MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-0000-TDI/000

FORMAÇÃO DE ÁGUA E EMISSÃO MASER EM IRAS 16293-2422

Thiago Monfredini

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos profs. Dr. José Williams Vilas Boas e Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza

INPE
São José dos Campos
2009

00.000.00(000.0)

MONFREDINI, Thiago

FORMAÇÃO DE ÁGUA E EMISSÃO MASER EM IRAS 16293-2422 / Thiago Monfredini. – São José dos Campos: INPE, 2009.

140p. – (INPE-0000-TDI/000).

1. Meio interestelar. Interstelar medium. 2. Formação estelar. Star formation. 3. Astroquímica. Astrochemistry. 4. Moleculas. Molecules. 5. Espectroscopia. Spectroscopy.

Em memória de
Tamara Percinoto
(26/07/1981 - 21/12/2009)

O maior mistério da Vida
é a relação da Mente com a Morte.

AGRADECIMENTOS

Aproveitando ao máximo os espaços nesta obra onde podemos exercitar nossa liberdade poética, vamos a ela! :D

Agradeço primeiramente à nação brasileira que, dando suporte ao INPE, em particular à Divisão de Astrofísica, e à CAPES, pelo aporte financeiro, nos concedeu a oportunidade de investigar uma pequena fração das divinas leis que regem o Universo. Agradeço igualmente a estas instituições.

Agradeço também ao eterno apoio, amizade e carinho de toda minha família, fiel porto-seguro: avós, tios, primos, e principalmente aos meus pais Ivanise e Gilberto, e à minha irmã Aline.

Obrigado aos amigos que fiz ao longo de todo esse tempo:

Ao Alex, abrindo as portas ao tema geral dessa pesquisa no INPE.

Ao Reitano, que me recepcionou na cidade com toda a alegria que marca sua veia italiana.

Ao Williams, grande amigo, apesar de orientador (hehe): foram discussões fundamentais em muitos aspectos, inclusive científicos! Agradeço também à amizade da Simone. Estes dois formam um belo casal!

Obrigado à Cláudia pela admirável sabedoria em todos os campos da vida.

À Karleyne e à Tereza pela profunda amizade, paciência e incentivo, e pelos momentos de muito riso, é claro!!

Agradeço também à Diana Gama, ótima companheira de observações, e Rafael Modro. Nos piores momentos vocês foram verdadeiros heróis. Muito obrigado!

Obrigado também à Bárbara Heliodora: conversas profundas e horas de diversão :D

Aos amigos distantes: Rafael Kimura (Tama's), Marcelo Dias (Tuta) e Marcus Percinoto.

Ao Dennis Bessada pela paciência de ouvir e de contar longas histórias, jogando luz sobre os temas como ninguém!

À Cris, que me ensinou bem que moléculas são menínulas sapéculas!!

Às grandes amizades de German e Renata, Eduardo e Regla, Pri, Mariana, Camila, Pedro, Márcio, Patrick, Rafael Vichietti, Yaísa, Eder, Júlio, Luis, Manuel e a dupla da rep: Sóstenes e Rudinei.

Cada um de uma forma tornou possível e um pouco mais suave a caminhada até aqui. Muito obrigado!

Agradeço ao apoio de toda a equipe que mantém o Rádio Observatório de Itapetinga. Faxineiras, técnicos, motoristas e seguranças, as mãos (quase) invisíveis do trabalho científico. Agradeço igualmente aos competentes funcionários da Divisão de Astrofísica que colaboraram mesmo que indiretamente para a realização deste trabalho.

Devo agradecer também às participações fundamentais de Gefeson Pacheco e César Strauss na maestria da instrumentação utilizada, ao prof. Eugênio Scalise Jr. por inspirar tantas gerações e ao Avelino Balboa e Gabriel Hickel por terem realizado há muitos anos, junto com Scalise, observações da fonte maser objeto de estudo deste trabalho. Essas observações foram aproveitadas!

Bom mergulho!

cff.

u

RESUMO

A formação da água é uma questão importante, ainda não bem compreendida e alvo de exploração de modelos teóricos. Ela remonta a estágios anteriores à formação estelar, e já foi detectada tanto em regiões de formação de estrelas quanto em envelopes circunstelares de estrelas saindo da Sequência Principal. A própria emissão maser de água associada a essas regiões têm sido motivo de estudos e monitoramento no sentido de entender sua origem, estrutura de velocidade e variabilidade. IRAS 16293-2422, uma protoestrela de Classe 0, é um objeto muito estudado ultimamente por causa de sua rica diversidade química e no qual já se detectou a molécula de água. Neste trabalho, apresentamos os resultados do monitoramento da transição maser 6_{16}-523 de água em 22,235 GHz, na direção dessa fonte, com a antena de 13,7 m do Rádio Observatório de Itapetinga, assim como uma extensa compilação bibliográfica sobre a formação de água no meio interestelar, para compreender a origem da molécula nesse tipo de emissão. Os resultados das observações mostram grandes variações na largura do perfil de linha principal e o surgimento de outras componentes de curta duração e/ou altas velocidades (> 30 km/s). Componentes com essas características ainda não haviam sido observadas na direção dessa fonte e sugerem um comportamento intermitente no processo de acreção/ejeção de matéria.

SUMÁRIO

Pág.

CAPÍTULO 1 - Introdução **15**

CAPÍTULO 2 - Processos Químicos no Meio Interestelar **19**

2.0.1 - Reações químicas na fase gasosa 19

2.0.2 - Reações químicas na superfície de grãos 28

2.1 - Formação de Água 37

2.1.1 - Formação de água na fase gasosa 37

2.1.2 - Formação de água na superfície de grãos 40

CAPÍTULO 3 - Emissão Maser **51**

3.1 - Emissão Maser e a Equação de Transferência Radiativa 52

3.2 - O Perfil de Linha 57

CAPÍTULO 4 - Instrumentação **61**

4.1 - Receptor Criogênico 62

4.2 - Espectrômetro Acústico-Óptico 66

CAPÍTULO 5 - Dados Observacionais **73**

5.1 - Redução dos Dados 73

5.2 - Dados IRAS 16293-2422 obtidos no ROI 79

5.3 - Discussão 84

5.3.1 - Estrutura de IRAS 16293-2422 84

5.3.2 - Componentes de Velocidade 94

CAPÍTULO 6 - Conclusões e Perspectivas **111**

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS **113**

ANEXO A - PARÂMETROS OBSERVACIONAIS POR DIA **117**

ANEXO B - EVOLUÇÃO DA TEMPERATURA DE ANTENA DA COMPONENTE EM 4 KM S^{-1} POR DIA DE OBSERVAÇÃO **131**

CAPÍTULO 1

Introdução

A formação de moléculas no meio interestelar tem despertado o interesse de diversos ramos da ciência por ser uma chave para compreender a complexidade química das nuvens interestelares que pode ter relação com o aparecimento de vida. Mais de 150 moléculas já foram descobertas no meio interestelar (ASTROCHEMISTRY.NET, 2009).

A água é uma substância muito importante e sua formação remonta aos estágios anteriores à formação estelar, ou seja, os núcleos densos de nuvens moleculares ou glóbulos de Bok. A água já foi detectada em regiões de formação estelar, em seus estágios primordiais, e em envelopes circunstelares de estrelas saindo da Sequência Principal, além de uma série de outras regiões galácticas e extragalácticas (IMPELLIZZERI *et al.*, 2008; ELITZUR, 1982). A água, sob a foma de mantos de gelo, é o principal constituinte dos grãos de poeira em núcleos densos de nuvens escuras (FRANCESCO *et al.*, 2007; CECCARELLI *et al.*, 2007).

Os núcleos densos pré-estelares, dos quais nascem as estrelas, apresentam baixas temperaturas ($\sim$ 10 K), densidades de $\sim 10^5$ cm^{-3} e se destacam pela presença de muitas moléculas compostas por deutério, com fração H/D $\sim 10^{4-5}$ vezes maior do que a média para o meio interestelar (CECCARELLI *et al.*, 2007).

A distinção entre núcleo pré-estelar e protoestrela de Classe 0 têm sido feita através dos seus perfis de densidade. Enquanto os núcleos sem estrela apresentam um patamar de densidade com raios de 3000 a 6000 UA e uma lei de potência para densidade de $\sim$r^{-2}, as protoestrelas de Classe 0 apresentam envelopes mais condensados centralmente, com perfil de densidade dado por uma lei de potência decrescente (ρ(r) $\propto$ r^{-p}) onde p $\sim$ 1,5 a 2 ao longo de 10000 a 15000 UA de raio (WARD-THOMPSON *et al.*, 2007). A entrada dos núcleos pré-estelares para o grupo de protoestrelas começando pela Classe 0 também é difícil de observar pois estes objetos são muito densos para se detectar fontes em comprimentos de onda $<10\mu$m. As possíveis fontes de infravermelho existentes no interior desses objetos estão muito embebidas no interior do gás da nuvem molecular.

Estrelas se formam no interior de nuvens moleculares, em regiões com altas densidades ($10^{4-5} cm^{-3}$) que podem ser identificadas via absorção no infravermelho e também via emissão no submilimétrico e milimétrico. Estes locais são conhecidos

como “núcleos densos” e apresentam emissões de várias linhas moleculares. Alguns desses núcleos densos apresentam fontes compactas infravermelhas em seu interior e por isso são classificados como glóbulos protoestelares. Os outros núcleos são classificados como “núcleos sem estrela”. Estudos no contínuo submilimétrico permitem distinguir entre diferentes tipos de núcleos sem estrela. Através de estudos como esse, mais de 60% dos núcleos foram classificados como “sem estrela”(CECCARELLI *et al.*, 2007).

Uma característica destes núcleos é o congelamento de moléculas na superfície de grãos. Este congelamento se caracteriza pelo desaparecimento de moléculas contendo carbono em função do aumento da densidade volumétrica. Essas moléculas são adsorvidas na superfície dos grãos. Ao mesmo tempo, moléculas com nitrogênio, como NH_3 e N_2H^+, são formadas tardiamente na fase gasosa em ambientes de altas densidades e sobrevivem ao congelamento sobre os grãos, sendo mais adequadas para explorar regiões mais densas ($\sim 10^4$ cm^{-3}) e mais internas —2000 a 5000 UA —dos núcleos sem estrela. Mas à densidades ainda mais altas —n(H_2) $\geq 10^6$ cm^{-3} —e raios menores que 2000 UA todas as espécies neutras são congeladas nos grãos em escala de tempo muito curta ($\leq$ 1000 anos) e espécies leves como H_3^+ e seus isótopos de deutério realizam os processos químicos dominantes (FRANCESCO *et al.*, 2007).

As protoestrelas de Classe 0 compartilham com os núcleos pré-estelares muitas características comuns como, por exemplo, a extrema deuterização e a depleção de espécies químicas que ocorre em grande parte do envelope das protoestrelas de Classe 0. Mas a presença de uma fonte de energia central, alimentada pela energia gravitacional, aquece o interior da nuvem a temperaturas que alcançam 100 K, fazendo com que moléculas que foram congeladas no manto dos grãos sejam sublimadas enriquecendo a química da fase gasosa. Nesse caso, a complexidade química pode ser comparável a de núcleos quentes —*hot cores* —de protoestrelas massivas. Por esse motivo, algumas dessas regiões foram denominadas de “nucleozinhos quentes”—*hot corinos*.

Um exemplo de “hot corino” muito estudado atualmente é o objeto IRAS 16293-2422 (chamaremos daqui em diante de IRAS16293) que será discutido especificamente no capítulo 5. Se trata de um sistema protoestelar binário, com massas individuais de $\sim$ 0,5 $M_\odot$ (STARK *et al.*, 2004) localizado na direção da região de formação estelar ρ Ophiucus, e se destaca por apresentar grande complexidade química nas partes mais internas e alta fração de deutério nas regiões mais externas (CECCARELLI *et al.*,

2007).

Como característica dessa fase de evolução, IRAS16293 apresenta intensa perda de massa, $> 10^{-6}$ $M_{\odot}$/ano (WALKER *et al.*, 1988), e as ondas de choque resultantes da interação do seu vento estelar com o meio gasoso próximo da estrela podem criar condiç ões (n($H_2 \sim 10^9$, T $\geq$ 300 K) que favoreçam a emissão maser da molécula de H_2O na transição $6_{16} \rightarrow 5_{23}$, cuja frequência de transição é 22,23508 GHz, como observado na direção dessa fonte (CLAUSSEN *et al.*, 1996).

As altas frações de moléculas deuterizadas ocorrem em espécies abundantes ($\sim 10^{-4}$ —10^{-6} em relação a H_2) na superfície dos grãos (H_2O, H_2CO, CH_3COH, NH_3, CH_4) e são sinais das condições químicas pré-colapso (FRASER *et al.*, 2002; CECCARELLI *et al.*, 2007).

A formação do formaldeído (H_2CO) e do metanol (CH_3COH), de acordo experimentos de laboratório, evidenciam a seguinte cadeia de reações: CO $\longrightarrow$ HCO $\longrightarrow$ H_2CO $\longrightarrow$ H_3CO $\longrightarrow$ CH_3OH. O mesmo ocorre com seus isótopos deuterizados. Esses mesmos modelos mostram que a formação de metanol na fase gasosa é impossível. Assim, a origem de todo metanol detectado seria a superfície dos grãos. O fato desta molécula ser mais abundante em objetos de Classe 0 mostra que ela é sublimada, permitindo visualizar núcleos pré-estelares e protoestrelas numa sequência evolutiva (CECCARELLI *et al.*, 2007)..

Com a formação do objeto central no núcleo e o aquecimento do seu interior, essas moléculas complexas podem ser destruídas, dependendo da densidade e da temperatura do meio, para voltar à molécula de CO na escala de tempo de 10^{4-5} anos. Dessa maneira, elas podem ser usadas para inferir a época de formação do objeto central, desde o início da sublimação das moléculas nos grãos.

Neste trabalho fazemos uma revisão dos modelos de produção de água em nuvens moleculares densas, apresentada no capítulo 2. No capítulo 3, são apresentados os conceitos básicos da emissão maser, objeto de monitoramento deste trabalho, realizado na direção de IRAS16293. Além dos dados produzidos neste monitoramento, coletamos resultados de observações de água na direção dessa fonte divulgados em outros trabalhos e um conjunto de 27 espectros obtidos por Scalise, Balboa e Hickel utilizando o Rádio Observatório de Itapetinga na década de 90. Todos estes dados são apresentados e discutidos no capítulo 5.

Para realizar essas observações, utilizamos um receptor criogênico operando à temperatura ambiente, que foi atualizado para observações de linhas espectrais neste trabalho e determinamos a temperatura de ruído do receptor em sua banda de operação. Toda a instrumentação utilizada é descrita no capítulo 4.

CAPÍTULO 2

Processos Químicos no Meio Interestelar

"O princípio de todas as coisas é a água"

Tales de Mileto - 600 a.C.

Neste capítulo descreveremos primeiramente alguns processos químicos no meio interestelar (MI) para compreender os diversos canais de reação para a formação da água, tratados especificamente ao final do capítulo.

Há uma grande variedade de processos químicos que levam à formação de moléculas no meio interestelar. Eles podem ser separados em dois grandes ramos: reações que ocorrem na fase gasosa, e reações que ocorrem na superfície de grãos. Discutiremos a respeito desses dois grandes ramos, de maneira sucinta, nas seções a seguir.

2.0.1 Reações químicas na fase gasosa

As reações na fase gasosa podem ser divididas em três categorias básicas: processos de ligações entre átomos, destruição de moléculas e mudança (transformação) de ligações entre átomos na molécula. A primeira categoria se refere à associação radiativa que resulta em espécies simples, com dois ou três átomos; a segunda, a processos de fotodissociação, que fragmenta espécies maiores em espécies menores; e a terceira categoria envolve vários tipos de reações onde as ligações entre os átomos na molécula sofrem mudanças, como no caso das reações íon-molécula, neutro-neutro ou de transferência de carga. Uma visão geral dos tipos de reações na fase gasosa e suas taxas típicas é dada na tabela 2.1.

TABELA 2.1 - Tipos de reação na fase gasosa e suas taxas

	Reação	k (taxa)	Unidade	Nota
Fotodissociação	$AB + h\nu \longrightarrow A + B$	10^{-9}	s^{-1}	(a)
Neutro-neutro	$A + B \longrightarrow C + D$	$4{\times}10^{-11}$	$cm^3\ s^{-1}$	(b)
Íon-Molécula	$A^+ + B \longrightarrow C^+ + D$	$2{\times}10^{-9}$	$cm^3\ s^{-1}$	(c)
Transferência de carga	$A^+ + B \longrightarrow A + B^+$	10^{-9}	$cm^3\ s^{-1}$	(c)
Associação Radiativa	$A + B \longrightarrow AB + h\nu$			(d)
Recombinação dissociativa	$A^+ + e \longrightarrow C + D$	10^{-7}	$cm^3\ s^{-1}$	
Associação colisional	$A + B + M \longrightarrow AB + M$	10^{-32}	$cm^6\ s^{-1}$	(c)
Remoção associativa	$A^- + B \longrightarrow AB + e$	10^{-9}	$cm^3\ s^{-1}$	(c)

(a) Taxa num campo de radiação sem proteção

(b) Taxa na direção exotérmica e supondo ausência de barreira de ativação

(c) Taxa na direção exotérmica

Continua

TABELA 2.1 – Continuação

Reação	Taxa	Unidade	Nota

(d) Taxa altamente específica para cada reação
Fonte: (Tielens, 2005)

A taxas de formação ou destruição de moléculas (k) são calculadas através das seguintes equações:

$$\frac{dn(A)}{dt} = -kn(A)n(B) = -\frac{dn(C)}{dt} \tag{2.1}$$

para reações envolvendo duas moléculas ou átomos,

$$\frac{dn(A)}{dt} = -kn(A) = -\frac{dn(C)}{dt} \tag{2.2}$$

para reações envolvendo apenas um átomo ou molécula, e

$$\frac{dn(A)}{dt} = -kn(A)n(B)n(M) = -\frac{dn(AB)}{dt} \tag{2.3}$$

para reações envolvendo 3 átomos ou moléculas. Em todas essas equações, n(X) é a abundância do elemento ou substância X.

2.0.1.1 Fotoquímica

Os fótos FUV (*Far Ultraviolet*) permeando o MI difuso são os agentes dominantes de destruição de moléculas simples. A energia de ligação de moléculas está tipicamente na faixa de 5–10 eV, o que corresponde a comprimentos de onda de $\simeq$ 3000 Å ou menos. Há três canais de reação para fotodissociação de moléculas nesse regime. O primeiro se dá através da transição de um estado eletrônico excitado para o contínuo. Também é possível que um estado eletrônico excitado interaja com moléculas em estados pré-dissociativos e também se dissociem. Por último, a dissociação ocorre pela exitação de um estado eletrônico por UV seguida de um decaimento radiativo para o contínuo do estado eletrônico fundamental, sendo esta a única forma de dissociação de hidrogênio molecular.

No meio interestelar difuso, a taxa de fotodissociação é dada pela equação:

$$k_{pd} = \int_{\nu_i}^{\nu_H} 4\pi F_0 \alpha_{pd}(\nu) d\nu, \tag{2.4}$$

onde os limites de integração estão entre a ionização e a dissociação do hidrogênio molecular. F_0 é a intensidade média de fótons FUV do campo de radiação interestelar, na banda entre 6 a 13,6 eV, e $\alpha_{pd}(\nu)$, a seção de choque da fotodissociação. A seção de choque varia tipicamente no intervalo de 0,01 a 0,1 Å^2. Para um campo de radiação interestelar com $\sim 10^8$ fótons FUV cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}, isto significa uma taxa de 10^{-9}–10^{-10}s^{-1}, ou um tempo de vida de 10^9–10^{10} s.

TABELA 2.2 - Algumas reações importantes de fotodissociação e suas taxas

Reação	a	b
	s^{-1}	
CH $\longrightarrow$ C + H	2.7E-10	1.3
CH_2 $\longrightarrow$ CH + H	5,0E-11	1,7
O_2 $\longrightarrow$ O + O	3,3E-10	1,3
OH $\longrightarrow$ O + H	7,6E-10	2,0
CO $\longrightarrow$ C + O	1,7E-10	3,2
H_2O $\longrightarrow$ OH + H	5,1E-10	1,8

Fonte: Tielens 2005

No interior de uma nuvem, o campo de radiação será atenuado pela poeira. A tabela 2.2 mostra algumas espécies químicas e suas respectivas taxas de reação. Esta tabela lista parâmetros para um modelo de distribuição de gás e poeira homogêneo numa chapa infinita, onde a taxa da reação é descrita por

$$k_{pd} = ae^{-bA_V} \quad s^{-1} \tag{2.5}$$

sendo a é a taxa da reação na região diretamente exposta ao do campo de radiação local e b, um fator de escala adimensional entre a taxa da reação nesta região desprotegida e a extinção visual A_V devida aos grãos. A_V é proporcional à densidade de coluna total de hidrogênio da nuvem, numa relação dada por $A_V = 0,55 \times 10^{-21} N(H + 2H_2)$ (DULEY W. W., 1984).

Em alguns casos, a absorção de fótons FUV por átomos ou moléculas abundantes existentes em regiões mais internas da nuvem pode ser importante. Isto levará a um fator extra de redução $\beta(\tau)$ na expressão da taxa de fotodissociação, com a probabilidade β de que um fóton UV não seja absorvido por estas espécies ao longo do caminho de visada com profundidade ótica τ, a partir da superfície. Este termo de atenuação é de particular importância para as moléculas de CO e H_2, que dissociam ao longo do caminho de visada, o que desempenha um papel de escudo para as moléculas mais internas na nuvem, mas também é relevante no caso da molécula de H_2O, interferindo na abundância como processo de destruição dessa espécie no gás.

2.0.1.2 Reações neutro-neutro

Reações neutro-neutro são reações do tipo:

$$A + B \rightleftarrows C + D + \Delta E \tag{2.6}$$

onde supomos que a reação no sentido da direita é uma reação exotérmica (Δ E > 0). Numa descrição termoquímica, o fluxo de calor da reação pode ser calculado a partir da diferença de entalpia entre produtos e reagentes:

$$\Delta H(reac) = H(prod) - H(reag) \tag{2.7}$$

onde uma variação negativa de entalpia corresponde a uma liberação de energia pela reação. Assim, com Δ E = -Δ H, uma reação é exotérmica se Δ H < 0 e endotérmica se Δ H > 0. A entalpia de uma espécie está relacionada à sua energia interna e ao trabalho realizado no ambiente onde se encontra, como mostra a equação 2.8:

$$\Delta H = \Delta U + RT\Delta \mathbf{N} \tag{2.8}$$

onde **N** é o numero de moles da espécie química. A entalpia é sempre medida em relação a um estado padrão H_0. Assim, a diferença de entalpia pode ser determinada a partir do calor de formação e das propriedades termodinâmicas das espécies envolvidas. Para moléculas estáveis, os calores de formação são geralmente quantidades negativas, assim a formação do composto a partir dos seus elementos é um processo

exotérmico. Para átomos, o calor de formação pode ser derivado a partir da força de ligação se estes compõem gases diatômicos (e.g: H_2, O_2) sendo estes gases uma referência padrão de entalpia. Para outros elementos, como C, o calor de formação pode ser calculado a partir de informações sobre a pressão de vapor. Na tabela abaixo, estão listados os calores de formação à 0 K — ou seja, levando em conta apenas a variação da energia interna do sistema — para algumas espécies de importância astrofísica.

TABELA 2.3 - Calor de Formação à O K

Espécie	H_0 (kJ mole^{-1})
H_2	0,0
H	216,0
H^+	1528,0
H^-	143,2
H_3^+	1107,0
O_2	0,0
O	246,8
OH	38,4
H_2O	238,9
C	711,2
CO	-113,8
NH_3	-38,9
CH_3OH	-190,7

Fonte: Tielens 2005

A taxa de reação neutro-neutro pode ser estimada, numa aproximação clássica, a partir da seção de choque de uma colisão inelástica entre as espécies, ou seja, uma colisão onde o parâmetro de impacto é pequeno o suficiente para que as forças de atração possam se sobrepor ao momento angular da colisão. Para colisões neutro-neutro, a interação atrativa é devida à força de van der Walls,

$$V(r) = -\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{r^6} I \tag{2.9}$$

onde ϵ_i é a polarizabilidade das espécies e I a média harmônica dos potenciais de

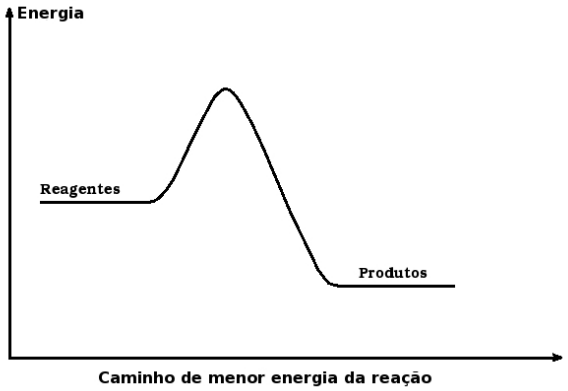


FIGURA 2.1 - Diagrama indicando a variação da energia potencial ao longo do caminho de menor energia de uma reação exotérmica. A altura da barreira dá a energia de ativação. FONTE: (DULEY W. W., 1984)

ionização. A partir dessa aproximação, o coeficiente da taxa de reação, α é dado por:

$$\alpha = 13,5\pi \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_2 I}{\mu}\right)^{1/3} < v^{1/3} > \tag{2.10}$$

sendo μ a massa reduzida e $< v^{1/3} >$ a velocidade média das partículas em condição de equilíbrio térmodinâmico. Para ϵ= 10^{-24} cm^3, I = 13,6 eV a uma temperatura T = 100 K, $\alpha \backsimeq 4 \times 10^{-11}$ cm^{3}s^{-1}.

As reações neutro-neutro, em geral, envolvem barreiras de ativação para sua ocorrência, como mostra a figura 2.1 de maneira qualitativa. Assim, é necessário multiplicar o coeficiente α pelo fator de Boltzmann $e^{-E_a/kT}$, onde E_a é a barreira de ativação da reação. As barreiras de ativação chegam a pelo menos $\backsimeq$1000 K e tornam as reações altamente proibitivas em nuvens moleculares a 10 K. Por isso, as reações neutro-neutro podem ser importantes em ambientes mais aquecidos, como núcleos quentes associados a protoestrelas, em regiões de fotodissociação densa, associadas a estrelas luminosas ou em regiões de choques. Dispomos na tabela 2.4 alguns exemplos de reações neutro-neutro relevantes nestes ambientes astrofísicos.

2.0.1.3 Reações Íon-Molécula

As reações exotérmicas íon-molécula ocorrem mais rapidamente do que as reações neutro-neutro por sua forte interação, sobrepondo com mais facilidade qualquer

barreira de ativação envolvida. A interação de indução de dipolo entre um íon e uma molécula neutra é dada pelo potencial

$$V(r) = -\frac{\alpha e^2}{2r^4} \tag{2.11}$$

TABELA 2.4 - Reações neutro-neutro na forma $k = \alpha(T/300)^{\beta}e^{-\gamma/kT}$

Reação	α	β	γ^a
$H_2 + O \longrightarrow OH + H$	9,0E-12	1.0	4,5E3
$H + OH \longrightarrow O + H_2$	4,2E-12	1,0	3,5E3
$H_2 + OH \longrightarrow H_2O + H$	3,6E-11		2,1E3
$H + H_2O \longrightarrow OH + H_2$	1,5E-10		1,0E4
$H + O_2 \longrightarrow OH + O$	3,7E-10		8,5E3
$OH + O \longrightarrow O_2 + H$	4,0E-10		6,0E2
$C^+ + H_2 \longrightarrow CH^+ + H$	9,4E-12	1,25	4,7E3

[a] Barreira de ativação da reação

Fonte: Tielens 2005

onde α é a polarizabilidade das espécies neutras ($\sim 10^{-24}$). Assim, num modelo de colisão inelástico, o coeficiente da taxa de reação é dado por

$$k_{i-m} = 2\pi e \left(\frac{\alpha}{\mu}\right)^{1/2} \tag{2.12}$$

sendo μ a massa reduzida, não havendo dependencia com a temperatura. Tipicamente, $k_L \simeq 2{\times}10^{-9}$ cm^{3}s^{-1}, chegando a ser duas ordens de magnitude mais rápidas do que as reações neutro-neutro. Por não haver dependência com a temperatura, as reações íon-molécula se fazem tão importantes em ambientes frios como o interior nuvens moleculares a 10 K. Este tipo de reação envolvendo moléculas com dipolo permanente, como CO, ocorrem a taxas ainda maiores. Para este tipo de interação, o coeficiente da taxa de reação é dado teoricamente por

$$k_{dip} = 2\pi e \left(\left(\frac{\alpha}{\mu}\right)^{1/2} + \mu_D \left(\frac{2}{\pi\mu kT}\right)^{1/2}\right) \tag{2.13}$$

onde μ_D e α são respectivamente o momento de dipolo e a polarizabilidade da molécula neutra. Em ambientes onde a temperaturas cinética é de 10 K, o coeficiente pode chegar a 10^{-7} cm^3 s^{-1}, duas ordens de grandeza maior. Na lista abaixo, estão alguns exemplos de reações relevantes para o interior de nuvens moleculares com taxas dadas para o primeiro caso, k_{i-m}, onde não há dependência com a temperatura.

TABELA 2.5 - Reações Íon-Molécula na forma $k = \alpha$

Reação	α cm^3 s^{-1}
$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H$	2,1E-9
$H_3^+ + O \longrightarrow OH^+ + H_2$	8,0E-10
$H_3^+ + CO \longrightarrow HCO^+ + H_2$	1,7E-9
$H_3^+ + H_2O \longrightarrow H_3O^+ + H_2$	5,9E-9
$OH^+ + H_2 \longrightarrow H_2O^+ + H$	1,1E-9
$H_2O^+ + H_2 \longrightarrow H_3O^+ + H$	6,1E-10
$C^+ + OH \longrightarrow CO^+ + H$	7,7E-10
$C^+ + H_2 \longrightarrow HCO^+ + H$	2,7E-9
$CO^+ + H_2 \longrightarrow HCO^+ + H$	2,0E-9
$He^+ + CO \longrightarrow C^+ + O + He$	1,6E-9
$He^+ + O_2 \longrightarrow O^+ + O + He$	1,0E-9
$He^+ + H_2O \longrightarrow OH^+ + H + He$	3,7E-10
$He^+ + H_2O \longrightarrow H_2O^+ + He$	7,0E-11
$He^+ + OH \longrightarrow O^+ + H + He$	1,1E-9

Fonte: (Tielens, 2005)

Nas reações envolvendo íons se destaca a afinidade protônica das espécias, que resulta na transferência de prótons. Este processo, ao mesmo tempo que produz novas espécies, também mantém a existência de moléculas ionizadas como produto. A transferência de prótons é governada pela molécula H_3^+, que é produto da reação entre H_2 e H_2^+. H_2^+, por sua vez, é resultado da ionização de hidrogênio molecular por raios cósmicos.

No interior de nuvens moleculares, onde a extinção visual é alta o suficiente para bloquear grande parte do campo de radiação UV, a fonte de ionização das moléculas

se dá por meio dos raios cósmicos. Uma pequena fração de ionização do interior da nuvem induz aos processos químicos listados na tabela 2.5, sendo o bombardeamento de moléculas por raios cósmicos um parâmetro importante na evolução química da nuvem. Portanto, a transferência de prótons é governada, em primeiro lugar, pela taxa de ionização de H_2 por raios cósmicos, que é $5{\times}10^{-17}$ s^{-1} por H_2.

Para os canais de reação que resultarão na formação da água nestes ambientes, a disponibilidade de oxigênio atômico é importante. Ele é produzido principalmente a partir da ionização de He por raios cósmicos, e posteriormente da reação entre He^+ e CO, mostrada na tabela 2.5.

2.0.1.4 Reações de Recombinação Eletrônica Dissociativa

Outro tipo de reação de particular interesse para a formação de água é a recombinação dissociativa. Esse tipo de reação envolve a captura de um elétron por um íon para formar uma espécie neutra num estado eletrônico excitado que pode dissociar. As taxas da reação são tipicamente de 10^{-7} cm^3 s^{-1}. Para moléculas poliatômicas de maneira geral, os produtos neutros e a razão entre diferentes canais da reação não são bem conhecidos. Algumas reações de recombinação e suas taxas estão listadas na tabela 2.6. Uma delas mostra a água como resultado da recombinação de um elétron com o íon H_3O^+.

TABELA 2.6 - Reações de recombinação eletrônica e suas taxas na forma $k_{rec} = \alpha(T/300)^{\beta}$

Reação	α cm^3 s^{-1}	β
$OH^+ + e \longrightarrow O + H$	3,8E-8	-0,5
$CO^+ + e \longrightarrow C + O$	2,0E-7	-0,5
$H_2O^+ + e \longrightarrow O + H + H$	2,0E-7	-0,5
$H_2O^+ + e \longrightarrow OH + H$	6,3E-8	-0,5
$H_2O^+ + e \longrightarrow O + H_2$	3,3E-8	-0,5
$H_3O^+ + e \longrightarrow H_2O + H$	3,3E-7	-0,3
$H_3O^+ + e \longrightarrow OH + H + H$	4,8E-7	-0,3
$H_3O^+ + e \longrightarrow OH + H_2$	1,8E-7	-0,3
$H_3^+ + e \longrightarrow H_2 + H$	3,8E-8	-0,45
$H_3^+ + e \longrightarrow H + H + H$	3,8E-8	-0,45

Continua

TABELA 2.6 – Continuação

Reação	α $cm^3\ s^{-1}$	β
$HCO^+ + e \longrightarrow CO + H$	1,1-7	-1,0

Fonte: (Tielens, 2005)

2.0.2 Reações químicas na superfície de grãos

Na superfície de grãos interestelares, diferentes espécies são acretadas e então podem se encontrar e reagir, liberando o excesso de energia da reação para o próprio grão que, com o aquecimento recebido, pode ejetar o produto da reação. Este processo é muito importante na formação de água em nuvens moleculares.

Portanto, a química na superfície do grão é governada, basicamente, pela taxa de acreção de espécies e pela taxa de migração da espécie sobre a superfície. A figura 2.2 ilustra todo o processo. Discutiremos a seguir o que controla cada passo desse processo.

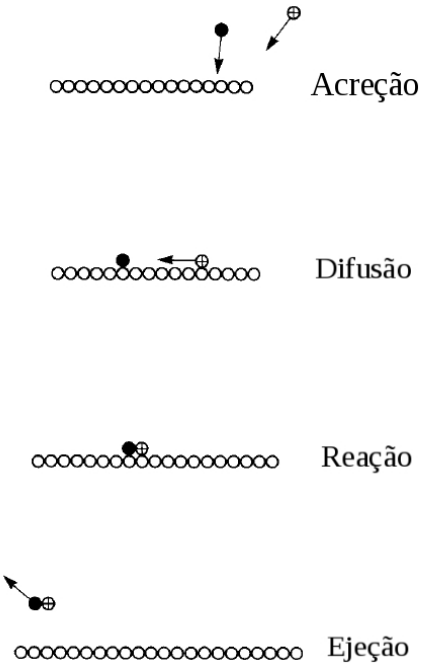


FIGURA 2.2 - Esquema de formação de moléculas na superfície de grãos.
FONTE: (Tielens, 2005)

2.0.2.1 Acreção e Energias de Ligação à Superfície

Com a aproximação entre uma espécie gasosa e a superfície de um grão, haverá primeiramente uma fraca interação através das forças de van der Waals, devido aos momentos de dipolo induzidos mutuamente entre os elétrons da última camada da espécie e da superfície do grão. A distâncias menores, forças associadas com a sobreposição de funções de onda tanto da espécie química quanto da superfície do grão levam a energias de ligação maiores. Se pode caracterizar, então, duas formas de adsorção da espécie à superfície do grão: na primeira a espécie é fracamente adsorvida, estabelecendo uma energia de ligação entre 0,01 e 0,2 eV (100 a 2000 K); na segunda forma, a uma distância de poucos ângstroms, a espécie é fortemente adsorvida, estabelecendo uma energia de ligação de $\sim$ 1 eV (10000 K). Se diz, no primeiro caso, que a espécie foi fisisorvida sobre a superfície do grão e no segundo caso, que ela foi quimisorvida. A figura 2.3 ilustra os dois tipo de interação.

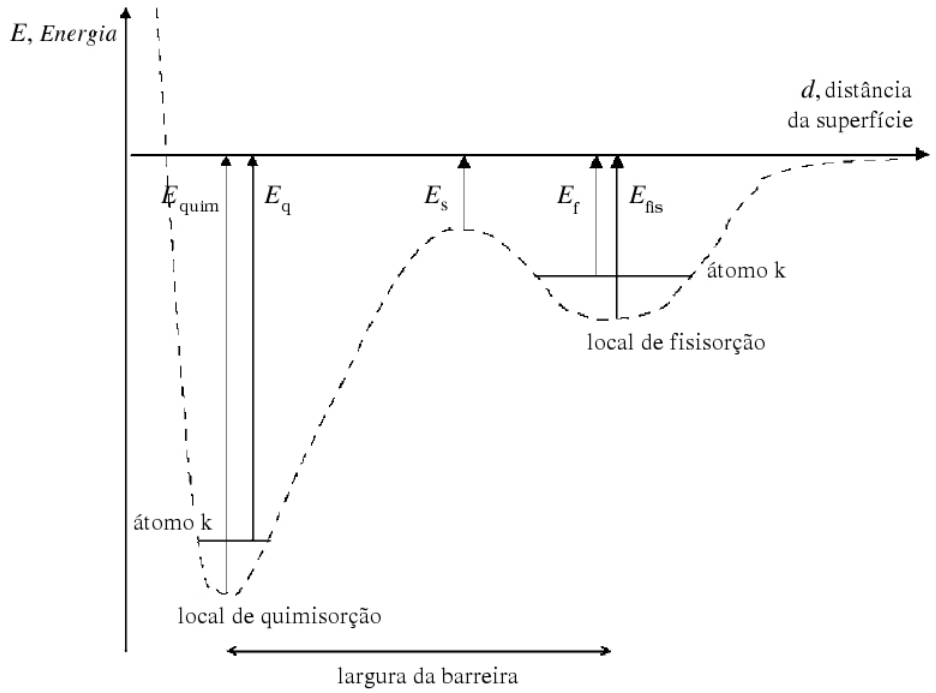


FIGURA 2.3 - Interação entre a adsorção e a superfície como função da distância à superfície. A energia de ligação para fisisorção (E_{fis}) é devida às forças de van der Waals, enquanto para a quimisorção (E_{quim}) é devida ao compartilhamento de elétrons. E_f e E_q são as energias da espécie k. Os dois tipo de ligação são separados por um ponto de cela com energia E_s.
FONTE: (Tielens, 2005)

A taxa de acreção da espécie i na superfície de um grão é dada por

$$k_{ac,i} = n_i \sigma_{gr} v_i S(T, T_{gr}) \simeq 10^{-17} \left(\frac{T}{10K} \right)^{1/2} n \quad s^{-1} \tag{2.14}$$

onde n_i é a densidade da espécie i no gás; σ_{gr}, a seção de choque do grão; v_i, a velocidade térmica das partículas do gás; T e T_{gr}, as temperaturas do gás e do grão respectivamente e n a densidade do gás. S é o coeficiente de fixação de espécies à superfície do grão. Em geral, à baixas temperaturas cinéticas das nuvens moleculares no MI (10-40 K), se assume um coeficiente de fixação próximo de 1. A partir de modelos teóricos e experimentos, o coeficiencte de fixação para hidrogênio atômico assume os valores $S(T, T_{gr}) = 0{,}8$ para $T = 10$ K, caindo a 0,5 para $T = 100$ K.

