

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO  
EM FÍSICA E MATEMÁTICA APLICADA

Uma análise multi-técnica das propriedades físicas e do  
conteúdo da nuvem interestelar DC291.1-1.7

Will Robson Monteiro Rocha

Itajubá, Junho de 2012

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO  
EM FÍSICA E MATEMÁTICA APLICADA

Will Robson Monteiro Rocha

Uma análise multi-técnica das propriedades físicas e do  
conteúdo da nuvem interestelar DC291.1-1.7

Dissertação submetida ao Programa de Pós-  
Graduação em Física e Matemática Aplicada  
como parte dos requisitos para obtenção do Título  
de Mestre em Ciências em Física e Matemática  
Aplicada

Área de concentração: Astrofísica

Orientador: Prof. Dr. Gabriel Rodrigues  
Hickel

Junho de 2012  
Itajubá - MG

*Dedico este trabalho à minha esposa Fernanda.*

# Agradecimentos

Quero deixar registrado o meu agradecimento pela realização deste trabalho às seguintes pessoas:

- primeiramente a Deus pela saúde e disposição durante todo o período de realização deste trabalho;
- à minha esposa Fernanda, pela compreensão devido às várias viagens para Itajubá, pelas noites acordadas e pela disposição de estar sempre ao meu lado;
- aos meus sogros Rogério e Helena, que me apoiaram várias vezes em momentos difíceis;
- aos meus pais Raimundo e Hermenegilda, pela educação que tive, apesar da situação humilde;
- à enorme paciência do professor Grabriel Hickel, que me ajudou a desenvolver este trabalho, bem como os incentivos e os conselhos em momentos difíceis; pelo exemplo de bom profissional e pelas “puxadas de orelha” algumas vezes;
- aos professores do departamento de física e matemática aplicada, que foram essenciais para a minha formação;
- aos amigos feitos em Itajubá;
- aos funcionários do Observatório do Pico dos Dias, pelo bom acolhimento em todas as vezes que estive lá presente
- e à CAPES pelo apoio financeiro deste trabalho.

# Resumo

A nuvem escura DC291.1-1.7 está localizada no plano galáctico com as seguintes coordenadas  $\alpha(2000) = 11^h07^m07.5^s$  e  $\delta(2000) = -62^\circ05'51''$ . Trata-se de uma nuvem com uma estrutura alongada, tendo o centro como região mais densa. Aplicamos um modelo simplificado para estudar o comportamento da transferência radiativa na nuvem. O resultado nos forneceu o tamanho médio das seções de choque de absorção e espalhamento dos grãos de poeira, a densidade central da nuvem e as amplitudes de emissão em unidades da função fonte para os quatro comprimentos de onda da IRAC. Com os resultados de fotometria nas bandas IRAC, fizemos uma busca por objetos estelares jovens, mas o resultado mostrou uma nuvem sem estrelas jovens associadas. Em seguida aplicamos o método de distribuição espectral de energia para determinar a extinção na direção da nuvem. Em seguida aplicamos o método NICE, que apresentou um resultado semelhante de  $A_V \approx 9$  mag. A estimativa da distância através do aumento súbito de extinção, revelou para ambos os métodos de cálculo de extinção a distância de  $D \approx 80_{-25}^{+70}$  pc. Ainda através da extinção, encontramos evidências de grãos de poeira grandes dado o valor de  $R_H = 1,4$ . A temperatura média dos grãos ficou abaixo de  $T = 12$  K para a região central da nuvem. Com os estudos polarimétricos encontramos um tamanho médio para os grãos na nuvem de  $a \approx 0,2 \mu\text{m}$ . A massa da nuvem foi estimada em  $5,45M_\odot$  e a densidade em  $1,8 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ . Através das transições rotacionais das moléculas presentes na nuvem, estimamos uma temperatura cinética média de  $T_K = 11$  K. Como o modelo de esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert estimamos uma temperatura de  $T = 24,2$  K. Com relação a estabilidade, a nuvem apresenta-se estável, não favorecendo o colapso, dados os resultados que encontramos para a massa de Jeans  $M_J = 3 M_\odot$ , massa magnética  $M_B = 6 M_\odot$  e turbulência presentes nela. Do estudo de polarização encontramos que os vetores polarização estão alinhados com o eixo alongado da nuvem, logo o campo magnético tem a mesma orientação. Isso mostra sua importância em se opor ao colapso gravitacional, visto que ele está mantendo estável a estrutura da nuvem. A densidade local e o tamanho dos grãos podem indicar formação de mantos de gelo sobre a poeira.

**Palavras-chave:** Nuvem escura, Transferência radiativa, Estrelas jovens, Extinção interestelar, Equilíbrio magnetohidrodinâmico, Campo magnético.

# Abstract

The dark cloud DC291.1-1.7 is located in galactic plane with the following coordinates  $\alpha(2000) = 11^h07^m07.5^s$  e  $\delta(2000) = -62^\circ05'51''$ . It is a cloud with a elongated structure, and the center is more dense region. We apply a technique for study the behavior of the radiative transfer at the cloud. The result provide us the mean size of the absorption and scattering cross section of the dust, the central density of the cloud and the emission amplitude in source function units for the four waveleghths of the IRAC. With the results of the photometry in the IRAC bands, we make a search for young stellar objetcs, but the result showed a cloud without stars associated with it. In follow, we aply a method of the spectral energy distribution for determine a extinction in the direction of the cloud. After we aply a NICE method, that apresented the same results of  $A_V \approx 9$  mag. The distance estimate through of the sudden incrense of the extinction, showed for both the methods of the extinction calculate, the distance of  $D \approx 80_{-25}^{+70}$  pc. Yet, through of the extinction, we find evidences of the big dust grains provided the value of  $R_H = 1,4$ . The average temperature for grains was below of  $T = 12$  K to the central region of the cloud. With the polarimetric studies, we find a mean size for the grains at the central region of the cloud of  $a \approx 0,2 \mu\text{m}$ . The cloud mass was estimated in  $5,45 M_\odot$  and the density in  $1,8 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ . Through of the rotational transition of the presents molecules at the cloud, we estimate a average temperature for a cloud, being  $T_K = 11$  K. With the isothermics spheres model of Bonnor-Ebert, we estimate a temperature of  $T = 24,2$  K. For stability, the cloud presents stable, without favoring the collapse, provided the results that we find for a Jeans mass  $M_J = 3 M_\odot$ , magnetic mass  $M_B = 6 M_\odot$  and the turbulnce present it. From the study of the polarization, we find that polarization vectors are aligned with elongate axis of the cloud, hence the magnetic field have the same direction. This show your importance to oppose to colapse, since it is keeping stable the cloud structure. The local density and grains size can denote the formation of ice films on the dust.

**Key-words:** Dark cloud, Radiative transfer, Young stars, Interstellar extinction, Magnetohydrodynamic equilibrium, Magnetic field.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Meio Interestelar . . . . .	1
1.1.1	Classificação de nuvens no meio interestelar . . . . .	1
1.1.2	Gás e Poeira em nuvens . . . . .	3
1.1.3	Campo de radiação em nuvens . . . . .	4
1.2	A nuvem escura DC291.1-1.7 . . . . .	5
1.2.1	Localização da nuvem DC291.1-1.7 na Galáxia . . . . .	5
1.2.2	Referências na literatura . . . . .	6
1.3	Dados públicos utilizados . . . . .	8
1.3.1	Dados IRAC . . . . .	9
1.3.2	Dados 2MASS, DENIS, WISE e AKARI . . . . .	9
1.3.3	Dados de Radiofrequência . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Estudo das imagens no infravermelho médio (IRAC - SPITZER)</b>	<b>11</b>
2.1	Obtenção e limitação de campo das imagens da IRAC . . . . .	12
2.2	Tratamento usando o código Starfinder . . . . .	13
2.3	Estudo da transferência radiativa da nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	15
2.3.1	O Modelo . . . . .	16
2.3.2	Ajuste . . . . .	17
2.3.3	Resultado . . . . .	19
2.3.4	Limitações do modelo . . . . .	21
2.4	Busca por YSO's associados à nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Determinando extinção, distância, densidade e massa da nuvem DC291.1-1.7</b>	<b>24</b>
3.1	Estimativa da distância da nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	24
3.1.1	Método NICE para encontrar extinção . . . . .	24
3.1.2	Distribuições espectrais de energia para estimar distância . . . . .	28
3.1.3	Outras estimativas de distância . . . . .	31
3.1.4	Parâmetro $R_H$ , Massa e densidade da nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	34
3.2	Estimativa da temperatura da poeira . . . . .	38

3.2.1	Os dados . . . . .	38
3.2.2	O método . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Estudo da temperatura cinética e da estabilidade da nuvem DC291.1-1.7</b>	<b>40</b>
4.1	Inferência da temperatura através de transições rotacionais de moléculas . . . . .	40
4.1.1	Molécula de $^{12}CO$ ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) . . . . .	41
4.1.2	Molécula de $^{12}CO$ ( $J = 4 \rightarrow 3$ ) . . . . .	42
4.1.3	Molécula de $H_2CO$ ( $1_{11} \rightarrow 1_{10}$ ) . . . . .	43
4.2	Estudo da Estabilidade . . . . .	45
4.2.1	Teorema do Virial . . . . .	46
4.2.2	Modelo de Jeans . . . . .	47
4.2.3	Modelo de Bonnor-Ebert . . . . .	48
4.2.4	O papel da turbulência na nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	52
4.2.5	O papel do campo magnético na nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	54
<b>5</b>	<b>A polarização linear na direção da nuvem DC291.1-1.7</b>	<b>56</b>
5.1	Radiação linearmente polarizada . . . . .	56
5.1.1	Parâmetros de Stokes . . . . .	57
5.2	Mecanismo de alinhamento dos grãos . . . . .	58
5.2.1	Alinhamento de $\vec{\omega}$ com $\vec{J}$ . . . . .	59
5.2.2	Alinhamento de $\vec{J}$ com $\vec{B}$ . . . . .	60
5.3	Polarização devida à extinção . . . . .	62
5.4	Dependência espectral da polarização linear . . . . .	65
5.5	Determinação do campo magnético usando polarização linear . . . . .	66
5.6	A polarização da direção da nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	67
5.6.1	Observações e instrumentação . . . . .	67
5.6.2	Redução de Dados . . . . .	69
5.6.3	Resultados derivados da polarização linear na direção da nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Conclusões e Discussões</b>	<b>81</b>
6.1	Propriedades dos grãos da nuvem . . . . .	81
6.2	Tamanho, distância e idade da nuvem . . . . .	82
6.3	Temperatura da nuvem . . . . .	83
6.4	Estabilidade da nuvem . . . . .	83
6.5	Existência de YSO's associados à nuvem . . . . .	84

# Lista de Figuras

1.1	Mosaico de DC291.1-1.7 obtido de quatro formas diferentes . . . . .	6
2.1	Imagem IRAC de DC291.1-1.7 em $8\mu\text{m}$ . . . . .	13
2.2	Imagem de DC291.1-1.7 com $5' \times 5'$ . . . . .	13
2.3	Emissão estendida da nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	15
2.4	Perfil de intensidade de DC291.1-1.7 ao longo do eixo menor . . . . .	16
2.5	Esquema da geometria cilíndrica usada no modelo . . . . .	17
2.6	Ajuste do perfil de intensidade em $3.6\mu\text{m}$ . . . . .	20
2.7	Diagrama Cor-Cor com as bandas IRAC . . . . .	23
3.1	Diagrama cor-cor usado no método NICE . . . . .	26
3.2	Extinção visual contra o logaritmo da distância (NICE) . . . . .	27
3.3	Distribuição espectral de energia . . . . .	30
3.4	Extinção visual contra o logaritmo da distância (SED) . . . . .	31
3.5	Mapas das projeções do plano galáctico em 3D da absorção de NaI e CaII . . . . .	33
3.6	Curvas de extinção em função de $\lambda^{-1}$ . . . . .	34
3.7	Mapa de contorno da razão da extinção total e seletiva na direção de DC291.1-1.7 . . . . .	36
3.8	Mapa de contorno de extinção em J de DC291.1-1.7 . . . . .	37
3.9	Distribuição espacial da temperatura de poeira em DC291.1-1.7 . . . . .	39
4.1	Estrutura molecular do formaldeído . . . . .	44
4.2	Esquema ilustrativo de um corte através de uma nuvem esférica de raio R usada para o ajuste . . . . .	49
4.3	Gráfico do logaritmo da densidade colunar contra o logaritmo do raio. . . . .	49
4.4	Ajuste teórico de Bonnor-Ebert . . . . .	51
5.1	Elipse de Stokes . . . . .	57
5.2	Modelo simplificado do processo de alinhamento . . . . .	59
5.3	Polarização e extinção na direção do eixo alongado do grão . . . . .	63
5.4	Resultados dos cálculos da teoria de Mie para grãos esféricos com índice de refração $m = 1.5 - 0.05i$ . . . . .	64
5.5	Fatores de eficiência de extinção . . . . .	64

5.6	Curvas de polarização linear . . . . .	65
5.7	Esquema do polarímetro do IAG/USP . . . . .	68
5.8	Imagem obtida com o analisador da estrela HD126593 no centro . . . . .	69
5.9	Eficiência quântica do detector IKON-L 10127 . . . . .	69
5.10	Amplitude de modulação: $Z(I) = Q \cos 4\psi(I) + U \sin 4\psi(I)$ . . . . .	71
5.11	Parâmetros polarimétricos para o filtro B . . . . .	75
5.12	Parâmetros polarimétricos para o filtro V . . . . .	76
5.13	Parâmetros polarimétricos para o filtro R . . . . .	77
5.14	Superposição entre imagem DSS-2Red e polarização em V . . . . .	78
5.15	Distribuição espacial do grau de polarização no filtro R . . . . .	79
5.16	Ajustes com a lei de Serkowski . . . . .	79
5.17	Distribuição espacial dos grãos de poeira . . . . .	80

# Lista de Tabelas

1.1	Conjunto de referências na literatura da nuvem DC291.1-1.7 . . . . .	7
2.1	Resultados do modelo de transferência radiativa . . . . .	20
5.1	Sumário dos mecanismos de alinhamento dos grãos . . . . .	60
5.2	Lista de estrelas padrões polarimétricas usadas na missão no OPD. . . . .	68
5.3	Estrelas padrões usadas neste trabalho . . . . .	71

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Meio Interestelar

O meio interestelar é uma componente da Galáxia; variada, complexa e dinâmica. Neste local, as estrelas nascem em nuvens compostas por gás e poeira. Após a morte dessas estrelas, dependendo de sua massa, seu material pode voltar ao meio entre as estrelas através de ventos estelares ou explosões. Consequentemente, esses ventos contaminam outras nuvens compostas principalmente de hidrogênio, e podem perturbá-las a ponto de desencadear novos processos de formação estelar. Dessa forma, a compreensão do meio interestelar tem uma profunda importância em descrever a estrutura, dinâmica e evolução física e química das galáxias.

