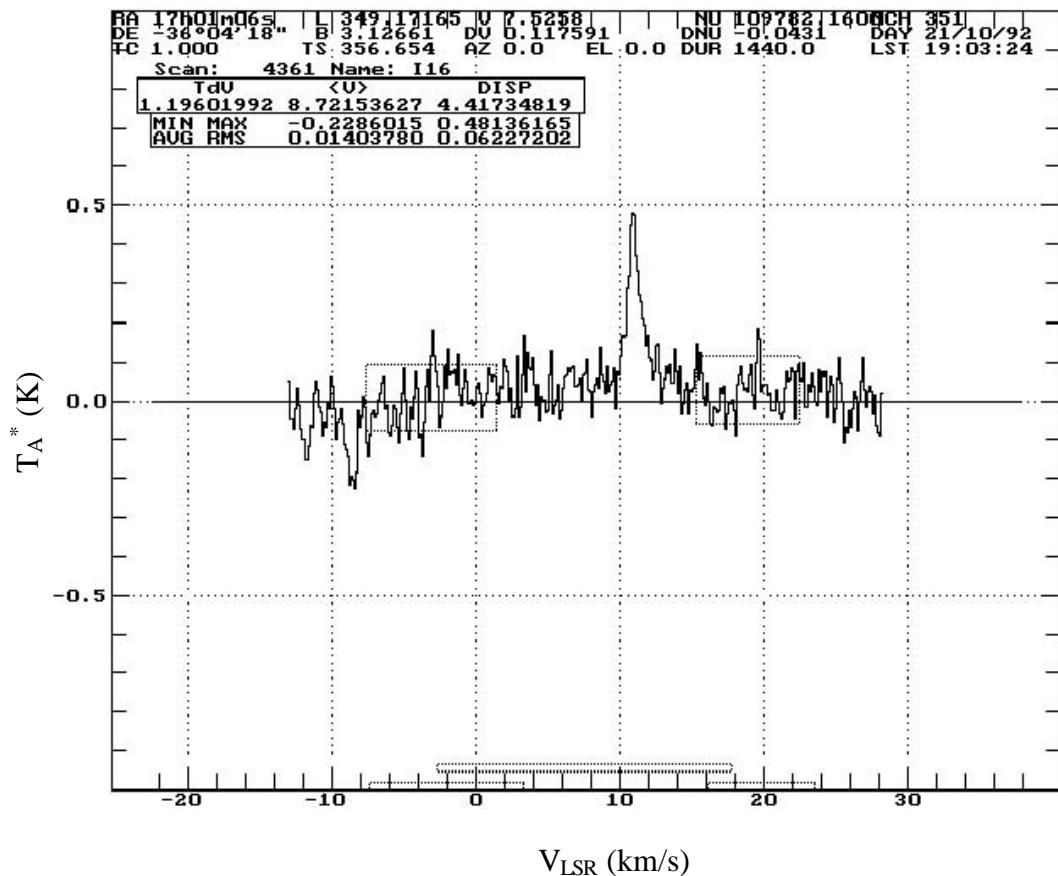


FIGURA A7.2. Linha assimétrica de  $\text{C}^{18}\text{O}$  observada na direção da condensação Sc4.

## **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 programa 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). Constam destas publicações o International 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. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

### **Pré-publicações (PRE)**

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.