Também podemos colocar a equação 2.14 de maneira inversa, dando a escala de tempo que uma espécie leva para atingir e ser adsorvida (ou congelada) na superfície dos grãos. Para $S(T, T_{gr}) = 1$, a relação será dada por

$$t_{ac,i} = [n_{gr} \sigma_{gr} v_i]^{-1} \tag{2.15}$$

onde n_{gr} é a densidade dos grãos e o produto $[n_{gr}\sigma_{gr}]$ é dado pela média da distribuição de tamanhos dos grãos (Hollenbach *et al.*, 2009).

Os locais em que se pode estabelecer maior energia de ligação nos grãos são rapidamente ocupados e cobertos por camadas de moléculas, o que reduz a faixa de energias de ligação possíveis, ficando disponível apenas aquela faixa de energia onde átomos ou moléculas são fisisorvidos na superfície do grão.

A equação 2.14 resulta, por fim, numa escala de tempo de $4{\times}10^9/n$ anos no qual o gás sofre uma depleção, sendo adsorvido na superfície dos grãos à temperatura de 10 K. São $4{\times}10^5$ anos para núcleos densos, uma escala de tempo menor do que sua evolução dinâmica (tempo de queda livre) de $\sim 10^6$ anos.

Átomos de H colidem com a superfície do grão mais frequentemente do que qualquer outra espécie e, como resultado, a superfície do grão terá uma grande proporção de átomos de H adsorvido em locais com alta energia de ligação. Energias de ligação típicas entre um átomo de hidrogênio e a superfície de grãos interestelares (de silicato

ou grafite) são mostrados na tabela 2.7.

A interação do H adsorvido na superfície do grão com outras espécies resultará em reações neutro-neutro que não ocorreriam na fase gasosa, por causa das elevadas barreiras de energias envolvidas. Assim se dá o principal canal de formação de H_2 em nuvens moleculares que, por características específicas da reação, é rapidamente evaporado.

A superfície do grão será recoberta por hidroxila (OH), numa reação entre H e O, sendo O outra espécie abundante no gás quando não está na molécula de CO. Num passo posterior a superfície é recoberta por gelo de H_2O, numa reação entre OH e H. Todo esse processo ocorre numa escala de tempo muito curta, e será examinado com mais detalhe na seção 2.1. Com a rápida formação do manto de gelo nos grãos, apenas os locais de fisisorção são relevantes para o estudo da formação de moléculas mais complexas no meio interestelar.

TABELA 2.7 - Energias de interação H-superfície

Superfície	Energia (eV)	
	fisisorção	quimisorção
grafite	0,06	$\sim$ 2,5
silicato	0,05	$\sim$ 2,5

Fonte: (Tielens, 2005)

2.0.2.2 Migração sobre a superfície

A baixas temperaturas (10 K), o hidrogênio irá migrar sobre a superfície do grão através do tunelamento quântico. O tempo de tunelamento através de uma barreira retangular de altura E_m, e largura a, é igual a

$$\tau_t = \nu_0^{-1} \exp\left[\frac{2a}{\hbar}(2mE_m)^{1/2}\right] \tag{2.16}$$

sendo ν_0 e m respectivamente a frequência vibracional e a massa das espécies no poço de potencial. Para H se movendo uma superfície recoberta de H_2O, $\nu_0 = 2{\times}10^{13}$

s^{-1} e $a = 1$ Å, a escala de tempo de migração é estimada em $1{,}5\times10^{-10}$ s. Em comparação, o tempo de migração do H numa superfície de silicato estimado a partir de experimentos é de 10^{-2} s, devido à energia de ligação ser muito maior neste caso.

De maneira geral, para espécies mais pesadas, com pelo menos três átomos, o efeito de tunelamento não é importante. A migração da espécie ocorre somente havendo energia térmica o suficiente. A escala de tempo de migração neste caso é dado por

$$\tau_m = \nu_m^{-1} \exp\left[E_m/kT_{gr}\right] \tag{2.17}$$

onde ν_m é a frequência do movimento vibracional paralelo à superfície.

A migração sobre a superfície é um processo randômico em duas dimensões. Depois de N passos, a espécie terá visitado $(N\ \ln N)$ locais diferentes. A escala de tempo média para visitar todos os locais pelo menos uma vez numa superfície com N_t locais é $(N_t\ \ln N_t)\tau_m$. Com uma densidade típica de 2×10^{15} locais cm^{-2}, um grão com 1000 Å teria $\sim 2 \times 10^6$ locais. Numa nuvem difusa, a escala de tempo de migração do H numa superfície de silicato é de 10^{-2} s, e visitará 10^5 locais antes que outro átomo de H seja adsorvido à superfície. Assim, antes de evaporar, um átomo de H pode visitar todos os locais muitas vezes. Para os átomos C, N e O, a escala de tempo de varredura da superfície é de $\sim$ 100 horas, para um grão de 1000 Å. Aqui também, essa escala de tempo deve ser comparada com a escala de tempo de acreção das próximas espécies no grão, de $\sim$ 75 horas numa nuvem molecular.

2.0.2.3 Desorção

A desorção de uma espécie da superfície do grão requer que a energia de ligação que a mantém presa à superfície seja superada. A tabela 2.8 lista energias de ligação de algumas moléculas de interesse. Notar que a água tem uma alta energia de ligação, sendo a mais resistente à desorção.

Existem vários mecanismos para a desorção de uma espécie da superfície do grão: a desorção térmica, a fotodesorção (considerando a radiação UV) e a desorção por raios cósmicos.

TABELA 2.8 - Energias de ligação e tempo de migração de espécies sobre uma camada de átomos e moléculas

Espécie	E_l^a (K)	τ_m^b (s)	
		10 K	30 K
H	350	1 E-12	1 E-12
H_2	450	4 E-12	4 E-12
C	800	1 E-2	2 E-9
N	800	1 E-2	2 E-9
O	800	1 E-2	2 E-9
S	1100	1 E 2	4 E-8
CO	960	6 E 12	2 E-4
N_2	1700	1 E 10	2 E-5
O_2	1200	7 E 8	9 E-6
CH_4	1100		2 E-1
H_20	4800		2 E 5
OH	1300		

[a] Energia de ligação estimada sobre uma superfície de H_2O.

[b] Escala de tempo de migração da espécie na superfície. Quando esta escala excede o tempo de vida da nuvem, nenhum valor é dado

Fonte: (Tielens, 2005)

Desorção Térmica

A taxa de desorção térmica por espécie i, $R_{td,i}$, é dada por

$$R_{td,i} \simeq \nu_i e^{-E_l/kT_{gr}} \tag{2.18}$$

onde E_l é a energia de ligação da espécie i adsorvida, e $\nu_i = 1{,}6 \times 10^{11}\sqrt{(E_i/k)/m_i/m_H}$ s^{-1} é a frequência vibracional das espécies no poço de potencial superficial, k é a constante de Boltzmann e m_i e m_H as massas da espécie i e de hidrogênio respectivamente. De maneira inversa, o tempo de permanência de uma espécie na superfície do grão é dado por

$$t_{ev} = \nu_i^{-1} \exp\left[E_l/kT_{gr}\right] \tag{2.19}$$

A equação 2.19 é a escala de tempo em que uma espécie leva para adquirir energia suficiente para evaporar através de flutuações térmicas.

Pode-se encontrar a temperatura na qual as espécies congelam na superfície do grão igualando o fluxo de desorção de moléculas, $F_{td,i}$, com o fluxo de adsorção de moléculas:

$$F_{td,i} \equiv N_{s,i} R_{td,i} f_{s,i} = 0,25 n_i v_i \tag{2.20}$$

onde $N_{s,i}$ é o número de locais para adsorção ($\sim 10^{15}$ locais cm^{-2}); $f_{s,i}$, a fração de locais para adsorção ocupados pela espécie i; n_i, a densidade da espécie i na fase gasosa e v_i, sua velocidade térmica. Através dessas equações pode-se calcular a temperatura de congelamento $T_{f,i}$ de uma espécie resolvendo a equação para T_{gr}:

$$T_{f,i} \backsimeq (E_i/k) \left[\ln\left(\frac{4 N_{s,i} f_{s,i} \nu_i}{n_i v_i}\right)\right]^{-1} \tag{2.21}$$

Assim,

$$T_{f,i} \backsimeq (E_l/k) \left\{57 + \ln\left[\left(\frac{N_{s,i}}{10^{15} cm^{-2}}\right)\left(\frac{\nu_i}{10^{13} s^{-1}}\right)\left(\frac{1 cm^{-3}}{n_i}\right)\left(\frac{10^4 cm s^{-1}}{v_i}\right)\right]\right\}^{-1} \tag{2.22}$$

A partir da equação 2.22, encontra-se que a temperatura de congelamento, $T_{f,i}$, nas condições de uma nuvem molecular é de $\sim$ 0,02 E_l/k, ou 100 K para H_2O e $\sim$ 20 K para CO (ver tabela 2.8).

Fotodesorção

Para a fotodesorção supomos um fluxo FUV (*Far Ultraviolet*) de 1,6$\times 10^{-3}$G$_0$ erg cm^{-2} s^{-1}, sendo G$_0$ uma parâmetro adimensional definido de maneira que se G$_0 \sim$ 1, o fluxo incidente corresponderá ao campo médio de radiação interestelar na banda

FUV.

O fluxo $F_{fd,i}$ de desorção de espécies deixando a superfície é dado por

$$F_{fd,i} \equiv Y_i F_{FUV} f_{s,i} \tag{2.23}$$

onde Y_i é o rendimento da fotodesorção para a espécie i, a partir da média sobre a banda de FUV e F_{FUV} é o fluxo de fótons incidentes na superfície do grão. Este fluxo, em função da profundidade da nuvem com extinção visual A_V, é dado por

$$F_{FUV} = G_0 F_0 e^{-1,8A_V} \tag{2.24}$$

onde $F_0 \simeq 10^8$ fótons cm^{-2} s^{-1} é aproximadamente o fluxo do campo de radiação interestelar na banda de 6 a 13,6 eV.

A perda de massa para grande fluxo de fótons é proporcional a este fluxo, mostrando que a desorção não é devida à sublimação causada por absorção de calor. O rendimento da fotodesorção é negligenciável em comprimentos de onda no ótico e infravermelho.

A desorção ocorre em maior grau quando o fóton incidente é absorvido nas duas primeiras camadas de gelo de água formada na superfície do grão. O fluxo de fótos quebra as moléculas de água (fotólise) em radicais como O, H e OH. Reações químicas dos novos radicais formados com outros pré-existentes levam à desorção do produto, que é geralmente H_2O. O aumento no fluxo de fótons aumenta a desorção até atingir um valor de saturação, que é de 3×10^{13} fótons cm^{-2}, para o qual o rendimento da desorção é invariável. A partir de experimentos e trabalhos teóricos se determinou que o rendimendo da desorção da molécula de água satura a $Y_{H2O} \sim 10^{-3}$, e o para OH, $Y_{OH} \sim 2 \times 10^{-3}$ e para O, $Y_O \sim 10^{-4}$. Para G_0 no intervalo de ~ 1 a 10^5, a saturação é alcançada em menos de 1000 anos (Hollenbach *et al.*, 2009).

Desorção por Reações Químicas

Existem algumas tentativas de modelar a desorção de moléculas a partir de reações químicas na superfície dos grãos. Em princípio, fótons UV produziriam radicais nos grãos que ficam relativamente imóveis até a temperatura do grão aumentar. Neste

ponto, os radicais começam a se difundir na superfície do grão e reagem, produzindo calor e causando, por sua vez, uma reação em cadeia que acaba por fragmentar o grão e liberar as espécies na fase gasosa em explosões (*bursts*). O modelo de fotodesorção discutido acima, é a versão de um modelo nesse sentido. De maneira geral, supões que somente a molécula de H_2 sofre desorção na sua formação por possuir energia de ligação e massa baixas, o que não ocorre na formação de outras moléculas.

Desorção por Raios Cósmicos

Profundamente na nuvem, com $AV \gtrsim 6$, a desorção de gelo por raios cósmicos é importante por manter certa quantidade de espécies com base no oxigênio e carbono na fase gasosa. As taxas de desorção dependem da abundância da espécie adsorvida na superfície do grão, que pode conter uma mistura de moléculas como CO, CH_4 e H_2O. Como a molécula de CO é adsorvida no grão a temperaturas mais baixas que a da formação de gelo de água, a fração de CO na superfície do grão recobrindo o manto de gelo de água pode variar entre zero e 1 conforme aumenta a extinção visual.

As taxas de desorção por raios cósmicos para cada molécula são mostradas na tabela 2.9.

TABELA 2.9 - Taxas de desorção por raios cósmicos

Molécula	Taxa mol^{-1} s^{-1}
H_2O	4,4 E-17
CH_4	2,7 E-15
O_2	9,1 E-15
CO	6,0 E-13

Fonte:(Hollenbach *et al.*, 2009)

A escala de tempo de desorção por raios cósmicos da espécie i é dada por

$$t_{rc,i} = \frac{x(i)}{4R_{rc,i}N_{s,i}f_{s,i}\sigma_H} \tag{2.25}$$

onde $x(i)$ é a abundância da espécie adsorvida e $R_{rc,i}$ é a taxa de desorção devida aos raios cósmicos. O tempo de desorção para um manto de gelo de água, H_2O_{gelo}, é longo, $\sim 10^{10}$ anos. Sendo maior que o tempo de vida de nuvens moleculares, pode ser negligenciado. Para CO, entretanto, a escala de tempo pode ser menor, $\sim 10^6$. Dessa forma, CO é uma importante fonte de oxigênio na fase gasosa pela reação de CO com He^+, como mostrado na tabela 2.5, para manter uma pequena abundância de H_2O na fase gasosa.

2.1 Formação de Água

2.1.1 Formação de água na fase gasosa

O principal mecanismo de formação de água na fase gasosa também é usado para explicar a existência de emissão maser em regiões circunstelares (AGBs) e de formação estelar: ondas de choque. Elitzur *et al.* (1989) construíram um modelo detalhado para emissão maser a partir de um modelo de choque dissociativo e de alta velocidade ($\gtrsim$ 50 km s^1. Neste modelo, o material que passa pelo choque é aquecido a temperaturas de $\sim 10^5$ K e é rapidamente dissociado. Mecanismos de refrigeração por radiação e a reconstrução molecular logo após o choque mantém o gás a temperaturas $\sim$ 400 K. Neste cenário as barreiras de ativação podem ser superadas e as reações neutro-neutro na fase gasosa (seção 2.0.1.2) se tornam importantes, e os

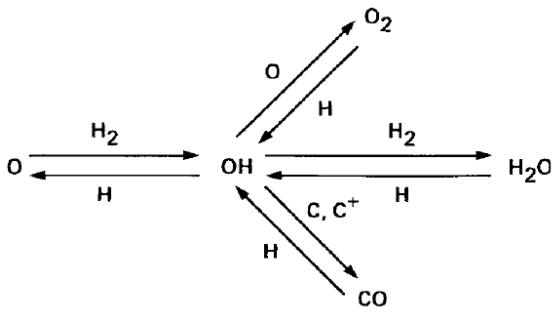


FIGURA 2.4 - Importantes reações envolvendo a químcia do oxigênio e do carbono em choques. Os co-reagentes estão indicados ao longo das setas.
FONTE: (Tielens, 2005)

canais de reação que levam à formação de água, destacando as da tabela 2.4, são

$$O + H_2 \longrightarrow OH + H; \qquad OH + H_2 \longrightarrow H_2O + H \tag{2.26}$$

Todas as reações importantes envolvendo a formação e destruição de água em choques estão resumidas na figura 2.4. Quando o hidrogênio molecular é abundante, o oxigênio atômico é convertido em H_2O e O_2. Por outro lado, no caso de alta abundância de H, os elementos se manterão na sua forma atômica (Tielens, 2005).

Para densidades de H_2 de $\sim 10^7$ cm^{-3} os choques dissociativos de Elitzur *et al.* (1989) explicam as propriedades dos masers de H_2O em 22,235 GHz que são observados tipicamente em regiões de formação estelar, assim como a abundância de água, $n(H_2O)/n(H_2)$, que pode chegar a $\sim 10^{-4}$. Entretanto, com a descoberta de linhas emissão térmica da água na faixa do milimétrico e submilimétrico ($\sim$ 183, 321, 380, 325, 437, 439, 470 GHz), simultâneos à emissão maser em $\sim$ 22 GHz, sugeriu que mostrou que outros mecanismos de formação e excitação da água poderiam ser utilizados, como, por exemplo, um choque não dissociativo (Kaufman; Neufeld, 1996).

Kaufman e Neufeld (1996) propõem um modelo de choque magneto-hidrodinâmico não dissociativo, onde as espécies neutras e as partículas carregadas são tratadas separadamente, ao contrário dos choques dissociativos. Neste cenário, se pode explicar a emissão da água produzida por choques com velocidades e temperaturas menores que a dos choques dissociativos, $\lesssim 45$ km s^{-1} e ~ 3000 K.

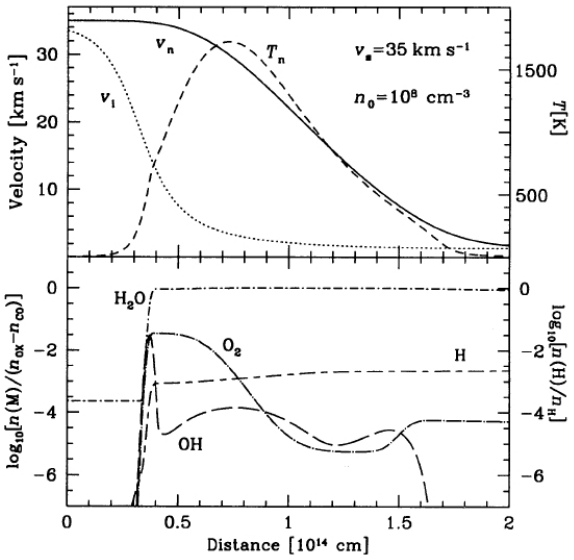


FIGURA 2.5 - Perfil de choque a 35 km s^{-1} numa região com densidade de 10^8 cm^{-3}. O quadro superior mostra a velocidade dos fluidos neutro (v_n) e ionizado (v_i), e a temperatura do fluido neutro (T_n) como função da distância da região chocada. O quadro inferior mostra a abundância de H relativamente a átomos de H (escala à direita), e a abundância das principais espécies baseadas em oxigênio relativamente a todo núcleo de oxigênio fora da molécula de CO (escala à esquerda).
FONTE: (Kaufman; Neufeld, 1996)

A figura 2.5 mostra o perfil de uma região pós-choque. Neste caso, a densidade do gás na região pré-choque é $n(H_2) = 10^8$ cm^{-3} e a velocidade do choque é de 35 km s^{-1}. Duas componentes do fluido, a ionizada e a neutra, são analisadas separadamente no quadro superior. O fluído ionizado é comprimido primeiro e assume uma velocidade relativa, v_d, ao fluído neutro de $\sim$ 20 km s^{-1}. O momentum do choque é transferido para as espécies neutras por um fraco acoplamento colisional ao longo de uma região de comprimento de $\sim 1{,}5 \times 10^{14}$ cm, e não há descontinuidade na densidade, temperatura ou velocidade das espécies. O quadro inferior da figura 2.5 mostra que uma vez a temperatura alcançando $\sim$ 400 K, praticamente todo o oxigênio fora da molécula de CO é convertido em água rapidamente, o que leva a uma densidade de coluna de água de $\sim 8 \times 10^{18}$ cm^{-2} de água aquecida a temperaturas maiores que 400 K.

Neste modelo, a molécula de hidrogênio não sendo dissociada, as reações químicas de H_2 com outras espécies dominam, o que leva a uma produção muito mais eficiente de água do que os choques dissociativos propostos por Elitzur *et al.* (1989). Por sua densidade crítica ($\sim 10^7$-10^9 cm^{-3}) os mecanismos de emissão da água se tornam os

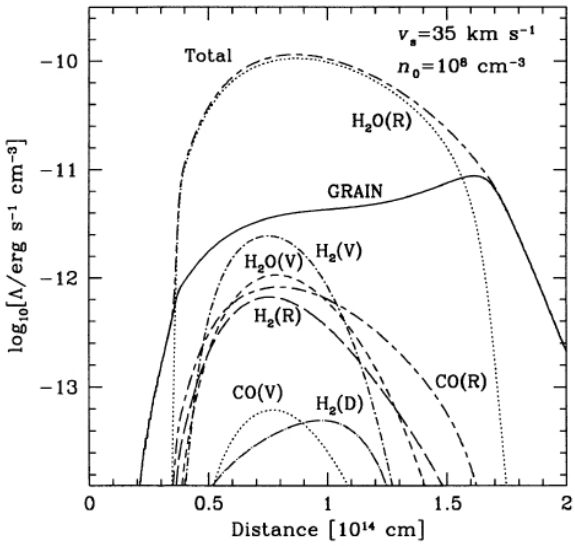


FIGURA 2.6 - Taxa de refrigeração por unidade de volume devido a emissões vibracionais (V) e rotacionais (R) de CO, H_2 e H_2O; devido à colisões gás-grão (GRAIN); devido à dissociação de H_2, (H_2(D)) e devido a todos os processos combinados (Total).
FONTE: (Kaufman; Neufeld, 1996)

principais refrigeradores a densidades $\gtrsim 10^6$ cm^{-3}, o que permite que o gás chocado permaneça frio o suficiente para a sobrevivência de moléculas (Tielens, 2005; Kaufman; Neufeld, 1996). Isso pode ser visualizado na figura 2.6

Além desses mecanismos de produção de água na fase gasosa, existem outros conduzidos por transferência protônica que também podem ocorrer em regiões pós-choque de nuvens moleculares, mas não necessariamente. Estes processos estão resumidos na figura 2.7 e reúnem os conceitos discutidos nas seções 2.0.1.3 e 2.0.1.4. Através destes canais de reação a formação da água é resultada, por fim, da recombinação dissociativa de H_3O^+ com elétrons, onde 75% das recombinações resultarão em OH e 25% em H_2O (Neufeld *et al.*, 2002; Hollenbach *et al.*, 2009).

2.1.2 Formação de água na superfície de grãos

A formação de água em regiões de nuvens moleculares que não envolvem choques é analisada com profundidade no modelo proposto por Hollenbach *et al.* (2009), onde reações químicas na superfície de grãos tem papel crucial.

Este modelo é uma extensão do antigo modelo para Regiões de Fotodissociação (PDR's - *Photodissociation Regions*) de Tielens e Hollenbach (1985) que é construído

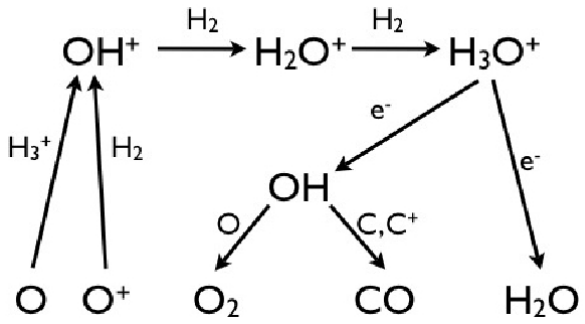


FIGURA 2.7 - Reações padrão íon-molécula, levando à formação de H_2O e O_2, em regiões protegidas no meio interestelar.
FONTE: (Hollenbach *et al.*, 2009)

com o argumento de que as razões de fluxo entre as linhas de emissão de baixas transições J de CO, assim como da estrutura fina de C II (158 μm) e O I (63 μm), por exemplo, e a emissão de poeira no contínuo requerem um mecanismo que seja moderadamente eficiente (∼0,1% a 1%) em converter o fluxo FUV em linhas de emissão atômica e molecular na fase gasosa. Eles mostram que estas condições são satisfeitas por grãos em nuvens moleculares sofrendo aquecimento fotoelétrico da radiação FUV de estrelas quentes próximas. Uma visão esquemática do modelo é mostrada na figura 2.8. Ele simula uma gama de condições físicas desde aquelas apropriadas para nuvens moleculares gigantes iluminadas pelo campo de radiação interestelar àquelas condições observadas em regiões circunstelares muito próximos de estrelas quentes massivas, e são a origem da maior parte da radiação infravermelha do MI. Interpretando a emissão FUV como um importante ator no aquecimento e/ou na química das PDRs, Tielens e Hollenbach (1985) mostram que a emissão dessas regiões pode ser primariamente parametrizada em função da densidade na nuvem, n, e da intensidade do campo de radiação FUV, iluminando a nuvem. As densidades numa PDR estão num intervalo desde $n = 0{,}25$ cm^{-3} a n $\gtrsim 10^7$ cm^{-3} e o fluxo de radiação incidente pode ir desde $G_0 \lesssim 1$ (campo de radiação interestelar) a $G_0 \gtrsim 10^6$ (campo de radiação a $\lesssim 0{,}1$ pc de uma estrela O) (KAUFMAN *et al.*, 1999).

O modelo de Hollenbach *et al.* (2009) é o primeiro a propor uma estrutura química e térmica de uma nuvem molecular como função da extinção visual, A_V, para explicar a baixa abundância de moléculas baseadas em oxigênio na fase gasosa observadas pelas missões *SWAS* e *Odin* ($\lesssim 3 \times 10^{-8}$ para H_2O). A maior parte das detecções de H_2O térmico, por exemplo, foram nas Nuvens Moleculares Gigantes (GMC's -

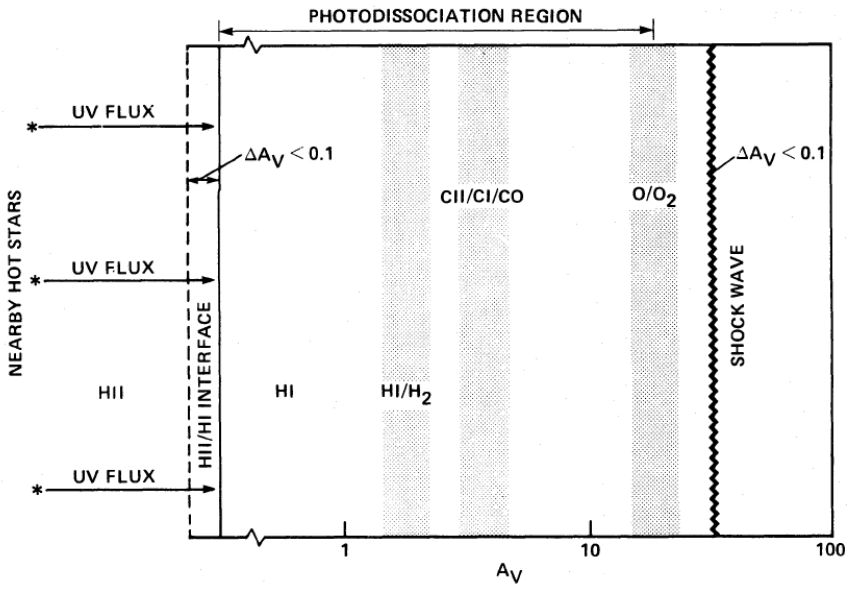


FIGURA 2.8 - Visão esquemática de uma região de fotodissociação. Um modelo unidimensional, neste caso desenhado em linhas gerais para condições encontradas em Orion: intenso campo de radiação FUV sobre a nuvem e a presença de ondas de choque.
FONTE: Tielens e Hollenbach (1985)

Giant Molecular Clouds), em particular em núcleos massivos das GMC's iluminados por estrelas OB, próximas. Nesse modelo foram incluídos os processos de adsorção, desorção e reações químicas de espécies na superfície de grãos.

O código modela regiões com densidade de coluna $N \lesssim 2 \times 10^{22}$ cm^{-2} (ou $A_v \lesssim 10$) e é aplicado tanto nas regiões de fotodissociação, onde oxigênio e hidrogênio no gás estão quase inteiramente na forma atômica e o carbono ionizado (C^+), quanto em regiões mais profundas na nuvem onde se encontra hidrogênio molecular, H_2, e o carbono se encontra em moléculas de CO. Mesmo nessas regiões, a radiação FUV atenuada ainda pode desempenhar um papel significativo na fotodissociação de H_2O e O_2, e também no aquecimento do gás.

O modelo supõe, ainda, uma nuvem de densidade constante n iluminada por um fluxo FUV (*Far Ultraviolet*) externo de $1{,}6{\times}10^{-3}G_0$ erg cm^{-2} s^{-1}. A extinção da radiação FUV é dada por $e^{-b_\lambda A_v}$, sendo b_λ um fator de escala que expressa o aumento na extinção conforme se vai de comprimentos de onda no visível para comprimentos de onda menores. Esta relação não é bem conhecida de maneira que os resultados podem variar conforme b_λ varia.

Propriedades dos grãos. As escalas de tempo de formação e desorção de moléculas na superfície dos grãos depende das propriedades dos grãos interestelares. Assume-se no código diferentes tamanhos de grãos, numa distribuição dada por $d_g(a) \propto a^{-3,5}$, onde a é o raio do grão e se extende desde pequenos, para hidrocarbonetos aromáticos policíclicos (PAHs - *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*, $a \lesssim 10$ Å), até grãos de poeira grandes, $a \sim 25$ μm. Assim, com essa distribuição, os grãos maiores fornecem aproximadamente a massa total do conjunto de grãos e os grãos de tamanho intermediário (~ 100 Å) fornecem a maior parte da extinção em FUV. As partículas menores e os PAHs fornecem a maior parte da área superficial e são dominantes nos processos de aquecimento fotoelétrico por grão e de formação de H_2 na sua superfície.

Essa distribuição de tamanhos dos grãos é usada para os processos de congelamento e desorção (tanto desorção por raios cósmicos quanto fotodesorção) de espécies baseadas em oxigênio. Por razões discutidas abaixo a respeito da relevância dos tamanhos dos grãos na desorção de moléculas de água, adota-se um valor médio de seção-reta dessa distribuição, σ_H, para grãos maiores que 20 Å, sendo $\sigma_H \sim 2\times\ 10^{-21}$ cm^2 por H. Este parâmetro é importante para determinar a abundância de H_2O na fase gasosa. Grãos menores sofrem rápido processo de aquecimento por um único fóton ou raio-cósmico, eliminando seus mantos de gelo e, por consequência, aumentando a abundância de H_2O na fase gasosa.

Formação de água na superfície de grãos. Os processos que levam à formação de água na superfície dos grãos, assim como os processos de desorção, estão esquematizados na figura 2.9. A principal cadeia de formação de água (O + H $\rightarrow$ OH, OH + H $\rightarrow$ H_2O) foi proposta por Miyauchi *et al.* (2008) a partir de análises experimentais que sugerem uma maneira rápida de formação de água na superfície de grãos.

Muitas escalas de tempo são necessárias para se compreender o processo de congelamento de espécies e a formação de água na superfície de grãos.

Pode-se começar primeiramente por calcular a relevância do processo de um único fóton retirar o manto de gelo de um grão devido ao aquecimento provocado. Supondo que a distribuição de tamanhos dos grãos se extende para a faixa de grãos muito pequenos (ou moléculas muito grandes) de poucos Angströms, o pico de temperatura que um grão de silicato de raio a adquire depois de absorver um fóton de ~ 10 eV é dado por

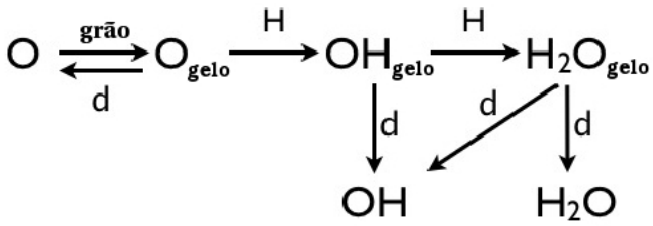


FIGURA 2.9 - As reações se iniciam com o processo de adsorção do oxigênio à superfície do grão, seguido pela reação deste com o hidrogênio para formar OH_{gelo} e então H_2O. "d" significa desorção, e se refere aos três principais mecanismos discutidos: desorção térmica, fotodesorção e desorção por raios cósmicos.
FONTE: Hollenbach *et al.* (2009)

$$T_{max} \sim 100 \left(\frac{20\,\text{Å}}{a}\right)^{1,3} \text{K} \tag{2.27}$$

A escala de tempo para este grão irradiar a energia deste fóton e refrigerar o grão é

$$t_r \sim 100 \left(\frac{100\,\text{K}}{T_{max}}\right)^{5} \left(\frac{20\,\text{Å}}{a}\right)^{3} \text{s} \tag{2.28}$$

Por outro lado, a escala de tempo para uma única molécula de H_2O sofrer desorção térmica, de acordo com a equação 2.19 será dada por

$$t_{evap,H_2O} \sim 4 \times 10^{-13}\, \text{e}^{\frac{4800K}{T_{max}}} \text{s} \tag{2.29}$$

onde $\Delta E/k = 4800$ K é a energia de ligação da molécula de H_2O (tabela 2.8) e 4×10^{-13} é o período de uma vibração da molécula na rede. Podemos comparar, então, o tempo de evaporação da água a diferentes temperaturas: $t_{evap,H_2O} \simeq 10^{29}$ s a $T_{max} = 50$ K; 3×10^{8} s a $T_{max} = 100$ K e 30 s a $T_{max} = 150$ K. A evaporação térmica de água também refrigera o grão.

Comparando esses valores com a equação 2.28, se pode ver que quando $T_{max} \sim 150$ K, o manto de gelo irá evaporar antes de ser refrigerado pela emissão fótons pelo grão. Portanto, a partir da equação 2.27, a condição para que um fóton não limpe o manto de gelo da superfície de um grão, é de que seu raio a seja maior que 15-20 Å.

Seguindo, agora, a sequência esquematizada na figura 2.9, podemos analisar outras escalas de tempo para compreender a formação do manto de gelo na superfície do grão, a começar pela escala de tempo $t_{gr,O}$ para um dado grão de raio a ser atingido por um átomo de oxigênio na fase gasosa:

$$t_{gr,O} \sim 2,5 \times 10^4 \left(\frac{10^{-4}}{x(\mathrm{O})}\right) \left(\frac{10\,\mathrm{K}}{T_{gas}}\right)^{1/2} \left(\frac{0,1\,\mu\mathrm{m}}{a}\right)^2 \left(\frac{10^5\,\mathrm{cm}^{-3}}{n}\right) \mathrm{s} \tag{2.30}$$

onde $x(\mathrm{O})$ é a abundância de oxigênio, relativa ao total de hidrogênio na fase gasosa ($\mathrm{H}+\mathrm{H}_2$). Grãos menores que 20 Å perdem seu manto de gelo antes mesmo de um novo átomo de oxigênio atingir o grão, devido ao aquecimento por fótons FUV. Assim, para modelar os processos de congelamento do átomo de oxigênio e formação de gelo, se supõe uma área superficial efetiva dada pelos grãos com raio maior do que $\sim$ 20 Å.

De maneira similar ao oxigênio, o tempo $t_{gr,H}$ que o mesmo grão leva para ser atingido por um átomo de hidrogênio na fase gasosa é

$$t_{gr,H} \sim 6 \times 10^{-1} x(\mathrm{H})^{-1} \left(\frac{10\,\mathrm{K}}{T_{gas}}\right)^{1/2} \left(\frac{0,1\,\mu\mathrm{m}}{a}\right)^2 \left(\frac{10^5\,\mathrm{cm}^{-3}}{n}\right) \mathrm{s} \tag{2.31}$$

onde $x(\mathrm{H})$ é a abundância do átomo de hidrogênio. A profundidade na nuvem onde a água começa a congelgar sobre a superfície do grão provavelmente corresponde a valores $x(\mathrm{H})$ menores que 1, pois a maior parte do hidrogênio está na molécula H_2. Ainda assim, $x(\mathrm{H}) \gtrsim 0{,}25x(\mathrm{O})$ e os átomos de H atingem a superfície dos grãos com mais frequência do que os de O. Supondo que H seja extremamente móvel sobre a superfície do grão, se ele encontrar um átomo de O adsorvido a reação entre eles resultará em OH e posteriormente em $\mathrm{H}_2\mathrm{O}$.