Na realidade, o meio interestelar é um enorme e complexo ambiente que proporciona um laboratório natural para testar e desvendar a astrofísica em muitos níveis. A dinâmica do meio interestelar envolve movimentos turbulentos de gás, ondas de choque e campos magnéticos através do espaço. Então, compreender esse ambiente requer soluções de equações magnetohidrodinâmicas. A poeira, moléculas, átomos, íons e elétrons livres que permeiam esse meio, interagem com o campo de radiação galáctico, desafiando nossa compreensão de transferência radiativa, termodinâmica e mecânica quântica. A produção e destruição de grãos de poeira e moléculas complexas requerem um sofisticado entendimento de química.

Este capítulo será voltado a abordar de uma maneira objetiva o meio interestelar no contexto geral do trabalho. Então comentaremos sobre as nuvens que fazem parte desse meio, do campo de radiação nessas nuvens, bem como dos gases e dos grãos que o compõem.

#### 1.1.1 Classificação de nuvens no meio interestelar

Muitos trabalhos analisaram as características de nuvens interestelares e os resultados variam consideravelmente de autor para autor. Esforços em criar um esquema de clas-

sificação para as nuvem que compõem o meio interestelar foram reunidos por Carrol & Ostlie (2007):

- **Nuvens moleculares difusas ou translúcidas** - Nuvens onde o hidrogênio é encontrado principalmente na forma atômica e apresentam uma alta densidade colunar. Sua extinção visual varia entre  $1 < A_V < 5$ . Essas nuvens têm densidades da ordem de  $n \sim 5 \times 10^8$  a  $5 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ , e massa  $M \sim 3$  a  $100 M_\odot$  e medem muitos parsecs de lado a lado. Geralmente assumem formas irregulares.
- **Nuvens moleculares gigantes** - São enormes complexos de gás e poeira e temperaturas típicas de  $T \sim 15 \text{ K}$ , densidade entre  $n \sim 1 \times 10^8$  a  $3 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ , e massa da ordem de  $M \sim 10^5 M_\odot$ , mas podem atingir  $M \sim 10^6 M_\odot$ . O seu tamanho típico é de 50 pc. Essas estruturas são bem mais complexas do que parecem. Elas tendem a se agruparem em “*clumps*” de alta densidade. Um subproduto dessas nuvens são as *nuvens escuras complexas*. Suas características são:  $M \sim 10^4 M_\odot$ ,  $A_V \sim 5$ ,  $n \sim 5 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$  e diâmetros da ordem de 10 pc com temperaturas semelhantes a 10 K. Alguns *clumps* individuais e menores, podem ser mais densos com  $A_V \sim 10$ ,  $n \sim 10^9 \text{ m}^{-3}$ , diâmetros de alguns parsecs, temperaturas de 10 K ou mais e massas de  $M \sim 30 M_\odot$ . Em escalas menores ainda, existem os *núcleos densos* com massas da ordem de  $10 M_\odot$ ,  $A_V > 10$ ,  $n \sim 10^{10} \text{ m}^{-3}$ , diâmetros característicos de 0,1 pc e temperaturas de 10 K. Finalmente, em algumas regiões localizadas das nuvens moleculares gigantes, observações revelam *núcleos quentes*, com tamanhos característicos de 0,05 a 0,1 pc, onde  $A_V \sim 50$  a 1000,  $T \sim 100$  a 300 K,  $n \sim 10^{13}$  a  $10^{15} \text{ m}^{-3}$ , e  $M \sim 10$  a  $3000 M_\odot$ . Baseado em observações do Spitzer Space Telescope e European Space Agency’s Infrared Space Observatory, núcleos quentes parecem ter estrelas massivas jovens O e B, sugerindo que são regiões de recentes formações estelares.
- **Glóbulos de Bok**<sup>1</sup> - Um conjunto peculiar de nuvens do meio interestelar. Geralmente são esféricas, e são caracterizadas por alta extinção visual ( $A_V \sim 10$ ), baixas temperaturas ( $T \sim 10 \text{ K}$ ), relativamente alta densidade numérica ( $n > 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ) e baixa massa ( $M \sim 1$  a  $1000 M_\odot$ ), com tamanhos típicos menores que 1 pc. Estudos no infravermelho têm revelado que essas nuvens são sítios ativos de formação estelar.

O estudo de nuvens moleculares é de extrema importância, pois são nesses locais que nascem as estrelas, além de poderem formar moléculas complexas e grãos de poeira. Segundo Van Dishoeck (2004), essas moléculas e grãos serão responsáveis pela origem do material que fará parte de futuros discos proto-planetários formados em torno de estrelas jovens nestas nuvens. No entanto, para que haja a formação de estrelas, outros fatores regidos pela magnetohidrodinâmica, juntamente com turbulência e campo magnético, são

---

<sup>1</sup>Bart Bok foi quem primeiro estudou estes objetos em 1940

fundamentais. Somado a esses fenômenos físicos, a perturbação por ondas de choque vindas de explosões de supernovas também é um fator importante. Apesar da complexidade do estudo dessas estruturas, o seu conhecimento é imprescindível para a compreensão da evolução da Galáxia.

### 1.1.2 Gás e Poeira em nuvens

Não há nenhuma região do meio interestelar que seja vazia, pois apesar de baixíssimas densidades, gás e poeira permeiam todo espaço da Galáxia. A razão gás-poeira em densidade numérica de partículas por metro cúbico é de 1 partícula de grão para cada 100 de gás. Mesmo assim, a poeira soma 1% de toda a massa do meio interestelar, como mostra Snow & Mc Call (2006). Já o gás é mais abundante e composto principalmente de hidrogênio. Ele responde por 99% da matéria interestelar. O gás pode ser encontrado nos estados *molecular*, *atômico* ou *ionizado*. A maior aglomeração desses componentes ocorre em nuvens de acordo com a classificação mostrada na seção anterior, elevando assim seus valores típicos de densidade.

O gás de hidrogênio neutro é encontrado principalmente em nuvens que assumem a forma de filamentos, estando a uma temperatura típica de 100 K. Sua detecção é feita através da chamada *radiação de 21 cm*. Ela ocorre devido ao spin do próton e do elétron no átomo de hidrogênio. Quando ele está levemente excitado, com o elétron e o próton com a mesma configuração de spins, há um decaimento para o estado fundamental quando o spin do elétron muda espontaneamente de sentido. Esta transição libera um fóton com energia igual à diferença entre os dois níveis, que é muito pequena e portanto, corresponde a um comprimento de onda longo, de 21 cm, que chega até nós como radiação de rádio.

O hidrogênio gasoso ionizado está principalmente nas chamadas regiões HII. Elas aparecem sempre que uma estrela do tipo espectral O ou B está imersa em um meio de hidrogênio. Outras ionizações também ocorrem, mas a do hidrogênio é sempre mais abundante. Os íons são formados pelo processo de fotoionização. A forte atração de Coulomb entre prótons e elétrons levam à recombinação e conseqüentemente às linhas de emissão que caracterizam o espectro dessas regiões.

A forma molecular do gás é principalmente de ( $H_2$ ). São encontradas em regiões muito frias, com temperaturas próximas a  $10 \sim 20$  K, densas ( $n_{H_2} > 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ) e bastante empoeiradas. Dentro dessas nuvens, as moléculas estão protegidas contra a radiação ultravioleta que as dissocia. Além do  $H_2$ , outras moléculas simples como  $NH_3$  (amônia), CO (monóxido de carbono),  $H_2O$  (água) e complexas tais como  $C_2H_5OH$  (álcool etílico) e o ácido fórmico  $HCOOH$ , são encontradas no interior dessas nuvens. A radiação detectada dessas moléculas está principalmente em ondas de rádio e provém de transições rotacionais e vibracionais.

Relacionado à poeira, ainda existem muitas dúvidas a serem esclarecidas. Conforme

Whittet (2003), o consenso sobre as características da poeira interestelar se resume a grãos com tamanhos menores ou da ordem de  $1\mu\text{m}$ , compostos por carbono com uma estrutura cristalina (tipo grafite) e/ou por silicatos. A poeira pode adquirir mantos de gelo, desde que residente em nuvens moleculares densas, visto que o gelo pode dissipar ao retornar ao meio interestelar difuso. Ainda segundo, Whittet (2003), as observações feitas com *Infrared Space Observatory* mostraram que os mantos de gelo são compostos primariamente de cerca de 60% de  $\text{H}_2\text{O}$ , contaminada com  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_4$  e outras espécies com concentrações variadas.

Quanto à formação dos grãos de poeira, ainda serão necessários novos estudos. Para Carrol & Ostlie (2007), embora observações indiquem que esses grãos podem ser formados em envelopes de estrelas muito frias, eles podem ser também destruídos pela radiação X ou UV. Os ventos estelares e explosões de supernovas também podem formar grãos de poeira. No entanto, essas fontes não parecem ser suficientes para responder pela abundância de grãos encontrados dentro de nuvens moleculares. Ao contrário, Carrol & Ostlie (2007) indicam que esses grãos podem ser formados por processos internos dentro da própria nuvem.

Embora interajam por colisão e em mais altas densidades, quimicamente, a atuação física do gás e da poeira nas nuvens é diferente. Os gases são de longe, a parcela majoritária e, como fluido, controlam a dinâmica interna da nuvem, as condições de colapso e os processos de formação estelar. Já a poeira, embora em menor quantidade, tem função importante na interação com a radiação eletromagnética, seja ela oriunda do campo de radiação externo ou produzida por eventuais fontes estelares jovens internas à nuvem. Ela funciona como controladora da opacidade do meio. Uma das condições para a formação de moléculas complexas são regiões com muita poeira, pois ela as protege contra a radiação externa, espalhando-a ou absorvendo-a. Após a nuvem ter condições suficientes e necessárias para a formação estelar, esses grãos podem ser destruídos pela própria radiação da estrela, revelando o objeto formado.

### 1.1.3 Campo de radiação em nuvens

O campo de radiação do meio interestelar compreende quase toda a região do espectro eletromagnético. Nele são encontrados radiações puramente térmicas, radiações que provêm de elétrons acelerados relativisticamente, como também a radiação cósmica de fundo em microondas. Dessa forma, nosso foco será o campo de radiação externo ou interno, que interage com os grãos e moléculas que formam as nuvens.

O estado físico do material interestelar é determinado em grande parte pela interação do gás e poeira com o campo de radiação. O estado químico e de ionização do gás depende das taxas de fotoionização e fotodissociação. Os grãos de poeira são aquecidos pelo campo de radiação e irradiam em comprimentos de ondas mais longos. O campo de

radiação também pode ter consequências dinâmicas: a pressão da radiação pode acelerar o gás e a poeira a altas velocidades, bem como desacelerá-lo, como ocorre na região das Plêiades, conforme Pudritz (2002).

O estudo de nuvens escuras é geralmente efetuado nos intervalos de comprimento de onda do visível a ondas de rádio. Isso não quer dizer que a radiação que interage nessas nuvens ocorre apenas nessa faixa do espectro. As nuvens podem ser atingidas por radiações externas extremamente energéticas como raios cósmicos e raios-X. Internamente, uma nuvem pode desencadear processos radiativos como a interação da radiação UV provenientes de estrelas O/B, ou de baixa energia vinda de transições rotacionais das moléculas presentes e do aquecimento dos grãos de poeira depositados nessas regiões.

Embora a radiação UV possa vir de estrelas recentemente formadas dentro das nuvens, ela também pode ser oriunda de fora. De acordo com Draine (2011), a radiação UV é de considerável importância no meio interestelar porque ela pode (1) fotoexcitar e fotodissociar moléculas de  $H_2$  entre outras, (2) fotoionizar muitos elementos pesados e (3) ejetar elétrons dos grãos de poeira. A intensidade dessa radiação é muito variável, devido à distribuição de estrelas O/B, que são fontes primárias de radiação UV e também devido ao atenuamento causado pelos grãos de poeira.

Campos de radiação em infravermelho e rádio também estão presentes em nuvens escuras. As transições rotacionais, como de moléculas de CO ( $J=1 \rightarrow 0$ ) são responsáveis pelas emissões em rádio. A radiação em infravermelho vem da interação entre radiação e matéria na nuvem. Ela pode ser devida à existência de grãos aquecidos como mostram detecções do submilimétrico ou mesmo do espalhamento causado por grãos de poeira.

## 1.2 A nuvem escura DC291.1-1.7

A nuvem **DC291.1-1.7** recebe essa nomenclatura em relação a um determinado catálogo que veremos adiante. Ela é considerada uma nuvem escura isolada, densa e com considerável extinção visual, o que a caracteriza como Glóbulo de Bok. As próximas subseções vão localizar a nuvem na Galáxia e mostrar os dados referentes a essa nuvem na literatura.