Para que ocorra a formação de água, é preciso que o átomo de oxigênio permaneça na superfície do grão o tempo suficiente para encontrar um átomo de H. Portanto, as escalas de tempo anteriores devem ser comparadas com as escalas de tempo de desorção térmica e a fotodesorção do O. A escala de tempo para um grão de raio a $\gtrsim$ 100 Å absorver um fóton FUV é dada por

$$t_\gamma \sim 30 \times G_0^{-1} e^{1,8A_V} \left(\frac{0,1\,\mu\mathrm{m}}{a}\right)^2 \mathrm{s} \tag{2.32}$$

A escala de tempo para a fotodesorção de um átomo de O de uma superfície recoberta por uma fração $f_{s,O}$ de átomos de O é, então

$$t_{\gamma-des} \sim 3 \times 10^5 G_0^{-1} e^{1,8A_V} f_{s,O}^{-1} \left(\frac{0,1\,\mu\mathrm{m}}{a}\right)^2 \left(\frac{Y_O}{10^{-4}}\right)^{-1} \mathrm{s} \tag{2.33}$$

onde Y_O é o rendimento de fotodesorção para o oxigênio atômico. A escala de tempo para a desorção térmica de um átomo de O da superfície de um dado grão é

$$t_{evap,O} \sim 9 \times 10^{-13}\, \mathrm{e}^{\frac{800K}{T_{max}}} \mathrm{s} \tag{2.34}$$

Assim, a escala de tempo de evaporação térmica para um átomo de O é $5{\times}10^{22}$ s a 10 K, $2{\times}10^5$ s a 20 K e 0,3 s a 30 K. Das equações 2.31 a 2.34 se pode concluir que para grãos a temperaturas menores que 20-25 K e x(H)>0,25x(O), o oxigênio adsorvido na superfície do grão permanece tempo suficiente para reagir com um átomo de H para formar OH e em seguida H_2O.

Pode-se, então, calcular a abundância na fase gasosa de espécies baseadas em oxigênio, como H_2O e O_2 quando se inicia o processo de adsorção do oxigênio atômico (*freezeout*) que é incorporado como gelo de água. A "profundidade de adsorção" (*freezeout depth*) $\mathrm{A}_V \equiv \mathrm{A}_{Vf}$ é determinada quando a taxa na qual o oxigênio é adsorvido na superfície do grão se iguala à taxa de fotodesorção de moléculas de água para grãos completamente cobertos de gelo: $t_{\gamma-des}(\mathrm{A}_{Vf}) \sim \mathrm{t}_{gr,O}(\mathrm{A}_{Vf})$. Usando as equações 2.30 e 2.33 e tomando $Y \equiv Y_{\mathrm{OH}} + Y_{\mathrm{H_2O}}$ como o rendimento total da fotodesorção do gelo de água, temos

$$A_{Vf} \simeq 0,56 \ln\left[0,8 G_0 \left(\frac{Y}{10^{-3}}\right)\left(\frac{10\mathrm{K}}{T_{gas}}\right)\left(\frac{10^5 cm^{-3}}{n}\right)\right] \tag{2.35}$$

se o termo entre colchetes for maior que um. Se for menor, o processo de congelamento se inicia já na superfície da nuvem, o que somente ocorre para valores muito baixos de $G_0/n \lesssim 10^{-5}$ cm^{-3}.

À profundidade A_{Vf}, a escala de tempo $t\gamma f$ para um grão de raio a absorver um fóton FUV é obtida substituindo 2.35 em 2.32:

$$t_{\gamma f} \sim 24 \left(\frac{10\,\mathrm{K}}{T_{gas}}\right)^{1/2} \left(\frac{0,1\,\mu\mathrm{m}}{a}\right)^{2} \left(\frac{10^{5}\,\mathrm{cm}^{-3}}{n}\right) \left(\frac{Y}{10^{-3}}\right) \mathrm{s} \tag{2.36}$$

Assim, $t_{\gamma f} \ll t_{gr,O}$. Logo, a essa profundidade crítica, não se formam mantos de gelo sobre grãos pequenos (a $\lesssim$ 20 Å), porque um único fóton é capaz de evaporar as espécies de O, OH ou H_2O, adsorvidas ou formadas no grão antes que uma emissão radiativa seja capaz de refrigerá-lo e antes que outro átomo de O seja adsorvido ao grão. Mas a escala de tempo para o H, $t_{gr,H}$ pode ser ainda menor que $t_{\gamma f}$. Portanto, um átomo de O pode ser transformado em H_2O antes que um fóton seja absorvido por pequenos grãos. Neste caso, a molécula sofre fotodesorção e contribue para a abundância de água na fase gasosa.

De maneira geral, pode-se dividir a nuvem molecular em três regiões na fase gasosa em termos da abundância de espécies baseadas em oxigênio: a camada de fotodissociação, a mais externa; a camada de congelamento de espécies sobre a superfície dos grãos (*freezeout*); e, entre as duas últimas, a camada de fotodesorção. Para a análise de um caso padrão, adota-se as condições em que $G_0 = 100$, $n = 10^4$ cm^{-3}, as abundâncias de carbono e oxigênio são respectivamente 1,4 $\times$ 10^{-4} e 3,2$\times$ 10^{-4} e, como já mencionado, a média da seção de choque do grão por núcleo de H, $\sigma_H = 2 \times 10^{-21}$ cm^{-2}. A figura 2.10 mostra como varia a abundância de água na fase gasosa e na superfície de grãos em função da extinção visual para o modelo proposto.

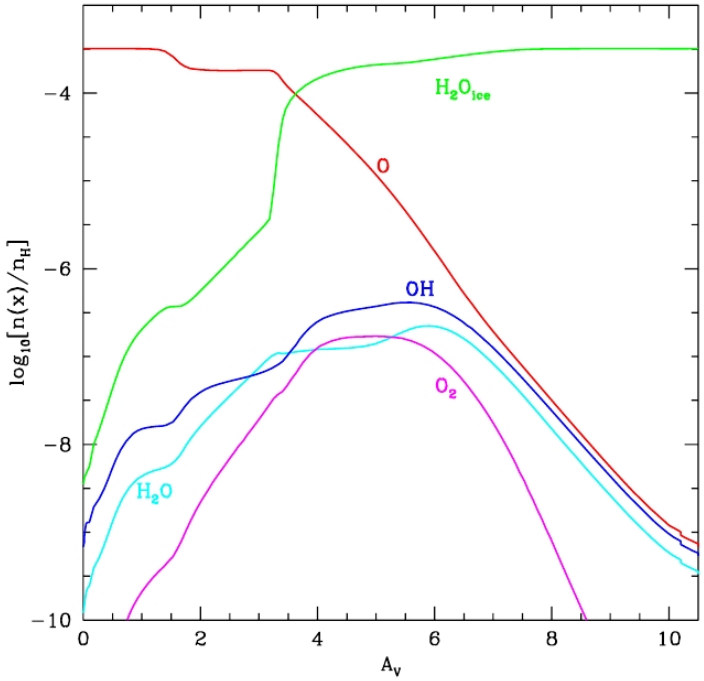


FIGURA 2.10 - Química do oxigênio num modelo padrão de PDR ($G_0 = 100$, $n = 10^4$ cm^{-3}), incluindo adsorção, reações na superfície do grão, fotodesorção e desorção por raios cósmicos. FONTE: Hollenbach *et al.* (2009)

Na camada de fotodissociação, as espécies dominantes na fase gasosa são aquelas dos modelos tradicionais de PDRs: o oxigênio atômico é a espécie mais abundante das espécies baseadas em oxigênio. A desorção térmica da água formada na superfície dos grãos à temperaturas menores que 150 K é desprezível e um manto de gelo começa a se formar sobre eles mesmo na presença de radiação FUV, que também desencadeia ionização no gás, induzindo à formação de água na fase gasosa. Nessa camada mais externa da nuvem, esses processos mantêm uma pequena abundância de H_2O na fase gasosa.

Na camada de fotodesorção, $A_V \sim 2{,}8$, a água já se depositou o suficiente para formar uma única camada de gelo (*monolayer*) na superfície do grã, $x(H_2O_{gelo}) \approx 4 n_{gr} \sigma_{gr} N_{s,H_2O}/n \sim 8{\times}10^{-6}(\sigma_H/2{\times}10^{-21}\ \mathrm{cm}^{-2})$. A partir deste ponto, a abundância da água no gelo cresce rapidamente com a profundidade, ao mesmo tempo em que a taxa de fotodesorção decrescre devido à atenuação do fluxo FUV causada pelos grãos com a profundidade. A taxa de congelamento, no entanto, só decresce com a diminuição da abundância de O na fase gasosa, o que só ocorre significativamente com a formação de muitas camadas de gelo sobre a superfície dos grãos. Isso pode

ser observado na figura 2.10, como resultado da equação 2.35: a abundância de O na fase gasosa decresce e o aumento da abundância de mantos de gelo satura em $A_V \sim 3{,}5$. O oxigênio é preso em gelo de água. Mesmo assim, um plateau de água na fase gasosa é mantido pelo processo de fotodesorção e $x(H_2O) \sim 10^{-7}$ entre $A_{Vf} \sim 3$ e $A_V \sim 6$. O pico da abundância de água na fase gasosa é determinada pelo balanço entre a fotodesorção de água da superfície do grão e a destruição por fotodissociação por FUV das moléculas de água no gás. A molécula de OH é o principal produto da fotodissociação de H_2O e O_2 é produzido principalmente pela reação $O + OH \rightarrow O_2 + H$ e também é destruído por fotodissociação.

Na camada da nuvem onde se inicia o congelamento (*freezeout*), para $A_V > 6$, a fotodesorção do gelo de água não produz mais OH, H_2O e O_2 para manter um plateau dessas moléculas na fase gasosa. Outros processos de destruição da água, além da fotodissociação, se tornam dominantes e a abundância de todo o oxigênio disponível na fase gasosa é incorporada na superfície dos grãos na forma de gelo de água.

Esta forma de produção de água é representativa de regiões próximas ao exterior de nuvens como *rho* Ophiucus que tem em sua vizinhança um conjunto de estrelas OB, com grande fluxo FUV. A região da protoestrela IRAS16293, no interior de *rho* Ophiucus com $A_V > 30$, é bem representada pelas condições de $A_V > 6$ do modelo, onde a abundância de água na superfície dos grãos chega a 10^{-4}.

A formação de moléculas orgânicas complexas no meio interestelar (MI) tem sido um tema de pesquisa muito produtivo. Apesar disso, no conjunto de moléculas interestelares que tem sido observada, a água é certamente uma das espécies mais importantes, encontrada tanto na forma gasosa quanto na fase sólida.

CAPÍTULO 3

Emissão Maser

"Uma luz esplêndida baixou sobre mim acerca da absorção e emissão de radiação"

Albert Einstein

No meio interestelar as condições de excitação são tais que certas moléculas emitem de maneira coerente em microondas. Essas emissões se caracterizam por terem altas temperaturas de brilho e pequeno diâmetro angular (algumas unidades astronômicas) (DULEY W. W., 1984).

O radical hidroxila (OH) foi a primeira molécula detectada no meio interestelar em radiofrequência. As transições permitidas para o estado fundamental resultam em quatro linhas com frequências de 1665 e 1667 MHz, chamadas de linhas principais, e 1612 e 1720 MHz, chamadas de linhas satélites. As observações apresentavam emissão anômala e logo ficou claro que os níveis de energia não poderiam estar em equilíbrio termodinâmico. Em seguida, foram encontradas fontes de OH tão intensas que só poderiam ser explicadas por um processo de amplificação estimulada por radiação —maser, Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation —, o análogo do processo laser para microondas (ELITZUR, 1982).

A água foi observada no meio interestelar no final da década de 1960 (ELITZUR, 1982), logo nos primeiros anos de descoberta de moléculas no espaço. Foi detectada numa transição entre os estados rotacionais $6_{16} \rightarrow 5_{23}$, em 22,235 GHz.

A emissão maser de água é uma boa forma de traçar a perda de massa em estrelas jovens de todas as massas. Essa perda de massa ocorre durante a chamada "fase embebida" de estrelas pré-sequência-principal, caracterizada por forte obscurecimento da estrela central por uma grande quantidade de gás e poeira. Observações de masers de água em objetos estelares jovens de massa pequena tem mostrado que eles se formam muito próximos da fonte central (< 200 UA) e variam em curta escala de tempo (< 1 mês) (CLAUSSEN *et al.*, 1998). Muitos masers são excitados por choques onde as temperaturas e densidades características são, respectivamente, 300-600 K e $H_2 \approx 10^9$ cm^{-3}) (CLAUSSEN *et al.*, 1998).

Os masers de OH, H_2O e SiO são os mais intensos encontrados até hoje, mas outras moléculas também apresentam efeitos maser de baixo ganho em algumas de suas

linhas. Ficou evidente que masers ocorrem facilmente no meio interestelar e estão associados tanto a regiões de formação estelar quanto de estrelas nos últimos estágios de vida (ELITZUR, 1982).

A seguir vamos descrever, de forma resumida, o mecanismo de transferência radiativa de um maser e analisar o perfil da linha de emissão.

3.1 Emissão Maser e a Equação de Transferência Radiativa

Apresentando altíssimas temperaturas de brilhância, da ordem de 10^{11} K, os masers não podem ser explicados trabalhando com a hipótese de equilíbrio termodinâmico.

A intensidade de radiação, ou brilhância, é o fluxo de energia carregada pela radiação por unidade de frequência, largura de banda e ângulo sólido. Como o fluxo por ângulo sólido não sofre qualquer dispersão no espaço livre, a única atenuação possível resulta da interação com a matéria. A distribuição de Planck dá a brilhância de um campo de radiação a uma certa temperatura T para a frequência ν:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{exp(h\nu/kT)-1}, \tag{3.1}$$

Além da distribuição em frequência, a função de Planck fornece também uma escala absoluta para a brilhância, que pode ser usada para medir a intensidade do campo de radiação. Para uma dada intensidade I_ν, a temperatura de brilhância T_b é definida como a temperatura do corpo negro para que emite a mesma quantidade de radiação numa dada frequência ν. Então, pode-se escrever:

$$I_\nu = B_\nu(T_b) \tag{3.2}$$

Na região de longos comprimentos de onda, onde $h\nu \ll kT_b$, caso dos masers de OH, H_2O e SiO, a função de Planck pode ser aproximada pela expressão de Rayleigh-Jeans:

$$kT_b \cong \frac{c^2}{2\nu^2} I_\nu \tag{3.3}$$

As emissões maser se caracterizam por apresentarem altas temperaturas de brilhân-

cia. Para explicar temperaturas tão altas, consideramos a equação de transferência radiativa para uma linha de transição admitindo que o limite de Rayleigh-Jeans é obedecido:

$$\frac{dT_b}{d\tau} = -T_b + T_x \tag{3.4}$$

cuja solução é:

$$T_b = T_x(1 - e^{-\tau}) + T_c e^{-\tau} \tag{3.5}$$

onde T_x é a temperatura de excitação entre dois níveis de energia e T_c é a temperatura de brilhância da radiação de uma fonte contínua de fundo.

A equação 3.5 mostra que, descontando a radiação de fundo, a temperatura de brilhância será menor do que a temperatura de excitação e se aproximará dela apenas para transições oticamente espessas ($\tau \gg 1$).

Assim, a temperatura de brilhância fornece uma estimativa da temperatura de excitação possível para um meio emissor. Ainda que em geral a temperatura de excitação não precise coincidir com a temperatura cinética, elas frequentemente são da mesma ordem de magnitude. Neste cenário teórico, a descoberta da temperatura de brilhância da água, com mais de 10^{15} K, foi espetacular.

Obviamente, temperaturas de brilhância dessa ordem não podem ter qualquer relação com a temperatura cinética das moléculas da fonte, como se esperaria a partir da distribuição de Boltzmann.

$$\frac{n_2}{n_1} = exp(-h\nu/kT_x) \tag{3.6}$$

onde n_i são as populações por subnível magnético, e introduzimos aqui os conceitos de densidade de população dos níveis de energia, N_i, e o peso estatístico para cada subnível,g_i, que se relacionam da seguinte forma:

$$n_i = N_i/g_i, i = 1, 2... \tag{3.7}$$

No caso da distribuição de Boltzmann, as colisões entre as moléculas são responsáveis pela transição entre os níveis de energia, e a temperatura de excitação (T_x) entre eles é a temperatura cinética das partículas, caracterizada pela distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann.

Uma hipótese implícita, assumida em toda a discussão até o momento, é de que todas as temperaturas envolvidas são positivas, como geralmente é o caso. Suponhamos, entretanto, que por alguma razão a população dos dois níveis é invertida de forma que $n_2 > n_1$ e T_x seja negativo na equação 3.6. Esse problema é entendido a partir da definição de profundidade ótica:

$$\tau = \int \kappa dl = \frac{k\nu}{4\pi\Delta\nu} g_2 B_{21}(n_1 - n_2) l \tag{3.8}$$

Nesta equação, para a profundidade ótica ser negativa a população do nível de energia mais alto da transição, n_2, tem que ser maior que a população do nível mais baixo, n_1. Esse é o caso típico de uma distribuição de população que não segue a distribuição de Boltzmann e, portanto, a temperatura de excitação pode ser assumida como negativa. A partir da equação 3.4 isto é expresso na forma:

$$\frac{dT_b}{d|\tau|} = T_b + |T_x| \tag{3.9}$$

Logo, a profundidade óptica negativa inserida na solução da equação 3.5 será um fator de amplificação. O valor absoluto da profundidade ótica passa a expressar um ganho.

Para discutir as propriedades da emissão maser é preciso considerar algumas equações que governam a população dos níveis e a transferência de radiação maser.

A radiação pode se propagar em todas as direções. Assim, a taxa de emissão estimulada, BI_ν, deve ser integrada em todo ângulo sólido, e o termo da transição estimulada nas equações de taxa de população nos níveis de energia é BJ_ν, onde

$$J_\nu = \int I_\nu \frac{d\Omega}{4\pi} \tag{3.10}$$

Levando em consideração a função do perfil da linha de transição, $\phi(\nu)$, que será melhor discutido na próxima seção, representa-se o termo da transição estimulada simplesmente como J=$\int J_\nu \phi(\nu) d\nu$.

Assim, a população dos níveis de energia de dois níveis quaisquer de uma determinada substância pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}N_1 &= \tilde{P}_1 - \Gamma_1 N_1 - J(N_1 B_{12} - N_2 B_{21}) - (N_1 C_{12} - N_2 C_{21}), \\ \frac{d}{dt}N_2 &= \tilde{P}_2 - \Gamma_2 N_2 - A_{21} N_2 - J(N_2 B_{21} - N_1 B_{12}) - (N_2 C_{21} - N_1 C_{12}). \end{aligned} \tag{3.11}$$

onde $\tilde{P}_i$ é a razão de bombeamento, por volume, de moléculas do reservatório para o nível i; Γ_i, a razão de decaimento no sentido oposto ao bombeamento; C_{ij}, a taxa de colisões entre as moléculas (C_{ij}=$g_i C_{ji} \exp[-h\nu_{ij}/kT]$), e A_{ij} e B_{ij}, os coeficientes de Einstein.

Usando algumas propriedades dos coeficientes de Einstein, podemos escrever a equação 3.11 da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n_1 &= P_1 - \Gamma_1 n_1 - JB(n_1 - n_2) - C(n_1 - n_2 e^{\frac{-h\nu}{kT}}), \\ \frac{d}{dt}n_2 &= P_2 - \Gamma_2 n_2 - An_2 - JB(n_2 - n_1) - C(n_2 - n_1 e^{\frac{-h\nu}{kT}}) \end{aligned} \tag{3.12}$$

onde P_i=$\tilde{P}_i/g_i$ é a taxa de bombeamento por subnível. O sub-índice dos coeficientes de troca de nível podem ser omitidos por simplicidade, sem causar confusão.

Assumindo estados estacionários, desprezando o efeito das colisões e assumindo que as transições espontâneas são desprezíveis, a partir do sistema de equações acima chegaremos ao seguinte resultado:

$$\begin{aligned} n_{12} \equiv n_1 + n_2 &= \frac{P_1 + P_2}{\Gamma} = \frac{2P}{\Gamma}, \\ \Delta n = n_2 - n_1 &= \frac{P_2 - P_1}{\Gamma + 2BJ} = \frac{\Delta P}{\Gamma + 2BJ} \end{aligned} \tag{3.13}$$

Como Δn é o fator que entra na profundidade óptica, vamos analisar a segunda equação.

$$\Delta n = \frac{\Delta P}{\Gamma + 2BJ} = \frac{\Delta n_0}{1 + J/J_s} = \frac{\Delta n_0}{1 + I/I_s} \tag{3.14}$$

onde,

$$\Delta n_0 = \Delta P/\Gamma; J_s = \Gamma/2B; I_s = J_s 4\pi/\Omega \tag{3.15}$$

A partir desta equação, a expressão para o coeficiente de absorção, cuja relação também pode ser vista na equação 3.8, fica

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{1 + J/J_s} = \frac{\kappa_0}{1 + I/I_s} \tag{3.16}$$

O parâmetro J_s determina a intensidade da radiação na qual a transição induzida começa a afetar as populações dos níveis. Para J $\ll$ J_s temos Δn=Δn_0 e as populações dos níveis são independentes do campo de radiação. A solução da equação de transferência radiativa pode ser escrita na forma

$$T_b = (T_x + T_c)e^{\kappa_0 l} \simeq T_x e^{\kappa_0 l} \tag{3.17}$$

assumindo que todas as temperaturas estão no regime de Rayleigh-Jeans. As temperaturas no caso J $\ll$ J_s correspondem a um maser "não saturado". Neste caso, radiação é amplificada por uma exponencial.

Neste regime a amplificação da radiação é regida por uma exponencial. Neste caso, variações nas populações dos níveis ou na coerência de velocidades da região que gera o maser pode resultar em variações apreciáveis na intensidade da emissão maser ou no perfil da linha, conforme discutido no próximo item.

O maser de IRAS16293, se caracteriza por estar associada a estágios primordias de uma estrela de pequena massa, por estar bem próximo do sistema solar, o que o torna bastante intenso. Por essas características, se torna um candidato com características apropriadas para explorar o regime de saturação do maser e outras propriedades que dificilmente seriam estudados a partir de maser associados a regiões HII.

Em contraste com o maser não saturado, a condição de maser saturado é alcançada quando J > J_s. Nesse caso a solução da equação de tranferência radiativa é dada por 3.18, onde a temperatura de brilhância do maser depende linearmente do comprimento da fonte na linha de visada. O crescimento linear da densidade de fluxo não é tão espetacular quanto o exponencial, mas é na condição de maser saturado que se tem os masers mais intensos.

$$T_b = T_s[1 + \kappa_0(l - l_s)] \tag{3.18}$$

Nesta equação, T_s é a temperatura de saturação e l_s é o comprimento a partir do qual o maser passa do regime não saturado para o regime completamente saturado.

3.2 O Perfil de Linha

Através das linhas espectrais é possível extrair informações a respeito da natureza da emissão maser e da dinâmica das fontes de emissão.

Importantes causas do alargamento do perfil das linhas são o movimento dos átomos ou moléculas em equilíbrio termodinâmico ou o movimento turbulento do gás. A distribuição de velocidades de Maxwell deve ser usada junto com a fórmula de Doppler que relaciona a mudança de frequência com a velocidade radial. A distribuição de intensidades da linha espectral resultante é dada por:

$$\varphi_{mn}(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_{mn})^2}{2\sigma^2}\right) \tag{3.19}$$

onde ν é a frequencia considerada, ν_{mn} é a frequencia da transição m-n e

$$2\sigma^2 = \frac{\nu_{mn}^2}{c^2}\left(\frac{2kT_k}{M} + V^2\right) \tag{3.20}$$

onde M é a massa molecular ou atômica, T_k é a temperatura cinética dos átomos ou moléculas em movimento e V é a velocidade média da turbulência.

Neste caso, a largura da linha é dada por

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_{mn}}{c}\left[ln2\left(\frac{2kT_k}{M} + V^2\right)\right]^{1/2} = 2.3556\sigma \tag{3.21}$$

ou ainda

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_{mn}}{c}\left[\frac{4ln2}{\eta}\left(\frac{2kT_k}{M} + V^2\right)\right]^{1/2} \tag{3.22}$$

no caso de um maser ser não-saturado, onde η é a amplificação do maser.

h

CAPÍTULO 4

Instrumentação

De como abrir as janelas para um Universo invisível

Descreveremos abaixo as principais características do rádio telescópio utilizado para observações da linha de transição espectral 6_{16}-5_{23} da molécula de água na direção de IRAS16293.

O Rádio Observatório de Itapetinga (ROI), localizado na cidade de Atibaia, São Paulo, possui um radiotelescópio do tipo refletor Cassegrain, com montagem alto-azimutal, abertura de 13,7 m e precisão de superfície de 0,25 mm, adequado para operar na faixa entre 1 e 100 GHz.

Esta antena é representada por um diagrama em bloco na figura 4.1.

O sinal é recebido pela antena que concentra o sinal e o envia para o pré-amplificador, ou radiômetro, que realiza a primeira amplificação do sinal ainda em alta frequência. Em seguida o sinal é enviado ao Misturador, onde é combinado com o sinal de um gerador local e codificado, de onde se obtém um sinal de frequência intermediária (FI) e passa-se a trabalhar em frequências menores, já que a resistividade é menor em frequências mais baixas. Todo esse estágio é chamado de "front-end". O estágio a partir do qual há a conversão para baixas frequências é denominado "back-end". No "back-end", o sinal de FI é amplificado novamente e enviado ao Espectrômetro

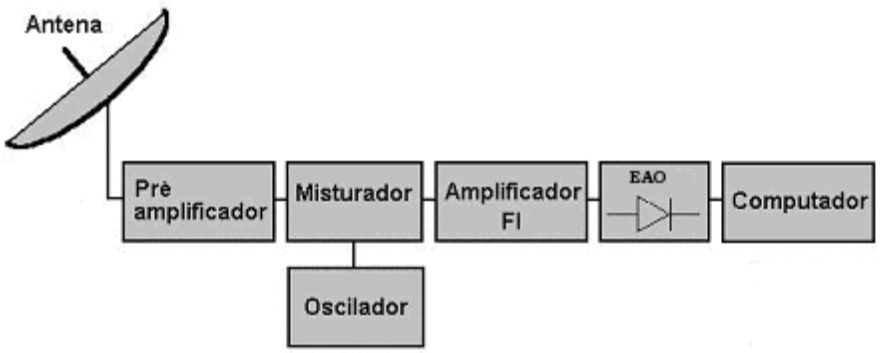


FIGURA 4.1 - Diagrama de Bloco de Radio Telescópio
FONTE: fonte

Acusto-Óptico (EAO), que é, então, lido por um computador.

4.1 Receptor Criogênico

Para alcançar maior sensibilidade, o radiotelescópio foi equipada com um radiômetro operando entre 21,7 e 24 GHz a 28 K, mas que também opera à temperatura ambiente. O receptor criogênico divide o sinal de alta frequência em dois com polarizações circulares à direita e à esquerda, como mostra o esquema da figura 4.2. A refrigeração ocorre na seção pontilhada da figura. Externamente a ela existem outros amplificadores de 10 e 20 dB. A "caixa" denominada UNIDADE NRAO foi montada nos laboratórios de eletrônica do National Radio Astronomical Observatory (NRAO, EUA) e modificada no INPE e possui uma configuração similar dos receptores utilizados no VLA (Very Large Array - Novo México, EUA).

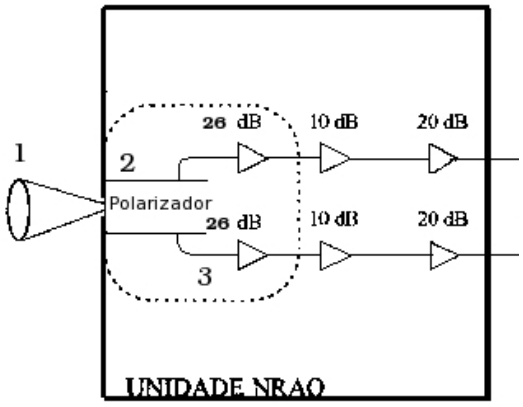
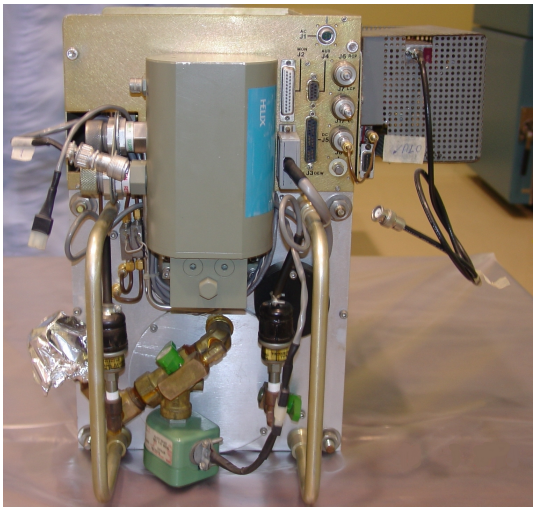


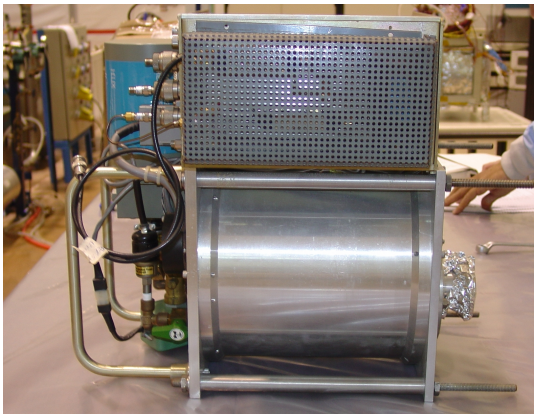
FIGURA 4.2 - Diagrama do Receptor Criogênico - A seção pontilhada é a parte regrigerada a 28 K. O sinal é captado pela corneta (1) e passa pelo polarizador (2), que divide o sinal, que a seguir é amplificado em 26 dB (3).

A relevância do uso do receptor a temperaturas criogênicas vem do fato de que os primeiros componentes a receberem o sinal são os que mais contribuem com para o aumento da temperatura de ruído do sistema, como se pode concluir da equação 4.1.

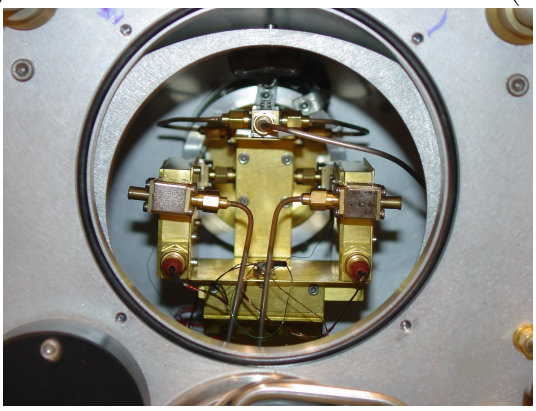
$$T_R = T_a + \frac{T_{LP}(1/\epsilon_t - 1)}{G_a} + \frac{T_{mix}}{G_a} \tag{4.1}$$



(a)



(b)



(c)

FIGURA 4.3 - Receptor Criogênico: (a) destaca-se nessa figura o refrigerador à hélio gasoso. (b) perfil do receptor. Na parte inferior é possível ver o "dewer", onde é produzido alto vácuo e a temperatura pode chegar a 18 K. Dentro dele estão instalados os polarizadores e amplificadores de baixo ruído da figura 4.2. Em (c), são mostrados os amplificadores de polarização circular dentro do dewar.

onde T_R é a temperatura de ruído do receptor, T_a é a temperatura de ruído do amplificador, G_a seu ganho; T_{LP} é a temperatura física das linhas de transmissão entre o amplificador e o mixer e ϵ_t, sua eficiência, variando de 0 a 1, e T_{mix} é a temperatura do mixer.

O receptor criogênico usado é refrigerado em um circuito fechado de hélio a alto vácuo ($\sim 10^{-7}$ atm) e sua temperatura de ruído é calculada a partir das respostas do receptor a um corpo negro à temperatura ambiente (carga quente), $T_Q \sim 300$ K, e um corpo negro mergulhado em nitrogênio líquido (carga fria), $T_F \sim 78$ K. As cargas são colocadas em frente à corneta e é medida a voltagem do sinal gerado. As respostas, V_Q e V_F, dadas em termos de voltagem, são proporcionais ao ganho do receptor, à temperatura de ruído e à temperatura da carga da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} V_Q &= (T_Q + T_R)G; \\ V_F &= (T_F + T_R)G \end{aligned} \tag{4.2}$$

A partir daí, a temperatura de ruído será

$$T_R = \frac{T_Q - yT_L}{y - 1} \tag{4.3}$$

onde $y = V_Q/V_L$. A temperatura de ruído desse receptor, determinada a partir de testes de bancada é mostrada na figura 4.4 em função da frequência.

A partir de uma sequência de 30 integrações de 3 minutos usando um EAO de 70 KHz, construímos um gráfico de evolução do rms no tempo. Os resultados das observações são mostrados na figura 4.5.

Medimos, então, a temperatura de ruído do receptor a partir da sensibilidade, dada por:

$$\Delta T_{min} = \frac{T_{sis}}{\sqrt{\Delta\nu\, t}} \tag{4.4}$$

e obtivemos que a temperatura de sistema do receptor com o receptor à temperatura ambiente é de ~ 710 K e com o receptor refrigerado é de ~ 355 K.

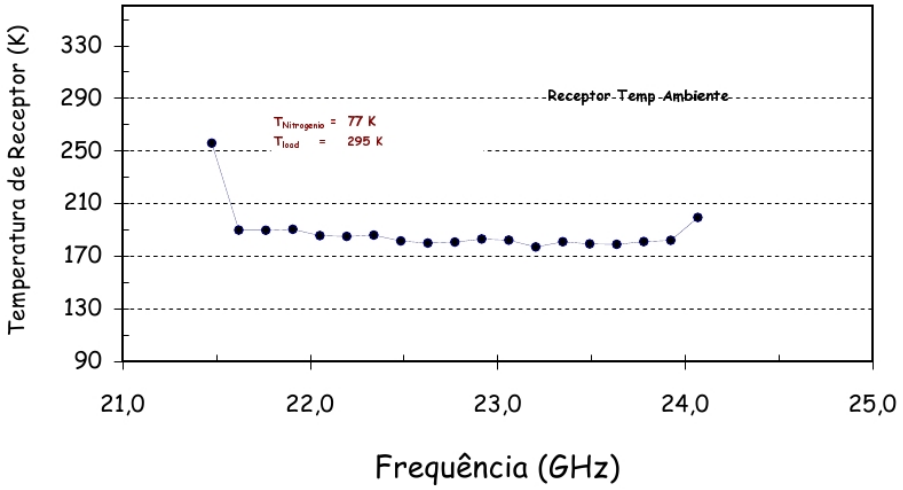


FIGURA 4.4 - Temperatura de Ruído do Receptor Criogênico

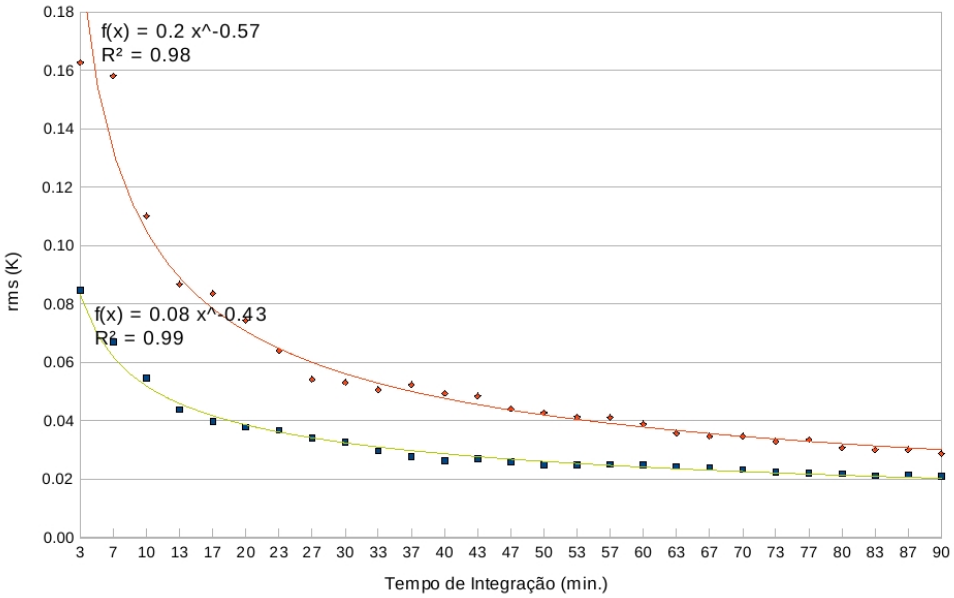


FIGURA 4.5 - Sensibilidade do Receptor à temperatura ambiente (em vermelho) e refrigerado (em azul)

A evolução temporal do ruído em função do tempo de integração mostra um ótimo desempenho do receptor para integrações longas. Esse tipo de avaliação foi feito por ser a primeira vez que esse receptor modificado foi utilizado.

4.2 Espectrômetro Acústico-Óptico

Após o sinal de RF captado pela antena ser misturado com o sinal de baixa frequência de um oscilador local, codificando-o em uma Frequência Intermediária (F.I.), o sinal é enviado para um espectrômetro acústico-óptico (EAO). No conjunto do EAO, ilustrado na figura 4.6 o sinal é transformado em ondas acústicas por um transdutor colado a um cristal, conjunto denominado defletor acústico-ótico (DAO). O cristal serve de meio de propagação para a onda acústica e uma de suas faces é iluminada por um feixe laser, que é difratado pelo cristal. O feixe difratado é captado por um conjunto de fotodiodos que transmite os sinais para um programa de aquisição em um computador.

O DAO, elemento que determina a largura de banda e resolução do espectrômetro, é basicamente constituído de um transdutor piezoelétrico e um cristal de niobato de lítio ($LiNbO_3$), que tem baixa atenuação acústica e boa transparência na faixa de 0,4 mum a 4,5 mum, para a propagação do laser (PACHECO, 1994). A interação

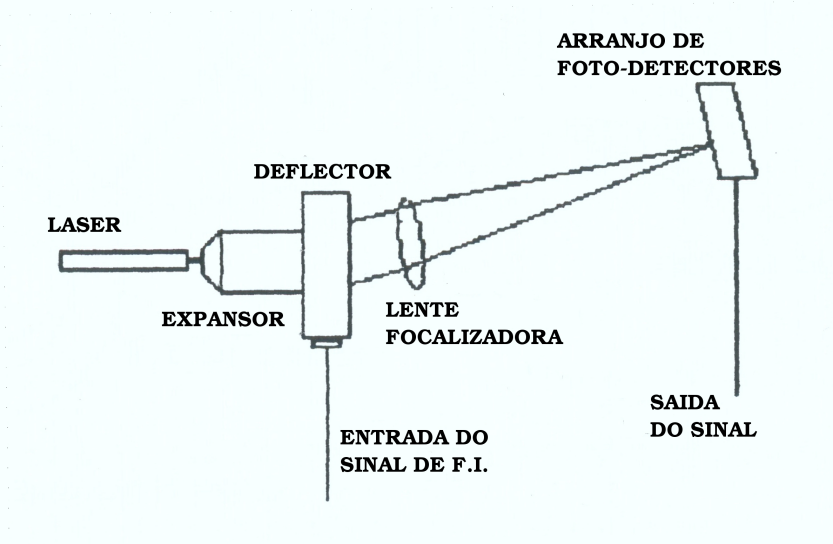


FIGURA 4.6 - Espectrômetro acusto-óptico: a fonte de luz é um laser, o feixe é expandido para atingir maior número de células de Bragg na difração no cristal, um conjunto de lentes/espelhos colima o feixe num CCD que envia o sinal a um computador.
FONTE: Pacheco (1994)

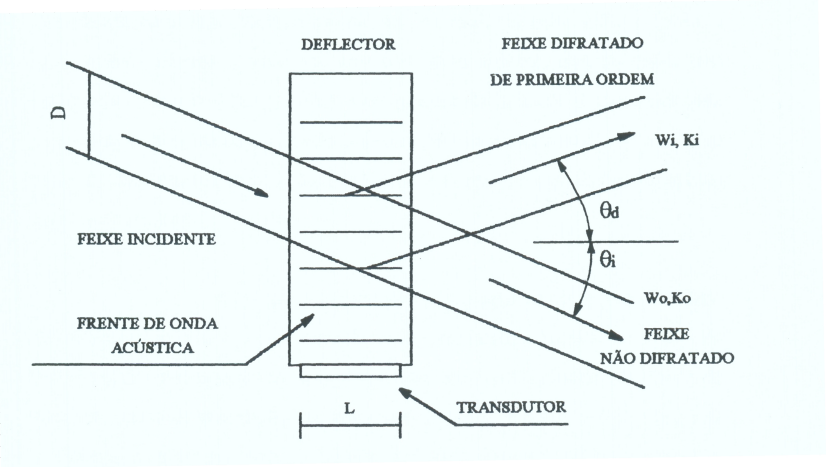


FIGURA 4.7 - Defletor acústico-óptico (DAO) e os feixes incidente e difratado com frequências e vetores de onda w_0, k_0, w_1, w_1, respectivamente.
FONTE: Pacheco (1994)

acústico-óptica no DAO é ilustrada na figura 4.7.

Aplicando-se o sinal FI com frequência f_a ao transdutor, uma onda acústica com velocidade de fase v_a e vetor de onda $k_a = 2\pi f_a/v_a$ será gerada no interior do cristal. O feixe de laser incide fazendo um ângulo Θ_i com a frente de onda acústica. Com a interação acústico-óptica ocorrida no interior do cristal, é gerado um feixe difratado com desvio dado pelo ângulo Θ_d, que é proporcional à frequência do sinal aplicado.

A figura 4.8 ilustra a focalização do feixe difratado sobre o arranjo de foto-detectores. Este arranjo se extende ao longo de uma eixo x = $\Theta_d \times$ F, onde F é a distância focal da lente. Desta forma, cada fotodiodo ao longo deste eixo passa a corresponder a um valor de frequência. O conjunto utilizado nas observações conta com 2048 fotodiodos.

De modo geral, o sinal F.I. aplicado ao espectrômetro apresenta largura de banda Δf_a que corresponde a um intervalo angular $\Delta\Theta$ que, por sua vez, compreende os feixes difratados em cada direção Θ_d. O número N de intervalos contidos em $\Delta\Theta$ que podem ser resolvidos, corresponde ao número de canais nos quais Δf_a é resolvida e é proporcional à razão entre o intervalo angular $\Delta\Theta$ e a divergência do feixe óptico difratado λ/D, sendo λ o comprimento de onda do laser e D o tamanho da janela óptica do DAO.

Para determinar a resolução do EAO utilizamos um conjunto de sinais monocromáticos de diferentes frequência iluminando o conjunto de fotodiodos. Com esse

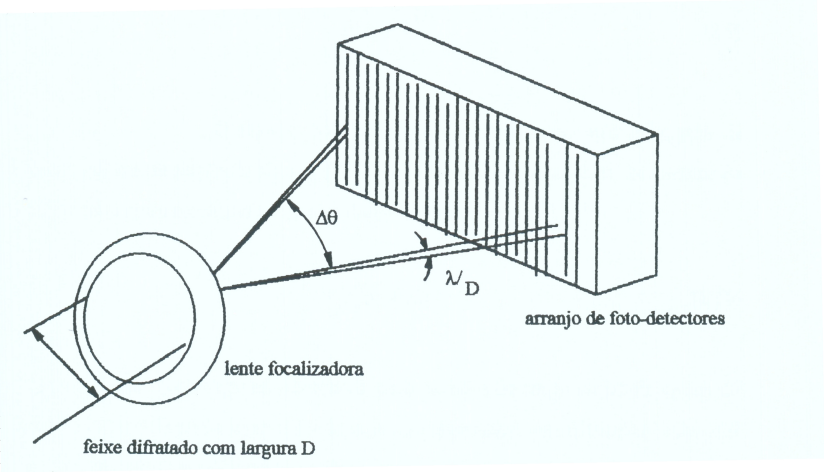


FIGURA 4.8 - Detalhe da focalização dos feixes ópticos difratados associados a um sinal com largura de faixa Δf_a compreendidos no intervalo $\Delta\Theta$.
FONTE: Pacheco (1994)

procedimento, conseguiu-se 0,275 km s^{-1} por fotodiodo, o que implica uma largura de banda total de $\sim$ 560 km s^1 (total de 2048 fotodiodos). Como a resolução espectral nominal do cristal é de 70 KHz, que corresponde a $\sim$ 0,94 km s^{-1} na frequência de transição do maser de H_2O, cada canal tem 3 fotodiodos, resultando um conjunto de $\sim$ 600 canais. Um pulso monocromático aplicado ao espectrômetro deve apresentar essa largura de linha (3 fotodiodos), e qualquer componente espectral vizinha mais próxima que esse valor é indistinguível. Mais detalhes a respeito do EAO pode ser encontrado na tese de Pacheco (1994). Outra maneira de determinar essa resolução, como explicaremos mais tarde, é através da observação das componentes da transição térmica de NH_3 (1,1), que possui frequências quanticamente bem definidas.

O perfil de linha captado pela antena em observações astronômicas é convoluído com a resposta instrumental do EAO. Portanto, é preciso conhecer este efeito para subtraí-lo do sinal captado e obter somente o perfil de linha da fonte. A figura 4.9 mostra o espectro de um pulso monocromático injetado no EAO, com eixo horizontal em fotodiodos. É possível notar mais de uma estrutura, que resulta da iluminação do conjunto de fotodiodos pelo laser. Um ajuste de gaussianas ao espectro, como mostrado na figura 4.10, revela que as componentes estão espaçadas de 5 fotodiodos ($\sim$ 1,4 km s^{-1}), um pouco mais que a largura de linha encontrada para a componente mais intensa, $\sim$ 1,0 km s^{-1}. Isso significa que é preciso levar em conta esse efeito instrumental. Apesar disso, percebemos que a linha de menor intensidade é aproximadamente 5 vezes menos intensa. Portanto, não é relevante em fontes astrofísicas

desde que não se queira analisar as ”asas” do perfil da linha de emissão, que pode estar afetada por esse efeito.

Para verificar as características do EAO utilizado, além dos procedimentos eletrônicos de medir sua resolução espectral utilizando sinais sintéticos, observamos a transição NH_3 (1,1) na direção do glóbulo de Bock NGC 6334A na constelação de Escorpião. NH_3 (1,1) é uma transição que se dá em equilíbrio termodinâmico, em ambientes quiescentes, e por isso apresenta sempre a mesma configuração não importando a fonte emissora. Não há mudanças, como a emissão maser. Um espectro sintético de NH_3(1,1) adaptado de Myers e Benson (1983) é mostrado na figura 4.11. O espectro de amônia observado no ROI é mostrado na figura 4.12. O eixo horizontal está em fotodiodo. Assim, apresentamos somente uma seção central do conjunto de fotodiodos contendo 600 fotodiodos. O que nos interessa é apenas medir a distância entre os picos da transição (1,1) da amônia, e verificar se correspondem ao valor teórico previsto.

Ajustamos gaussianas ao espectro e calculamos a distância entre elas, o que é ilustrado na figura 4.13.

Sabendo previamente que cada fotodiodo corresponde a 0,275 km s^{-1}, calculamos a distância entre a primeira e a terceira componente em $\sim$ 18,7 km s^{-1}, que, dentro da incerteza de 0,9 km s^{-1} da resolução espectral do EAO, corresponde ao valor teórico esperado, como mostrado na figura 4.11 de Myers e Benson (1983).

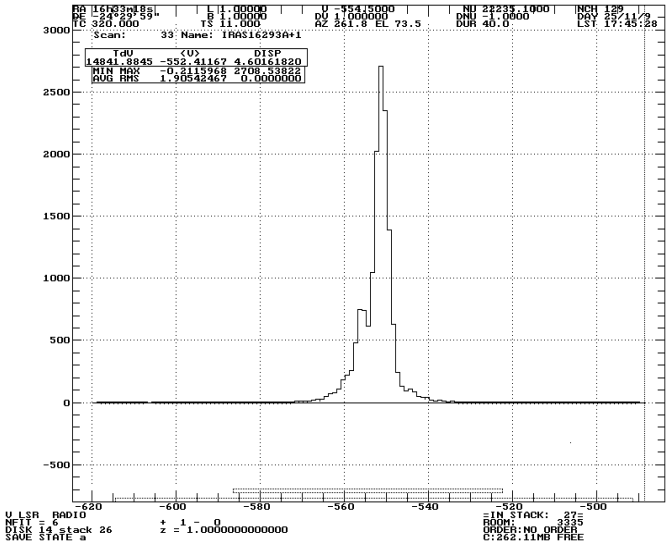


FIGURA 4.9 - Espectro do pulso monocromático. Eixo vertical em temperatura de antena, eixo horizontal em termos de fotodiodo

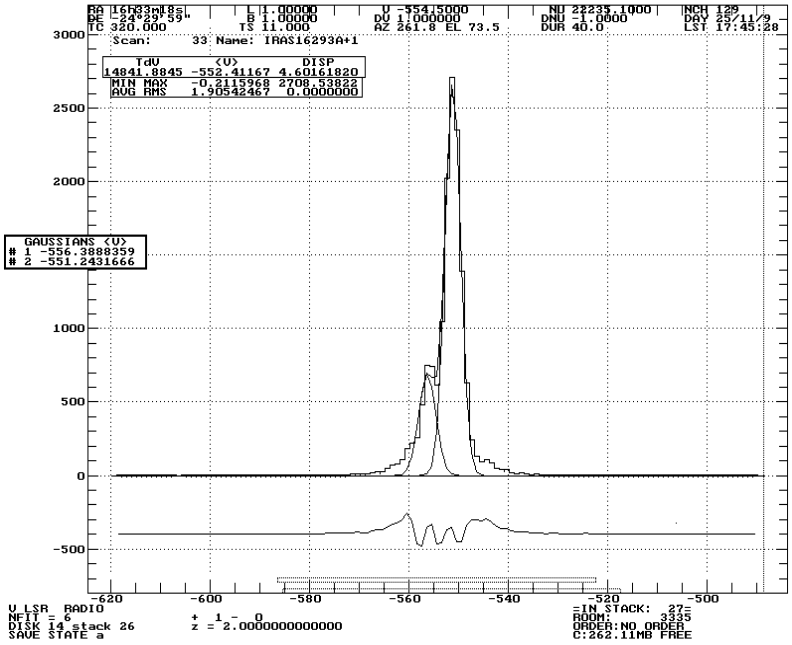


FIGURA 4.10 - Ajuste gaussiano ao espectro do pulso monocromático. Posição das componentes mostradas na tabela à esquerda. as componentes estão espaçadas em 5 fotodiodos. O resíduo do ajuste aparece abaixo do eixo horizontal.

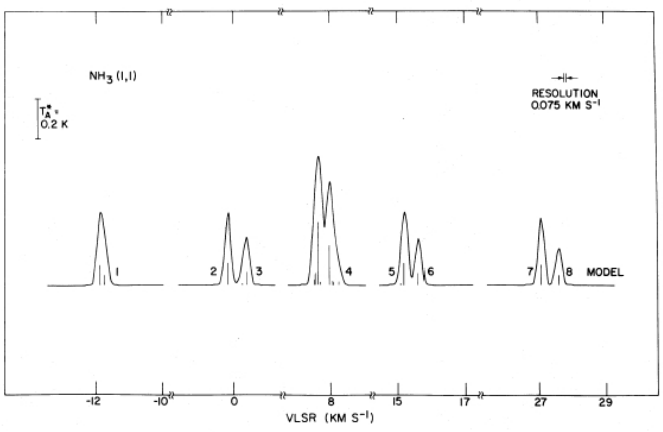


FIGURA 4.11 - Espectro teórico, previsto pela mecânica quântica, da transição térmica de NH_3 (1,1) na direção do glóbulo de Bock L1468.. Eixo vertical em temperatura de antena e eixo horizontal em velocidade (km s^{-1}).
FONTE: Myers e Benson (1983)

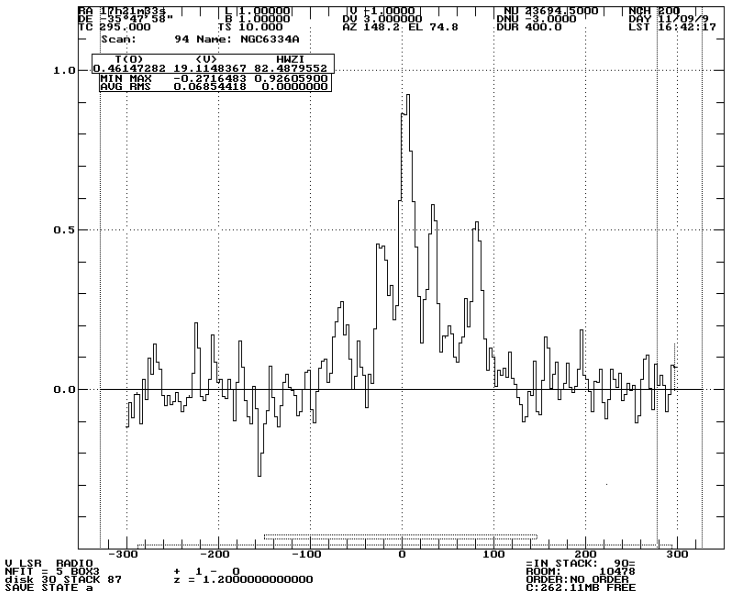


FIGURA 4.12 - Espectro da transição térmica NH_3 (1,1) observado no ROI na direção de NGC 6334A com integração de 400 s. Eixo vertical em temperatura de antena e eixo horizontal em termos de número de fotodiodo.

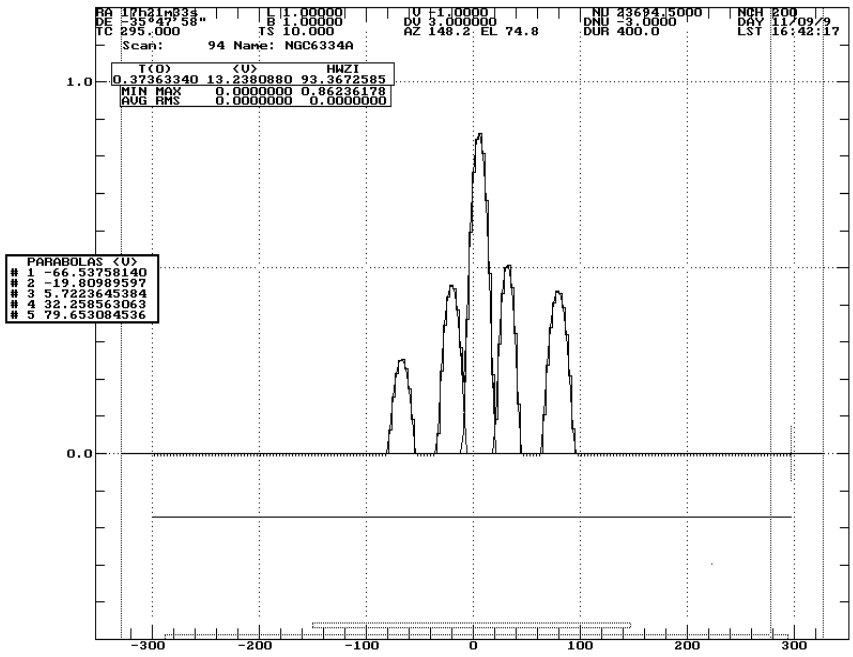


FIGURA 4.13 - Ajuste gaussiano ao espectro da transição térmica NH_3 (1,1) observado no ROI na direção de NGC 6334A. O quadro à esquerda do espectro mostra a posição do fotodiodo para cada ajuste gaussiano. As componentes de 1 a 5 estão ordenadas da esquerda para a direita. O resíduo do ajuste aparece abaixo do eixo de horizontal

CAPÍTULO 5

Dados Observacionais

O nascimento do deus Apolo não poderia ser mais luminoso.

Este capítulo descreve os dados observacionais da emissão maser de H_2O na direção de IRAS16293 obtidos no Rádio Observatório de Itapetinga (ROI), assim como em outros observatórios. Iniciaremos mostrando o processo de redução de dados obtidos no ROI na seção 5.1. Em seguida, na seção 5.2, descreveremos brevemente estes dados. Na sessão 5.3 discutiremos a estrutura da fonte IRAS16293 e apresentaremos os resultados das observações de emissão maser.

5.1 Redução dos Dados

O programa de aquisição de dados desenvolvido no ROI gera um arquivo ASCII que é lido por um programa elaborado especialmente para converter este arquivo ao formato lido pelo Drawspec, o programa de redução de dados utilizado por nós. Este programa foi produzido por Harvey Liszt, rádio astrônomo do NRAO (National Radio Astronomical Observatory), EUA, e disponível no site http://www.cv.nrao.edu/∼hliszt/programs.html.

Fontes maser intensas como Orion A e W49, entre outras, foram usadas como referência para verificar o apontamento da antena, assim como a velocidade radial das linhas observadas e suas larguras de linha.

Para cada espectro observado foi removida a linha de base usando um polinômio de grau 1. Ilustramos um exemplo desse processo nas figuras 5.1, 5.2 e 5.3 com o espectro de Orion A. A primeira figura mostra o espectro deslocado temperaturas de antena mais altas, causado pela emissão no contínuo. A temperatura de cada linha é medida a partir do contínuo, que é, então, subtraído do espectro através do ajuste de um polinômio de grau 1 à linha de base.

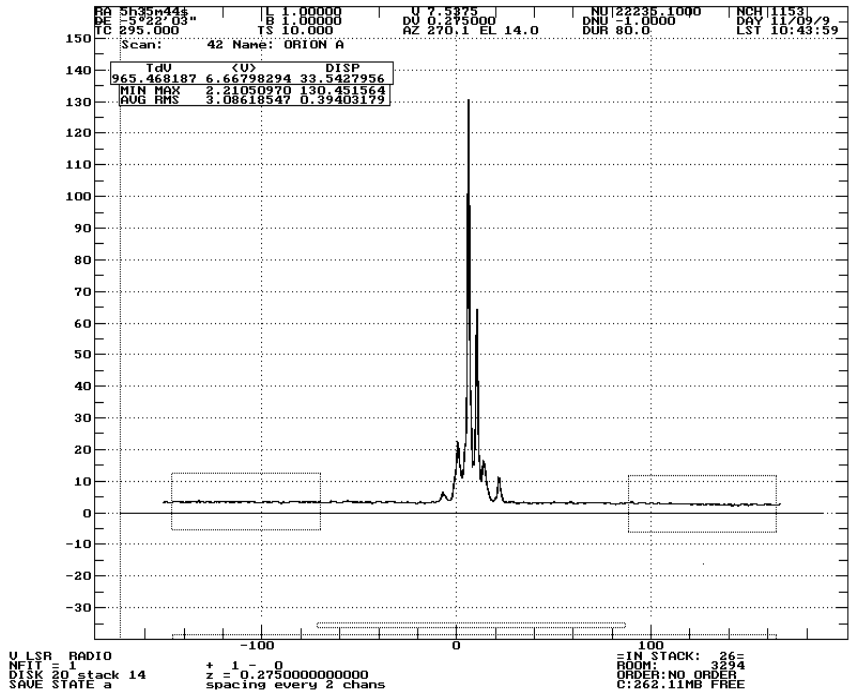


FIGURA 5.1 - Espectro de Orion A. No eixo horizontal, velocidade em km s^{-1}. No eixo vertical, temperatura de antena em Kelvin. Nota-se que a temperatura da base do espectro é diferente de zero (emissão no contínuo).

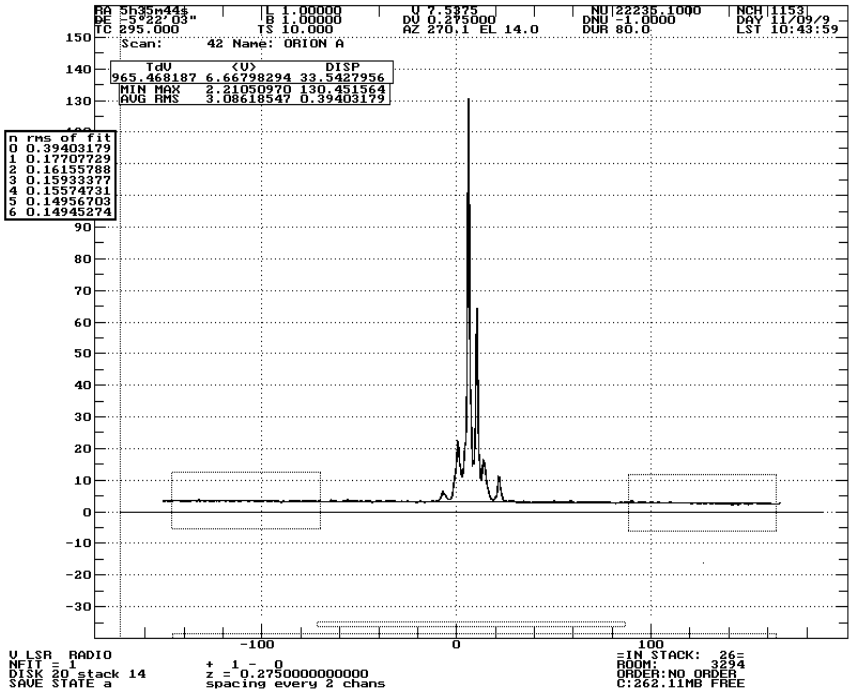


FIGURA 5.2 - Ajustamos um polinômio de grau 1 à linha de base do espectro, indicando um contínuo de 3 K.

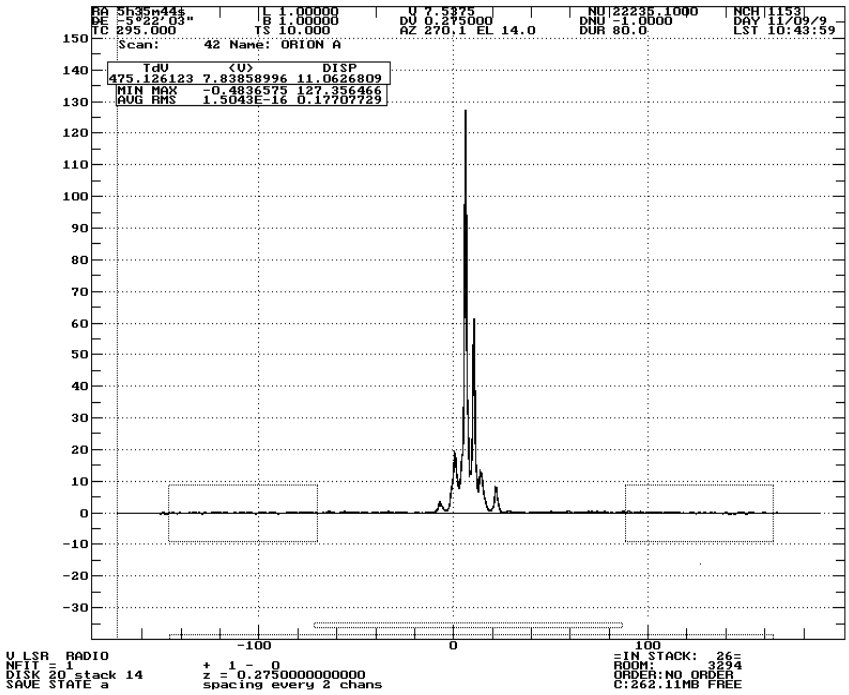


FIGURA 5.3 - A linha de base devida ao contínuo é subtraída do espectro e a intensidade das componentes é medida a partir de 0 K.

Se a linha de base do espectro apresenta alguma deformação, como mostrado na figura 5.4, ajustamos um polinômio de grau maior à linha de base para subtraí-la. Esse processo é ilustrado nas figuras 5.4, 5.5 e 5.6.

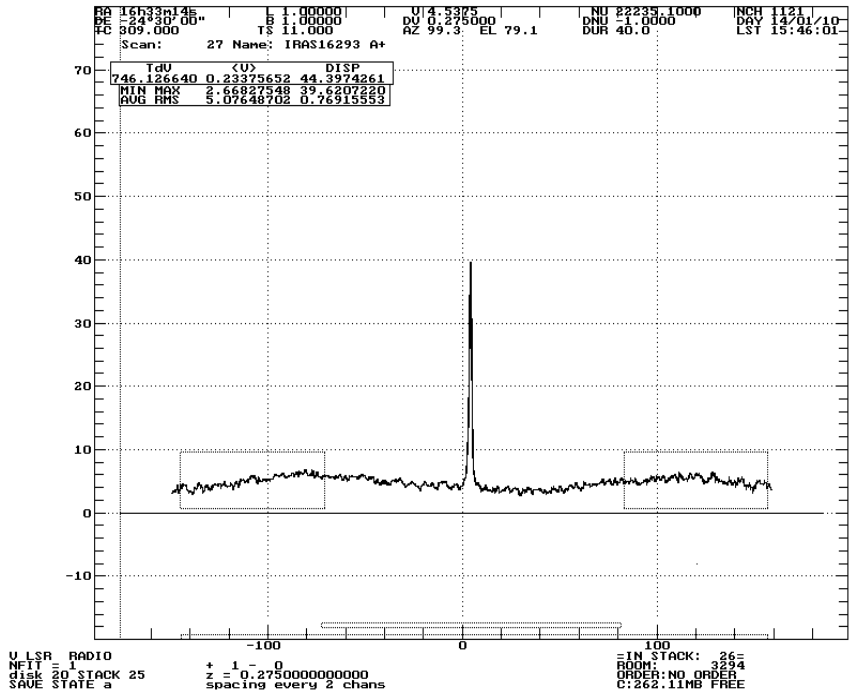


FIGURA 5.4 - Espectro de IRAS16293 apresentando modulação no sinal da linha de base.

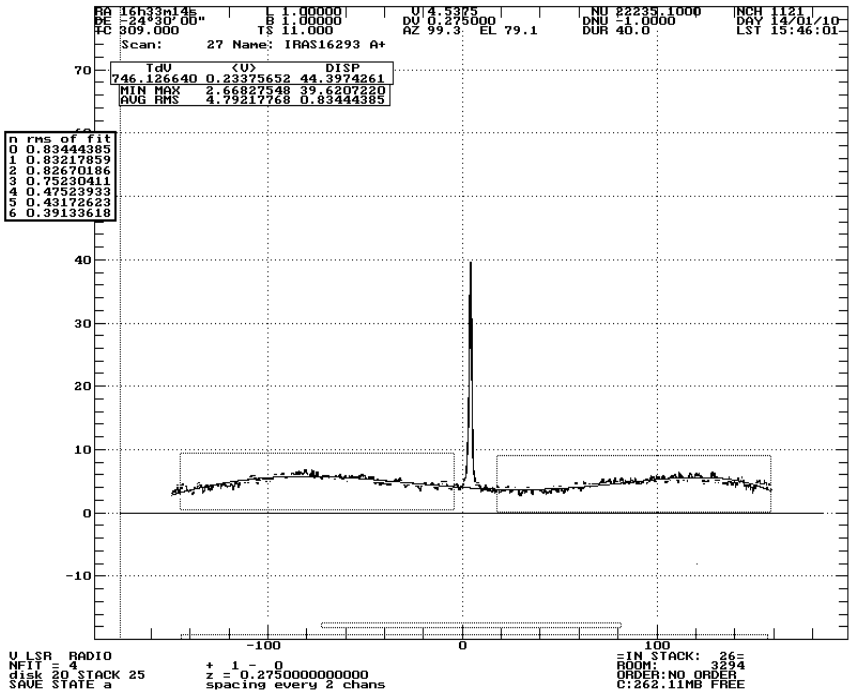


FIGURA 5.5 - Neste caso, o melhor ajustamos é um polinômio de grau 6

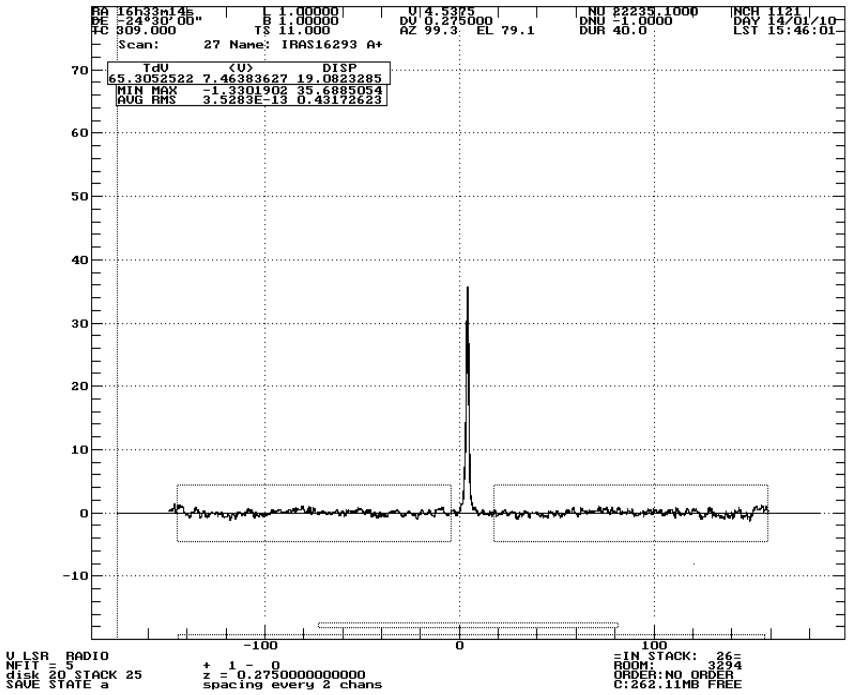


FIGURA 5.6 - A linha de base do contínuo é subtraída do espectro.

Para cada linha identificada nos espectros de IRAS16293 primeiro foi removida a linha de base e em seguida foram ajustadas gaussianas a partir das quais foram extraídas as informações de velocidade, largura da linha e temperatura de antena.

Como o sinal observado é uma convolução do sinal da fonte com a resolução espectral do EAO, corrigimos a largura da linha observada do efeito da resolução do EAO para obter a largura de linha intrínseca do sinal da fonte.

O perfil de linha observado,$\Phi(V)$, é a convolução entre o perfil de linha intrínseco da fonte, $\varphi(V)$, e o perfil de resposta do EAO, $\varepsilon(V)$, que são representados pelas funções gaussianas:

$$\varphi(V) = \frac{1}{\sigma_\varphi\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(V-\mu_\varphi)^2}{2\sigma_\varphi^2}\right);$$
$$\varepsilon(V) = \frac{1}{\sigma_\varepsilon\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(V-\mu_\varepsilon)^2}{2\sigma_\varepsilon^2}\right) \tag{5.1}$$

onde σ_φ^2 e σ_ε^2 é a variância na distribuição dos perfis e μ_φ e μ_ε os valores esperados em velocidade. O perfil de linha observado será:

$$\Phi(V) = \varphi(V) * \varepsilon(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_\varphi^2 + \sigma_\varepsilon^2)}} \exp\left(-\frac{[V-(\mu_\varphi+\mu_\varepsilon)]^2}{2(\sigma_\varphi^2+\sigma_\varepsilon^2)}\right); \tag{5.2}$$

Assim, a largura à meia altura do perfil da linha observada, ΔV_Φ, com uma relação linear com a variância, σ ($\Delta V = 2\sqrt{2ln2}\sigma$), é simplesmente o resultado da soma quadrática entre a largura à meia altura do perfil da fonte, ΔV_φ e da resposta do instrumento, ΔV_ε.

$$\Delta V_\Phi^2 = \Delta V_\varphi^2 + \Delta V_\varepsilon^2 \tag{5.3}$$

Nas tabelas apresentadas contendo os resultados observacionais, ΔV_{LSR} é a largura de linha observada, descontado o efeito da resolução do instrumento, ou seja, a largura intrínseca.

$$\Delta V = \Delta V_\varphi = \sqrt{\Delta V_\Phi^2 - \Delta V_\varepsilon^2} \tag{5.4}$$

No caso dos EAOs usados, a resolução do instrumento foi medida com um pulso monocromático e calculada como sendo de $\sim$ 1,0 km s^{-1} para o EAO de 70 KHz e $\sim$ 0,6 km s^{-1} para o EAO de 40 KHz.

As resoluções espectrais dos EAOs, inferidas a partir dos pulsos monocromáticos é aproximadamente 7% maior que a especificação para o cristal de niobato de lítio.

Com a largura intríseca da fonte, encontramos a intensidade integrada sobre o perfil da linha, a partir da qual calculamos a luminosidade da emissão maser:

$$L \leq \frac{4\pi D^2 k \nu_0}{A_e c} \int T_A dV \tag{5.5}$$

onde, k é a constante de Boltzmann, c é a velocidade da luz, ν_0 é a freqüencia central da emissão, 22,235 GHz, D é a distância até a fonte e A_e é a abertura efetiva da antena. Adotamos 178 pc como distância da fonte, estimada através da paralaxe de "spots" maser medida por Imai *et al.* (2007). A abertura efetiva da antena é calculada a partir da medida de equivalência entre densidade de fluxo e a temperatura de antena de Virgo A e é dada por:

$$A_e = \frac{2kT_A}{S_\nu} \tag{5.6}$$

A partir de Virgo A sabemos que para esta antena cada Kelvin equivale a 72,3 Jy. Neste caso estamos calculando a área efetiva sem fazer qualquer correção na temperatura de antena, resultante da atenuação atmosférica e ganho com a elevação. Além do mais, essa área calculada leva a eficiência de abertura inferior àquelas estimadas a partir da observação de planetas ($\sim$ 35 %).

Por esse motivo, as luminosidades derivadas devem ser vistas como limites superiores.

5.2 Dados IRAS 16293-2422 obtidos no ROI

No Rádio Observatório de Itapetinga, parte dos dados foi obtida por Eugênio Scalise Jr., Avelino Gomes Balboa e Gabriel Hickel (referenciados daqui em diante como SBH), em observações realizadas aproximadamente uma vez por mês entre dezembro de 1991 e março de 1994, totalizando 23 espectros da fonte nesse período. Existem ainda outras três observações isoladas: uma em setembro de 1996 e duas em dezembro de 2003, realizadas por José Williams Vilas Boas durante testes de receptores. Outra parte dos dados foi obtida por nós entre os dias 10 de setembro de 2009 e 14 de janeiro de 2010, totalizando 404 espectros, obtidos a cada $\sim$ 3 minutos, para analisar variações de curto período. Todos foram produzidos utilizando o modo de observação "on-off", no qual são realizadas observações sequenciais da fonte e do céu para subtrair a contribuição do céu no espectro, obtendo assim o sinal da fonte. Procuramos dessa maneira estudar a evolução temporal das componentes de velocidade do maser de água de IRAS16293, tendo como objetivo explorar a dinâmica da região. Os parâmetros obtidos a partir das observações realizadas entre 1991 e

2003 são fornecidos na tabela 5.1. Para verificar a existência de componentes de velocidade abaixo do limite de detecção obtido com 3 minutos de integração, os espectros obtidos ao longo do dia foram integrados, e estes resultados das observações realizadas entre setembro de 2009 e janeiro de 2010 são mostrados na tabela 5.2. Esta tabela mostra os parâmetros da *média* dos espectros observados em cada dia. No anexo A pode-se encontrar os parâmetros dos espectros observados ao longo de cada dia.

Na tabela 5.1 e 5.2, encontramos a data e o respectivo dia juliano de cada observação nas primeiras duas colunas. Da coluna (3) à coluna (7), ordenamos os parâmetros observacionais de cada espectro: temperatura de antena, rms, velocidade radial, largura de linha e razão sinal-ruído (R). Das colunas 8 a 10 temos os parâmetros derivados: intensidade integrada, luminosidade da linha e finalmente, na última coluna, o tempo de integração.