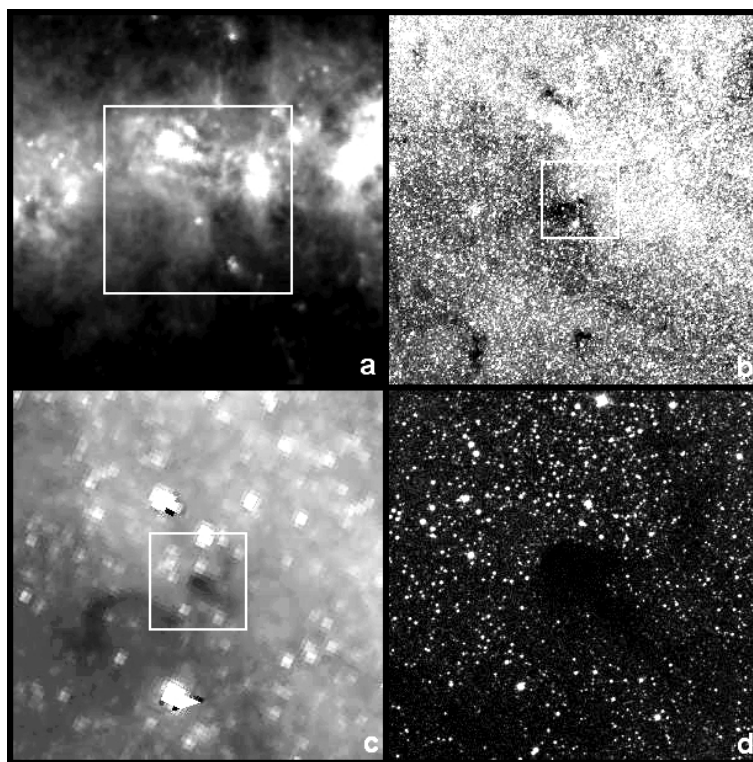
### 1.2.1 Localização da nuvem DC291.1-1.7 na Galáxia

A nuvem DC291.1-1.7 localiza-se no plano galáctico ( $l = 291,057^\circ; b = -1,655^\circ$ ), projetada na direção da região de Carina. A Figura 1.1, apresenta em 4 partes sua posição, com imagens públicas de telescópios através do SkyView Virtual Telescope<sup>2</sup>. A Figura 1.1 mostra sua posição e formato, em diferentes escalas e comprimentos de onda, através de imagens obtidas em bancos de dados públicos (detalhamento na legenda da Figura).

---

<sup>2</sup>SkyView has been developed with generous support from the NASA AISR and ADP programs (P.I. Thomas A. McGlynn) under the auspices of the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC) at the NASA/GSFC Astrophysics Science Division

De modo geral, trata-se de uma pequena nuvem escura (cerca de  $5 \times 3$  minutos de arco), aparentando uma pequena cauda, e mostra-se relativamente opaca, extinguindo praticamente todas as estrelas de fundo em sua direção, quando observada em comprimentos de onda no óptico. Nas imagens em infravermelho médio (ver Figura 2.1), a nuvem apresenta um abrilhantamento de borda (coreshine), além de extinção, sendo opaca ao campo de radiação galáctico.



**Figura 1.1:** A nuvem escura DC291.1-1.7. Todas as imagens estão centradas nas coordenadas galácticas ( $l = 291,057^\circ; b = -1,655^\circ$ ) e foram obtidas com o SkyView Virtual Telescope. a) Imagem da emissão em  $100\mu\text{m}$ , obtida pelo IRAS, com  $10^\circ \times 10^\circ$ . O quadro branco mostra o campo da figura b. As estruturas mais claras marcam o Plano Galáctico. Não existe emissão apreciável associada à nuvem. b) Imagem fotográfica, obtida por Axel Mellinger, com  $5^\circ \times 5^\circ$ . O quadro branco mostra o campo da figura c. Algumas nuvens escuras pequenas mostram-se com regiões escuras, opacas às estrelas de fundo, entre elas, DC291.1-1.7, bem ao centro. c) Imagem em  $H\alpha$ , obtida pelo SHASSA, com  $1^\circ \times 1^\circ$ . O quadro branco mostra o campo da figura d. A nuvem DC291.1-1.7 aparece bem contra o fundo galáctico em  $H\alpha$ . d) Imagem do 2nd Digitized Sky Survey, na banda vermelha, com  $15' \times 15'$ . A nuvem escura DC291.1-1.7 é bem definida com relação ao fundo de estrelas, mostrando-se alongada (com uma estrutura similar a uma cauda) para a direção sudoeste.

## 1.2.2 Referências na literatura

Entre o intervalo dos anos de 1850 e 2012, são encontradas 9 referências diretas da nuvem DC291.1-1.7. Sua nomenclatura pode variar de acordo com os estudos feitos sobre ela. Podemos encontrar os seguintes nomes:

- DC291.1-1.7 - DC significa Dark Cloud e como falamos acima, os números representam sua posição em coordenadas galácticas em graus, sendo aproximadamente 291.1 a longitude e  $-1.7$  a latitude.
- BHR 59 - Referência ao trabalho que leva as iniciais bibliográficas de Bourke, T. L.; Hyland A.R. e Robinson G. em 1995.
- Sa 125 - Trabalho de Sandqvist A. em 1977.
- DB2002b G291.05-1.65 - Referente às iniciais bibliográficas de Dutra C.M. e Bica E. e coordenadas galácticas. Trabalho publicado em 2002.

Na Tabela 1.1, estão apresentadas as referências bibliográficas da nuvem DC291.1-1.7 bem como as propriedades citadas.

**Tabela 1.1:** Conjunto de referências na literatura da nuvem DC291.1-1.7

Nome	Trabalho	Propriedades
Sa 125	Sandqvist (1977)	Classe de opacidade: 6
DC291.1-1.7	Goss et al. (1980)	Transição do formaldeído: $T_b = -0,38$ K $v = -4,8$ Km s $^{-1}$ , $\Delta v = 0,9$ Km s $^{-1}$
DC291.1-1.7	Bourke et al. (1995)	Nuvem bem isolada
DC291.1-1.7	Bourke et al. (1995)	Transição de inversão da amônia ( $J, K$ ) = (1, 1) : $T_a = 0,26$ K $v = -4,52$ Km s $^{-1}$ , $\Delta v = 0,87$ Km s $^{-1}$ Distância: 250 pc
DC291.1-1.7	Otrupcek et al. (2000)	Transição CO ( $J=1 \rightarrow 0$ ): $T_a = 8,4$ K $v = -3,9$ Km s $^{-1}$ , $\Delta v = 0,87$ Km s $^{-1}$
DB2002b	Dutra & Bica (2002)	Classe de opacidade: 6; $E(B - V)_{central} = 2,15$ mag
DC291.1-1.7	Löhr et al. (2007)	Transição $^{13}\text{CO}$ ( $J=2 \rightarrow 1$ ): $T_b = 3,2$ K $v = -4,2$ Km s $^{-1}$ , $\Delta v = 1,8$ Km s $^{-1}$ Transição $^{12}\text{CO}$ ( $J=4 \rightarrow 3$ ): $T_b = 3,5$ K $v = -4,3$ Km s $^{-1}$ , $\Delta v = 1,2$ Km s $^{-1}$
BHR59	Racca, Vilas-Boas & De la Reza (2009)	Raio: 0,06 pc; Distância: 200 pc Técnica NICE 1: $M = 2,6 M_{\odot}$ ; $n = 8,4 \times 10^4$ cm $^{-3}$ Ajuste de Bonnor-Ebert 2: $M = 2,4 M_{\odot}$ ; $n = 19,6 \times 10^4$ cm $^{-3}$ $P_{ext}/k_B = 48,6 \times 10^4$ cm $^{-3}$ K; $\xi_{max} = 5,3$ $T = 21,7$ K; $A_V^c = 17,3$ mag
BHR59	Marka et al. (2012)	Razão da abundância: $N_{NH_3}/N_{CCS} > 41$ .

Em Sandqvist (1977) é apresentado um catálogo de 95 nuvens escuras de alta classe de opacidade visual compilada dos estudos do ESO (B) Atlas. Goss et al. (1980) usaram o telescópio Parker (64 m) para fazer observações das linhas de formaldeído em 5 GHz

de nuvens escuras no hemisfério sul. Bourke et al. (1995) fizeram observações em rádio das transições de inversão da molécula de amônia em (1,1) e (2,2). O objetivo é determinar características físicas dos glóbulos, a regra de formação estelar de baixa massa, e o mecanismo do processo de formação de estrelas contra o colapso. Otrupcek et al. (2000) observaram emissões em 115 GHz da transição de  $J = 1 \rightarrow 0$  da molécula de CO de 1101 nuvens listadas no *Catalogue of Southern Dark Clouds* de Hartley et al. (1986). Dutra & Bica (2002) estudaram 21 catálogos de nuvens escuras na galáxia. Löhner et al. (2007) observaram 40 nuvens moleculares do hemisfério sul, para as transições  $^{13}\text{CO}(2 \rightarrow 1)$ ,  $^{12}\text{CO}(4 \rightarrow 3)$  e  $^{12}\text{CO}(7 \rightarrow 6)$ . Em Racca, Vilas-Boas & De la Reza (2009) foram usados dados do 2MASS para construir mapas de extinção visual de glóbulos de Bok do hemisfério sul usando o método NICE. Foram feitos estudos da estabilidade desses glóbulos e foram estudadas as linhas moleculares do CO( $J = 1 \rightarrow 0$ ). Marka et al. (2012) estudaram os estágios evolutivos de glóbulos de Bok isolados usando a razão de abundância de  $N_{\text{NH}_3}/N_{\text{CCS}}$ .

### Importância do projeto do ponto de vista da astrofísica

Percebe-se na Tabela 1.1 que alguns trabalhos e observações sobre DC291.1-1.7 obtiveram propriedades físicas da nuvem, bem como informações acerca do seu conteúdo gasoso. O trabalho principal foi o de Racca, Vilas-Boas & De la Reza (2009), aplicando dois métodos distintos. Esta dissertação visa não só obter um quadro completo desta nuvem, compilando e analisando estes resultados da literatura, como também contribuir com novas análises, propriedades e dados observacionais. Pretendemos determinar melhor a distância da nuvem, bem como sua dimensão, massa e densidade, aplicando a análise da extinção que a nuvem impõe às estrelas de fundo (métodos NICE e da distribuição espectral de energia). Também analisaremos as propriedades dos grãos que compõem a nuvem, através da emissão no infravermelho médio (coreshine) e da polarização linear no óptico. Das observações da polarização também iremos obter informações sobre o campo magnético que permeia a nuvem e sua importância para a dinâmica e estágio evolutivo da nuvem. Também analisaremos se DC291.1-1.7 possui formação de objetos estelares jovens. Usaremos as informações da literatura para deduzir temperaturas associadas ao conteúdo gasoso da nuvem.

## 1.3 Dados públicos utilizados

Esse trabalho fez uso de diversos dados públicos para atingir seus objetivos. No entanto, nem todos estavam prontos para serem aplicados diretamente como foi o caso das imagens feitas pela câmera IRAC (Infrared Array Camera) do Telescópio Espacial Spitzer. Nesta seção vamos mostrar alguns cuidados que foram tomados no tratamento das imagens da

IRAC-Spitzer. Vamos apresentar também os demais dados e catálogos utilizados nesta dissertação.

### 1.3.1 Dados IRAC

Os dados IRAC estão na forma de imagens captadas na região do infravermelho médio, em quatro comprimentos de onda:  $3,6 \mu\text{m}$ ,  $4,5 \mu\text{m}$ ,  $5,8 \mu\text{m}$  e  $8,0 \mu\text{m}$ , cada um contendo o campo da nuvem e um campo de controle, ambos com  $5,2'$  de arco. A distância entre os centros das imagens é de  $6,8'$  de arco. Elas já estão pré-reduzidas e podem ser encontradas no link: [sha.ipac.caltech.edu](http://sha.ipac.caltech.edu). O *flat-field*, parte integrante da pré-redução, é feito observando emissões da luz zodiacal. Regiões próximas ao plano da eclíptica e aos pólos são observadas durante as missões da IRAC. A iluminação é assumida uniforme sobre o campo de visão. Após os “*flats*” serem realizados, eles são combinados em um “superflat” e então utilizados na correção das imagens científicas. Os *Darks* e o *Bias* são feitos através de regiões obscurecidas do céu, próximas ao pólo norte da eclíptica. Ainda como parte desse processo, a calibração absoluta é feita observando estrelas padrões com diferentes índices espectrais (Megeath et al. 2001). Inicialmente, 25% do tempo das missões IRAC era devotado ao processo de calibração, mas devida à sua excelente estabilidade, esse tempo tem diminuído.

Outros fatores importantes na IRAC são distorções nas imagens, devido ao seu design óptico, que é de cerca de 2 pixels ou menos nos vértices das imagens. No entanto, há uma tentativa de reverter esse quadro usando ajustes quadráticos. Esse processo é incorporado na calibração das imagens. A incidência de raios cósmicos também está corrigida. Mais informações sobre a operabilidade da câmera IRAC podem ser encontradas nos trabalhos de Fazio et al. (2004) e de Hora et al. (2008).

### 1.3.2 Dados 2MASS, DENIS, WISE e AKARI

Os dados dos catálogos 2MASS (Two Micron All Sky Survey), DENIS (Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky), WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) e AKARI ou IRIS (InfraRed Imaging Surveyor) foram encontrados na *home page* NASA/IPAC Infrared Science Archive for NASA’s Infrared and Submillimeter Data, através do link <http://irsa.ipac.caltech.edu/>. Todos esses dados foram cruzados, a fim de filtrar apenas as estrelas centradas na nuvem e distribuídas em um campo de  $15' \times 15'$  de arco, ou no caso dos dados AKARI,  $10' \times 10'$  de arco. A partir desses catálogos, foram feitos estudos de fotometria, mostrados nos capítulos seguintes.