TABELA 5.1 - Dados Observacionais - 1991, 1992, 1993, 1996 e 2003

Data	Data Juliana	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R^a	$\int T_A\,dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
05/12/1991	2448596	1,6	0,3	7,5	0,6	5	0,9	2,4E-8	3,3
30/01/1992	2448652	1,4	0,3	5,0	1,2	4	1,7	4,6E-8	3,3
24/03/1992	2448706	1,4	0,4	5,0	1,4	4	2,0	5,3E-8	3,3
28/07/1992	2448832	2,3	0,4	3,3	0,3	6	0,6	1,6E-8	5,0
30/08/1992	2448865	5,5	0,4	1,8	0,4	14	2,2	5,7E-8	3,3
17/09/1992	2448883	2,5	0,3	1,5	0,2	7	0,4	1,1E-8	3,3
04/12/1992	2448961	10,4	0,5	2,3	1,0	21	9,9	2,6E-7	3,3
05/12/1992	2448962	9,3	0,5	2,1	1,0	18	9,3	2,4E-7	3,3
17/01/1993	2449005	$< 0,4$	0,4	—	—	—	—	—	4,0
26/02/1993	2449045	3,3	0,2	-2,3	0,5	15	1,8	4,7E-8	15,0
		2,3	0,2	3,7	0,8	10	1,8	4,7E-8	
19/03/1993	2449066	11,9	0,4	3,7	0,6	27	7,5	2,0E-7	3,3
27/04/1993	2449105	1,0	0,1	4,3	3,0	8	2,9	7,5E-8	3,3
		$< 0,5$	0,5	—	—	—	—	—	3,3
28/04/1993	2449106	0,9	0,1	4,7	3,6	8	3,3	8,8E-8	3,3
27/05/1993	2449135	$< 0,5$	0,5	—	—	—	—	—	3,3
22/06/1993	2449161	$< 0,4$	0,4	—	—	—	—	-	3,3
21/07/1993	2449190	$< 0,4$	0,4	—	—	—	—	—	3,3
09/08/1993	2449209	1,8	0,2	2,4	0,8	9	1,4	3,6E-8	3,3
17/09/1993	2449248	$< 0,4$	0,4	—	—	—	—	—	3,3
28/10/1993	2449289	$< 0,4$	0,4	—	—	—	—	—	3,3
23/11/1993	2449315	3,2	0,5	3,9	0,4	6	1,2	3,2E-8	3,3
14/01/1994	2449367	$< 0,6$	0,6	—	—	—	—	—	3,3
09/03/1994	2449421	$< 0,6$	0,6	—	—	—	—	—	3,3
25/09/1996*	2450339	1,3	0,1	3,2	2,2	13	2,9	7,5E-8	2,0
		1,8	0,1	7,3	1,7	17	2,9	7,7E-8	
02/12/2003	2452976	295,8	0,4	4,5	0,9	768	272,5	7,2E-6	3,3

* Espectro observado com EAO de 70 KHz de resolução (+/- 0,9 km s^{-1})

[a] Razão sinal-ruído

TABELA 5.2 - Dados Observacionais - 2009/2010

Data	Data Juliana	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
10/09/2009	2455085	5,1	0,03	4,2	1,0	198	4,9	1,3E-7	82,3
11/09/2009	2455086	7,3	0,04	4,8	0,9	184	6,7	1,8E-7	24,7
16/09/2009	2455091	7,7	0,03	4,7	1,0	284	7,5	2,0E-7	38,0
02/10/2009	2455107	12,3	0,1	4,3	1,1	226	13,7	3,6E-7	13,3
03/10/2009	2455108	28,4	0,1	4,5	1,1	347	31,9	8,4E-7	20,0
04/10/2009	2455109	13,4	0,1	4,9	1,1	128	15,2	4,0E-7	6,7
05/10/2009	2455110	17,4	0,1	4,5	1,1	273	19,2	5,0E-7	24,3
07/10/2009	2455112	15,6	0,1	4,6	1,2	190	18,2	4,8E-7	13,3
09/10/2009	2455114	31,3	0,1	4,6	0,8	230	26,2	6,9E-7	6,7
10/10/2009	2455115	24,4	0,1	4,5	0,8	325	19,7	5,2E-7	6,7
11/10/2009	2455116	31,4	0,1	4,3	0,8	293	25,0	6,6E-7	6,7
28/10/2009	2455133	52,2	0,04	4,3	0,9	1471	45,2	1,2E-6	100,0
29/10/2009	2455134	0,1	0,01	-6,3	4,5	14	0,4	1,1E-8	75,0
		63,5	0,03	4,3	0,8	1848	52,2	1,4E-6	
25/11/2009	2455161	46,5	0,1	4,3	1,1	901	51,2	1,3E-6	44,3
27/11/2009	2455163	49,2	0,1	4,1	0,9	377	44,6	1,2E-6	21,3
28/11/2009	2455164	72,0	0,1	4,1	0,9	1279	62,3	1,6E-6	146,3
29/11/2009	2455165	68,6	0,04	4,6	0,9	1604	59,0	1,6E-6	134,0
		0,2	0,03	54,6	2,4	8	0,5	1,4E-8	
12/01/2010	2455209	28,6	0,1	4,3	1,0	541	29,0	7,6E-7	51,3
13/01/2010	2455210	34,1	0,1	4,2	1,0	530	34,9	9,2E-7	23,3
14/01/2010	2455211	35,6	0,1	4,0	1,0	698	37,3	9,8E-7	26,7

Fez-se uso de espectrômetros acusto-ópticos (EAO) de diferentes resoluções espectrais. Nas observações realizadas entre 5 de dezembro de 1992 e 9 de março de 1994 foi utilizado um EAO de 40 KHz de resolução espectral, ou 0,54 km s^{-1}, em termos de velocidade, sendo esta a incerteza na medida da posição das componentes de velocidade.

Nas observações realizadas entre setembro de 2009 e janeiro de 2010, assim como naquelas isoladas em 1996 e 2003, foi utilizado um EAO de 70 KHz, ou 0,9 km s^{-1} de resolução espectral. Este EAO fornece uma largura de banda de 564 km s^{-1}, permitindo examinar a presença de componentes de alta velocidade nos espectros observados. A velocidade central de referência foi colocada no centro do arranjo do EAO, sendo possível observar componentes entre -282 e +282 km s^{-1}.

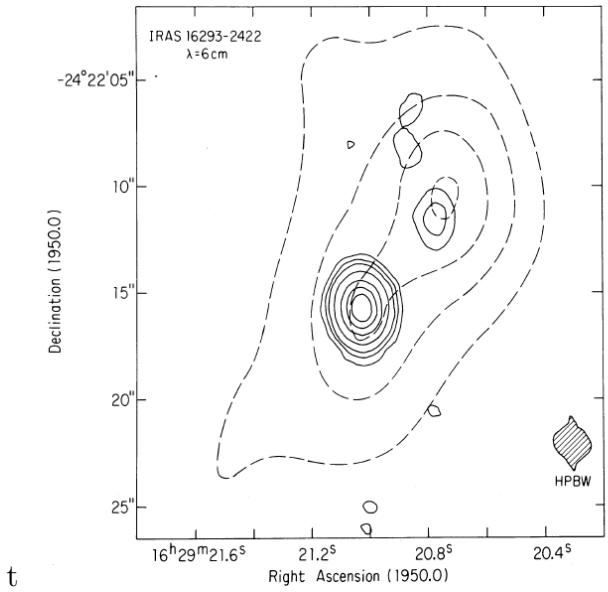
5.3 Discussão

5.3.1 Estrutura de IRAS 16293-2422

1^o de julho de 1987, Wootten (1989) realizou as primeiras observações do maser de IRAS16293 com alta resolução espacial (0”,14 × 0”,06) das componentes , usando 18 antenas do VLA, com uma resolução espectral de 0,33 km s^{-1} e largura de banda de 20,3 km s^{-1}. Neste trabalho, a fonte foi observada em 6 e 2 cm no contínuo, com resoluções espaciais de 1”,1 × 0”,72 e 0”,19 × 0”,09 respectivamente. O mapa da vizinhança de IRAS16293 em 6 cm é mostrado na figura 5.7. Nele pode-se identificar duas estruturas denominadas IRAS16293A, mais proeminente e localizada à esquerda, e IRAS16293B, com emissão menos intensa e localizada mais acima e à direita na imagem.

A figura 5.8 mostra que o mapa de emissão no contínuo em 2 cm a fonte IRAS16293A é resolvida em duas fontes A1 e A2, sendo que a fonte mais brilhante, A1, está a uma distância angular de 0”,3 da fonte mais fraca, A2, o que equivaleria a menos de 50 UA, dimensões do nosso Sistema Solar.

Nesta figura as localizações de cinco componentes de velocidade da emissão maser de IRAS16293 são sobrepostos ao mapa de emissão em 2 cm. As componentes detectadas estão a -4,9, -1,3, 6,6, 7,6 e 8,6 km s^{-1}, apresentando fluxos de 0,6, 0,3, 358, 405 e 5,2 Jy respectivamente.



t

FIGURA 5.7 - Mapa de emissão no contínuo em 6 cm de IRAS16293 (contornos sólidos). Os contornos são desenhados num intervalo de 3, 6, 10, 20, 40, 60 e 80 vezes o nível rms do mapa que é de 24 μJy. O mapa em 6 cm é sobreposto ao mapa de emissão no contínuo em 3 mm de Mundy *et al.* (1986) (contorno de linhas tracejadas).
FONTE: (WOOTTEN, 1989)

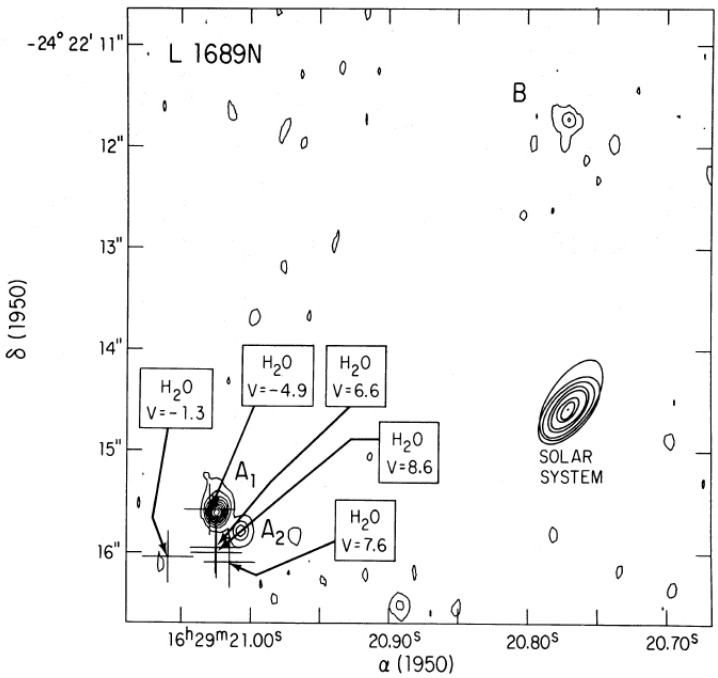


FIGURA 5.8 - Mapa de emissão no contínuo em 2 cm. IRAS16293A é resolvida em duas fontes, IRAS16293A1 e IRAS16293A2. Os contornos tem intervalos de 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21, 24, 27 e 30 vezes o nível rms do mapa que é de 70 μJy. As localizações das componentes de velocidade da emissão maser estão em cruz.
FONTE: (WOOTTEN, 1989)

Todas as componentes de emissão maser estão associadas à fonte IRAS16293A e se distribuem no mapa de forma que as velocidades menores se localizam mais ao nordeste do que as componentes de velocidades maiores. Pode-se, então, traçar um eixo entre os "spots" maser e este terá uma direção preferencial nordeste-sudoeste, que é a direção associada a um dos outflows bipolares mapeados em CO e com a direção do campo magnético da nuvem numa escala de 6000 UA (WOOTTEN, 1989; Tamura *et al.*, 1993). Este eixo também conecta as fontes A1 e A2, está na mesma direção do campo magnético obtido a partir da polarimetria no ótico da nuvem e é perpendicular ao menor eixo do disco mapeado em $C^{18}O$. A figura 5.9 mostra um esquema dessas relações geométricas.

O mapeamento em $C^{18}O$ foi realizado por Mundy *et al.* (1990), que também traçaram um mapa em curvas de nível de velocidades ao longo do maior eixo da região de emissão de $C^{18}O$, que é visto na figura 5.10. A diferença de velocidades entre extremidades do disco (5,8 e 2,2 km s^{-1}) sugere rotação em torno do próprio eixo (MUNDY *et al.*, 1990).

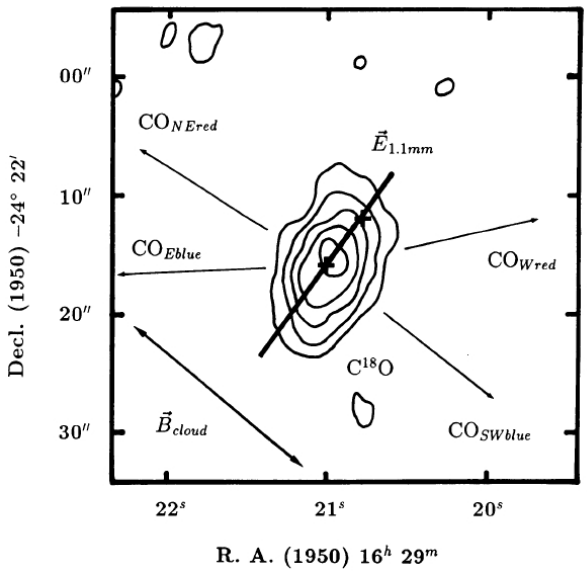


FIGURA 5.9 - Relação geométrica entre as direções do vetor campo elétrico a partir da polarização no contínuo em 1,1 mm, do vetor campo magnético em larga escala (1 a 10 pc) a partir da polarimetria no ótico e infravermelho próximo, do disco mapeado em $C^{18}O$ e dos dois outflows bipolares em CO. O disco envolve as fontes IRAS16293A e B simbolizadas por cruzes.
FONTE: (Tamura *et al.*, 1993)

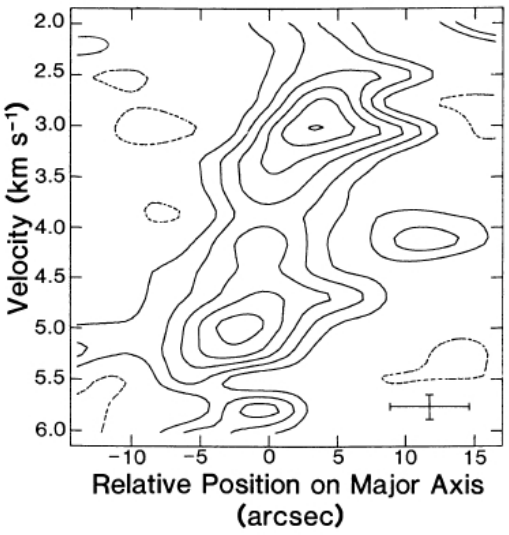


FIGURA 5.10 - Mapa posição×velocidade da emissão $C^{18}O$ J = 1-0 ao longo do maior eixo do disco. A posição relativa zero nesse eixo está próxima da fonta A1 (α_{1950} = 16h29m20,9s e δ_{1950} = -24^{o}22'13"). As barras de erro no canto inferior direito indicam o tamanho do feixe projetado no eixo maior e a largura do canal em velocidade.
FONTE: (MUNDY *et al.*, 1990)

Essas relações geométricas dão suporte à concepção de que a direção do campo magnético da nuvem esteja correlacionada à direção dos jatos numa protoestrela muito jovem, como é o caso de IRAS16293 (Tamura *et al.*, 1993).

Usando a configuração de maior resolução espacial, "A", do VLA e dispondo de resolução espectral de 0,33 km s^{-1}, com 20,3 km s^{-1} de largura de banda, Wootten (1993) detectou outras sete componentes de emissão maser na região, totalizando 12, como ilustrado na figura 5.11. Apesar de Wootten (1993) afimar que a direção das componentes maser mimetiza a direção e sentido de um dos outflows bipolares e que portanto as características destes são determinados em pequena escala, ao comparar as figuras 5.11 e 5.9, percebe-se que as componentes maser, apesar de alinhadas a um dos outflows bipolares, estão em sentidos inversos: enquanto na figura 5.11, a posição média de "*blueshift*" é para o norte, a figura 5.9 indica um outflow em "*redshift*" nesse mesmo sentido. A tabela junto à figura 5.11 mostra o fluxo das componentes de velocidade do mapa.

Outro trabalho que tratou da estrutura de IRAS16293 foi realizado por Imai *et al.* (1999), que efetuou observações em VLBI na direção de IRAS16293. Foram realizadas três épocas de observações: em 28 de maio de 1991, 5 de abril e primeiro de

Water Maser Positions near IRAS16293-2422 (1989.05)

Object :	α(1950)	δ(1950)	Flux (Jy)	V_{LSR} (km/s)
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0258^s$	-24°22'15.83"	0.394	-5.9
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0289^s$	-24°22'16.11"	0.316	-3.6
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0339^s$	-24°22'15.58"	0.301	-2.9
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0765^s$	-24°22'14.77"	0.531	0.1
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0636^s$	-24°22'16.13"	15.3	0.1
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0292^s$	-24°22'16.11"	0.614	2.0
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0468^s$	-24°22'15.63"	0.394	2.7
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0360^s$	-24°22'15.70"	0.771	2.7
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0293^s$	-24°22'15.60"	2.79	4.0
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0292^s$	-24°22'16.11"	3247.	6.6
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0179^s$	-24°22'16.19"	721.	7.9
IRAS16293-2422 H_2O :	$16^h29^m21.0292^s$	-24°22'16.12"	0.619	11.2

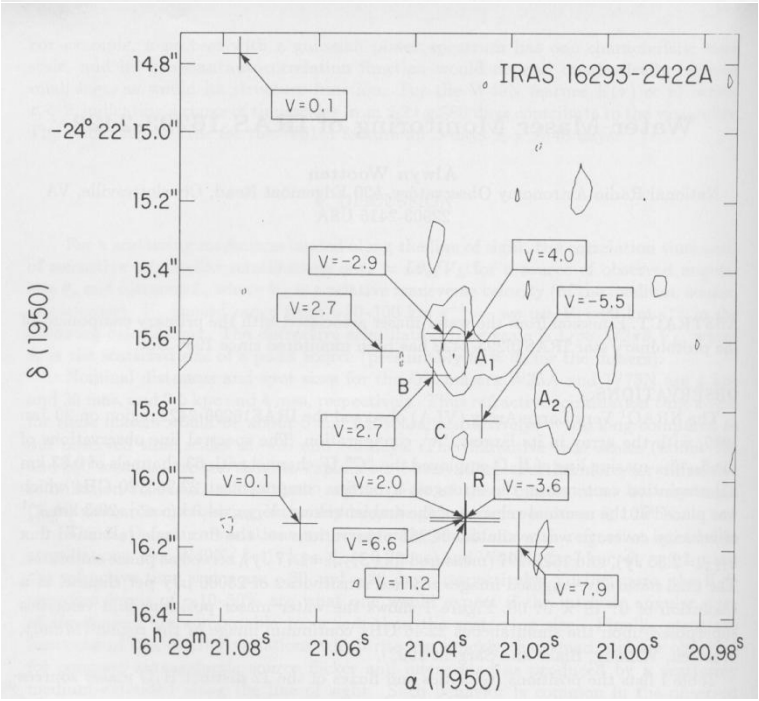


FIGURA 5.11 - Detalhe da região IRAS16293A, mostrando a emissão em 22,46 no contínuo (MUNDY *et al.*, 1992) apenas das fontes A1 e A2. A imagem é sobreposta às posições das componentes de velocidade detectadas em 20 de janeiro de 1989, quando mais componentes foram detectadas. As cruzes maiores marcam a posição das componentes de velocidade maior ou igual que a da nuvem, V_{LSR} = 4,0 km s^{-1}, e as menores marcam a posição das componentes de velocidade menor do que esse valor. A posição geométrica média das componentes em "*redshift*" é marcada pela letra R, os masers em "*blueshift*", com a letra B e a média da posição central com a letra C. Cada 0",2 corresponde a 30 UA, considerando uma distância de 160 pc da nuvem.
FONTE: (WOOTTEN, 1993)

junho de 1994, com resolução angular tipicamente de 5 a 15 milisegundos-de-arco (msa) em ascenção reta e 7 a 20 msa em declinação. Em todas as observações se fez uso de um espectrômetro auto-correlacionador com 256 canais e resolução de 0,1 km s^{-1} em 22,2 GHz. Em 1991 a componente de maior intensidade estava em 7,9 km s^{-1}, e nas observações seguintes em 1,9 km s^{-1}. A figura 5.12 mostra o resultado da redução de dados de Imai et al. KNIFE e J-NET são os nomes dos conjuntos de instrumentos usados para as observações.

Nas três épocas as componentes de velocidade presentes estiveram no intervalo entre 8 e -8 km s^{-1}. A figura 5.12 indica que (1) as componentes em "blue-shift" (-8 km s^{-1} < V_{LSR} < 1 km s^{-1}) e em "red-shift" (4 km s^{-1} < V_{LSR} < 8 km s^{-1}) sempre estão separadas numa direção norte-sul por 0",5 e (2) nas componentes em "red-shift", o gradiente de velocidade na direção nordeste-sudoeste sempre aparece com comprimento de 0",3.Com a superposição dos mapas das três épocas, como mostrado na figura 5.13, observamos outras características: (3) as componentes em "blue-shift" extremo (< 5 km s^{-1}) existente na parte interna das componentes em "blue-shift" e (4) as componentes de velocidade intermediárias (1 km s^{-1} < V_{LSR} < 4 km s^{-1}) e algumas componentes em "blue-shift" aparecem hora a leste e hora a oeste no mapa.

Imai *et al.* (1999) examinou três modelos cinemáticos para explicar a distribuição espacial de velocidades das componentes maser: um modelo envolvendo movimento de rotação mais queda —"infall" —; movimento de pura rotação Kleperiana e, finalmente, de rotação Kleperiana mais expansão radial. O melhor ajuste para esses dados foi a aplicação do primeiro modelo, proposto anteriormente por Fiebig (1997) para a protoestrela de Classe I L1297. Na figura 5.14 expomos, como exemplo, três simulações para reproduzir a estrutura de velocidade das fontes maser em L1297: as cores do disco correspondem a intervalos de velocidade e vale para as cores dos "spots" maser. Estes são sobrepostos ao modelo de um disco em rotação no qual "clumps" se chocam, aumentando sua massa. Se pode ver que o melhor ajuste aos dados, observando que as cores dos "spots" coincidem com as cores do disco, se dá com $M_* = 3\ M_\odot$.

Imai *et al.* (1999) aplicou esse modelo na fonte IRAS16293 para reproduzir a estrutura de velocidades do maser observada entre 1991 e 1994. Segundo ele, o ajuste da cinemática é obtido por um disco com inclinação do eixo de rotação do disco em -55^0 com relação à linha de visada e $M_* = 0{,}3\ M_\odot$. Assim, sugerem que as componentes de velocidade que aparecem a leste e a oeste no mapa estariam associados ao

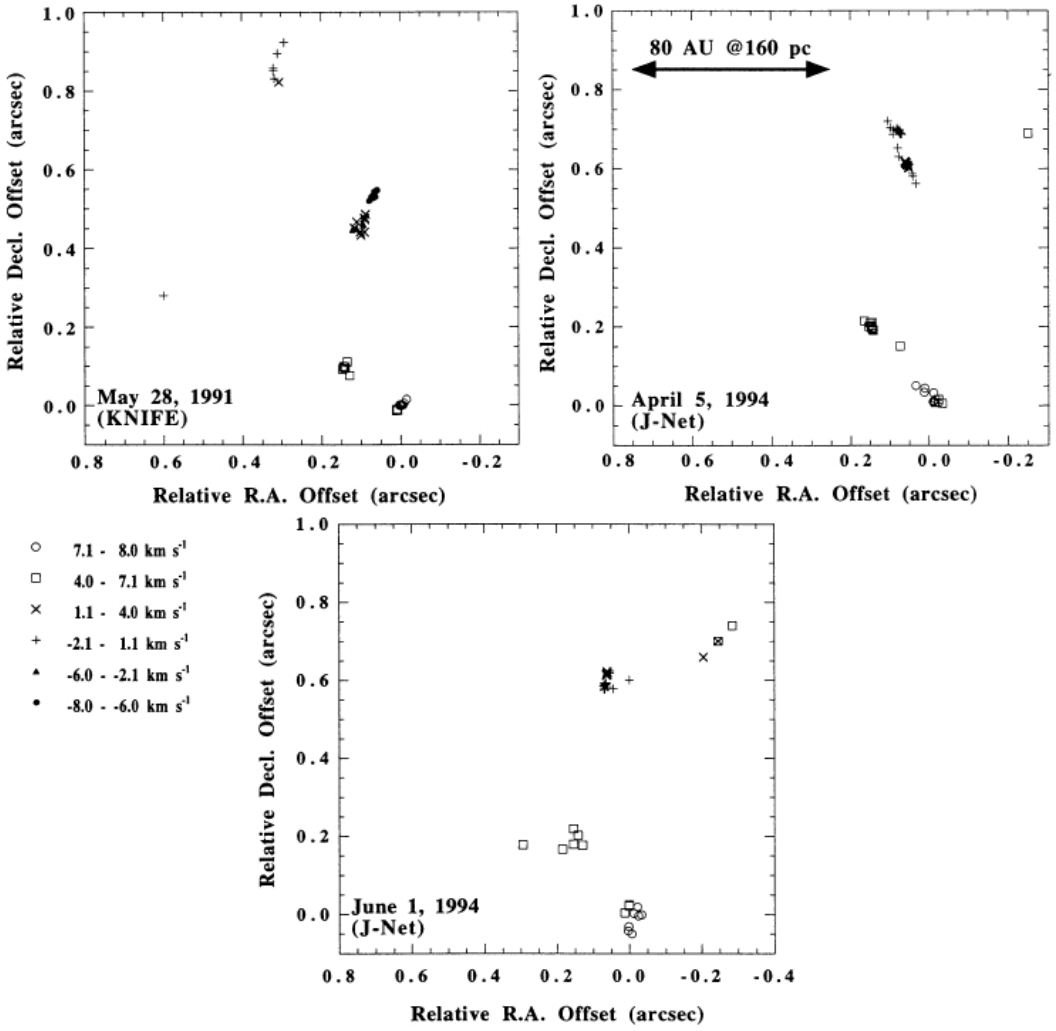


FIGURA 5.12 - Distribuição das emissões maser de água em três épocas. A origem de cada mapa se refere à posição dos "spots" de emissão com velocidade em torno de 7,0 km s^{-1}, estimados em AR(1950)=16h29m21,02s e Decl(1950)=-24^{0}22'16",2.
FONTE: (IMAI *et al.*, 1999)

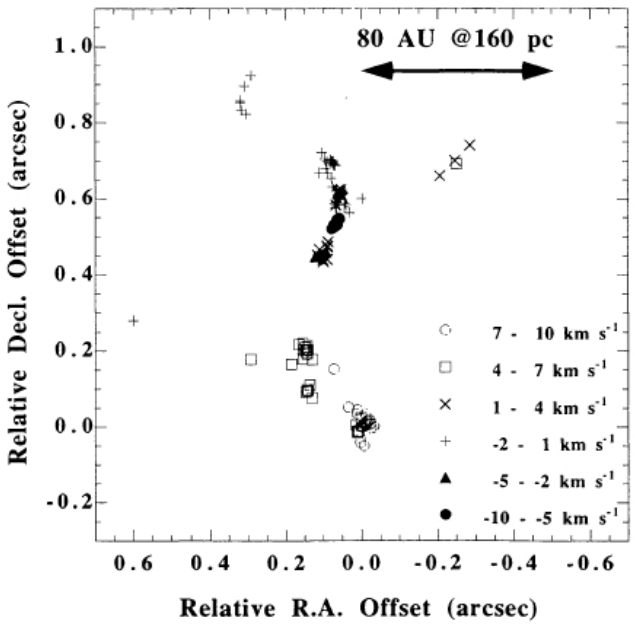


FIGURA 5.13 - Superposição da distribuição das emissões maser das três épocas de observação.
FONTE: (IMAI *et al.*, 1999)

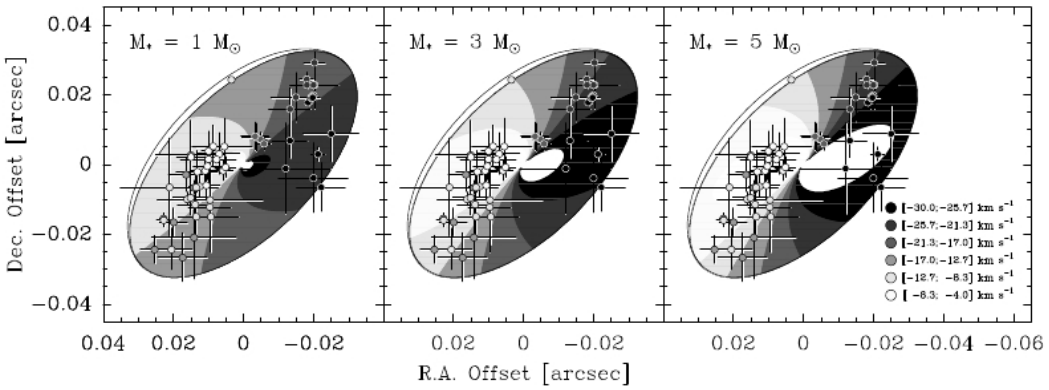


FIGURA 5.14 - Distibuições calculadas das componentes de velocidade da emissão maser de "clumps" incidindo sobre um disco fino (áreas na escala cinza). O eixo de rotação do disco está inclinado em 60^0 contra a linha de visada. A massa do objeto central adotada em cada modelo está indicada no canto superior esquerdo de cada caso. Os pequenos círculos indicando diferentes componentes de velocidade sobrepostos ao disco são dados observacionais.
FONTE: (FIEBIG, 1997)

"outflow", as outras componentes estariam associadas ao disco protoestelar.

O problema com estes ajustes teóricos às observações, apontado por Imai *et al.* (2007), é o fato de Imai *et al.* (1999) não ter realizado medidas do movimento próprio relativo dos "spots" maser. Perdeu-se, nessas observações, as coordenadas absolutas desses "spots", o que torna dificil obter uma interpretação dinâmica sem ambiguidades.

Imai *et al.* (2007) realizaram outra observação dessa fonte usando VLBI, do qual estimaram o movimento intrínseco dos masers de H_2O em IRAS16293 ao longo de meses consecutivos, o que também tornou possível estimar sua distância à Terra através do efeito de paralaxe. Imai *et al.* (2007) fizeram uso do VERA — VLBI Explorarion for Radio Astrometry —mantido pelo Observatório Nacional Astronômico do Japão. Foram realizadas 16 épocas de observações em dois grandes períodos: entre outubro de 2003 e novembro de 2004 e entre outubro de 2005 e fevereiro de 2006. Utilizou-se espectrômetros auto-correlacionadores de 512 ou 1024 canais, com 0,42 ou 0,21 km s^{-1} de resolução espectral na frequência da emissão maser de H_2O. A calibração de posição dos mapas foi feita usando como referência a localização da emissão mais intensa, de velocidade radial 4,4 km s^{-1}. Todas as posições dos "spots" maser foram calculados usando este "spot" como referência. Na tabela 5.3 apresentamos as velocidades radiais e larguras de linha de H_2O obtidos por Imai *et al.* (2007). Nas observações de 2005 e 2006 apenas uma componente pouco intensa em 6,0 km s^{-1} esteve presente, o que não resultou medidas de movimento próprio. Na figura 5.15 mostramos o resultado do mapeamento das componentes listadas na tabela 5.3.

TABELA 5.3 - Componentes observadas em VLBI

Data	Data Juliana	Velocidade (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})
10/10/03	2452923	0,65	1,26
		4,43	0,95
28/10/03	2452941	0,65	1,26
		4,43	0,95
03/02/04	2453039	4,19	0,49
		4,43	0,95
		4,61	0,39
25/02/04	2453061	4,19	0,49
		4,43	0,95
		4,61	0,39
19/03/04	2453084	4,19	0,49
		4,43	0,95
		4,64	0,49

Continua

TABELA 5.3 – Continuação

Data	Data Juliana	Velocidade (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})
		5,07	0,53
		5,07	0,47
		5,07	0,37
26/04/04	2453122	2,02	0,73
		4,19	0,49
		4,43	0,95
		4,64	0,49
		5,07	0,53
		5,07	0,47
26/05/04	2453152	2,02	0,73
		4,43	0,95
		5,07	0,37
22/07/04	2453209	2,02	0,73
		4,43	0,95
		4,64	0,95
		5,07	0,53
26/09/04	2453275	2,79	1,05
		4,43	0,95
25/10/04	2453304	2,79	1,05
		4,43	0,95
19/11/04	2453329	4,43	0,95

FONTE: (IMAI *et al.*, 2007)

(Fim)

As medidas de VLBI na tabela 5.3 mostram que os ”spots“ maser podem ter velocidades radiais muito próximas ou coincidentes e são separados porque, com alta resolução espacial obtida com VLBI, são identificados em posições diferentes. Esses resultados também mostram agrupamentos espaciais de maser com velocidades radiais muito próximas, levando a concluir que mesmo no caso de IRAS16293 as linhas observadas devem ser formadas pela superposição de vários ”spots“ maser. Este tipo de estrutura **pode explicar** ou **pode ser explicado pelos** os mais variados comportamentos na evolução temporal de uma única linha espectral.

Imai *et al.* (2007) associam o movimento próprio dos masers a um ”outflow” em larga escala, como já havia sido sugerido por Wootten (1993). A componente em 4 km s^{-1} está associada à posição do objeto A2 da figura 5.8, que seria o OEJ (IMAI *et al.*, 2007). Ainda segundo Imai *et al.* (2007), mesmo nesse cenário não está excluída a associação dos masers a um disco protoestelar em rotação com matéria em queda sobre ele, como proposto por Imai *et al.* (1999).

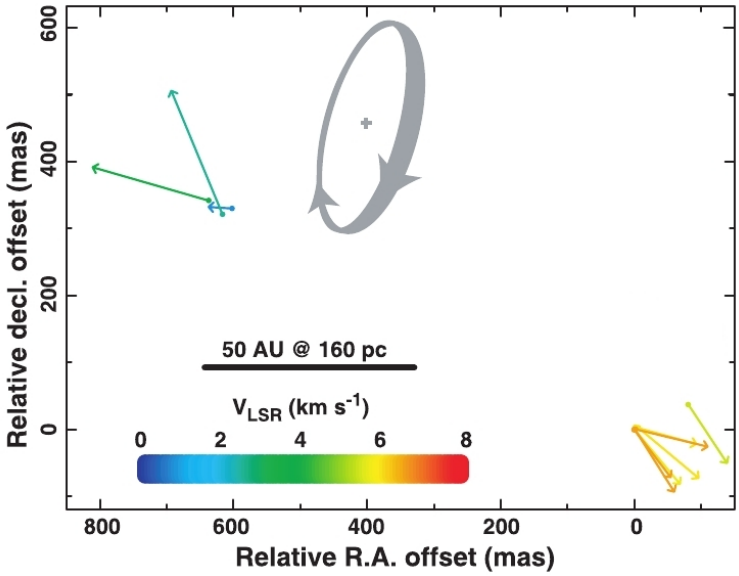


FIGURA 5.15 - Movimento próprio relativo dos "spots" de emissão maser listados na tabela 5.3. A origem das setas indica a posição onde foram detectados pela primeira vez e o comprimento indica a velocidade do "spot" maser. A origem das coordenadas indica a posição do "spot" a 4,43 km s^{-1} na primeira época. O sinal de mais e o anel elíptico em cinza indicam a localização, a inclinação e a direção de rotação do OEJ proposto por Imai *et al.* (1999).
FONTE: (IMAI *et al.*, 2007)

5.3.2 Componentes de Velocidade

As primeiras observações da emissão maser na direção de IRAS16293 foram feitas por Wilking e Claussen (1987) em 10 de abril de 1986, usando a antena de 37 metros do Observatório de Haystack, com largura de feixe de 100", resolução espectral de 0,53 km s^{-1} e largura de banda de 180 km s^{-1}, e 30 de janeiro e 9 de fevereiro de 1987 com o VLA, com larguras de feixe de 3",2 × 2",8 e 2",8 × 2",0 para cada dia respectivamente, resolução espectral de 0,33 km s^{-1} e largura de banda de apenas 20 km s^{-1}. Os resultados são mostrados na tabela 5.4.

A intensidade de alguns desses masers variam em 50% dentro do intervalo de 10 dias entre as observações do VLA, como é o caso das componentes em 10,0 e 12,1 km s^{-1}. No intervalo de tempo entre as observações do Haystack e do VLA, de 9 meses, o fluxo das componentes mais intensas, em 6,2 e 7,2 km s^{-1}, apresentaram grandes variações. No entanto o aspecto mais relevante é que essas linhas estão presentes durante todos os períodos de observação, embora em fevereiro de 1987 elas se sobreponham, como se pode ver na figura 5.16.