### 1.3.3 Dados de Radiofrequência

Utilizamos os dados das linhas moleculares publicados na literatura para estimar a tem-

peratura cinética da nuvem. Cada transição molecular ocorre em condições ambientais diferentes e podem provar densidades e temperaturas distintas. Esses trabalhos apresentam as seguintes moléculas e transições: CO ( $J=1 \rightarrow 0$ ) em Otrupcek et al.(2000), CO ( $J=4 \rightarrow 3$ ) e  $^{13}\text{CO}$  ( $J=2 \rightarrow 1$ ) em Löhr et al. (2007),  $\text{H}_2\text{CO}$  em Goss et al. (1980),  $\text{NH}_3$  ( $J,K=1,1$ ) em Bourke et al. (1995), CCS ( $2_1 \rightarrow 1_0$ ) em Marka et al. (2012).

## Capítulo 2

# Estudo das imagens no infravermelho médio (IRAC - SPITZER)

As nuvens escuras têm sido estudadas nos comprimentos de onda do infravermelho, óptico, submilimétrico e rádio. Essa ampla região do espectro eletromagnético proporciona várias informações que são importantes no contexto de astronomia. Destacamos na seção 2.1 os diversos trabalhos em rádio e infravermelho voltados para DC291.1-1.7 (Goss et al. 1980, Bourke et al. 1995, Otrupcek et al. 2000, Löhner et al. 2007, Racca, Vilas-Boas & De la Reza 2009). Em rádio foram estudados principalmente transições rotacionais das moléculas, onde pudemos estimar a temperatura do gás em diferentes posições da nuvem. No infravermelho, usando dados do catálogo 2MASS, já citado anteriormente, os autores fizeram mapas de extinção na direção de várias nuvens escuras. Os artigos citados nesse parágrafo também tiveram com alvo DC291.1-1.7. Nesse trabalho, vamos apresentar um estudo da nuvem em questão no óptico, através de polarimetria, e no infravermelho, com os dados das imagens da IRAC - SST e também com os dados do 2MASS, DENIS, WISE e AKARI. Particularmente, com as imagens IRAC pudemos encontrar a presença de um fenômeno novo. Esse fenômeno foi chamado pelos autores de “*coreshine*”, e foi primeiro determinado em outras nuvens escuras. Além dessas regiões do espectro, o submilimétrico também é usado no estudo de nuvens escuras (Carey et al. 2000, Andrews & Williams 2007 e Rathborne et al. 2008). Bergin e Tafalla (2007) fizeram um trabalho de revisão sobre a instrumentação usada para estudar nuvens escuras e quais foram os principais avanços nesse contexto.

O *coreshine* foi detectado pela primeira vez na nuvem escura L183 (Steinacker et al. 2010). Depois foi analisado um conjunto de 95 núcleos observados nas bandas IRAC, onde 50 deles apresentaram *coreshine* (Pagani et al. 2010). Nesses dois trabalhos citados, como em Juvela et al. (2012), é mostrado que a interação entre a radiação e a nuvem apresenta uma emissão em  $3,6\mu\text{m}$  e  $4,5\mu\text{m}$ , além de uma absorção em  $5,8\mu\text{m}$  e  $8\mu\text{m}$  visto nas imagens IRAC dos núcleos mencionados. Segundo os autores já mencionados, esse fenômeno não pode ser explicado devido à presença de PAHs e nem de grãos aquecidos.

Neste caso, Pagani et al. (2010) falam que esse padrão de radiação observado só pode ser encontrado se a radiação no infravermelho médio for **espalhada por grãos da ordem de  $1\mu\text{m}$** . No entanto, a visualização do *coreshine* nem sempre é direta como foi observada na nuvem L183 (Steinacker et al. 2010). É mostrado em Pagani et al. (2010) e Juvela et al. (2012) que a o brilho do céu interfere na identificação desse fenômeno. Isso sugere que o efeito direto é melhor observado em altas latitudes Galacticas, onde o brilho so céu é baixo. Em Pagani et al. (2010) não foi encontrada nenhuma evidência de *coreshine* no plano da Galáxia. Como apresentado em Juvela et al. (2012), nessas ocasiões são necessários modelos que envolvem absorção e espalhamento.

Neste contexto, é aplicado um modelo simplificado de transferência radiativa, que envolva absorção e espalhamento para encontrar evidência de *coreshine* em DC291.1-1.7. A dificuldade inerente é a localização dessa nuvem no plano galáctico. Com os resultados do modelo, que fornecerá parâmetros físicos da nuvem, discutiremos as possibilidades da ocorrência de *coreshine* além de ser feita uma busca por candidados à objetos estelares jovens através de um diagrama cor-cor com os índices de cores da IRAC.

## 2.1 Obtenção e limitação de campo das imagens da IRAC

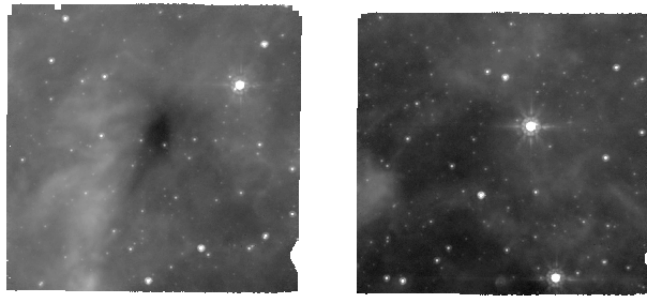
A câmera IRAC é um dos instrumentos que está à bordo do Telescópio Espacial Spitzer. A construção desse equipamento faz parte de um projeto espacial norte-americano. As imagens de DC291.1-1.7 foram obtidas no programa intitulado de *From Molecular Cores to Planets Formig Disks* sob a supervisão do astrônomo Neal Evans, da Universidade do Texas. Esse dados são públicos e estão disponíveis na página da internet<sup>1</sup>. As imagens nos quatro comprimentos de onda cobrem um campo onde está a nuvem e do lado um campo de controle. O grau de tratamento dessas imagens está comentado na seção 1.3.1. É importante salientar que todas as imagens estão calibradas em fluxo. Em cada missão, um conjunto de estrelas padrões a fim de obter a calibração de fluxo (Fazio et al. 2004).

O objetivo desta seção é explicar como deixamos todas as imagens com tamanhos uniformes e direcionadas apenas para a nuvem. A Figura 2.1 mostra uma imagem contendo o objeto de estudo e um campo de controle separados entre si, por aproximadamente  $1,52'$  entre as bordas conforme o IRAC instrument handbook (2012).

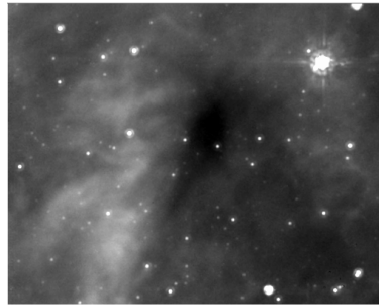
Dessa forma, utilizamos as tarefas de tratamento de imagens do IRAF para limitar a área útil das imagens da IRAC. Esse processo foi feito nas quatro bandas, usando a tarefa dada por **noao.imred.ccdred.imcombine**. Dentro de **imcombine** podemos selecionar a opção de *trim* e escolher a região de corte. Após esse processo, o resultado está mostrado na Figura 2.2. Os campos, então ficaram com tamanhos de  $5' \times 5'$  de arco.

---

<sup>1</sup>sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/



**Figura 2.1:** Imagem do campo contendo a nuvem em  $8\mu\text{m}$  à direita e à esquerda um campo de controle. A separação entre os dois campos é de  $1,52'$ .



**Figura 2.2:** Nuvem DC291.1-1.7 em  $8\mu\text{m}$  após o recorte da imagem original com  $5' \times 5'$ .

## 2.2 Tratamento usando o código Starfinder

Nesta seção sumeteremos as imagens da IRAC a um processo de redução de dados usando o código StarFinder. Esse processo nos fornece como resultado a fotometria e a astronomia das fontes puntiformes do campo estudado nos quatro comprimentos de onda, como também uma imagem suavizada da emissão estendida da nuvem. Então, teremos condições de estudar a presença ou não do *coreshine* em DC291.1-1.7.

O código StarFinder é uma ótima ferramenta, porque está direcionado para análises profundas de campos estelares, onde apresenta bastante acurácia (Diolaiti et al. 1999 e Diolaiti et al. 2000). Ele possui um pacote de rotinas desenvolvidas em linguagem IDL (*Interface Description Language*). Uma apresentação desse programa pode ser encontrada em [www.bo.astro.it/StarFinder/index.htm](http://www.bo.astro.it/StarFinder/index.htm) na forma de script para a biblioteca do programa IDL.

Conforme Diolaiti et al. (2000), o procedimento de análise consiste em primeiro determinar um modelo digital de PSF usando fontes brilhantes e isoladas da imagem. Então, aplicando essa PSF na imagem, é criado um catálogo de prováveis estrelas, ou seja, aquelas que obedecem ao seguinte critério:  $i(x, y) > b(x, y) + t$ , onde  $i(x, y)$  é a intensidade observada,  $b(x, y)$  é a emissão de fundo e  $t$  é o limiar de detecção. No passo seguinte, as fontes do catálogo são analisadas uma a uma por ordem de diminuição de brilho. Neste fase, um catálogo incluindo os objetos aceitos é formado e uma imagem sintética do campo observado é construída. Cada objeto é então aceito como estrela sobre a base do

seu coeficiente de correlação com o modelo de PSF, fazendo com que picos de ruído sejam retirados. A fotometria e a astrometria é então realizada. Como a análise é repetida, então fontes mais fracas podem ser identificadas o que torna o campo sintético cada vez mais próximo do real.

Para a estimativa da emissão estendida nas imagens, o StarFinder utiliza uma aproximação de boa acurácia, mesmo em campos estelares densos, descrita em Bertin & Arnouts (1996). A imagem é dividida em pequenas regiões, arranjadas em uma grade regular. A estimativa local é calculada para cada região, usando uma implementação em IDL de Landsman (1995), da rotina “daophot sky” de Stetson (1987). Dentro de cada grade é contruído um histograma com as contribuições do céu (*sky*) e calculada a mediana e a média da distribuição. Então é aplicado o filtro da mediana para a suavização e estimativa da emissão estendida em cada grade. Se o valor da média é maior que o da mediana, a suavização é dada pela moda ( $2,5median - 1,5mean$ ). Caso o procedimento não apresente convergência, ou seja, mediana maior do que a média, o valor usado como suavização em cada grade é a própria média. Finalmente, a imagem da emissão estendida da nuvem é contruída pela interpolação dos valores de cada grade.

A rotina **image.background.pro** do StarFinder, que é responsável por estimar a emissão estendida, é especificamente útil quando essa não é uniformemente distribuída. Duas restrições dessa rotina são: 1) existência de píxels ruins, 2) uma medida superestimada da emissão estendida da nuvem na presença de fontes muito fortes, ainda que o método de suavização seja bastante eficaz. Usando a imagem do campo sintético (psf + emissão estendida) e a imagem real do campo da nuvem, obtemos que a razão de fluxos  $F$  dessas duas imagens varia de 0,95 a 1,1.

O procedimento usado para estimar a emissão estendida da nuvem é feito por suavização. Neste caso, não existe uma reprodução perfeita da emissão estendida como encontrada na imagem original. Pela razão de fluxos entre o campo sintético e o campo real, percebe-se que existem flutuações. Elas são geradas do processo de suavização fornecendo um erro máximo de 10% nos fluxos observados. No entanto, o modelo que será aplicado para o estudo do coreshine em DC291.1-1.7 não é sensível aos detalhes de flutuações de fluxos, e então a suavização não traz nenhum prejuízo no que diz respeito às características gerais dos perfis de intensidade dos fluxos observados.

Além da emissão estendida da nuvem (Figura 2.3), o StarFinder encontra as densidades de fluxos de cada estrela do campo e sua posição nas coordenadas do plano do CCD, que são gravados em um arquivo do tipo ASCII. Ele contém 7 colunas, sendo (1, 2, 4 e 5) resultados da astrometria e seus erros, (3 e 6) fluxo e seu erro e (7) qualidade do ajuste da PSF que vai de 0 (mínimo) a 1 (máximo). Os erros máximos gerados nas quatro imagens IRAC para a astrometria foram de 4% e 4,7% e 17% para os fluxos.



**Figura 2.3:** Emissão estendida da nuvem DC291.1-1.7 obtida com o uso do StarFinder. O ponto escuro no canto superior direito representa uma má extração de PSF devido a um objeto saturado. A região mais clara em volta do ponto preto, é decorrente do tamanho da região de ajuste de PSF do StarFinder, que é equivalente ao diâmetro do seu primeiro anel de difração.

## 2.3 Estudo da transferência radiativa da nuvem DC291.1-1.7

Nesta seção estudamos a transferência radiativa com os dados gerados pelo StarFinder para a emissão estendida da nuvem. O modelo aplicado é simplificado e tem o interesse de reproduzir apenas as características gerais do perfil de intensidade de DC291.1-1.7.

A equação de transferência radiativa, que rege a interação entre radiação e matéria, assume dificuldades variadas conforme as condições que são adotadas em um modelo. Nesse trabalho vamos assumir que há uma relação entre absorção e espalhamento em DC291.1-1.7 e que o brilho visto na borda da nuvem não provém de emissão, mas apenas de espalhamento (Figura 2.3).

Da aproximação plano-paralela <sup>2</sup>, que também é usada para estudar transferência radiativa em nuvens escuras (Goicoechea & Bourlot 2007; Hubeny 2003), temos que

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad (2.1)$$

onde  $\mu$  representa o  $\cos \theta$ ,  $I_\nu$  é a intensidade,  $\tau_\nu$  a profundidade óptica e  $S_\nu$  a função fonte.