TABELA 5.4 - Dados Observacionais - 1986/1987

Data	Data Juliana	Fluxo (Jy)	V_{LSR} (km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
10/04/1986	2446531	45	6,2	7,0E-7	$\sim$ 30
		200	7,2		
30/01/1987	2446826	2,0	-2,2	7,0E-7	65
		0,9	-0,4		
		720	6,2		
		470	7,2		
		13	10,0		
		16	12,1		
09/02/1987	2446836	2,0	-2,2	7,0E-7	15
		1,0	-0,4		
		5,0	4,2		
		710	6,2		
		9,0	10,0		
		23	12,1		

rms de 0,5 Jy em 1986 e 0,1 Jy em 1987
FONTE: Wilking e Claussen (1987)

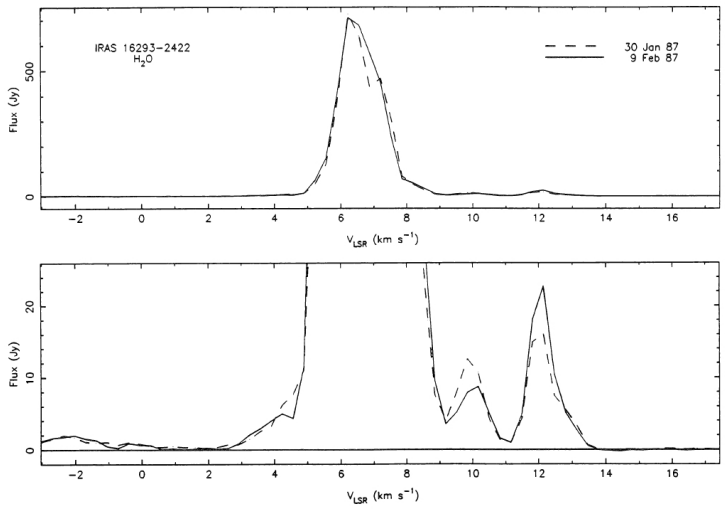


FIGURA 5.16 - Observação no VLA da emissão maser de IRAS16923, com 10 dias de intervalo entre as observações
FONTE: (WILKING; CLAUSSEN, 1987)

Mostramos na figura 5.17 um monitoramento das componentes da emissão maser dessa fonte se deu ao longo de 6 anos, desde dezembro de 1986 até fevereiro de 1992, realizado com antena de 43 m do NRAO usando um espectrômetro autocorrelacionador com 0,15 km s^{-1} de resolução espectral e 76,8 km s^{-1} de largura de banda

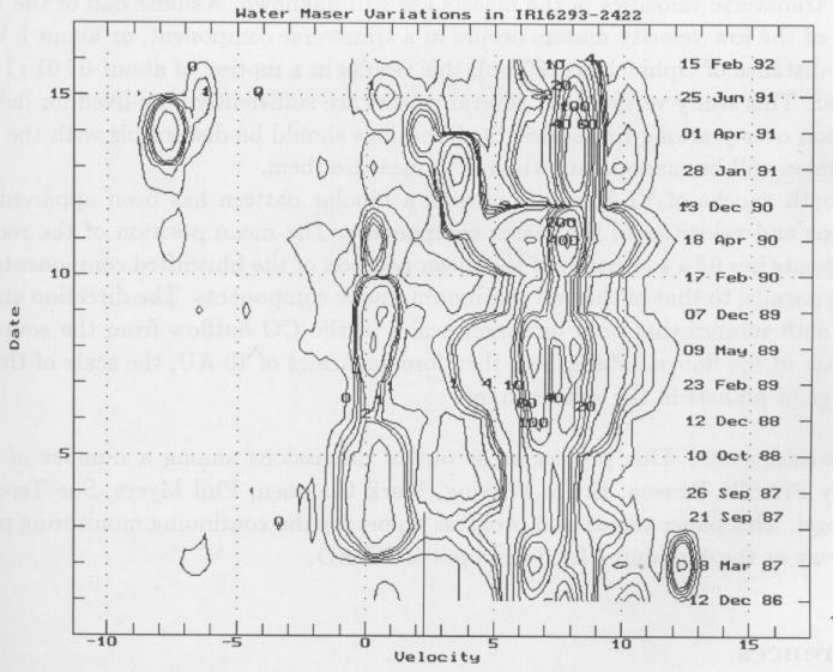


FIGURA 5.17 - Mapa de nível do espectro maser de água ao longo do tempo, desde 12 de dezembro de 1986 até 15 de fevereiro de 1992 com a antena de 43 m do NRAO. A sensibilidade das observações é tipicamente de 0,1 K. A unidade de contorno mais baixo é de 0,2 K.
FONTE: (WOOTTEN, 1993)

(WOOTTEN, 1993). Esta figura mostra a evolução temporal das componentes de velocidade dessa fonte. É notável a presença das componentes de velocidade em 12,3 km s^{-1} e a -7,8 km s^{-1} que se caracterizaram por um período de vida de 6 meses. As emissões entre 6 e 8 km s^{-1} persitiram por todo o período. Além disso, componentes no intervalo de 3 a 5 km s^{-1} não ocorrem de maneira bem definida a não ser entre dezembro de 1990 e janeiro de 1991.

Outro longo monitoramento da emissão maser de IRAS16293 (CLAUSSEN *et al.*, 1996) está mostrado nas figuras 5.19 e 5.18. Este monitoramento foi feito usando a antena de 37 m do Observatório de Haystack, com um espectrômetro de 0,07 km s^{-1} de resolução espectral e 36 km s^{-1} de largura de banda para as observações até dezembro de 1991 e um espectrômetro autocorrelacionador com 0,1 km s^{-1} de resolução espectral e 53 km s^{-1} de largura de banda para as observações de 1992. Nessas observações foram feitas integrações de 30 minutos e o ruído rms foi menor do que 0,5 Jy .

Este monitoramento compartilha épocas comuns com o trabalho de Wootten (1993), mas feito com intervalos de e um mês, com dois intervalos de 4 meses entre cada observação. Os resultados obtidos por Wootten (1993) apresentam similaridade com os obtidos por Claussen *et al.* (1996), o que mostra a coerência dos seus dados.

Algumas observações de IRAS16293 realizadas por SBH, no ROI, estão em datas bem próximas de observações realizadas por Wootten (1993), com o VLA, e por Claussen *et al.* (1996) no Observatório de Haystack, entre 1991 e 1992. Como mostrado na tabela 5.1, no mês de dezembro de 1991 SHB observaram a componente de 7,5 km s^{-1} com uma relação sinal-ruído de 5. Esta é a componente mais intensa detectada por Claussen *et al.* (1996) naquele mês. No mês seguinte, janeiro de 1992, as observações de SBH mostram uma fraca e larga emissão em 5 km s^{-1}, enquanto que Claussen *et al.* (1996) também detectaram uma emissão pouco intensa e mais larga, com aproximadamente a mesma velocidade. Embora a intensidade dessas linhas observadas por SBH sejam baixas, devido ao baixo tempo de integração, elas são facilmente identificadas e coincidem com as observações de outros autores. Em 24 março de 1992, foi detectada novamente a componente em 5 km s^{-1} mas com baixa relação sinal-ruído (3,9) por SBH, enquanto Claussen *et al.* (1996), em 17 de março de 1992, não detectou a componente em 5 km s^{-1}. Nesse período, eles observaram outras componentes de velocidade.

Em 28 de julho de 1992 uma outra componente é detectada, em 3,3 km s^{-1} com relação sinal-ruído de 6 por SBH. A observação de Haystack realizada em 16 de julho não detectou qualquer emissão. É supreendente esse resultado, considerando a notável complexidade dessa fonte observada 20 dias antes com o mesmo instrumento. Em 30 de agosto, SBH detectaram uma intensa emissão em 1,8 km s^{-1}, e uma intensa emissão com velocidade similar foi detectada em Haystack em 15 de agosto. Em setembro, SBH detectaram a mesma componente com menor intensidade e não há observações de outros observatórios no mesmo período. No entanto, observações de Haystack em 29 de outubro mostram a ausência desta componente. Observações de SBH realizadas nos dias 4 e 5 de dezembro de 1992 mostram uma componente bastante intensa em $\sim$ 2,3 km s^{-1}; enquanto que em Haystack, uma observação de dia 27 de dezembro mostra apenas emissões largas e de baixíssimas intensidades entre 2,5 e 7,5 km s^{-1}.

Furuya *et al.* (2003) realizaram observações dessa fonte entre dezembro de 1997 e junho de 1998 com a antena de 45 m do Observatório de Nobeyama, utilizando

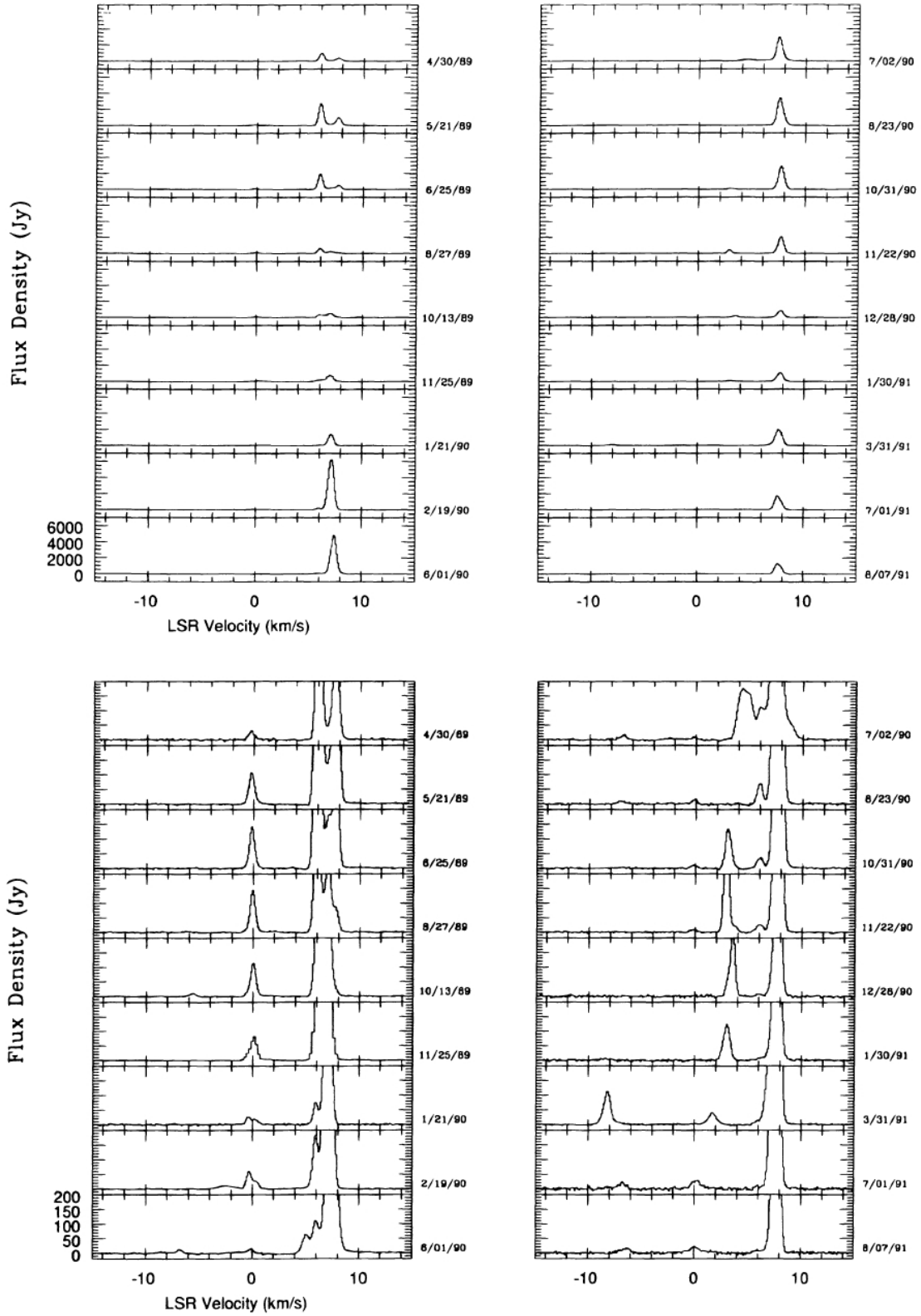


FIGURA 5.18 - Monitoramento da emissão maser de água ao longo de 28 meses, entre abril de 1989 e setembro de 1991. A parte superior da figura expõe as emissões mais intensas, numa escala com pico em 6000 Jy. Destaca-se a componente em 7,5 km s^{-1}. A parte inferior, expõe as emissões menos intensas, numa escala com pico em 200 Jy. Destaca-se a variação da componente em 0 km s^{-1} e o aparecimento e desaparecimento de outra componente em 3 km s^{-1}. Datas no formato mm/dd/aa.
FONTE: Claussen *et al.* (1996)

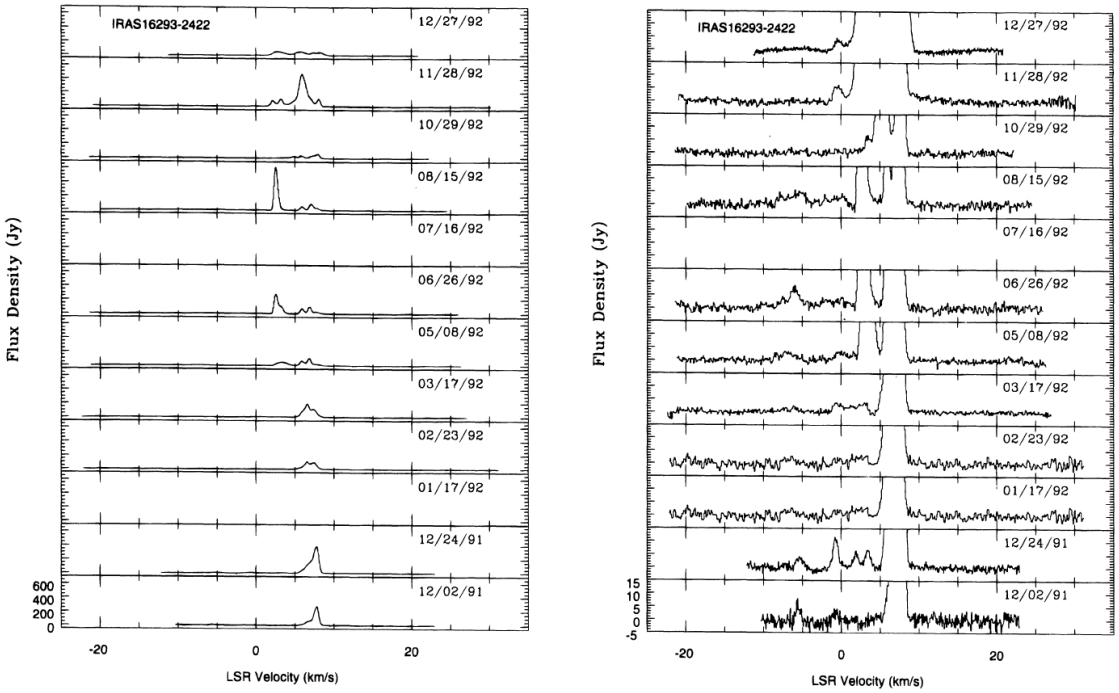


FIGURA 5.19 - Monitoramento da emissão maser de água ao longo de um ano. O espectro é centrado na velocidade ambiente da nuvem, em 4 km s^{-1}. À esquerda, a escala de fluxo vai até 800 Jy e à direita, até 15 Jy. Datas no formato mm/dd/aa.
FONTE: Claussen *et al.* (1996)

espectrômetros acusto-ópticos de 1024 canais de 0,5 km s^{-1} e cobertura total de 2560 km s^{-1} em velocidade. Os resultados das observações são mostrados na tabela 5.5. A evolução temporal das componentes de velocidade pode ser visto na figura 5.20. Destaca-se a diminuição de intensidade da componente em 3,5 km s^{-1} entre 27 de dezembro de 1997 e 2 de junho de 1998, e o aumento de intensidade dessa componente em apenas onze dias em julho de 1998.

TABELA 5.5 - Nobeyama - 1998

Data	Data Juliana	T_A^* (K)	Velocidade (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)
27/12/1997	2450810	7,6	0,3	2,1	10,3	1,8E-10
		25,5	1,9	1,6	29,3	
		24,2	3,5	1,7	35,3	
		22,6	5,9	0,9	23,2	
		4,9	7,3	0,4	7,2	
03/01/1998	2450817	25,5	1,9	1,2	35,2	1,6E-10
		15,9	3,2	1,9	23,4	
		25,7	5,9	0,9	27,6	
		4,5	7,3	1,6	5,9	

Continua

TABELA 5.5 – Continuação

Data	Data Juliana	T_A^* (K)	Velocidade (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	$\int T_A\,dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)
05/01/1998	2450819	27,6	1,9	1,1	36,3	1,6E-10
		14,9	3,2	2,2	22,0	
		29,5	5,9	0,9	33,2	
11/01/1998	2450825	35,5	1,9	1,0	42,4	1,6E-10
		11,0	3,2	3,5	17,0	
		29,3	5,9	0,9	32,2	
14/01/1998	2450828	44,8	1,9	0,9	55,9	1,8E-10
		10,3	3,2	3,0	13,8	
		32,6	5,9	0,9	37,4	
18/01/1998	2450832	52,6	1,9	0,9	73,9	1,9E-10
		32,3	5,9	0,9	37,8	
01/06/1998	2450966	61,9	-2,4	1,9	140,0	5,5E-10
		18,6	1,5	2,3	49,7	
		114,4	5,4	1,0	131,2	
02/06/1998	2450967	51,1	-2,4	1,9	113,0	4,6E-10
		15,8	2,6	2,4	42,0	
		100,0	5,4	1,0	115,0	
13/06/1998	2450978	58,1	-2,4	1,1	84,5	5,0E-10
		43,3	2,6	1,2	72,2	
		111,8	5,4	1,0	136,6	

* Valor para a antena de 45 m do Observatório de Nobeyama.
FONTE: Furuya *et al.* (2003)

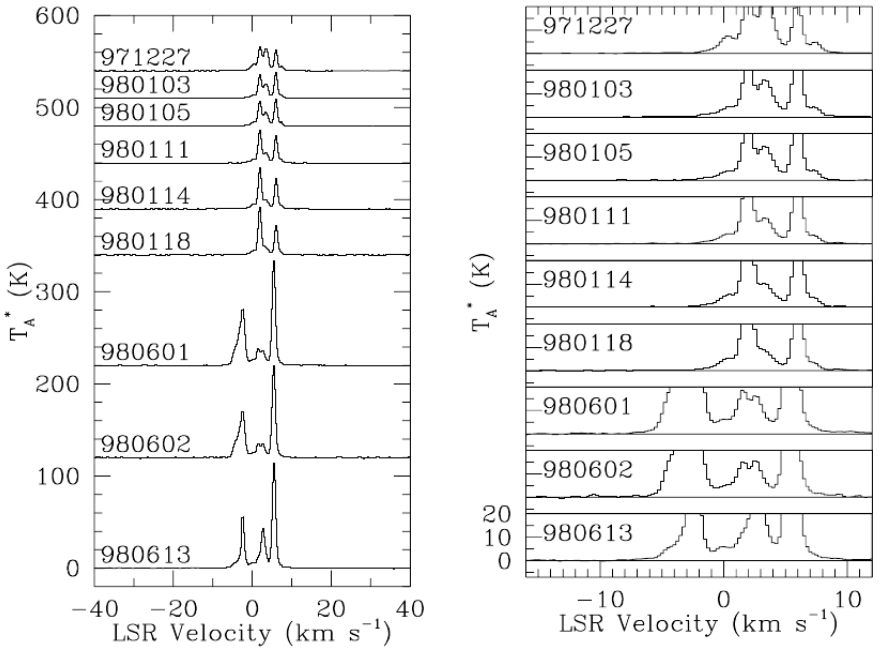


FIGURA 5.20 - Espectro de IRAS16293 utilizando a antena de 45 m do Observatório de Nobeyama
FONTE: (FURUYA *et al.*, 2003)

Nos trabalhos realizados até hoje, com excessão de Imai *et al.* (2007), nota-se a presença da componente de 4 km s^{-1} com 20 Jy apenas entre dezembro de 1991 e abril de 1992 (WOOTTEN, 1993). Medidas dessa fonte com VLBI realizado entre 2003 e 2006 mostram que a componente de 4 km $^{-1}$ com milhares de Jy (IMAI *et al.*, 2007) esteve presente entre outubro de 2003 a novembro de 2004, razão pela qual foi tomada como referência para estudar os movimentos próprios dos masers identificados nesse período. De acordo com Imai *et al.* (2007), essa componente sofreu um "burst" em setembro de 2003, chegando a 48000 Jy. No ROI, uma medida casual dessa fonte para teste de receptores, em 2 dezembro de 2003, registrou densidade de fluxo, de $\sim$ 21300 Jy associada com essa linha. Ainda nas observações de Imai *et al.* (2007), em 2005 e 2006 todas as linhas de água desapareceram permanecendo apenas uma com velocidade de 6 km s^{-1} e densidade de fluxo menor que 2 Jy.

Após essas observações, IRAS16293 foi monitorada quase que semanalmente no ROI entre setembro de 2009 e janeiro de 2010. Neste período, é marcante a presença sistemática de componente em 4 km s^{-1} com densidade de fluxo de $\sim$ 2500 Jy. O espectro da emissão maser de IRAS16293 nessas observações apresenta-se completamente diferente daqueles observados por Wilking e Claussen (1987), Wootten (1993), Claussen *et al.* (1996) e Furuya *et al.* (2003), mesmo levando-se em consideração o fato de algumas componentes de velocidade de baixa densidade de fluxo não serem detectadas no ROI devido à sensibilidade do radiotelescópio.

A sobreposição de componentes de velocidade na mesma linha de emissão, no entanto, impossibilita qualquer conclusão a respeito da natureza da emissão maser (saturada ou não-saturada), já que vários "spots" contribuem para aumento/diminuição de intensidade e alargamento da linha.

No Anexo B, são mostrados gráficos da evolução temporal da temperatura de antena da componente em 4 km s^{-1} para cada dia de observação. Apenas nos dias 4, 9, 10 e 11 de outubro foram obtidos dois espectros por dia cujos valores médios da temperatura de antena dessa componente são 13, 31, 24 e 31 K, respectivamente.

Os gráficos no Anexo B, mostram variações na temperatura de antena em cada dia. Entre os dias 10 de setembro e 28 de outubro de 2009 não foi corrigido o apontamento da antena. Posteriormente observamos que o feixe estava $\sim$ 2' fora do apontamento correto, o que dariama correção de um fator dois. Grande parte das variações em

temperatura de antena observadas nos gráficos no Anexo B também são devidas às condições atmosféricas. No entanto, observamos uma variação extremamente rápida na intensidade ocorrida no dia 29 de outubro de 2009, quando a temperatura da ordem de 60 K e subitamente sofreu uma queda para 26 K, retornando a 60 K em aproximadamente 3 minutos. Como mostram os resultados da figura B.9, durante todo o período de observação, a temperatura da linha se manteve praticamente estável, sofrendo apenas pequenas variações. Apenas um único espectro apresentou esse comportamento. Um outro aspecto que chama atenção nessa observação, foi a presença de uma segunda componente a 6,5 km s^{-1} com 41 K, como mostra a figura 5.21. Este resultado é surpreendente não apenas devido à variação de intensidade da linha, como também pelo surgimento extremamente rápido de uma nova componente. Ainda que a variação da temperatura pudesse ser ser explicada por variações nas condições atmosféricas, o aparecimento de uma nova componente durante um período tão curto dificilmente seria efeito de variações atmosféricas. Além do curto período do fenômeno e das variações na intensidade, o fato deste sinal estar aproximadamente no mesmo canal sobre o conjunto de fotodiodos no EAO da componente de 4 km s^{-1} dificilmente seria explicada por interferência. Seria um efeito vindo da fonte, ainda que não exista registro a esse respeito na literatura.

Dentre todos os dias de observação, este é o aspecto mais relevante vinculado com a variação temporal da intensidade. Um estudo mais detalhado das outras variações temporais requer a determinação precisa do apontamento da antena e a determinação

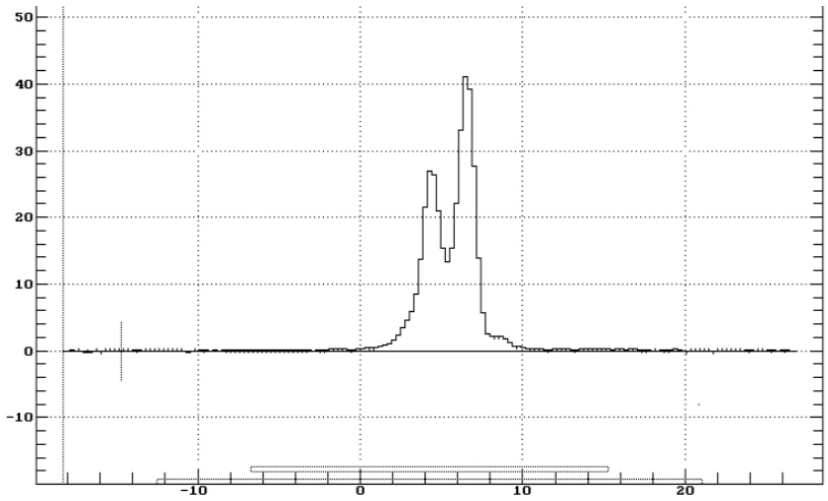


FIGURA 5.21 - Espectro de 3,3 minutos de integração mostrando dois picos de emissão. A componente a 6,5 km s^{-1} é mais intensa que a componente principal, a 4 km $^{-1}$.

da opacidade atmosférica.

Além da análise da evolução temporal minuto a minuto, os espectros também foram integrados, conforme já mencionamos na seção 5.2, para explorar a existência de componentes de baixa intensidade. Foi possível identificar duas outras componentes de velocidade nos dias 29 de outubro e 29 de novembro de 2009, em -6,3 e 54,6 km s^{-1} respectivamente. Os espectros dessas observações estão mostrados nas figuras 5.22 e 5.23. Estas componentes de velocidade não haviam sido observadas nos trabalhos de Wilking e Claussen (1987), Wootten (1993), Claussen *et al.* (1996), Furuya *et al.* (2003) e Imai *et al.* (2007). Além disso, a detecção de uma componente em 54,6 km s^{-1} é surpreendente, uma vez que a fonte maser apresenta velocidades muito inferiores a essa. Mesmo em observações de outras espécies químicas, como CO, C^{17}, C^{18} e NH_3 não mostram velocidades dessa magnitude (MUNDY *et al.*, 1990). Todavia, as observações nessas linhas estão limitadas a um intervalo de 20 km s^{-1}. Estes resultados apontam também para a necessidade de se manter o monitoramento com longo tempo de integração na direção de IRAS16293 para verificar se estas componentes se repetem.

O monitoramento de componentes como essas podem ser importantes para o estudo do regime de saturação do maser, já que muito provavelmente estão associados com apenas um ”spot“ maser, e não a um grupo deles. A baixa densidade de fluxo dessas componentes requer maiores telescópios para acompanhar suas variações de brilho.

Nos dias 29 de outubro e 29 de novembro de 2009, a intensidade da componente em 4 km s^{-1} ultrapassa 60 K (ver tabela 5.2), a largura na base das linhas, como mostrado nas figuras 5.22 e 5.23 é maior do que 10 km s^{-1}, podendo se sobrepor à estruturas que ocorrerem nesse intervalo.

5.3.2.1 Largura de Linha

A emissão da componente em 4 km s^{-1} se caracterizou por apresentar largura de linha de $\sim$ 1 km s^{-1} ao longo de todo o período de observações. Entretanto, como mostra a figura 5.24, observamos que um grupo de espectros apresenta largura de aproximadamente 2 km $^{-1}$. O alargamento ocorreu em dois dias de observação: 25 e 28 de novembro de 2009. No primeiro caso, a largura da linha variou de 0,9 à 2,3 km s^{-1}, estabilizou durante 6 minutos para cair novamente à 0,9 km s^{-1} em seguida. No segundo caso, a largura foi novamente 0,9 à 2,3 km s^{-1} mas permaneceu apenas

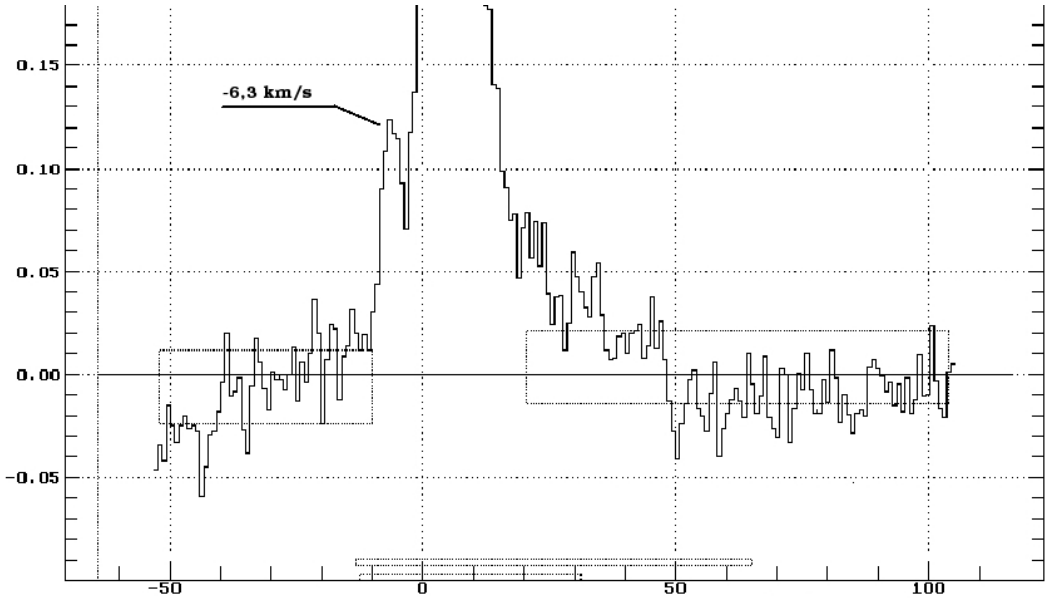


FIGURA 5.22 - Espectro de IRAS16293 do dia 29/10/2009.

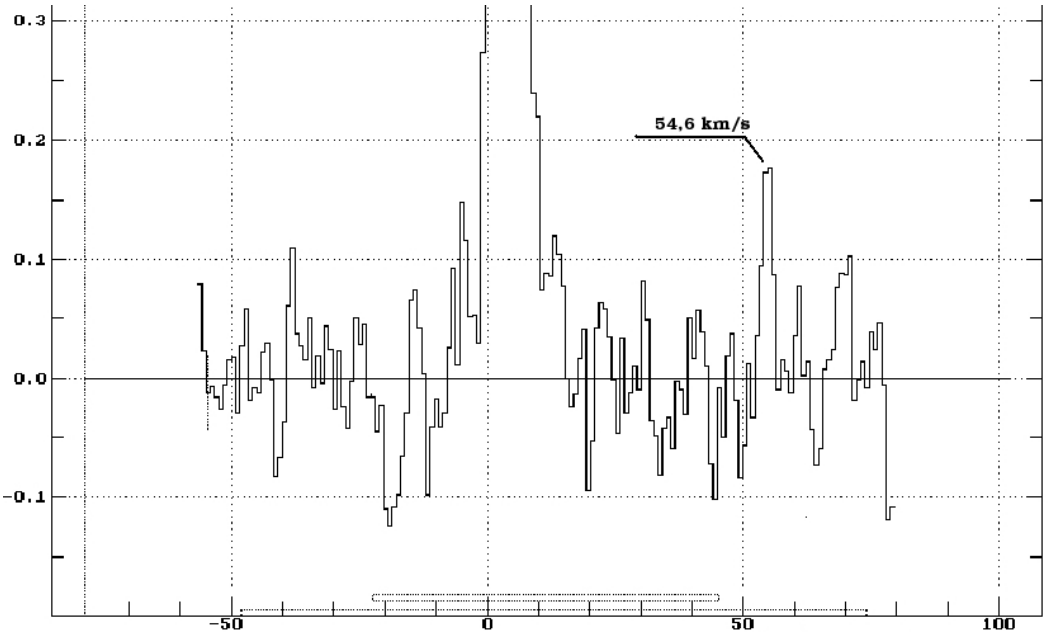


FIGURA 5.23 - Espectro de IRAS16293 do dia 29/11/2009.

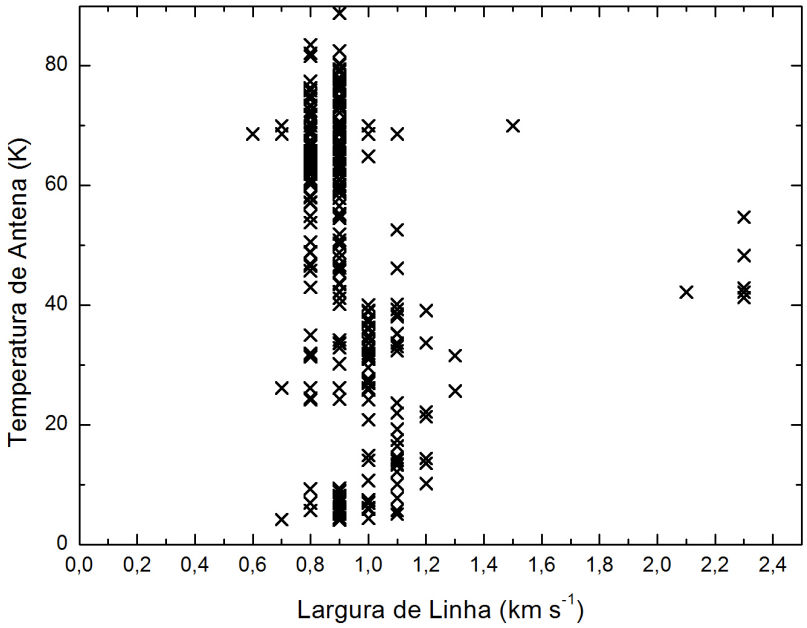


FIGURA 5.24 - Temperatura de antena vs largura de linha para todos os espectros obtidos em 2009/2010 no ROI.

40 segundos, caindo para 0,9 km s^{-1} em seguida.

A figura 5.25 mostra a evolução temporal da largura de linha para o dia 25 de novembro. Pode-se ver na figura 5.26 que não há qualquer correlação entre a variação da largura e da intensidade da linha. A figura 5.27 mostra a evolução temporal da largura de linha para o dia 28 de novembro. Na figura 5.28, pode-se ver que há uma diminuição da intensidade com o súbito alargamento da linha. De maneira geral, no entanto, podemos dizermas que a variação da largura de linha não se correlaciona à variações na temperatura, já que o último caso é isolado.

Na figura 5.29 mostramos o perfil de linha de IRAS16293 com largura típica de 0,9 km s^{-1} e também os perfis alargados observados nos dias 25 e 28 de novembro de 2009.

Estes resultados mostram a impossibilidade de classificar o regime de emissão maser de água na direção de IRAS16293 entre saturado (alargamento da linha com aumento de brilho) ou não saturado (estreitamento da linha com aumento de brilho).

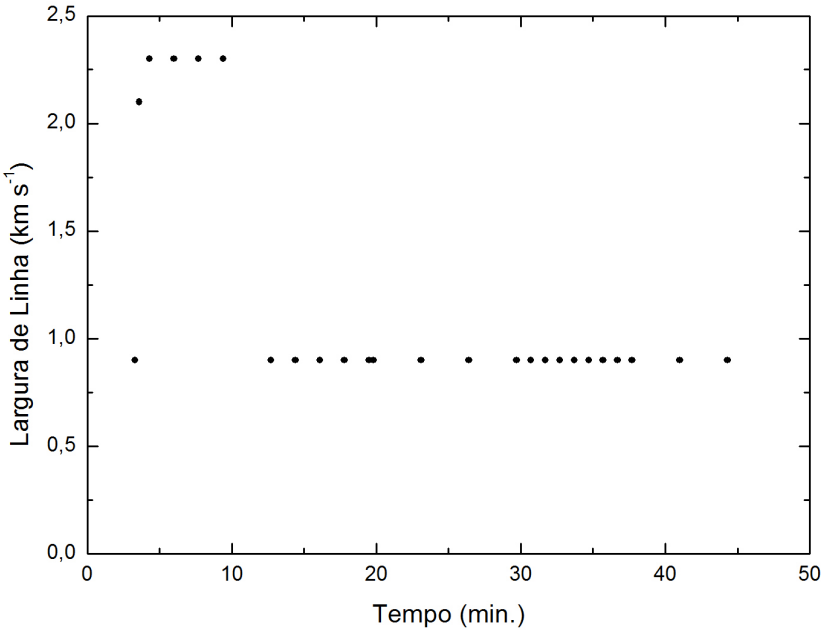


FIGURA 5.25 - Evolução da largura de linha ao longo das observações do dia 25/11/09.

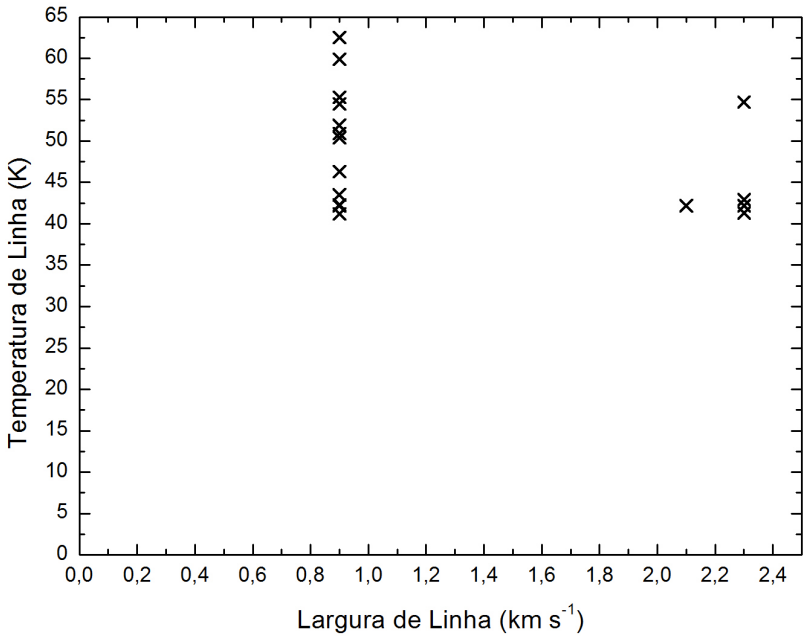


FIGURA 5.26 - Temperatura de antena vs largura de linha nas observações do dia 25/11/09.

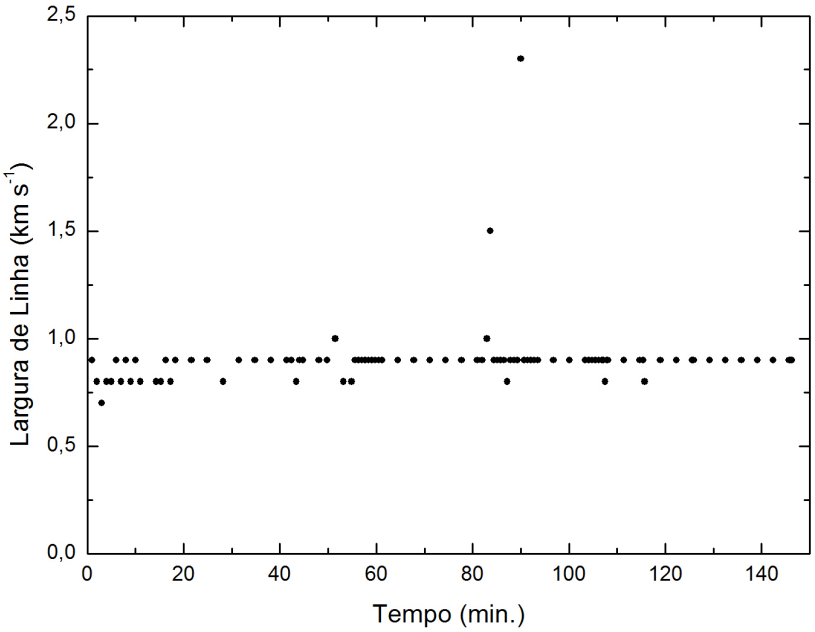


FIGURA 5.27 - Evolução da largura de linha ao longo das observações do dia 28/11/09.

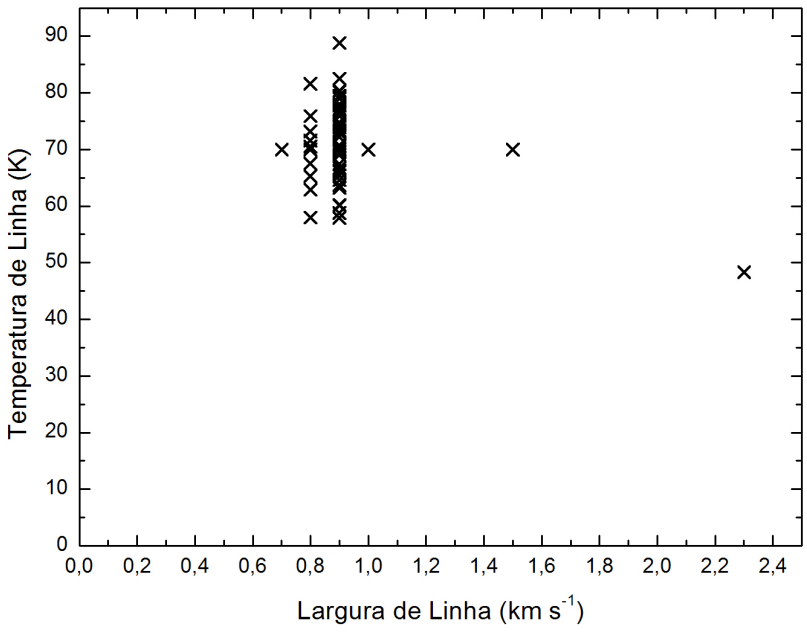


FIGURA 5.28 - Temperatura de antena vs largura de linha nas observações do dia 28/11/09.

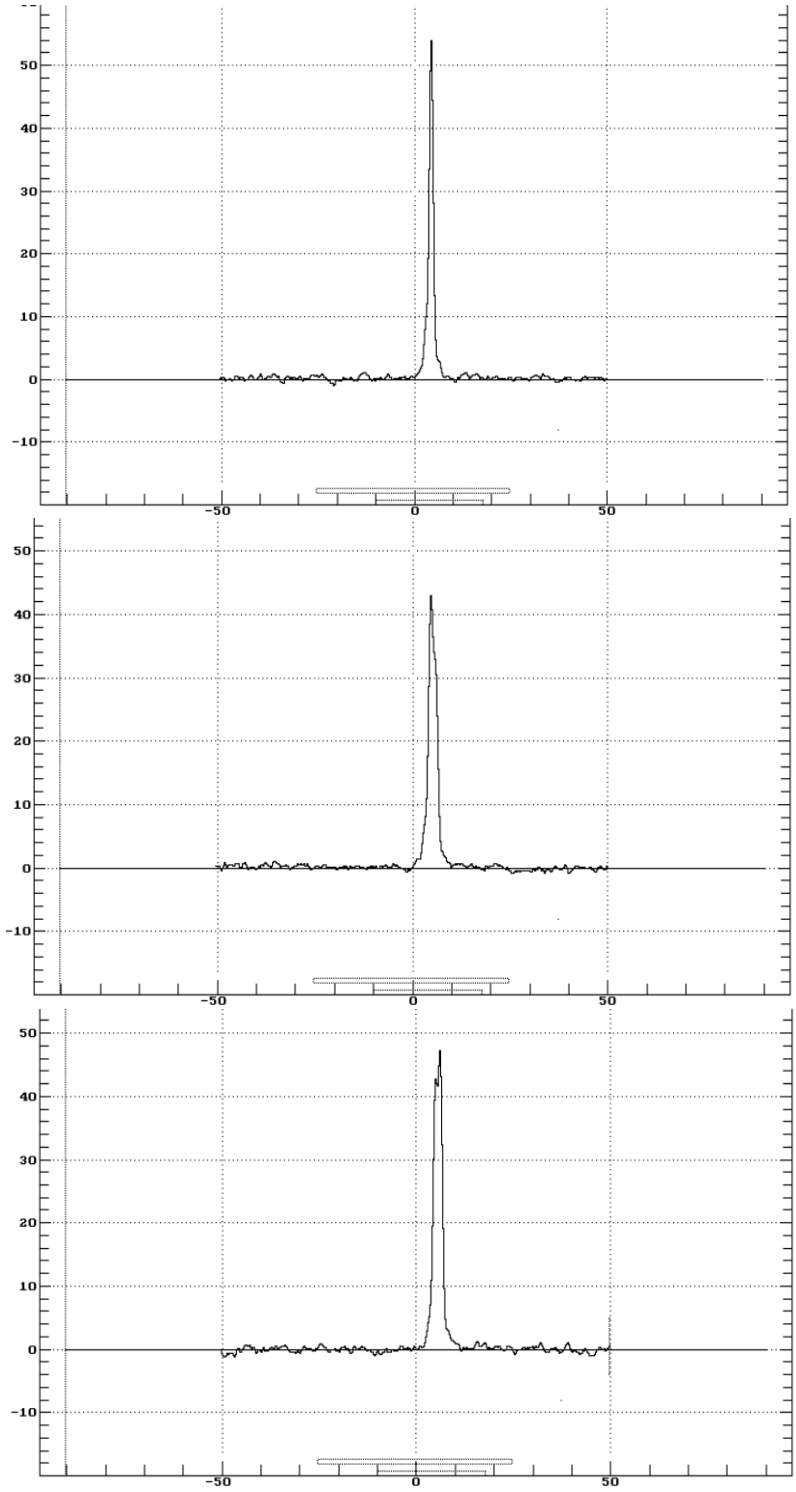


FIGURA 5.29 - O espectro superior mostra o aspecto mais comum do perfil da linha em IRAS16293. O primeiro alargamento, em 25/11/2009, é mostrado no espectro intermediário; e o segundo, em 29/11/2009, no espectro inferior.

Essa fonte mostra comportamento diferente: mantém uma largura aproximadamente constante com a variações do brilho na maioria dos casos, excetuando apenas os resultados do dia 28 de novembro, que mostra um único caso de *diminuição* do brilho com o alargamento da linha.

Estes resultados sugerem também que a componente a 4 km s^{-1}, sendo um agrupamento de ”spots“ maser sofre variações na sua largura de linha devido ao brilho de componentes de velocidade não resolvidas pelo EAO utilizado, o que reforça o fato do surgimento e desaparecimento rápido da componente a 6,5 km s^{-1} no dia 29 de outubro ser um sinal da fonte.

Estas mudanças no espectro só foram possíveis de registrar por causa da alta resolução temporal escolhida como modo de observação. Outras observações realizadas até aqui na direção dessa fonte não registrariam tais mudanças.

CAPÍTULO 6

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho, mostramos que a iluminação do laser no arranjo de fotodiodos no EAO impede que examinemos com confiabilidade a base das linhas de emissão identificadas no espectro, já que ela produz um pulso 5 vezes menos intenso e separado de 5 fotodiodos ($\sim$ 1,4 km s^{-1})

No monitoramento da emissão maser na direção de IRAS16293, realizado entre 10 de setembro de 2009 e 14 de janeiro de 2010, identificamos novas componentes de velocidade que apareceram somente um dia: a -6,3 km s^{-1} no dia 29 de outubro e a 54,6 km km s^{-1} no dia 29 de novembro de 2009.

Identificamos também fenômenos de curta duração: o aparecimento de uma componente a 6,5 km s^{-1} com intensidade de 41 K por apenas 3 minutos no dia 29 de outubro, em conjunto com a diminuição de intensidade da componente a 4 km s^{-1}, de $\sim$ 60 para 26 K, pelo mesmo período de tempo; o alargamento do perfil da componente a 4 km s^{-1} de $\sim$ 1,0 km s^{-1} para $\sim$ 2,2 km s^{-1} nos dias 25 e 28 de novembro de 2009, sendo que o primeiro durou $\sim$ 6 minutos, e o segundo, 40 segundos. Nenhum destes fenômenos já haviam sido observados.

No estudo da emissão maser de água, nos deparamos com o problema da formação de água no gás. Para tratar este problema, tem-se levado em conta apenas reações químicas na fase gasosa. Como vimos no capítulo 2, a química na superfície de grãos tem um peso muito importante na formação de H_2O, chegando à abundâncias de $\sim 10^{-3}$ dessa molécula na superfície dos grãos. Ainda não existem modelos que levam em conta a disponibilidade de H_2O na superfície de grãos em regiões chocadas para explicar a emissão maser, o que poderia ocorrer com mais facilidade do que se tem estimado.

Modelos de ambientes chocados levando em conta a produção de H_2O na superfície de grãos para explicar a emissão maser é um tema de investigação importante para inferir a eficiência com que um choque sublima as moléculas na superfície dos grãos e as excita para o regime de emissão maser, chegando, assim, a cenários mais precisos dos ambientes em que ocorrem masers de H_2O. Este tipo de investigação não foi tratado neste trabalho, ficando como perspectiva.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ASTROCHEMISTRY.NET. **astrochemistry.net**. 2009. Disponível em: <http://www.astrochemistry.net/>. Acesso em: 19 de Maio de 2009. 15

CECCARELLI, C.; CASELLI, P.; HERBST, E.; TIELENS, A. G. G. M.; CAUX, E. Extreme Deuteration and Hot Corinos: The Earliest Chemical Signatures of Low-Mass Star Formation. In: REIPURTH, B.; JEWITT, D.; KEIL, K. (Ed.). **Protostars and planets V**. [S.l.: s.n.], 2007. p. 47–62. 15, 16, 17

CLAUSSEN, M. J.; MARVEL, K. B.; WOOTTEN, A.; WILKING, B. A. Distribution and Motion of the Water Masers near IRAS 05413-0104. **Astrophysical Journal Letters**, v. 507, p. L79–L82, nov. 1998. 51

CLAUSSEN, M. J.; WILKING, B. A.; BENSON, P. J.; WOOTTEN, A.; MYERS, P. C.; TEREBEY, S. A Monthly Survey of Water Masers Associated with Low-Mass Stars. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 106, p. 111–+, set. 1996. 17, 96, 97, 98, 99, 101, 103

DULEY W. W., W. D. A. **Interstellar Chemistry**. London: Academic Press Inc, 1984. ISBN 0-12-223360-3, 1984. 21, 24, 51

ELITZUR, M. Physical characteristics of astronomical masers. **Rev. Mod. Phys.**, American Physical Society, v. 54, n. 4, p. 1225–1260, Oct 1982. 15, 51, 52

Elitzur, M.; Hollenbach, D. J.; McKee, C. F. H2O masers in star-forming regions. **Astrophysical Journal**, v. 346, p. 983–990, nov. 1989. 37, 38, 39

FIEBIG, D. L 1287 (H_2O): accretion disk-impinging-clumps traced by masers? **Astronomy and Astrophysics**, v. 327, p. 758–770, nov. 1997. 89, 91

FRANCESCO, J. D.; EVANS II, N. J.; CASELLI, P.; MYERS, P. C.; SHIRLEY, Y.; AIKAWA, Y.; TAFALLA, M. An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores I: Internal Physical and Chemical Properties. In: REIPURTH, B.; JEWITT, D.; KEIL, K. (Ed.). **Protostars and planets V**. [S.l.: s.n.], 2007. p. 17–32. 15, 16

FRASER, H. J.; MCCOUSTRA, M. R. S.; WILLIAMS, D. A. Astrochemistry : The Molecular Universe. **Astronomy and Geophysics**, v. 43, n. 2, p. 020000–2, abr. 2002. 17

FURUYA, R. S.; KITAMURA, Y.; WOOTTEN, A.; CLAUSSEN, M. J.; KAWABE, R. Water Maser Survey toward Low-Mass Young Stellar Objects in the Northern Sky with the Nobeyama 45 Meter Telescope and the Very Large Array. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 144, p. 71–134, jan. 2003. 97, 100, 101, 103

Hollenbach, D.; Kaufman, M. J.; Bergin, E. A.; Melnick, G. J. Water, O_2, and Ice in Molecular Clouds. **Astrophysical Journal**, v. 690, p. 1497–1521, jan. 2009. 30, 35, 37, 40, 41, 44, 48

IMAI, H.; IWATA, T.; MIYOSHI, M. Rotation-Infall Motion around the Protostar IRAS 16293-2422 Traced by Water Maser Emission. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 51, p. 473–477, aug 1999. 87, 89, 90, 91, 92, 93, 94

IMAI, H.; NAKASHIMA, K.; BUSHIMATA, T.; CHOI, Y. K.; HIROTA, T.; HONMA, M.; HORIAI, K.; INOMATA, N.; IWADATE, K.; JIKE, T.; KAMEYA, O.; KAMOHARA, R.; KAN-YA, Y.; KAWAGUCHI, N.; KIJIMA, M.; KOBAYASHI, H.; KUJI, S.; KURAYAMA, T.; MANABE, S.; MIYAJI, T.; NAGAYAMA, T.; NAKAGAWA, A.; OH, C. S.; OMODAKA, T.; OYAMA, T.; SAKAI, S.; SAKAKIBARA, S.; SATO, K.; SASAO, T.; SHIBATA, K. M.; SHIMIZU, R.; SHINTANI, M.; SOFUE, Y.; SORA, K.; SUDA, H.; TAMURA, Y.; TSUSHIMA, M.; UENO, Y.; YAMASHITA, K. Astrometry of h_2o masers in nearby star-forming regions with vera i. iras 16293-2422 in ρ oph east. **PASJ**, v. 59, p. 1107–1113, dec 2007. 79, 92, 93, 94, 101, 103

IMPELLIZZERI, C. M. V.; MCKEAN, J. P.; CASTANGIA, P.; ROY, A. L.; HENKEL, C.; BRUNTHALER, A.; WUCKNITZ, O. A gravitationally lensed water maser in the early Universe. **Nature**, v. 456, p. 927–929, dez. 2008. 15

Kaufman, M. J.; Neufeld, D. A. Water Maser Emission from Magnetohydrodynamic Shock Waves. **Astrophysical Journal**, v. 456, p. 250, jan. 1996. 38, 39, 40

KAUFMAN, M. J.; WOLFIRE, M. G.; HOLLENBACH, D. J.; LUHMAN, M. L. Far-Infrared and Submillimeter Emission from Galactic and Extragalactic Photodissociation Regions. **Astrophysical Journal**, v. 527, p. 795–813, dez. 1999. 41

MIYAUCHI, N.; HIDAKA, H.; CHIGAI, T.; NAGAOKA, A.; WATANABE, N.; KOUCHI, A. Formation of hydrogen peroxide and water from the reaction of cold hydrogen atoms with solid oxygen at 10 K. **Chemical Physics Letters**, v. 456, p. 27–30, abr. 2008. 43

MUNDY, L. G.; MYERS, S. T.; WILKING, B. A. Resolution of structure in the protostellar source IRAS 16293-2422. **Astrophysical Journal Letters**, v. 311, dez. 1986. 85

MUNDY, L. G.; WOOTTEN, A.; WILKING, B. A.; BLAKE, G. A.; SARGENT, A. I. IRAS 16293 - 2422 - A very young binary system? **Astrophysical Journal**, v. 385, p. 306–313, jan. 1992. 88

MUNDY, L. G.; WOOTTEN, H. A.; WILKING, B. A. The circumstellar structure of IRAS 16293-2422 - (C-18)O, NH3, and CO observations. **Astrophysical Journal**, v. 352, p. 159–166, mar. 1990. 86, 87, 103

MYERS, P. C.; BENSON, P. J. Dense cores in dark clouds. II - NH3 observations and star formation. **Astrophysical Journal**, v. 266, p. 309–320, mar. 1983. 69, 71

Neufeld, D. A.; Kaufman, M. J.; Goldsmith, P. F.; Hollenbach, D. J.; Plume, R. Submillimeter Wave Astronomy Satellite and Arecibo Observations of H_2O and OH in a Diffuse Cloud along the Line of Sight to W51. **Astrophysical Journal**, v. 580, p. 278–284, nov. 2002. 40

PACHECO, G. M. **Desenvolvimento de Espectrômetros Acústico-Ópticos e sua Aplicação ao Estudo da Emissão Molecular do Tipo Maser no Meio Interestelar**. Tese (Doutorado) — AA(Divisão de Astrofísica, INPE, Av. dos Astronautas 1758 - Jd da Granja 12227-010 São Paulo SP - BRAZIL), June 1994. 66, 67, 68

STARK, R.; SANDELL, G.; BECK, S. C.; HOGERHEIJDE, M. R.; DISHOECK, E. F. van; WAL, P. van der; TAK, F. F. S. van der; SCHÄFER, F.; MELNICK, G. J.; ASHBY, M. L. N.; LANGE, G. de. Probing the Early Stages of Low-Mass Star Formation in LDN 1689N: Dust and Water in IRAS 16293-2422A, B, and E. **Astrophysical Journal**, v. 608, p. 341–364, jun 2004. 16

Tamura, M.; Hayashi, S. S.; Yamashita, T.; Duncan, W. D.; Hough, J. H. Magnetic field in a low-mass protostar disk - Millimeter polarimetry of IRAS 16293-2422. **Astrophysical Journal Letters**, v. 404, p. L21–L24, fev. 1993. 86, 87

Tielens, A. G. G. M. **The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005. ISBN 0521826349, 2005. 20, 26, 28, 29, 31, 33, 38, 40

Tielens, A. G. G. M.; Hollenbach, D. Photodissociation regions. I - Basic model. II - A model for the Orion photodissociation region. **Astrophysical Journal**, v. 291, p. 722–754, abr. 1985. 40, 41, 42

WALKER, C. K.; LADA, C. J.; YOUNG, E. T.; MARGULIS, M. An unusual outflow around IRAS 16293-2422. **Astrophysical Journal**, v. 332, p. 335–345, set. 1988. 17

WARD-THOMPSON, D.; ANDRÉ, P.; CRUTCHER, R.; JOHNSTONE, D.; ONISHI, T.; WILSON, C. An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores II: Evolution Toward the Initial Mass Function. In: REIPURTH, B.; JEWITT, D.; KEIL, K. (Ed.). **Protostars and planets V**. [S.l.: s.n.], 2007. p. 33–46. 15

WILKING, B. A.; CLAUSSEN, M. J. Water masers associated with low-mass stars - A survey of the Rho Ophiuchi infrared cluster. **Astrophysical Journal Letters**, v. 320, p. L133–L137, sep 1987. 94, 95, 101, 103

WOOTTEN, A. The Duplicity of IRAS 16293-2422: A Protobinary Star? **Astrophysical Journal**, v. 337, p. 858–+, fev. 1989. 84, 85, 86

_____. Water maser monitoring of IRAS 16293-2422. In: CLEGG, A. W.; NEDOLUHA, G. E. (Ed.). **Astrophysical Masers**. [S.l.: s.n.], 1993. (Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, v. 412), p. 315–318. 87, 88, 93, 96, 97, 101, 103

ANEXO A

PARÂMETROS OBSERVACIONAIS POR DIA

TABELA A.1 - 10/09/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	7,5	0,2	4,2	0,9	31	6,8	1,8E-7	3,3
2	7,6	0,1	4,1	0,9	95	6,5	1,7E-7	3,3
3	7,2	0,1	4,1	0,9	80	6,5	1,7E-7	3,3
4	7,1	0,1	4,1	0,9	71	6,8	1,8E-7	3,3
5	6,3	0,1	4,4	0,9	70	6,0	1,6E-7	3,3
6	5,9	0,1	4,6	1,0	59	5,8	1,5E-7	3,3
7	5,4	0,1	4,6	0,9	68	4,7	1,2E-7	3,3
8	4,5	0,1	4,5	0,9	75	4,2	1,1E-7	3,3
9	4,4	0,2	4,5	1,0	29	4,4	1,1E-7	0,7
10	4,2	0,1	4,5	0,9	47	4,0	1,0E-7	3,3
11	4,2	0,1	4,5	0,7	46	3,1	8,1E-8	3,3
12	5,1	0,1	4,4	0,9	73	4,4	1,2E-7	3,3
13	5,1	0,1	4,4	0,9	73	4,4	1,2E-7	3,3
14	5,1	0,1	4,3	0,9	85	4,6	1,2E-7	3,3
15	5,1	0,1	4,3	1,1	64	5,6	1,5E-7	3,3
16	4,1	0,1	4,5	0,9	83	3,9	1,0E-7	5,0
17	5,6	0,1	4,6	0,9	80	5,0	1,3E-7	5,0
18	5,5	0,1	4,6	0,9	92	5,0	1,3E-7	5,0
19	6,9	0,1	4,6	0,9	53	6,0	1,6E-7	5,0
20	7,1	0,1	4,6	0,9	102	6,8	1,8E-7	5,0
21	7,7	0,1	4,7	0,9	96	7,0	1,8E-7	5,0
22	8,1	0,1	4,4	0,9	101	7,0	1,8E-7	5,0
Total	5,1	0,03	4,2	1,0	198	4,9	1,3E-7	82,3

TABELA A.2 - 11/09/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	9,0	0,1	4,8	0,9	100	8,5	2,2E-7	5,0
2	8,9	0,1	4,8	0,9	74	7,8	2,1E-7	3,3
3	7,8	0,1	4,8	0,9	87	6,9	1,8E-7	3,3
4	7,8	0,1	4,8	0,9	87	6,9	1,8E-7	3,3
5	7,8	0,1	4,8	1,1	87	8,2	2,2E-7	3,3
6	5,7	0,1	4,9	0,8	81	4,8	1,3E-7	3,3
7	5,7	0,1	4,7	1,1	63	6,5	1,7E-7	1,3
8	5,7	0,1	4,7	0,9	57	5,2	1,4E-7	1,7
Total	7,3	0,04	4,8	0,9	184	6,7	1,8E-7	24,7

TABELA A.3 - 16/09/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	7,0	0,1	4,6	1,0	110	7,0	1,9E-7	3,3
2	7,0	0,1	4,8	0,8	49	5,9	1,6E-7	1,3
3	7,1	0,1	4,8	1,0	93	6,8	1,8E-7	3,3
4	9,3	0,1	4,8	0,8	76	7,7	2,0E-7	3,3
5	7,1	0,1	5,0	0,9	50	6,2	1,6E-7	1,7
6	7,6	0,1	4,8	0,9	77	7,1	1,9E-7	3,3
7	8,2	0,1	4,9	0,9	75	7,8	2,1E-7	3,3
8	7,5	0,1	5,0	1,0	64	7,3	1,9E-7	3,3
9	7,0	0,2	4,9	1,0	45	6,9	1,8E-7	1,7
10	6,1	0,1	5,1	1,0	56	6,0	1,6E-7	3,3
11	6,2	0,1	4,1	1,0	73	6,5	1,7E-7	3,3
12	9,4	0,1	4,2	0,9	88	8,8	2,3E-7	3,3
13	10,7	0,1	4,2	1,0	78	10,4	2,8E-7	3,3
Total	7,7	0,03	4,7	1,0	284	7,5	2,0E-7	38,0

TABELA A.4 - 02/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	10,2	0,2	4,2	1,2	68	11,9	3,1E-7	3,3
2	10,1	0,1	4,3	1,1	126	11,4	3,0E-7	3,3
3	13,5	0,1	4,3	1,1	169	14,9	3,9E-7	3,3
4	14,2	0,1	4,3	1,1	177	15,6	4,1E-7	3,3
Total	12,3	0,1	4,3	1,1	226	13,7	3,6E-7	13,3

TABELA A.5 - 03/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	52,6	0,4	4,7	1,1	128	59,8	1,6E-6	3,3
2	46,2	0,4	4,7	1,1	110	52,5	1,4E-6	3,3
3	16,5	0,1	4,7	1,1	150	17,5	4,6E-7	3,3
4	16,5	0,1	4,7	1,1	165	17,5	4,6E-7	3,3
5	16,5	0,1	4,8	1,1	165	18,2	4,8E-7	3,3
6	22,0	0,2	3,9	1,1	122	23,4	6,2E-7	3,3
Total	28,4	0,1	4,5	1,1	347	31,9	8,4E-7	20,0

TABELA A.6 - 04/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	14,6	0,1	4,9	1,1	104	16,6	4,4E-7	3,3
2	13,3	0,1	4,9	1,1	111	15,2	4,0E-7	3,3
Total	13,4	0,1	4,9	1,1	128	15,2	4,0E-7	6,7

TABELA A.7 - 05/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	21,4	0,2	4,8	1,2	134	25,9	6,8E-7	3,3
2	14,9	0,3	4,2	1,0	50	15,3	4,0E-7	1,0
3	14,1	0,1	4,6	1,0	141	14,5	3,8E-7	3,3
4	14,1	0,1	4,6	1,1	128	15,0	4,0E-7	3,3
5	14,1	0,1	4,6	1,1	128	15,0	4,0E-7	3,3
6	17,5	0,1	4,5	1,1	145	19,2	5,1E-7	3,3
7	19,3	0,1	4,4	1,1	176	21,3	5,6E-7	3,3
8	23,7	0,1	4,4	1,1	215	26,1	6,9E-7	3,3
Total	17,4	0,1	4,5	1,1	273	19,2	5,0E-7	24,3

TABELA A.8 - 07/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	22,2	0,1	4,4	1,2	170	26,0	6,9E-7	3,3
2	14,4	0,1	4,6	1,2	103	16,9	4,5E-7	3,3
3	13,6	0,2	4,6	1,2	85	15,9	4,2E-7	3,3
4	12,2	0,1	4,6	1,1	111	13,9	3,7E-7	3,3
Total	15,6	0,1	4,6	1,2	190	18,2	4,8E-7	13,3

TABELA A.9 - 09/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	31,7	0,2	4,6	0,8	212	26,4	6,9E-7	3,3
2	35,0	0,1	4,5	0,8	269	29,3	7,7E-7	3,3
Total	31,3	0,1	4,6	0,8	230	26,2	6,9E-7	6,7

TABELA A.10 - 10/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	24,5	0,1	4,5	0,8	223	20,0	5,3E-7	3,3
2	24,2	0,1	4,5	0,8	220	19,3	5,1E-7	3,3
Total	24,4	0,1	4,5	0,8	325	19,7	5,2E-7	6,7

TABELA A.11 - 11/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	31,4	0,1	4,3	0,8	293	24,8	6,5E-7	3,3
2	32,0	0,1	4,3	0,8	260	25,5	6,7E-7	3,3
Total	31,4	0,1	4,3	0,8	293	25,0	6,6E-7	6,7

TABELA A.12 - 28/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	48,8	0,1	4,3	0,9	542	44,2	1,2E-6	3,3
2	48,8	0,1	4,4	0,8	542	40,1	1,1E-6	3,3
3	48,8	0,1	4,4	0,8	407	38,0	1,0E-6	1,7
4	48,8	0,1	4,4	0,9	407	46,2	1,2E-6	1,7
5	48,8	0,2	4,4	0,8	325	40,1	1,1E-6	1,7
6	46,9	0,2	4,4	0,8	261	38,6	1,0E-6	1,7
7	57,1	0,2	4,4	0,8	260	47,0	1,2E-6	1,7
8	65,0	0,2	4,4	0,8	309	53,5	1,4E-6	1,7
9	65,3	0,2	4,4	0,8	297	53,7	1,4E-6	1,7
10	67,4	0,2	4,4	0,8	307	55,5	1,5E-6	1,7
11	48,8	0,1	4,4	0,8	349	40,1	1,1E-6	1,7
12	46,6	0,2	4,4	0,8	245	38,3	1,0E-6	1,7
13	58,1	0,2	4,4	0,8	277	47,8	1,3E-6	1,7
14	60,5	0,2	4,4	0,8	288	49,8	1,3E-6	1,7
15	72,5	0,2	4,4	0,8	302	59,7	1,6E-6	1,7
16	73,4	0,3	4,4	0,8	282	60,4	1,6E-6	1,7
17	64,3	0,2	4,4	0,8	378	52,9	1,4E-6	3,3
18	64,7	0,2	4,4	0,8	323	53,2	1,4E-6	3,3
19	63,4	0,2	4,4	0,8	352	52,2	1,4E-6	3,3
20	62,8	0,2	4,4	0,8	314	51,7	1,4E-6	3,3
21	62,0	0,2	4,3	0,8	344	51,0	1,3E-6	3,3
22	61,1	0,2	4,3	0,8	359	50,3	1,3E-6	3,3
23	60,2	0,2	4,3	0,8	334	49,5	1,3E-6	3,3
24	58,2	0,2	4,3	0,8	306	47,9	1,3E-6	3,3
25	54,9	0,2	4,3	0,8	323	45,1	1,2E-6	3,3
26	53,8	0,2	4,3	0,8	316	44,2	1,2E-6	3,3
27	50,6	0,2	4,3	0,8	338	41,7	1,1E-6	3,3
28	48,9	0,1	4,2	0,8	349	40,2	1,1E-6	3,3
29	45,8	0,1	4,2	0,8	352	37,6	9,9E-7	3,3
30	43,0	0,2	4,2	0,8	253	35,4	9,3E-7	3,3
31	48,8	0,1	4,2	0,8	349	40,1	1,1E-6	3,3
32	48,8	0,1	4,2	0,9	407	42,2	1,1E-6	3,3
33	48,8	0,1	4,2	0,8	407	40,1	1,1E-6	3,3
34	48,8	0,2	4,2	0,8	287	40,1	1,1E-6	3,3
35	48,8	0,2	4,2	0,8	325	40,1	1,1E-6	3,3
36	48,8	0,2	4,2	0,8	325	40,1	1,1E-6	3,3
37	48,8	0,2	4,4	0,9	305	42,2	1,1E-6	3,3
Total	52,2	0,04	4,3	0,9	1471	45,2	1,2E-6	100,0

TABELA A.13 - 29/10/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	61,9	0,1	4,2	0,8	442	50,9	1,3E-6	1,7
2	61,9	0,1	4,2	0,9	619	53,6	1,4E-6	1,7
3	57,1	0,2	4,3	0,8	357	47,0	1,2E-6	1,7
4	61,9	0,2	4,3	0,8	295	50,9	1,3E-6	1,7
5	63,7	0,2	4,3	0,8	303	52,4	1,4E-6	1,7
6	63,4	0,2	4,3	0,8	333	52,1	1,4E-6	3,3
7	64,2	0,2	4,3	0,8	377	52,8	1,4E-6	3,3
8	63,4	0,2	4,3	0,8	352	52,2	1,4E-6	3,3
9	63,3	0,2	4,3	0,8	373	52,1	1,4E-6	3,3
10	64,0	0,2	4,3	0,8	320	52,7	1,4E-6	3,3
11	63,4	0,2	4,3	0,8	334	52,2	1,4E-6	3,3
12	63,0	0,2	4,3	0,8	332	51,9	1,4E-6	3,3
13	62,3	0,2	4,3	0,8	328	51,3	1,4E-6	3,3
14	66,9	0,2	4,3	0,8	318	55,0	1,4E-6	1,7
15	66,5	0,2	4,3	0,8	332	54,7	1,4E-6	3,3
16	67,0	0,2	4,3	0,8	304	55,1	1,5E-6	3,3
17	65,6	0,2	4,3	0,8	328	54,0	1,4E-6	3,3
18	65,4	0,2	4,3	0,8	384	53,8	1,4E-6	3,3
19	65,1	0,2	4,3	0,8	343	53,6	1,4E-6	3,3
20	63,9	0,2	4,3	0,8	376	52,6	1,4E-6	3,3
21	25,7	0,4	4,4	1,3	177	79,2	2,1E-6	3,3
	41,2	0,4	6,5	0,7	118	28,3	7,5E-7	
22	63,4	0,2	4,3	0,8	264	52,1	1,4E-6	1,7
23	63,8	0,2	4,3	0,8	304	52,5	1,4E-6	3,3
24	64,5	0,2	4,3	0,8	340	53,1	1,4E-6	3,3
25	63,9	0,2	4,3	0,8	355	52,5	1,4E-6	3,3
26	62,4	0,2	4,3	0,8	329	51,4	1,4E-6	3,3
27	60,8	0,2	4,3	0,8	304	50,0	1,3E-6	3,3
Total	0,1	0,01	-6,3	4,5	14	0,4	1,1E-8	75,0
	63,5	0,03	4,3	0,8	1848	52,2	1,4E-6	

TABELA A.14 - 25/11/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	42,2	0,2	4,1	0,9	199	36,5	9,6E-7	3,3
2	42,2	0,7	4,8	2,1	63	89,2	2,4E-6	0,3
3	42,2	0,5	4,9	2,3	90	98,1	2,6E-6	0,7
4	41,3	0,3	4,9	2,3	125	93,5	2,5E-6	1,7
5	42,9	0,3	5,0	2,3	126	97,2	2,6E-6	1,7
6	54,7	0,4	4,9	2,3	141	123,9	3,3E-6	1,7
7	42,3	0,2	4,2	0,9	187	40,1	1,1E-6	3,3
8	62,5	0,3	4,2	0,9	219	56,6	1,5E-6	1,7
9	51,9	0,4	4,2	0,9	147	47,0	1,2E-6	1,7
10	42,2	0,3	4,2	0,9	121	38,3	1,0E-6	1,7
11	59,9	0,3	4,2	0,9	180	54,3	1,4E-6	1,7
12	42,2	0,1	4,2	0,9	661	38,3	1,0E-6	0,3
13	55,3	0,3	4,2	0,9	213	50,2	1,3E-6	3,3
14	54,5	0,2	4,2	0,9	227	49,4	1,3E-6	3,3
15	50,9	0,2	4,2	0,9	245	46,2	1,2E-6	3,3
16	50,4	0,4	4,2	0,9	141	45,7	1,2E-6	1,0
17	46,3	0,3	4,2	0,9	142	43,9	1,2E-6	1,0
18	42,2	0,4	4,2	0,9	97	38,3	1,0E-6	1,0
19	42,2	0,4	4,2	0,9	102	38,3	1,0E-6	1,0
20	41,2	0,3	4,2	0,9	119	37,4	9,8E-7	1,0
21	42,2	0,3	4,2	0,9	124	36,5	9,6E-7	1,0
22	43,5	0,5	4,2	0,9	97	37,7	9,9E-7	1,0
23	42,2	0,5	4,2	0,9	94	38,3	1,0E-6	1,0
24	42,2	0,2	4,2	0,9	191	38,3	1,0E-6	3,3
25	42,2	0,2	4,2	0,9	185	38,3	1,0E-6	3,3
Total	46,5	0,1	4,3	1,1	901	51,2	1,3E-6	44,3

TABELA A.15 - 27/11/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	43,7	0,5	4,0	0,9	80	37,8	1,0E-6	1,0
2	46,7	0,7	4,0	0,8	69	38,4	1,0E-6	0,7
3	40,2	0,7	4,0	0,9	54	36,5	9,6E-7	0,7
4	47,9	0,5	4,0	0,9	96	43,4	1,1E-6	0,7
5	59,1	0,6	4,0	0,9	96	53,6	1,4E-6	0,7
6	59,0	0,3	4,1	0,9	189	53,5	1,4E-6	3,3
7	55,0	0,3	4,1	0,9	194	47,6	1,3E-6	3,3
8	50,2	0,4	4,1	0,9	138	43,4	1,1E-6	3,3
9	45,7	0,3	4,1	0,9	151	41,4	1,1E-6	3,3
10	46,7	0,3	4,1	0,9	162	40,4	1,1E-6	3,3
11	46,7	0,5	4,1	0,9	89	42,3	1,1E-6	1,0
Total	49,2	0,1	4,1	0,9	377	44,6	1,2E-6	21,3

TABELA A.16 - 28/11/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	70,0	4,6	4,1	0,8	15	54,5	1,4E-6	1,0
2	70,0	1,4	4,1	0,7	50	51,3	1,4E-6	1,0
3	70,0	1,4	4,1	0,8	49	54,5	1,4E-6	1,0
4	71,6	1,7	4,1	0,8	42	58,9	1,6E-6	1,0
5	70,0	1,7	4,1	0,9	42	63,5	1,7E-6	1,0
6	70,0	1,6	4,1	0,8	43	54,5	1,4E-6	1,0
7	70,0	1,4	4,1	0,9	49	66,3	1,7E-6	1,0
8	70,0	1,5	4,1	0,8	45	57,6	1,5E-6	1,0
9	72,2	1,4	4,1	0,9	52	62,5	1,6E-6	1,0
10	70,0	1,7	4,1	0,8	40	57,6	1,5E-6	1,0
11	67,5	1,1	4,1	0,8	60	55,5	1,5E-6	1,0
12	70,5	0,6	4,1	0,8	114	58,0	1,5E-6	3,3
13	67,4	0,9	4,1	0,9	73	58,3	1,5E-6	1,0
14	62,9	1,0	4,1	0,8	63	51,8	1,4E-6	1,0
15	79,0	1,0	4,1	0,9	79	71,6	1,9E-6	1,0
16	66,7	0,6	4,1	0,9	103	57,7	1,5E-6	1,0
17	73,2	0,5	4,1	0,9	160	63,3	1,7E-6	3,3
18	81,6	0,4	4,1	0,8	195	67,1	1,8E-6	3,3
19	88,8	0,5	4,1	0,9	182	76,8	2,0E-6	3,3
20	70,0	0,4	4,1	0,9	169	60,6	1,6E-6	3,3
21	70,0	0,5	4,1	0,9	149	60,6	1,6E-6	3,3
22	66,1	0,3	4,1	0,9	194	57,2	1,5E-6	3,3
23	58,8	0,3	4,1	0,9	212	50,9	1,3E-6	3,3
24	73,2	0,4	4,1	0,8	174	60,3	1,6E-6	1,0
25	70,0	0,6	4,1	0,9	125	60,6	1,6E-6	1,0
26	70,0	0,9	4,1	0,9	78	60,6	1,6E-6	0,7
27	67,4	1,5	4,1	0,9	44	61,1	1,6E-6	0,7
28	70,0	0,7	4,1	0,9	106	63,5	1,7E-6	3,3
29	70,0	5,9	4,1	1,0	12	69,1	1,8E-6	1,7
30	65,3	0,8	4,1	0,8	83	50,9	1,3E-6	1,7
31	70,0	0,7	4,1	0,8	102	57,6	1,5E-6	1,7
32	73,9	0,4	4,1	0,9	171	63,9	1,7E-6	1,7
33	60,2	0,6	4,1	0,9	101	52,1	1,4E-6	0,7
34	70,0	0,5	4,1	0,9	135	63,5	1,7E-6	0,7
35	66,3	0,4	4,1	0,9	169	57,4	1,5E-6	0,7
36	72,2	0,4	4,1	0,9	163	62,5	1,6E-6	0,7
37	65,4	0,4	4,1	0,9	179	56,6	1,5E-6	0,7
38	73,9	0,4	4,1	0,9	174	63,9	1,7E-6	0,7
39	70,0	0,4	4,1	0,9	187	60,6	1,6E-6	0,7
40	70,0	0,3	4,1	0,9	217	63,5	1,7E-6	0,7
41	73,3	0,4	4,1	0,9	188	63,4	1,7E-6	0,7
42	72,2	0,2	4,1	0,9	321	62,5	1,6E-6	3,3
43	70,7	0,2	4,1	0,9	334	61,2	1,6E-6	3,3
44	74,6	0,2	4,1	0,9	299	64,6	1,7E-6	3,3
45	77,8	0,2	4,2	0,9	339	67,4	1,8E-6	3,3
46	76,3	0,2	4,2	0,9	385	66,0	1,7E-6	3,3
47	69,0	0,2	4,2	0,9	294	59,7	1,6E-6	3,3
48	70,0	0,4	4,0	1,0	197	69,1	1,8E-6	1,0
49	70,0	0,3	3,8	1,5	202	108,5	2,9E-6	1,0