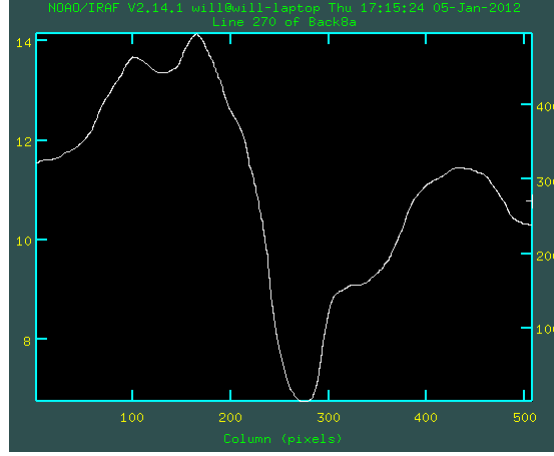
A dificuldade em estudar o transporte radiativo nos comprimentos de onda da IRAC é a presença de uma significativa função fonte, como pode ser vista nas bordas na nuvem (Figura 2.3). Nessa imagem vemos um halo brilhante e uma região interna escura, onde a absorção é mais preponderante. Isso significa que na proporção que a radiação penetra na nuvem, o espalhamento é dominante no halo, onde a densidade não é alta. Na parte interna, o processo dominante é o de absorção, fazendo com que a intensidade caia e o núcleo fica escuro.

As emissões estendidas foram obtidas usando o programa StarFinder. A Figura 2.4

---

<sup>2</sup>Ver Rybicki & Lightman 2004 (Seção 1.8)

apresenta o perfil de intensidade ao longo da direção do eixo menor da nuvem. Da esquerda para a direita, a intensidade sobe, representando o halo mais brilhante da nuvem. Depois ela cai, onde a extinção é mais severa que a região mais central da nuvem. Em seguida sobe novamente representando o outro lado do halo brilhante.



**Figura 2.4:** Perfil de intensidade da nuvem DC291.1-1.7. Eixo y esquerdo representa o fluxo em MJy/sr e o eixo x a coluna da imagem. Existem dois halos brilhantes e um centro escuro.

Resolvendo a equação 2.1 chegamos no que se segue:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{\tau_\nu/\mu} - \frac{1}{\mu} \int S_\nu(\tau'_\nu) e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu)/\mu} d\tau'_\nu, \quad (2.2)$$

onde  $I_\nu(\tau_\nu)$  é a intensidade observada,  $I_\nu(0)$  a intensidade fundo e  $\tau'_\nu$  aparece no processo de resolução.

Da aproximação plano-paralela,  $\mu$  varia de  $-1$  até  $1$ . Nesse caso vamos fazer a integração da equação (2.2) em duas fases. Quando temos  $-1 \leq \mu \leq 0$ , a integração vai de  $0$  até um certo  $\tau_\nu$ . Na segunda parte, quando  $0 \leq \mu \leq 1$ , a integral vai de um certo  $\tau_\nu$  até  $100\tau_\nu$  (escolhido de forma arbitrária um valor muito grande).

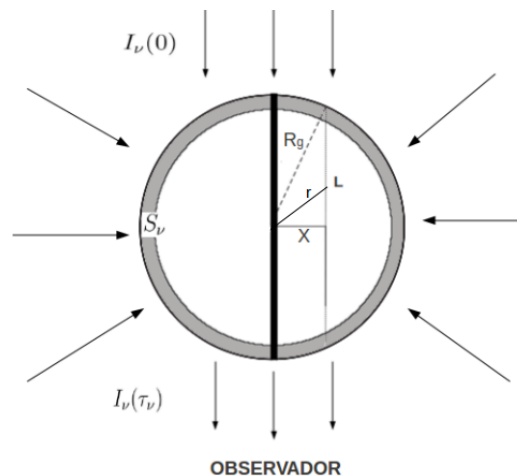
Em termos matemáticos, podemos reescrever a equação (2.2) da seguinte forma

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{\tau_\nu/\mu} - \frac{1}{\mu} \left[ \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu)/\mu} d\tau'_\nu + \int_{\tau_\nu}^{100\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu)/\mu} d\tau'_\nu \right] \quad (2.3)$$

### 2.3.1 O Modelo

Usamos um modelo simplificado, como visto na Figura 2.5. Ela representa a visão superior de uma geometria cilíndrica, caracterizada por um raio  $R_g$ ,  $L$  metade do tamanho da corda e  $X$  a distância de cada corda até o centro da nuvem. A nuvem interage com o campo de radiação em que está imersa ( $I_\nu(0)$ ). Aquela que vem na direção do observador, ou seja, ao longo de cada corda, é absorvida ou espalhada para outras direções, que não é a linha de visada, embora um pequena parcela da radiação possa atravessar a nuvem. No

entanto, uma grande parcela daquelas radiações que vêm de outras direções, é espalhada para a direção do observador. Esse espalhamento ( $S_\nu$ , borda escura da Figura 2.5) é gerado no halo da nuvem. Então, o observador mede a radiação dada por  $I_\nu(\tau_\nu)$ .



**Figura 2.5:** Esquema da geometria cilíndrica vista de cima, usada para realizar os ajustes dos perfis de intensidade.  $L$  metade da corda,  $X$  a distância de cada corda até o centro da nuvem,  $r$  uma coordenada radial arbitraria,  $I_\nu(0)$  a intensidade de fundo,  $I_\nu(\tau_\nu)$  a intensidade observada e  $S_\nu$  a função fonte gerada no halo da nuvem.

O modelo também é caracterizado por um perfil gaussiano de densidade, dado por

$$n(r) = n_c \text{Exp} \left( -\frac{r^2}{2\sigma^2} \right) - n_o, \quad (2.4)$$

onde,  $n_c$  é a densidade central,  $n_o$  a densidade do meio e  $\sigma$  a largura à meia altura da gaussiana.

O centro da nuvem é caracterizado pela densidade central e a borda dada pelo tamanho de  $R_g$ , onde a densidade é igual ao valor de  $n_o$ . A largura à meia altura está relacionado ao tamanho da nuvem.

Embora haja alguns perfis bem usados como o perfil de King apresentado em King (1962) - optamos por usar um perfil gaussiano que também encontra apoio na literatura, como mostrado em Wilcock et al. (2012).

É importante ressaltar, que aplicamos um modelo simplificado para realizar os ajustes de curvas nos perfis de intensidade da nuvem nas quatro bandas da IRAC. Estamos interessando apenas nas características gerais da emissão estendida da nuvem, o que levará a resultados correspondendo às ordens de grandeza dos parâmetros livres.

### 2.3.2 Ajuste

Fazemos um ajuste paramétrico usando a equação da transferência radiativa (Eq. 2.3), a fim de obter algumas propriedades físicas da nuvem. Para essa análise, obtemos os

perfis de intensidade usando o software IRAF fazendo cortes na direção transversal ao eixo alongado da nuvem passando pela região de menor fluxo. O ajuste dos perfis de intensidade consiste em estabelecer a profundidade óptica  $\tau_\nu$  e a função fonte  $S_\nu$ .

A profundidade óptica apresenta uma variação ao longo do caminho óptico. Nesse caso ela precisa ser integrada em cada corda da nuvem. Ela foi definida da forma como segue:

$$d\tau = n_c(\sigma_{abs} + \sigma_{esp})Exp\left[\frac{-(X^2 + l^2)}{2\sigma^2}\right] dl, \quad (2.5)$$

onde a densidade central  $n_c$  e a parte exponencial vem da equação (2.4), como também a variável  $l$  representa um elemento infinitesimal da corda  $L$  visto na Figura 2.5,  $\sigma_{abs}$  e  $\sigma_{esp}$  representam a seção transversal de absorção e espalhamento respectivamente. Nessa equação foi suprimido o índice  $\nu$  nas variáveis.

Após integrar a equação (2.5) numericamente e assumir que o raio  $R_g$  da nuvem é igual ao triplo da largura à meia altura da gaussiana ( $R_g = 3\sigma$ ), obtemos uma profundidade óptica dependente da coordenada  $X$  no plano do céu dada da seguinte maneira:

$$\tau(X) = 2.5 n_c \cdot \sigma \cdot (\sigma_{abs} + \sigma_{esp}) \cdot Exp\left[\frac{-X^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.6)$$

Como estamos considerando um modelo que apresenta uma relação entre absorção e espalhamento, a função fonte precisa apresentar dependência. Ela é definida como:

$$S_\nu = \frac{\alpha_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}, \quad (2.7)$$

onde  $\alpha_\nu$  e  $\sigma_\nu$  são os coeficientes de absorção e espalhamento, respectivamente;  $B_\nu$  é a parte que representa alguma emissão térmica e  $J_\nu$  é responsável pela emissão do processo de espalhamento nessa equação e é genericamente chamada de intensidade média.

No entanto, como nosso modelo não relaciona os abrilhantamentos de borda (Figura 2.4) à emissões térmicas, a parcela dada por  $B_\nu$  pode ser retirada da equação. Nesse caso, reescrevemos a equação (2.7) assim:

$$S_\nu = \frac{\sigma_\nu J_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} \quad (2.8)$$

A intensidade média ( $J_\nu$ ) pode ser obtida da aproximação de Eddington<sup>3</sup>. Dela chegamos à equação de difusão radiativa:

$$\frac{1}{3} \frac{\partial^2 J_\nu}{\partial \tau_\nu^2} = \epsilon_\nu J_\nu, \quad (2.9)$$

onde consideramos  $B_\nu = 0$ . A variável  $\epsilon$  é a probabilidade que uma partícula tem de ser

---

<sup>3</sup>Ver Rybicki & Lightman 2004 (Seção 1.8)

absorvida.

Da equação (2.9) temos que a intensidade média é dada da seguinte forma:

$$J_\nu = A_\nu e^{-\sqrt{3\epsilon_\nu}\tau'_\nu}, \quad (2.10)$$

onde  $A_\nu$  representa a amplitude de emissão do espalhamento e tem a mesma unidade da função fonte.

Então a função fonte pode ser definida assim:

$$S_\nu = \frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} A_\nu e^{-\sqrt{3\epsilon_\nu}\tau'_\nu} \quad (2.11)$$

Finalmente, a função de ajuste paramétrico, é dada pela solução da equação (2.3) após as substituições da profundidade óptica e da função fonte pelas equações (2.6) e (2.11) respectivamente.

Ainda na equação de ajuste, foi necessário determinar duas variáveis. Primeiro, o termo  $I_\nu(0)$  que é responsável pela emissão de fundo. Como ele é dependente do comprimento de onda, foi feito um pré-ajuste de um plano ao nível da emissão de fundo galáctica. A equação desse plano utilizamos como fundo de céu, dadas suas variações em cada comprimento de onda da câmera IRAC. Segundo, a variável  $\mu$ . O melhor ajuste foi obtido com  $\mu = -0.4$  para o regime onde  $-1 \leq \mu \leq 0$  e  $\mu = 1$  para  $0 \leq \mu \leq 1$ .

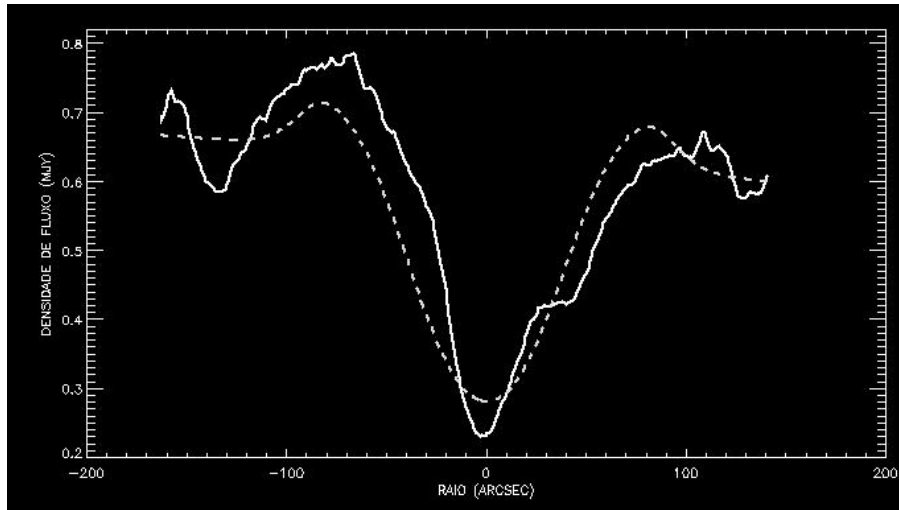
As variáveis que ficaram como parâmetros livres nos ajustes foram o termo  $A_\nu$ , a densidade central de partículas  $n_c$ , a largura à meia altura do perfil gaussiano  $\sigma$  e as seções transversais de absorção e espalhamento  $\sigma_{abs}$  e  $\sigma_{esp}$ , respectivamente. Os ajustes foram feitos para os perfis de intensidade de cada comprimento de onda da câmera IRAC e o método usado foi o de Levenberg-Marquardt, através da rotina MPFITFUN (Markwardt 2009). Ele fez um ajuste não-linear em cada perfil fornecendo como parâmetros de saída, as grandezas citadas anteriormente.

### 2.3.3 Resultado

A Figura 2.6 mostra um exemplo de ajuste realizado na banda  $3.6\mu\text{m}$  da câmera IRAC (curva tracejada). No eixo das ordenadas estão os valores de densidade de fluxo em MJy, enquanto que no eixo das abcissas está o tamanho da nuvem dado em segundos de arco. É importante lembrar, que esse ajuste assume uma geometria simétrica e não é sensível às variações de fluxos que são observadas (curva contínua). O perfil de ajuste segue as variações gerais do perfil real, tendo aumento em suas bordas e um vale na região central. Essas bordas fazem parte da nuvem e representam o *coreshine* em DC291.1-1.7.

A Tabela 2.1 apresenta os resultados dos ajustes. Nela estão os 5 parâmetros livres que pretendíamos obter, dados em cada comprimento de onda da IRAC.

A identificação direta do *coreshine* nessa nuvem não é possível, dada à magnitude do



**Figura 2.6:** Ajuste do perfil de intensidade em  $3.6\mu\text{m}$  ao longo da direção transversal ao eixo maior da nuvem. As regiões com fluxo mais alto, são as bordas da nuvem e a de menor fluxo o seu núcleo. A curva sólida representa o perfil de intensidade da nuvem e a curva tracejada o ajuste realizado.

**Tabela 2.1:** Resultados dos ajustes paramétricos feitos com o método de Levenberg-Marquardt sobre as curvas dos perfis de intensidade da nuvem.

Parâmetros	Canais IRAC			
	$3,6 \mu\text{m}$	$4,5 \mu\text{m}$	$5,8 \mu\text{m}$	$8,0 \mu\text{m}$
livres				
	Valores dos parâmetros livres			
$A_\nu (W m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1})$	0,124760	0,159334	2,43989	4,32643
$\sigma_{abs} (m^2)$	$6,23 \times 10^{-12}$	$7,05 \times 10^{-12}$	$5,00 \times 10^{-12}$	$4,45 \times 10^{-12}$
$\sigma_{esp} (m^2)$	$2,66 \times 10^{-12}$	$1,35 \times 10^{-12}$	$5,36 \times 10^{-13}$	$7,45 \times 10^{-13}$
$n_c (m^{-3})$	$6,41 \times 10^8$	$7,84 \times 10^8$	$5,47 \times 10^8$	$6,35 \times 10^8$
$\sigma (arcsec)$	30,2	30,5	30,7	30,6

céu no plano Galáctico. No entanto, podemos ter outras evidências. 1) O abrilhantamento de borda que é observado nas Figuras 2.3 e 2.4 poderiam ser do aquecimento estocástico de pequenos grãos ou da emissão de PAHs. No entanto isso requer a exposição a um campo de radiação interestelar ultravioleta, típico de estrelas jovens. Como será visto na Seção 2.4, não foram encontradas evidências de objetos estelares jovens no campo estudado. 2) Como falado em Steinacker et al. (2010), a radiação externa em  $5,8\mu\text{m}$  é maior que em  $4,5\mu\text{m}$  por um fator de 10, nas bandas da IRAC. Isso também foi constatado em DC291.1-1.7, dados os valores de  $A_\nu$  na Tabela 2.1. O trabalho de Steinacker et al. (2010), conclui que nessas condições o fluxo em  $5,8\mu\text{m}$  deveria aparecer em emissão devido as PAHs e não em absorção. Essa característica de absorção também foi observada em DC291.1-1.7. Então, o perfil de intensidade observado das imagens IRAC correspondem ao fenômeno do

*coreshine* e não à presença de pequenos grãos aquecidos ou emissões de hidrocarbonetos.

As seções transversais vistas na Tabela 2.1 apresentam a mesma ordem de grandeza para  $3,6\mu\text{m}$  e  $4,5\mu\text{m}$ , mas diferente para as duas outras bandas. Conforme Steinacker et al. (2010), isso é esperado. Os valores referentes aos dois primeiros filtros da IRAC fornecem tamanhos de grãos de espalhamento da ordem de  $1,1\mu\text{m}$ . Isso nos remete ao que foi dito na introdução deste capítulo, de que o *coreshine* só pode ser explicado por espalhamento causado por grãos da ordem de  $1\mu\text{m}$  de acordo com Pagani et al. (2010). Nas bandas em  $5,8\mu\text{m}$  e  $8,0\mu\text{m}$ , a seção transversal de absorção é maior do que a de espalhamento por uma ordem de grandeza. Nesse caso, há uma absorção nesses comprimentos de onda, como espera a teoria do *coreshine*.

Esse resultado é de extrema importância, visto que na busca por nuvens que apresentavam *coreshine* em Pagani et al. (2010), não foi encontrada nenhuma no plano da Galáxia. Neste caso, estamos apresentando um glóbulo de Bok que, que indica fortemente a presença desse fenômeno.

Os valores de densidade central são da ordem de  $10^8$  partículas por metro cúbico. Esse valor é típico de grãos inter estelares. Tal resultado reforça a idéia de que estamos medindo grandezas de grãos interestelares e não de gás. Dada a razão gás-poeira, como sendo 100 partículas de gás para uma de poeira, os valores médios para a densidade de poeira nos leva a crer que a densidade de gás será da ordem de  $10^{10}\text{m}^{-3}$ .

Os resultados das larguras à meia altura obtidos dos ajustes somando o fato de que estamos considerando o raio da nuvem como  $R_g = 3\sigma$ , no fornece um tamanho para o glóbulo de pouco mais de 90 arcsec. Esse valor abragem os picos do abrillhantamento de borda observados.

### 2.3.4 Limitações do modelo

O estudo da transferência radiativa na nuvem DC291.1-1.7 possui bastante limitações, o que leva a erros nos parâmetros encontrados para a nuvem. O procedimento do StarFinder de encontrar a emissão estendida na nuvem cria um erro de aproximadamente 10%. Outras fontes de erros são a geometria cilíndrica usada, a estimativa da emissão de fundo galáctica aplicada nos ajustes, e o próprio ajuste leva a erros nos parâmetros encontrados. A função de ajuste representa a variação geral do perfil de fluxo observado, não sendo sensível às flutuações existentes. No entanto, o interesse do modelo é encontrar ordens de grandezas, e as flutuações criadas pelo StarFinder não alteram os resultados finais.

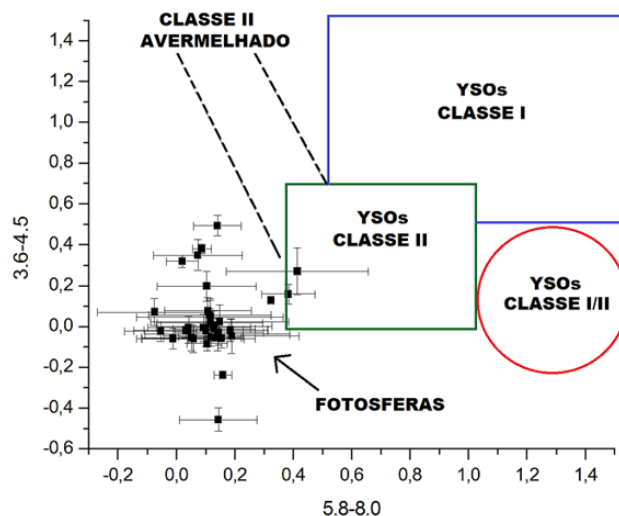
## 2.4 Busca por YSO's associados à nuvem DC291.1-1.7

A região do infravermelho do espectro eletromagnético é usada desde 1966 para observar estrelas jovens, como pode ser visto nos trabalhos de Mendoza (1966, 1968). O excesso de emissão neste comprimento de onda para estrelas jovens é muito maior que o esperado para estrelas normais da sequência principal e é originada dos discos de poeira em torno dessas estrelas. Por estas razões, o uso de diagramas Cor-Cor no infravermelho tem se mostrado uma excelente ferramenta para identificar e classificar objetos estelares jovens. Quanto à sua classe, esses objetos são classificados na Classe O, quando são muito jovens e estão cobertos pela nuvem que os formou não sendo vista nem nos comprimentos de onda de  $3.6\mu\text{m}$  e  $5.8\mu\text{m}$ . Objetos de Classe I apresentam acreção de matéria do gás que está à sua volta. Os de Classe II são estrelas no estágio T-Tauri. A Classe III são estrelas com um disco remanescente ao seu redor e possivelmente planetas. Após esses estágio, temos as estrelas fotosféricas que são estrelas sem nenhum disco de matéria. Muitos trabalhos na região do infravermelho próximo e parte do médio com o fim identificar estrelas jovens são encontrados na literatura como podemos ver em Meyer et al. (1997), Kenyon & Hartmann (1995) e Lada et al. (2000).

Neste contexto, a câmera IRAC se tornou uma ótima ferramenta, visto que abrange quatro comprimentos de onda do infravermelho médio. Sua grande vantagem é que dentro do seu intervalo de frequência ( $3.6\mu\text{m}$ ,  $4.5\mu\text{m}$ ,  $5.8\mu\text{m}$  e  $8.0\mu\text{m}$ ) a contribuição de estrelas fotosféricas é muito menor se comparada à de discos e envelopes. Dessa forma, o uso de um diagrama de cor com os seus índices de cores é muito importante na identificação de objetos estelares jovens através da segregação dessas estrelas em classes. O índice de cor  $[3.6] - [4.5]$  é dominado pela taxa de acreção. Isto ocorre devido à emissão do disco em volta da estrela e da emissão da parede com o aumento da taxa de matéria que cai na estrela. Já a emissão do disco é mais forte em  $[5.8] - [8.0]$ . No trabalho de Megeath et al. (2004) podem ser encontrados diagramas de Cor de quatro aglomerados jovens, e seus resultados foram consistentes com os modelos.

Para a nuvem DC291.1-1.7 construímos um diagrama de cor com os comprimentos de onda da IRAC a fim de localizar objetos estelares jovens associados a ela. Para tal, fizemos a fotometria por ajuste de PSF dos quatro campos no programa StarFinder como foi descrito na Seção 2.1.2. Outro passo imprescindível neste processo é identificar as estrelas que são comuns aos quatro campos. Este processo também foi executado no StarFinder com uma biblioteca chamada de **Compare Lists**. Ela se aplica apenas em geometrias planas. Ainda com este programa fizemos a fotometria e astrometria das estrelas do campo. A astrometria é feita com as coordenadas do CCD e portanto elas são dadas em um plano. Após serem feitas todas as coincidências construímos o diagrama de cor. Usando os mesmos limites e classificação encontrados em Allen et al. (2004), o

diagrama Cor - Cor do campo IRAC contendo estrelas na direção da nuvem DC291.1-1.7 está apresentado na Figura 2.7.



**Figura 2.7:** Diagrama Cor-Cor das estrelas na direção da nuvem DC291.1-1.7 com os comprimentos de onda da IRAC.

Com a construção do diagrama de Cor, nos é mostrado que não existem objetos estelares jovens que possam estar associados à nuvem. As regiões em que se esperavam ter objetos de classe I ou II estão vazias, exceto por duas estrelas cujos índices de cores as localizam nas bordas de objetos de classe II. Essas duas estrelas têm coordenadas  $\alpha(2000)$  e  $\delta(2000)$  iguais a: 1)  $11^h 07^m 03.044^s -62^\circ 04' 26.59''$  e 2)  $11^h 07^m 13.026^s -62^\circ 03' 49.77''$ . Elas não apresentam informações na literatura. Devido a suas barras de erro, a princípio podem se tratar de alguma estrela classe II realmente, gigantes vermelhas, que são intrinsecamente avermelhadas ou estrelas da sequência principal. No caso de estrelas gigantes vermelhas ou jovens, elas apresentam uma camada de poeira em sua volta, o que fica evidente na construção de uma distribuição espectral de energia. Então, fizemos isso para essas duas estrelas. As duas seguiram as mesmas características de estrelas fotosféricas. Dessa forma, ficam caracterizadas por estrelas normais da sequência principal, e o campo alheio à fontes jovens.

# Capítulo 3

## Determinando extinção, distância, densidade e massa da nuvem DC291.1-1.7

### 3.1 Estimativa da distância da nuvem DC291.1-1.7

Encontrar distâncias de objetos astrofísicos é uma tarefa bastante árdua e as imprecisões são enormes. Em se tratando de nuvens escuras, o problema não se torna mais fácil, pois os métodos usados para encontrar distâncias de nuvens estão associados às distâncias das estrelas. No entanto, se queremos encontrar valores como massa e densidade precisamos saber primeiro sua distância até nós. Existem algumas técnicas para esse fim, mas neste trabalho apresentaremos duas que estão associados à extinção da nuvem. Em um diagrama, plotamos a extinção contra a distância e então temos sua localização devido ao aumento súbito da extinção. Um destes métodos para encontrar extinção foi introduzido por Lada et al. 1994. O outro método utiliza as distribuições espectrais de energia das estrelas de campo, cujas densidades de fluxo sofrem atenuação seletiva se estão atrás da nuvem, sendo assim possível determinar a extinção. Com os valores estimados para a extinção e distância da nuvem, determinaremos os valores de massa e densidade.

#### 3.1.1 Método NICE para encontrar extinção

Este método foi elaborado por Lada et al. (1994), mas pode ser encontrado em vários trabalhos, dentre eles Racca, Vilas-Boas & De la Reza (2009) e Maheswar et al. (2010). A sigla NICE significa *Near Infrared Color Excess* e o método utiliza-se dos índices de cores  $[J - H]$  e  $[H - K_s]$  encontrados no infravermelho próximo para obter os valores de extinção das estrelas que estão atrás da nuvem. O método adota a premissa de que todas as estrelas do campo são estrelas da Sequência Principal. A presença de gigantes vermelhas certamente contamina a amostra (sobretudo para DC291.1-1.7, com baixa latitude

galáctica), mas estatisticamente esta contaminação não chega a ser significativa. Desta forma, supondo que todas as estrelas possuem índices de cor intrínsecos de Sequência Principal, podemos determinar simultaneamente a extinção e a distância de cada uma delas, utilizando os índices de cor observados e uma lei de extinção interestelar.

## Os Dados

Os valores das magnitudes aparentes J, H e Ks das estrelas de campo na direção da nuvem foram extraídas do *2MASS All-Sky Catalogue of Point Sources* (Cutri et al. 2003), para um campo de  $15' \times 15'$  em torno da posição central de DC291.1-1.7. De um total de 4.625 fontes listadas no catálogo, somente 2.070 que mostraram qualidade fotométrica “A” nos três filtros ( $S/R \geq 10$ ), foram utilizadas na aplicação do método NICE.

## O método

O método NICE permite uma estimativa da distância da nuvem, baseada na determinação estatística simultânea da magnitude intrínseca, distância e extinção das estrelas de campo. Para isso, precisamos determinar a distância de cada estrela do campo com a equação

$$d(pc) = 10^{(K-M_K+5-A_K)/5}, \quad (3.1)$$

onde  $K$  é a magnitude aparente da estrela (2MASS),  $M_K$  é a magnitude absoluta da estrela e  $A_K$  a extinção total na linha de visada da estrela.