Continua

TABELA A.16 – Continuação

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
50	70,0	0,4	4,0	0,9	178	63,5	1,7E-6	0,7
51	70,0	0,4	4,0	0,9	181	63,5	1,7E-6	0,7
52	70,0	0,4	4,1	0,9	184	66,3	1,7E-6	0,7
53	70,0	0,5	4,0	0,9	153	63,5	1,7E-6	0,7
54	70,0	0,4	4,0	0,8	182	57,6	1,5E-6	0,7
55	73,4	0,5	4,1	0,9	155	63,5	1,7E-6	0,7
56	78,0	0,4	4,1	0,9	183	67,5	1,8E-6	0,7
57	60,1	0,5	4,1	0,9	123	52,0	1,4E-6	0,7
58	48,3	0,5	5,4	2,3	88	109,5	2,9E-6	0,7
59	70,0	0,5	4,1	0,9	150	60,6	1,6E-6	0,7
60	64,6	0,5	4,1	0,9	136	55,9	1,5E-6	0,7
61	76,5	0,5	4,1	0,9	155	66,2	1,7E-6	0,7
62	82,5	0,1	4,1	0,9	663	71,4	1,9E-6	0,7
63	80,2	0,4	4,1	0,9	185	69,4	1,8E-6	0,7
64	80,4	0,4	4,1	0,9	184	69,6	1,8E-6	0,7
65	79,5	0,3	4,1	0,9	255	68,8	1,8E-6	3,3
66	76,7	0,3	4,1	0,9	292	66,4	1,7E-6	3,3
67	70,1	0,3	4,1	0,9	267	60,6	1,6E-6	3,3
68	73,1	0,4	4,1	0,9	164	63,2	1,7E-6	0,7
69	77,1	0,4	4,1	0,9	174	66,7	1,8E-6	0,7
70	79,2	0,5	4,1	0,9	166	68,5	1,8E-6	0,7
71	77,7	0,5	4,1	0,9	144	70,4	1,9E-6	0,7
72	77,8	0,4	4,1	0,9	177	67,3	1,8E-6	0,7
73	75,9	0,7	4,1	0,8	105	62,5	1,6E-6	0,3
74	63,2	0,6	4,1	0,9	105	54,7	1,4E-6	0,3
75	76,3	0,7	4,1	0,9	108	69,1	1,8E-6	0,3
76	75,9	0,6	4,1	0,9	132	65,7	1,7E-6	0,3
77	76,7	0,3	4,1	0,9	296	66,3	1,7E-6	3,3
78	70,5	0,3	4,1	0,9	267	61,0	1,6E-6	3,3
79	58,0	0,5	4,1	0,8	119	47,7	1,3E-6	0,7
80	74,5	0,8	4,1	0,9	98	67,6	1,8E-6	0,3
81	73,2	0,2	4,2	0,9	293	63,4	1,7E-6	3,3
82	70,1	0,3	4,1	0,9	247	60,6	1,6E-6	3,3
83	57,9	0,3	4,2	0,9	192	50,1	1,3E-6	3,3
84	77,2	0,7	4,2	0,9	112	70,0	1,8E-6	0,3
85	77,0	0,3	4,2	0,9	263	66,6	1,8E-6	3,3
86	74,8	0,2	4,2	0,9	309	64,7	1,7E-6	3,3
87	69,6	0,3	4,2	0,9	218	60,2	1,6E-6	3,3
88	72,9	0,3	4,2	0,9	254	63,1	1,7E-6	3,3
89	69,5	0,3	4,2	0,9	210	60,1	1,6E-6	3,3
90	63,7	0,3	4,2	0,9	184	55,1	1,5E-6	3,3
91	70,0	0,9	4,2	0,9	75	60,6	1,6E-6	0,3
92	70,0	1,1	4,3	0,9	63	63,5	1,7E-6	0,3
Total	72,0	0,1	4,1	0,9	1279	62,3	1,6E-6	146,3

(Fim)

TABELA A.17 - 29/11/09

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	68,6	1,3	4,6	0,9	53	62,2	1,6E-6	0,3
2	74,2	0,9	4,6	0,9	82	70,3	1,9E-6	0,3
3	76,3	0,4	4,6	0,9	184	66,0	1,7E-6	3,3
4	82,1	0,4	4,6	0,8	230	67,5	1,8E-6	3,3
5	83,5	0,4	4,6	0,8	236	68,7	1,8E-6	3,3
6	68,6	0,3	4,6	0,9	198	59,4	1,6E-6	3,3
7	68,6	0,3	4,6	0,9	211	59,4	1,6E-6	3,3
8	68,6	0,3	4,6	0,9	208	59,4	1,6E-6	3,3
9	67,5	0,2	4,6	0,9	313	58,4	1,5E-6	3,3
10	66,2	0,2	4,6	0,9	280	57,2	1,5E-6	3,3
11	74,9	0,6	4,6	0,8	132	61,6	1,6E-6	0,3
12	69,5	0,2	4,6	0,9	395	60,1	1,6E-6	3,3
13	68,6	0,3	4,6	0,9	245	59,4	1,6E-6	3,3
14	68,6	1,4	4,7	0,6	50	43,6	1,1E-6	0,3
15	68,6	1,6	4,6	0,9	42	62,2	1,6E-6	0,3
16	68,6	0,6	4,6	0,8	119	56,4	1,5E-6	3,3
17	70,0	1,1	4,6	0,9	66	60,6	1,6E-6	0,3
18	71,9	0,3	4,6	0,8	209	59,2	1,6E-6	3,3
19	74,9	0,4	4,6	0,8	205	61,6	1,6E-6	3,3
20	68,6	0,4	4,6	0,9	155	59,4	1,6E-6	3,3
21	69,3	0,8	4,6	0,8	89	57,1	1,5E-6	0,3
22	69,8	0,2	4,6	0,9	286	60,4	1,6E-6	3,3
23	68,6	0,4	4,6	0,9	184	62,2	1,6E-6	3,3
24	68,6	1,4	4,6	0,9	50	62,2	1,6E-6	0,3
25	68,6	0,9	4,4	0,8	75	53,4	1,4E-6	0,7
26	59,4	0,8	4,5	0,9	72	53,8	1,4E-6	0,7
27	60,3	0,8	4,5	0,8	74	49,6	1,3E-6	0,7
28	66,5	0,8	4,5	0,8	86	54,7	1,4E-6	0,7
29	56,6	0,8	4,5	0,9	70	51,3	1,4E-6	0,7
30	68,6	1,0	4,5	0,8	67	56,4	1,5E-6	0,7
31	68,6	0,7	4,5	0,9	99	59,4	1,6E-6	0,7
32	62,6	1,0	4,5	0,9	61	56,8	1,5E-6	0,7
33	68,6	0,8	4,5	0,9	88	59,4	1,6E-6	0,7
34	64,4	0,9	4,5	0,8	73	50,2	1,3E-6	0,7
35	68,6	1,1	4,5	0,9	60	59,4	1,6E-6	0,7
36	68,6	0,8	4,5	0,8	83	53,4	1,4E-6	0,7
37	68,6	0,8	4,5	0,8	89	53,4	1,4E-6	0,7
38	61,1	0,7	4,5	0,9	85	52,9	1,4E-6	0,7
39	68,6	1,0	4,5	0,8	70	56,4	1,5E-6	0,7
40	63,1	1,0	4,5	0,8	61	52,0	1,4E-6	0,7
41	68,6	1,1	4,5	0,9	64	59,4	1,6E-6	0,7
42	68,6	0,9	4,5	0,9	78	62,2	1,6E-6	0,7
43	64,9	1,1	4,5	1,0	58	66,6	1,8E-6	0,7
44	64,6	1,4	4,5	0,8	47	50,3	1,3E-6	0,3
45	77,4	0,8	4,5	0,8	100	60,3	1,6E-6	3,3
46	72,9	0,7	4,5	0,9	101	63,1	1,7E-6	3,3
47	68,6	0,4	4,5	0,9	191	59,4	1,6E-6	3,3
48	71,6	0,4	4,5	0,8	167	58,9	1,6E-6	3,3
49	69,5	0,4	4,5	0,9	162	60,2	1,6E-6	3,3

Continua

TABELA A.17 – Continuação

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
50	70,5	0,3	4,5	0,9	235	61,0	1,6E-6	3,3
51	71,5	0,8	4,5	0,8	86	58,8	1,5E-6	0,3
52	74,5	0,4	4,5	0,8	207	61,3	1,6E-6	3,3
53	75,1	0,3	4,5	0,8	243	61,8	1,6E-6	3,3
54	76,3	0,4	4,5	0,8	203	62,8	1,7E-6	3,3
55	67,0	0,3	4,5	0,9	203	58,0	1,5E-6	3,3
56	64,3	0,3	4,5	0,9	250	55,7	1,5E-6	3,3
57	63,4	0,8	4,5	0,9	80	54,9	1,4E-6	0,3
58	67,3	0,8	4,5	0,9	88	58,3	1,5E-6	0,3
59	64,9	0,7	4,5	0,9	92	58,9	1,6E-6	0,3
60	68,8	0,3	4,5	0,8	213	56,6	1,5E-6	3,3
61	65,4	0,3	4,6	0,8	194	53,8	1,4E-6	3,3
62	65,8	0,3	4,5	0,8	213	54,1	1,4E-6	3,3
63	60,9	0,3	4,6	0,9	191	52,7	1,4E-6	3,3
64	57,2	0,4	4,6	0,8	158	47,0	1,2E-6	3,3
65	68,6	1,0	4,6	0,8	69	53,4	1,4E-6	0,3
66	68,6	1,1	4,6	0,7	65	50,3	1,3E-6	0,3
67	68,6	1,3	4,6	0,8	54	56,4	1,5E-6	0,3
68	68,6	1,1	4,6	0,9	61	59,4	1,6E-6	0,3
69	68,6	0,9	4,6	0,8	77	56,4	1,5E-6	0,3
70	68,6	1,6	4,6	0,8	44	56,4	1,5E-6	0,3
71	68,6	1,2	4,6	0,8	55	56,4	1,5E-6	0,3
72	68,6	0,5	4,6	0,9	132	59,4	1,6E-6	3,3
73	68,6	1,1	4,6	0,9	60	59,4	1,6E-6	0,3
74	68,6	1,3	4,6	1,1	52	72,9	1,9E-6	0,3
75	68,6	1,6	4,6	1,0	42	67,7	1,8E-6	0,3
76	68,6	1,8	4,6	0,9	38	62,2	1,6E-6	0,3
77	68,6	0,6	4,6	0,8	112	56,4	1,5E-6	3,3
Total	68,6	0,04	4,6	0,9	1604	59,0	1,6E-6	134,0
	0,2	0,03	54,6	2,4	8	0,5	1,4E-8	

(Fim)

TABELA A.18 - 12/01/2010

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	26,2	0,3	4,0	0,9	86	24,1	6,4E-7	1,7
2	26,2	0,3	4,0	1,0	100	26,4	7,0E-7	1,7
3	37,5	0,4	4,0	1,0	87	38,7	1,0E-6	1,7
4	32,7	0,2	4,0	1,0	134	32,4	8,5E-7	1,7
5	20,9	0,2	4,1	1,0	88	20,0	5,3E-7	1,7
6	33,7	0,4	4,1	1,0	81	34,3	9,1E-7	1,7
7	26,2	0,4	4,0	1,0	70	27,2	7,2E-7	1,0
8	31,0	0,4	4,2	1,0	79	30,1	7,9E-7	1,0
9	32,6	0,4	4,2	1,0	76	32,9	8,7E-7	1,0
10	32,6	0,2	4,2	1,0	166	32,2	8,5E-7	3,3
11	32,5	0,2	4,2	1,0	149	32,9	8,7E-7	3,3
12	32,0	0,2	4,3	1,0	174	31,3	8,3E-7	3,3
13	32,6	0,2	4,3	1,0	141	33,2	8,7E-7	3,3
14	32,9	0,2	4,4	0,9	163	31,0	8,2E-7	3,3
15	26,2	0,3	4,5	1,0	93	25,8	6,8E-7	1,7
16	26,2	0,3	4,5	0,7	102	17,1	4,5E-7	1,7
17	27,7	0,2	4,5	1,0	117	26,4	7,0E-7	1,7
18	25,9	0,2	4,5	1,0	106	25,1	6,6E-7	1,7
19	26,2	0,3	4,6	1,0	95	25,4	6,7E-7	1,7
20	27,3	0,4	4,7	1,0	70	26,4	7,0E-7	1,7
21	27,1	0,5	4,7	1,0	54	28,3	7,5E-7	1,7
22	24,3	0,4	4,7	0,9	55	22,4	5,9E-7	1,7
23	24,2	0,4	4,8	1,0	61	24,0	6,3E-7	1,7
24	26,2	0,4	4,8	0,8	61	21,2	5,6E-7	1,7
25	26,2	0,4	4,8	1,0	66	27,2	7,2E-7	1,7
26	26,2	0,4	4,8	0,9	72	24,1	6,4E-7	3,3
Total	28,6	0,1	4,3	1,0	541	29,0	7,6E-7	51,3

TABELA A.19 - 13/01/2010

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	29,6	0,6	4,1	1,0	46	30,5	8,0E-7	1,7
2	27,0	0,6	4,0	1,0	43	25,9	6,8E-7	1,7
3	31,6	0,2	4,0	1,0	148	32,4	8,5E-7	1,7
4	31,5	0,2	4,0	1,0	129	32,5	8,6E-7	1,7
5	34,9	0,2	4,0	1,0	181	35,2	9,3E-7	1,7
6	37,2	0,2	3,9	1,0	155	38,2	1,0E-6	1,7
7	39,1	0,2	4,2	1,0	214	39,3	1,0E-6	1,7
8	30,2	0,5	4,2	0,9	64	28,0	7,4E-7	0,3
9	31,6	0,5	4,2	1,3	68	40,3	1,1E-6	0,7
10	38,9	0,4	4,2	1,0	91	39,9	1,1E-6	0,7
11	38,2	0,3	4,2	1,1	113	40,6	1,1E-6	3,3
12	37,7	0,2	4,3	1,0	178	37,7	9,9E-7	3,3
13	36,0	0,1	4,3	1,0	255	36,2	9,5E-7	3,3
Total	34,1	0,1	4,2	1,0	530	34,9	9,2E-7	23,3

TABELA A.20 - 14/01/2010

	T_A (K)	rms (K)	V_{LSR} (km s^{-1})	ΔV (km s^{-1})	R	$\int T_A dv$ (K km s^{-1})	L_{H_2O} ($L_\odot$)	Tempo de Integração (min)
1	33,7	0,3	4,0	1,2	96	40,9	1,1E-6	0,7
2	33,7	0,4	4,0	1,1	86	36,8	9,7E-7	0,7
3	34,2	0,4	4,0	0,9	82	31,4	8,3E-7	0,7
4	32,4	0,5	4,0	1,1	65	35,9	9,5E-7	0,7
5	34,4	0,4	4,0	1,0	81	34,5	9,1E-7	0,7
6	35,2	0,6	4,0	1,1	61	39,5	1,0E-6	0,7
7	33,7	0,4	4,0	1,1	86	35,7	9,4E-7	0,7
8	33,6	0,5	4,0	0,9	70	31,8	8,4E-7	0,7
9	36,3	0,3	4,0	1,0	111	37,6	9,9E-7	0,7
10	33,1	0,3	4,0	1,1	116	35,7	9,4E-7	1,7
11	33,7	0,5	4,0	1,0	73	32,9	8,7E-7	0,3
12	35,3	0,5	4,0	1,1	68	39,2	1,0E-6	0,3
13	31,3	0,6	4,0	1,0	54	30,9	8,1E-7	0,3
14	38,1	0,5	4,0	1,1	80	40,6	1,1E-6	0,3
15	33,7	0,5	4,0	1,0	72	35,3	9,3E-7	0,3
16	33,7	0,5	4,0	0,9	72	28,9	7,6E-7	0,3
17	39,1	0,6	4,0	1,2	66	46,9	1,2E-6	0,3
18	39,1	0,2	4,0	1,0	187	40,5	1,1E-6	3,3
19	39,3	0,2	4,0	1,1	176	41,6	1,1E-6	3,3
20	40,0	0,2	4,0	1,0	200	41,3	1,1E-6	3,3
21	40,2	0,2	4,0	1,1	164	42,3	1,1E-6	3,3
22	38,5	0,3	4,0	1,1	134	40,8	1,1E-6	3,3
Total	35,6	0,1	4,0	1,0	698	37,3	9,8E-7	26,7

ANEXO B

EVOLUÇÃO DA TEMPERATURA DE ANTENA DA COMPONENTE EM 4 KM S^{-1} POR DIA DE OBSERVAÇÃO

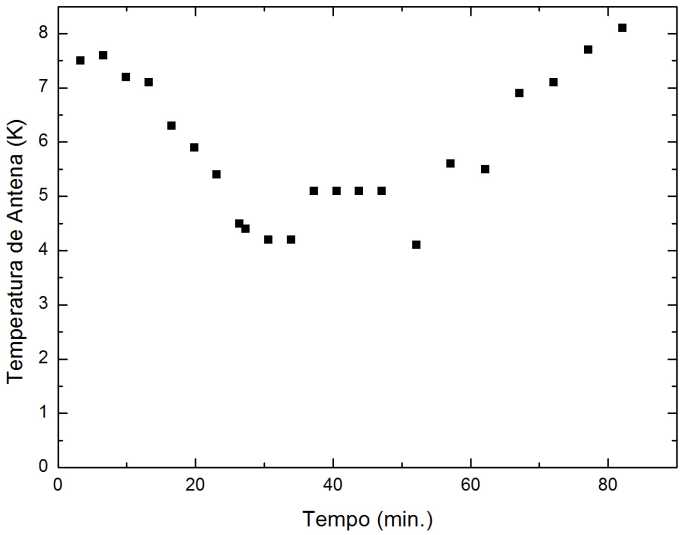


FIGURA B.1 - Observações do dia 10/09/2009.

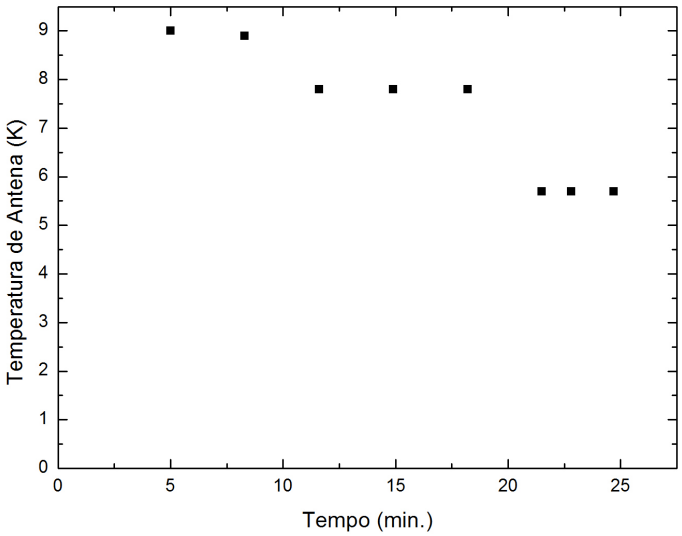


FIGURA B.2 - Observações do dia 11/09/2009.

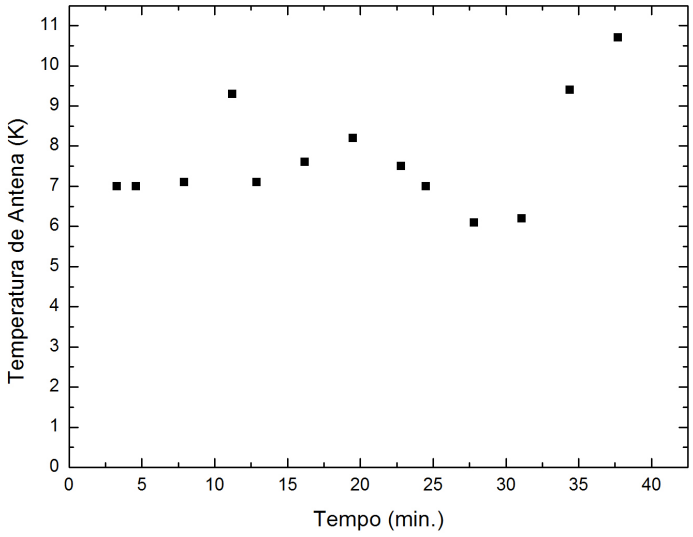


FIGURA B.3 - Observações do dia 16/09/2009.

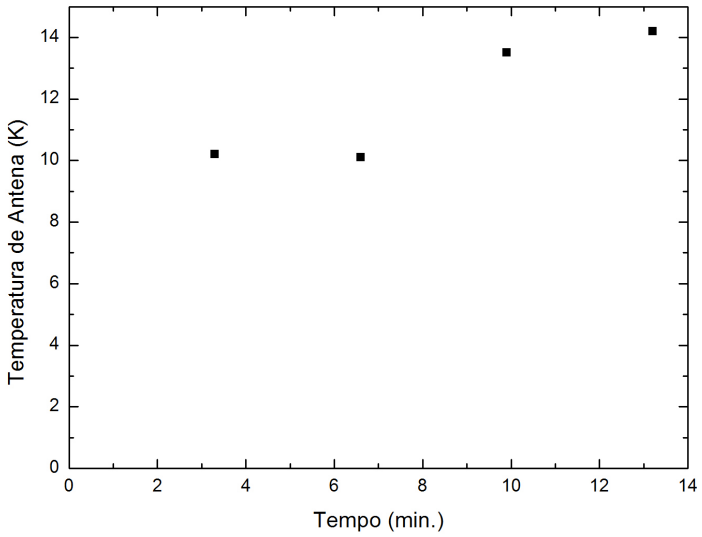


FIGURA B.4 - Observações do dia 02/10/2009.

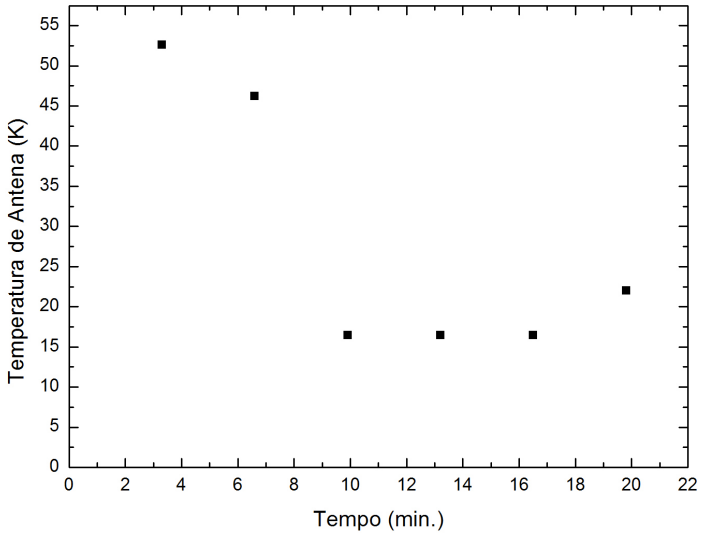


FIGURA B.5 - Observações do dia 03/10/2009.

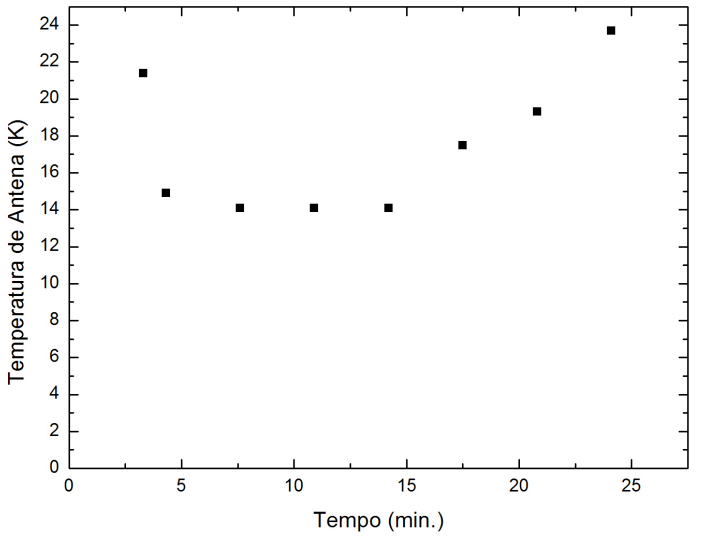


FIGURA B.6 - Observações do dia 05/10/2009.

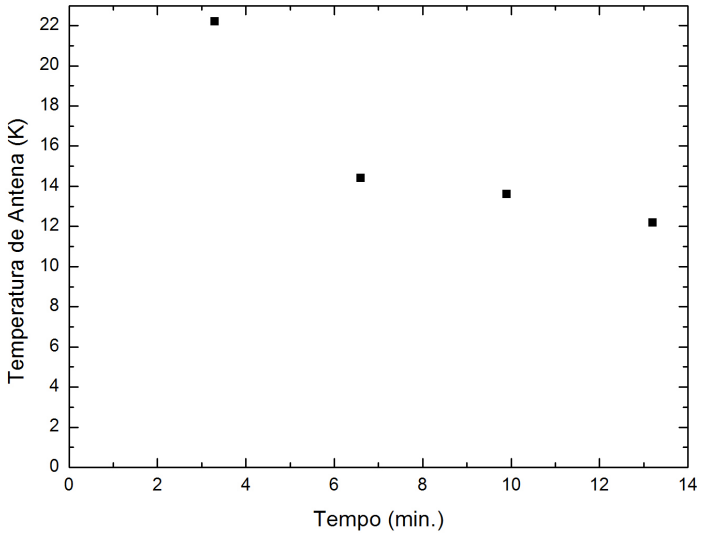


FIGURA B.7 - Observações do dia 07/10/2009.

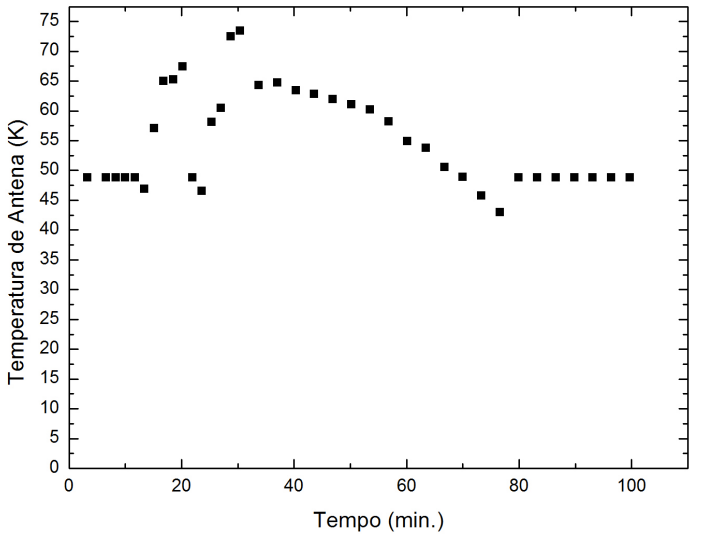


FIGURA B.8 - Observações do dia 28/10/2009.

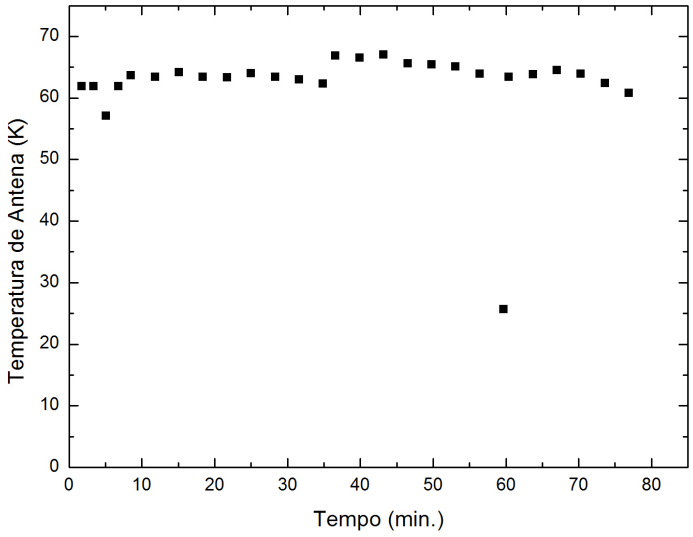


FIGURA B.9 - Observações do dia 29/10/2009.

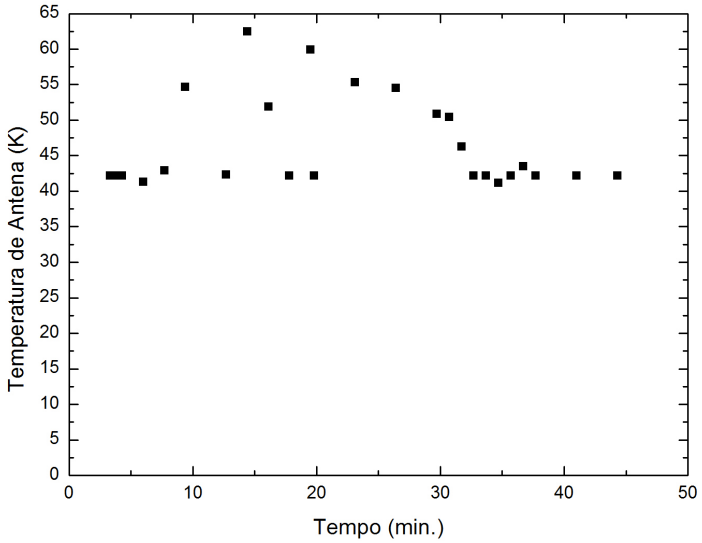


FIGURA B.10 - Observações do dia 25/11/2009.

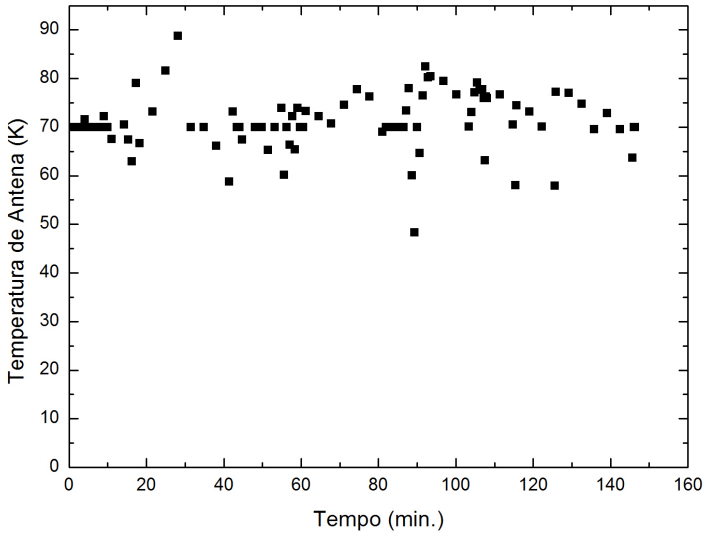


FIGURA B.11 - Observações do dia 28/11/2009.

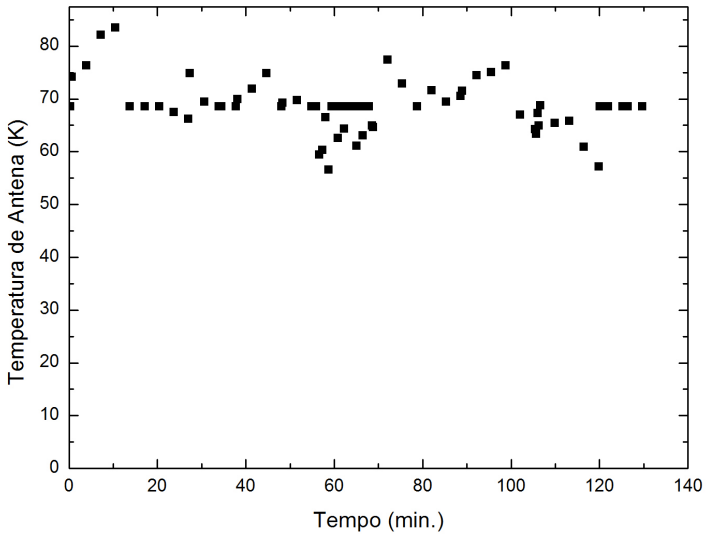


FIGURA B.12 - Observações do dia 29/11/2009.

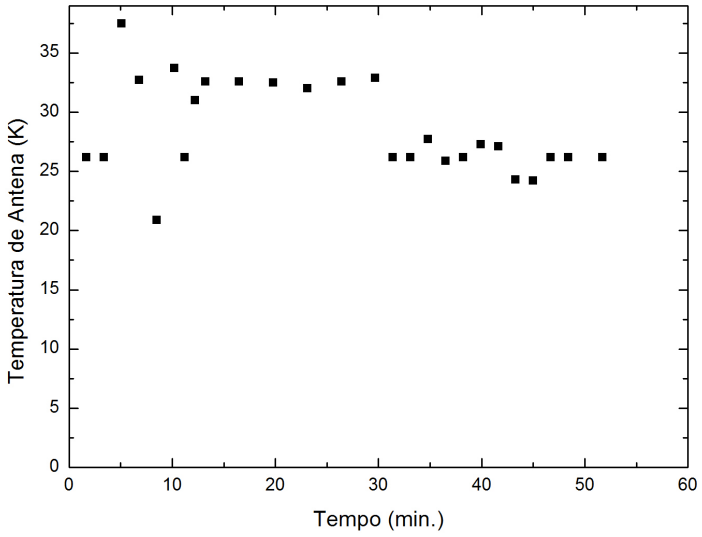


FIGURA B.13 - Observações do dia 12/01/2010.

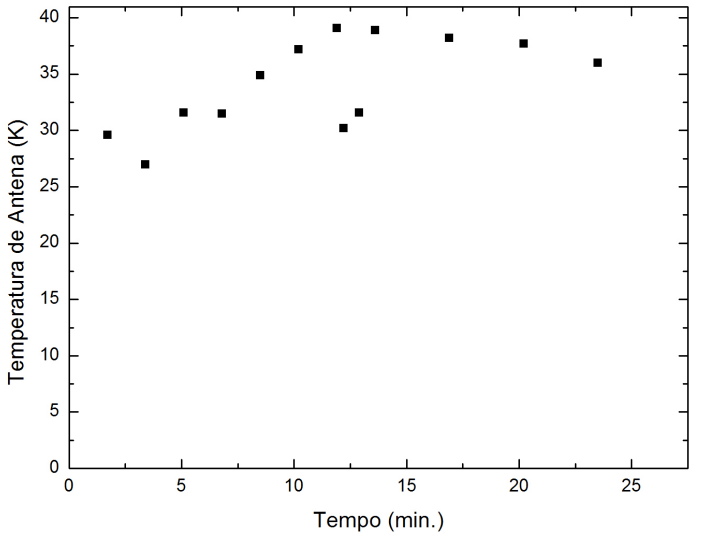


FIGURA B.14 - Observações do dia 13/01/2010.

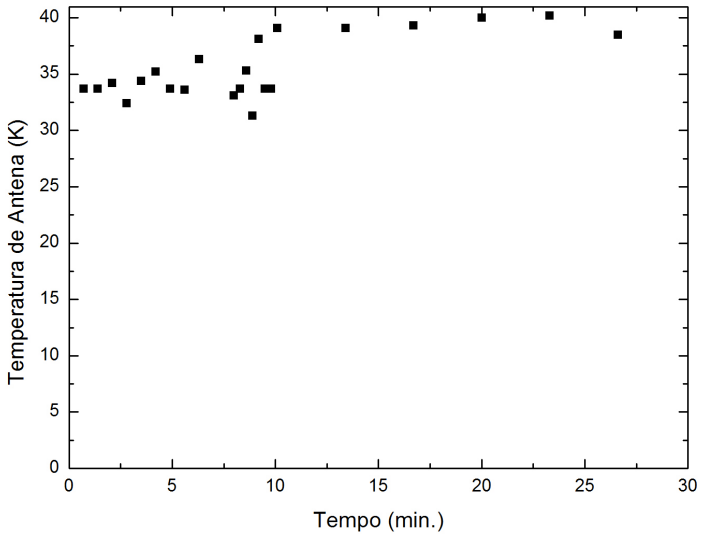


FIGURA B.15 - Observações do dia 14/01/2010.