Para determinar a magnitude absoluta e extinção de cada estrela, procedemos a análise do vetor avermelhamento no diagrama cor-cor,  $(J - H) \times (H - Ks)$ . A Figura 3.1 exemplifica o procedimento. A Sequência Principal (SP) sem avermelhamento que utilizamos advém de Cox (2000). Ela não é exatamente a SP para o 2MASS, mas as diferenças são completamente diluídas no erro da distância final da nuvem. Todas as estrelas de campo são consideradas como estrelas de Sequência Principal (SP). A lei de avermelhamento que utilizamos é a lei padrão, com  $R_V = 3,1$  (Weingartner & Draine 2001).

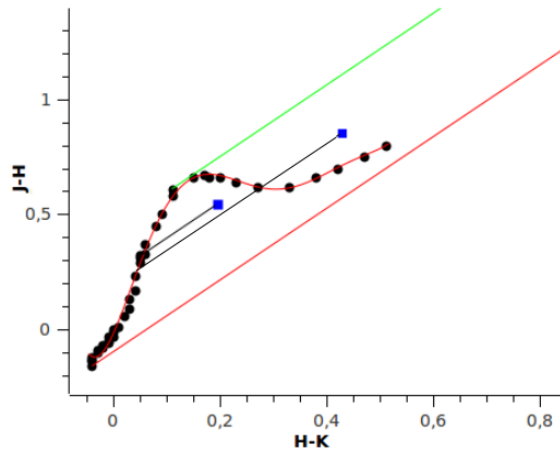
O vetor avermelhamento pode interceptar a SP em um ou dois pontos, conforme ilustrado na Figura 3.1. Vamos supor o caso de um único ponto, inicialmente. Então, os índices de cor observados relacionam-se através do vetor avermelhamento, como explicitado pelas equações (3.2, 3.3a e 3.3b), sendo o coeficiente angular  $\mathbf{b}$  determinado pela lei de extinção interestelar.

$$(J - H)_{obs} = a + b(H - K)_{obs}, \quad (3.2)$$

onde

$$a = (J - H)_{obs} - b(H - K)_{obs} \quad (3.3a)$$

$$b = \frac{0,106}{0,068} = 1,56. \quad (3.3b)$$



**Figura 3.1:** Diagrama cor-cor de estrelas com diferentes tipos espectrais (círculos pretos) sem extinção. A curva contínua vermelha que segue os pontos pretos representa um polinômio de interpolação de 6<sup>o</sup>. Os quadrados azuis correspondem aos índices de cor observados de duas estrelas da amostra que sofreram extinção. As linhas pretas até os quadrados azuis representam o seu próprio vetor avermelhamento. As linhas verde e vermelha representam os limites de extinção para utilização do método, adotando  $R_V = 3,1$  (Weingartner & Draine 2001).

O ponto de interseção foi calculado através da raiz entre a reta suporte do vetor avermelhamento e o polinômio de interpolação que liga os pontos pretos vistos na Figura 3.1. Para esse procedimento utilizamos programação em IDL. O ponto de interseção permite estimar o tipo espectral da estrela observada e conseqüentemente os índices de cor (J-H) e (H-K) intrínsecos e a magnitude absoluta  $M_K$ . Então, a extinção visual e a distância podem ser calculadas.

Com os valores dos índices de cor observado e intrínseco, podemos estimar a extinção visual total, de acordo com as equações abaixo, também dependentes da lei de extinção interestelar:

$$(J - H)_{obs} = (J - H)_{int} + 0,106A_V \quad (3.4a)$$

$$(H - K)_{obs} = (H - K)_{int} + 0,068A_V \quad (3.4b)$$

$$A_V = \frac{(J - H)_{obs} - (J - H)_{int} + (H - K)_{obs} - (H - K)_{int}}{0,174} \quad (3.5)$$

onde a Equação (3.5) foi construída a partir da soma das Equações (3.4a e 3.4b).

O cálculo da distância é efetuado através da Equação (3.1). O valor da magnitude absoluta  $M_K$  advém do tipo espectral determinado no ponto da interseção do vetor avermelhamento com a SP. O valor de  $A_K$  é determinado a partir do  $A_V$  determinado, seguindo a conversão aproximada de Cambrèsy et al. (2002), adequada ao tipo de nuvem que estamos analisando:

$$A_K = 0,112 A_V$$

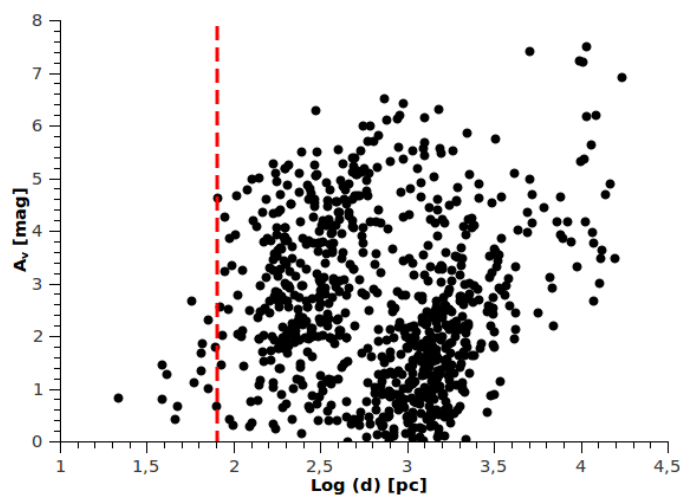
Desta forma foram determinados os valores de extinção visual e distância das estrelas cujos vetores avermelhamento interceptavam a SP em apenas um ponto. Entretanto, muitas estrelas possuem índices de cor observados tais que o vetor avermelhamento decorrente intercepta a SP em dois pontos, criando uma ambiguidade na determinação do tipo espectral, conforme exemplificado na Figura 3.1.

Procuramos a solução deste problema, comparando valores previstos de magnitude aparente na banda I (para estes dois pontos) com a magnitude aparente I observada pelo DENIS (DENIS consortium 2005), quando presente. A magnitude absoluta  $M_I$  foi determinada dos tipos espectrais encontrados nos pontos de intersecção. A distância  $d$  foi calculada da mesma maneira que exposto acima. Já extinção  $A_I$  foi determinada a partir de  $A_V$  e da lei de extinção do meio interestelar:  $A_I = 0,479A_V$  (Cox 2000). Então, as magnitude aparentes I foram determinadas por:

$$I = M_I + 5 \cdot \text{Log}(d) - 5 + A_I \quad (3.6)$$

Consideramos as fontes que tinham uma e apenas uma das determinações de magnitude aparente I com um grau de concordância (em fluxo)  $\geq 97\%$  com o valor determinado pelo DENIS.

Após as determinações possíveis das estimativas de distância e extinção visual para as estrelas de campo, construímos um gráfico  $A_V \times d$ , a fim de observar um possível salto em extinção visual, indicativo da presença da nuvem DC291.1-1.7 em uma determinada distância. O resultado é mostrado na Figura 3.2.



**Figura 3.2:** Gráfico da extinção visual contra a o logaritmo da distância para cada estrela do campo centrado na nuvem DC291.1-1.7. A linha vertical tracejada representa o aumento súbito da extinção, caracterizando a nuvem aproximadamente em 80 pc de distância.

É preciso que fique claro que os erros da extinção visual e da distância determinados por este método são grandes e não podem ser considerados como confiáveis, para uma

única estrela. A força do método está na consideração estatística do conjunto de estrelas do campo. Na Figura 3.2 fica nítido que para distâncias relativamente pequenas existem estrelas sob grande extinção (entre 4 e 5 magnitudes), o que indica que a nuvem DC291.1-1.7 está próxima. O posicionamento é um tanto subjetivo, mas o indicamos para o primeiro ponto que se encontra neste patamar de extinção (linha vertical tracejada). Isto indica uma distância em torno de 80 pc para DC291.1-1.7. Estimamos os erros a partir da propagação dos erros fotométricos dos catálogos 2MASS e DENIS, o que para a região do gráfico  $A_V \times d$ , com  $A_V \sim 4,5$  e  $d \sim 80$  pc fornece os seguintes valores:

$$d = (80^{+60}_{-20}) \text{ pc} \quad (3.7)$$

Mesmo considerando o limite superior, nossa estimativa de distância não concorda com Racca, Vilas-Boas & De La Reza (2009), que estimaram 200 pc para a distância de DC291.1-1.7. Isso pode ocorrer devido a quantidade de estrelas com que se faz a estimativa. No trabalho citado, o primeiro pico de extinção ocorre para 200 pc, já no presente trabalho, conseguimos medidas de extinção de um conjunto maior de estrelas ocasionando em um primeiro pico de extinção em 80 pc. Vamos confrontar esse resultado com outros métodos apenas para efeitos comparativos.

### 3.1.2 Distribuições espectrais de energia para estimar distância

Este método tem o mesmo objetivo do anterior, ou seja, encontrar as extinções das estrelas do campo, e depois fazer um gráfico de extinção contra distância para então estimar a posição da nuvem. No entanto, a metodologia é diferente, como também as equações que utilizaremos. Serão feitos ajustes de curvas de corpo negro sobre os valores de fluxos disponíveis nos catálogos públicos. Com os valores de saída dos ajustes prosseguiremos com o processo para encontrar as distâncias. No final, vamos comparar o resultado com o valor encontrado usando o método NICE.

#### Os Dados

Para fazer os ajustes de corpo negro, pesquisamos por todas as informações disponíveis nos catálogos públicos, de cada objeto do campo considerado. Os principais catálogos utilizados foram: *2MASS All-Sky Catalogue of Point Sources*, filtros J, H e K; DENIS, filtro I; IRAC, filtros  $3.6 \mu\text{m}$ ,  $4.5 \mu\text{m}$ ,  $5.8 \mu\text{m}$  e  $8.0 \mu\text{m}$ ; WISE filtros  $3.4 \mu\text{m}$ ,  $4.6 \mu\text{m}$ ,  $12.0 \mu\text{m}$  e  $22.0 \mu\text{m}$ . Esses catálogos podem ser encontrados na *home page* da NASA <sup>1</sup> para dados no infravermelho e submilimétrico.

Após os dados serem armazenados, precisamos observar que nem todas as estrelas estão disponíveis em todos os catálogos. Então foi necessário desenvolver um programa,

---

<sup>1</sup>NASA/IPAC Infrared Science Archive for NASA's Infrared and Submillimeter Data - <http://irsa.ipac.caltech.edu/>.

a fim de encontrar as estrelas comuns aos catálogos. A condição que impomos ao programa é dada pela Equação (3.8).

$$d = \sqrt{[(\alpha - \alpha_0) \cos(\delta_0)]^2 + [(\delta - \delta_0)]^2} \leq 2''. \quad (3.8)$$

Na Equação (3.8), impomos que a distância entre a mesma fonte em dois catálogos diferentes fosse menor ou igual a 2 segundos de arco, sendo os valores de índice ‘0’ as coordenadas do catálogo de referência. Após o uso desse algoritmo, juntamos todas as fontes em um único catálogo. Os nossos critérios para considerar fontes para a aplicação do método foram:

- o objeto tem boa medida (erro menor que 0,1 magnitude) de magnitude no filtro I do DENIS e/ou nos filtros J e H do 2MASS;
- o objeto tem boa medida (erro menor que 0,1 magnitude) de magnitude em pelo menos 3 filtros da IRAC.

Com estes critérios, para um campo de  $15' \times 15'$ , centrado na nuvem DC291.1-1.7, um total de 503 fontes foram encontradas.

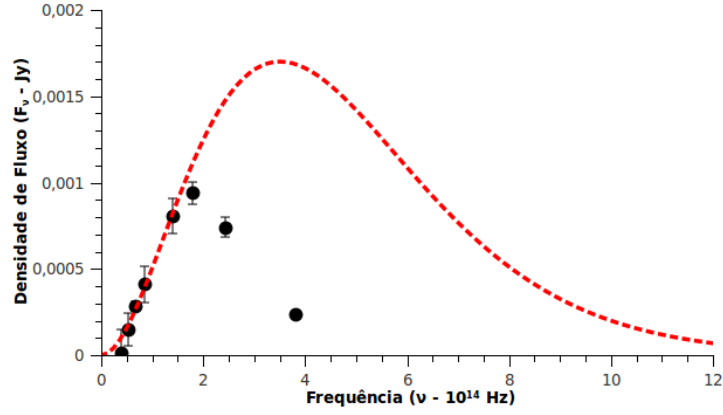
## O método

A metodologia desta técnica consiste em determinar a temperatura efetiva de cada estrela de campo, efetuando um ajuste de corpo negro à distribuição espectral de energia (DEE), para comprimentos de onda maiores que  $2 \mu\text{m}$ , onde a extinção total é muito pequena. A premissa é que todas as estrelas consideradas sejam de Sequência Principal. Para tanto, utilizamos as fontes que possuíam pelo menos qualidade fotométrica B no 2MASS All-Sky Catalogue of Point Sources, para os três filtros (J, H e K) e pelo menos 3 bandas com fotometria de qualidade (erros menores que 15%) nos catálogos IRAC e WISE. Isso garante que o ajuste de corpo negro seja feito com pelo menos 4 pontos da DEE. O único parâmetro que nos interessa do ajuste é a temperatura efetiva de corpo negro.

Uma vez que a função de Planck seja ajustada à DEE (pelo método dos mínimos quadrados) para  $\lambda > 2 \mu\text{m}$  (vide Figura 3.3), a extinção pode ser diretamente avaliada para dados fotométricos observados com comprimentos de onda menores que  $2 \mu\text{m}$ , comparando diretamente a DEE com a função de Planck ajustada:

$$A_\lambda = -2,5 \cdot \log \left[ \frac{F_\lambda}{B_\lambda(T_{eff})} \right] \quad (3.9)$$

A distância de cada estrela considerada neste método é avaliada através da razão entre a luminosidade intrínseca da estrela e o fluxo total observado, nominalmente:



**Figura 3.3:** Distribuição Espectral de Energia de uma das estrelas do campo de  $15' \times 15'$  em torno da nuvem DC291.1-1.7, com o ajuste da função de Planck. Os pontos são densidades de fluxo medidas pela IRAC, 2MASS e DENIS. A curva tracejada é a função de Planck ajustada para os dados com  $\lambda > 2 \mu\text{m}$  (IRAC e K do 2MASS), neste caso, para  $T_{eff} = 2260 \text{ K}$ . Nesta situação, a extinção visual pode ser avaliada para as bandas J e H do 2MASS e para a banda I do DENIS.

$$d = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}, \quad (3.10)$$

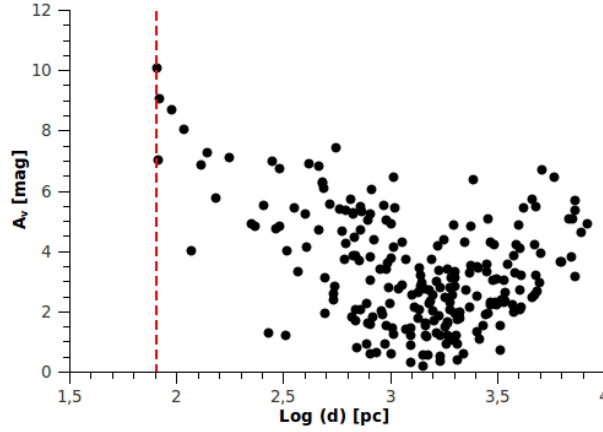
onde  $L$  é a luminosidade da estrela e  $F$  o seu fluxo.

A luminosidade  $L$  da estrela de campo é obtida a partir da temperatura efetiva (ajuste da função de Planck) e de uma interpolação polinomial nos valores de luminosidade e temperatura efetiva para a Seqüência Principal, listados em Siess et al. (2000). Não é aplicada qualquer correção para fatores que influenciam estes valores, tais como binaridade, metalicidade e contaminação por estrelas fora da seqüência principal. O fluxo total observado (sem extinção) é obtido a partir da integração da função de Planck ajustada. Desta forma, a distância pode ser estimada.

Como no método NICE, as estimativas de extinção e distância feitas com este método são bastante imprecisas. A força do método reside na utilização de diversas estrelas de campo. Particularmente, este método é bastante sensível ao problema da contaminação de estrelas gigantes de fundo. Elas serão confundidas com anãs vermelhas próximas sob alta extinção. Isto, em parte, pode explicar alguns pontos na Figura 3.4.

Aplicamos este método a um total de 229 fontes presentes no campo de  $15' \times 15'$  em torno do centro da nuvem DC291.1-1.7. Após a estimativa da extinção visual ( $A_V = 2,088A_I$ , conforme a extinção interestelar padrão) e da distância para cada fonte, construímos o gráfico mostrado na Figura 3.4.

Este gráfico não é muito claro sobre a posição da DC291.1-1.7, pois as estrelas com maiores extinções estão justamente nas menores distâncias. Isto não é um problema em si, visto que a nuvem não cobre todo o campo analisado e que estas estrelas estão na



**Figura 3.4:** Diagrama da Extinção Visual contra a Distância, ambas estimadas a partir do ajuste de corpo negro à Distribuição Espectral de Energia das estrelas de campo. A linha tracejada indica a suposta posição da nuvem DC291.1-1.7.

direção da nuvem. Mas como já comentamos, estes objetos podem ser gigantes vermelhas de fundo na linha de visada da nuvem, já que estamos olhando praticamente na direção do Plano Galáctico. Neste caso, como elas são consideradas pelo método como Sequência Principal, seu grande fluxo é atribuído à pequena distância, mantendo uma extinção alta. De qualquer forma, existe uma tendência de que os objetos mais próximos já estejam sob extinção considerável, indicando que a nuvem DC291.1-1.7 esteja de fato, próxima. Os primeiros objetos (em escala de distância) estão justamente a 80 pc, onde fizemos uma linha tracejada vertical, na Figura 3.4.

### 3.1.3 Outras estimativas de distância

#### Distância cinemática

O método de distância cinemática também é usado na literatura para estimar distância de nuvens como em Busfield et al. (2006) e Romam-Duval et al. (2009). O método utiliza como parâmetros a velocidade de rotação da Galáxia, o raio galactocêntrico do Sol, a velocidade radial dos gases presentes na nuvem e sua longitude na Galáxia. Dada, uma longitude e uma velocidade radial, há uma única solução para o raio galactocêntrico, determinado por

$$r = R_o \sin(l) \frac{V(r)}{V_r + V_o \sin(l)}, \quad (3.11)$$

onde  $R_o$  é o raio galactocêntrico do Sol,  $V_o$  é a velocidade orbital do Sol em torno do centro galáctico,  $V(r)$  é a curva de rotação e  $V_r$  a velocidade radial da nuvem. Para a condição ( $r < R_o$ ) há duas distâncias ao longo da linha de visada, a distância cinemática

próxima e a distante, dadas como soluções da equação

$$d = R_o \cos(l) \pm \sqrt{r^2 - R_o^2 \sin^2(l)} \quad (3.12)$$

e a ambiguidade é resolvida observando as linhas de CO e HI.

Para a nuvem DC291.1-1.7 não há observações de HI, para que a ambiguidade possa ser resolvida. No entanto, aplicamos a metodologia da distância cinemática, esperando encontrar um resultado semelhante aos dois anteriores. Então, usando  $R_o = 8.4$  Kpc,  $V(r) = 220$  Km/s (Kerr & Lynden-Bell 1986, Ghez et al. 2008, Gillessen et al. 2009 e Kopusov, Rix & Hogg 2009), e  $V_r(CO) = -3.9 \pm 1,3$  Km/s (Otrupceck, Hartley & Wang 2000), foi encontrado

$$d_+ = 6 \text{ Kpc} \quad (3.13a)$$

$$d_- = 71 \text{ pc} \quad (3.13b)$$

A distância de 6 kpc é pouco realista para esta nuvem, dado o seu aspecto no ótico (opaca com pouquíssimas estrelas na frente). Mas a distância de 71 pc é bastante próxima da que estimamos com os métodos anteriores. Avaliamos os erros para esta estimativa, conforme os erros dos parâmetros de entrada e do modelo, fornecendo a seguinte estimativa de distância:

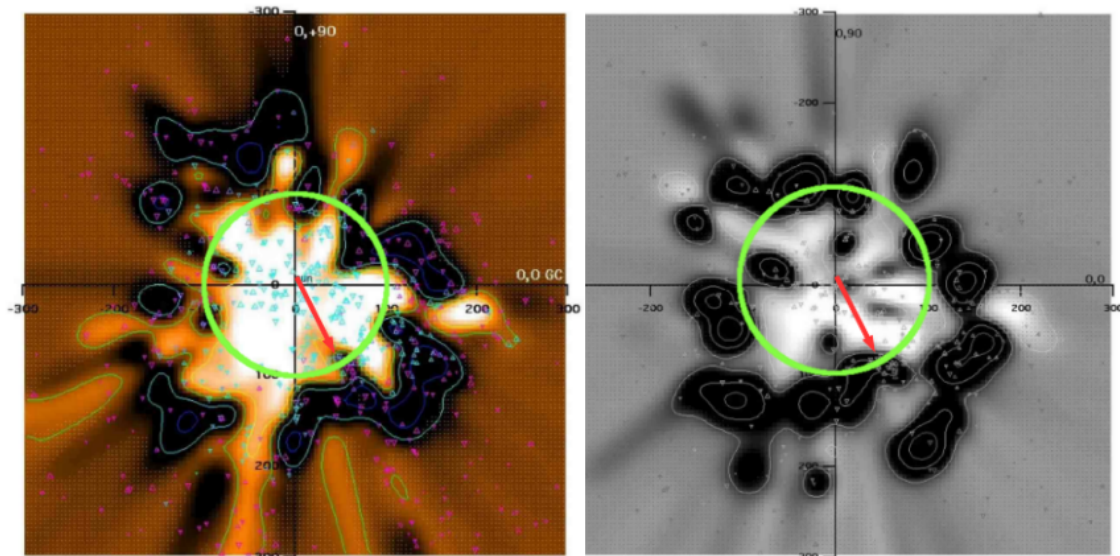
$$d = (71_{-24}^{+69}) \text{ pc} \quad (3.14)$$

O método da distância cinemática possui duas restrições: 1) se a direção da nuvem for tangente à trajetória do raio galactocêntrico as distâncias cinemáticas distante e próxima serão iguais, não sendo possível resolver a ambiguidade; 2) regiões na presença de ondas de choque associadas à ressonância de Lindblad não podem ter um padrão da velocidade radial devido às perturbações gravitacionais. A nuvem DC291.1-1.7 não está sujeita a estas duas restrições, de modo que a estimativa de distância por este método é relativamente segura.

## Distribuição de NaI e CaII

Para efetuar uma última estimativa de distância para a nuvem DC291.1-1.7, utilizamos os resultados do trabalho de Welsh et al. (2010). Neste trabalho foram feitas medidas de absorção do duplete de NaI (5889 - 5895 Å) e do CaII (3933 Å) a fim de mapearem em 3 dimensões o gás neutro e parcialmente ionizado dentro de uma distância de 300 pc do Sol. As distâncias de cada estrela foram obtidas usando as paralaxes determinadas com o satélite Hipparcos. Um gráfico da largura equivalente de NaI (Figura 3.5 esquerda) revela uma parede de gás neutro em torno de 80 pc que pode estar associada com o limite da chamada **bolha local** (Fruscione et al. 1994 e Egger & Aschenbach 1995), embora existam outras propostas de limites entre 120 - 150 pc em Corradi et al. (1997, 2004). Outro gráfico semelhante da largura equivalente de CaII (Figura 3.5 direita) mostra

também um aumento próximo a 80 pc.



**Figura 3.5:** Mapas da distribuição de NaI e CaII no Plano Galáctico, na região circunvizinha ao Sol ( $d < 300$  pc), extraídos das Figuras 12 e 15 de Welsh et al. (2010). A concentração aumenta do mais claro para o mais escuro. O Sol situa-se no centro do gráfico. O círculo verde, em ambas os mapas, indica a distância de 100 pc. A seta vermelha indica a direção da nuvem escura DC291.1-1.7, quando vista do Sol. É notório que existe material neutro (NaI) nesta direção, iniciando na distância de 80 a 90 pc, o mesmo valendo para CaII.

Observando os mapas das linhas de absorção do duplete de NaI e do CaII, temos que a presença desses gases se torna maior próximo aos círculos verdes delimitando uma circunferência de 100 pc. A seta aponta aproximadamente a posição da nuvem devido ao acréscimo de densidade indicada pela região mais escura. Conforme os valores mencionados anteriormente, o aumento da densidade, dada a longitude galáctica da nuvem, aparece na apenas na Figura 3.5 (Direita) para a distância de 200 pc. Para 250 pc não é visualizado nenhum aumento de densidade em relação ao sódio neutro NaI e o íon de cálcio CaII.

Considerando a aplicação dos métodos fotométricos para estrelas de campo, NICE e de ajuste de corpo negro à DEE; bem como o método de Distância Cinemática; além dos resultados do trabalho de Welsh et al. (2010), estamos convencidos de que as distâncias determinadas por trabalhos anteriores (250 pc, por Bourke et al., 1995; 200 pc, por Racca, Vilas-Boas & De La Reza, 2009) estão super-estimadas. Uma vez que nossas quatro estimativas de distância, por quatro métodos distintos indicam valores compatíveis entre si, iremos adotar neste trabalho a seguinte distância para a nuvem DC291.1-1.7:

$$d = (80^{+70}_{-25}) \text{ pc} \quad (3.15)$$

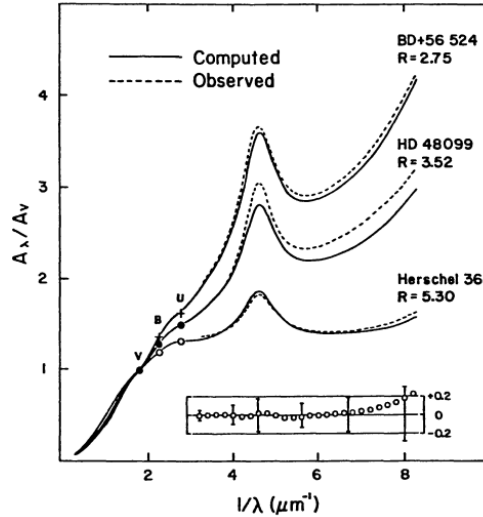
### 3.1.4 Parâmetro $R_H$ , Massa e densidade da nuvem DC291.1-1.7

#### Razão entre a extinção total e seletiva $R_H$

A extinção é uma medida da atenuação de fluxo de uma fonte (estrela) quando sua radiação atravessa um meio translúcido. Segundo Whittet (2003), estudos de um conjunto de estrelas têm mostrado que a curva de extinção assume a mesma forma em muitas linhas de visada diferentes na Galáxia. Definimos o excesso de cor (B-V) como:

$$E(B - V) = A_B - A_V, \quad (3.16)$$

A curva de extinção é seletiva e depende do comprimento de onda da radiação considerada. A forma de expressar isto é através da razão da extinção total no comprimento de onda ( $A_\lambda$ ) e o excesso de cor  $E(B - V)$ . O gráfico abaixo (Figura 3.6), extraído de Mathis (1990), mostra esta razão contra o inverso do comprimento de onda ( $\lambda^{-1}$ ), para três estrelas em três linhas de visadas diferentes.



**Figura 3.6:** Três curvas de extinção são mostradas em função de  $\lambda^{-1}$ . Estas curvas mostram o comportamento da lei de extinção no meio interestelar com o comprimento de onda para diferentes valores de  $R$ . A figura inserida apresenta os desvios. (Mathis 1990)

É notório que para comprimentos de onda maiores que a banda V ( $\lambda > 0,55 \mu\text{m}$ ) não há diferenças apreciáveis, sendo a lei de extinção relativamente uniforme. Para ( $\lambda < 0,55 \mu\text{m}$ ), entretanto, as diferenças são grandes. Estas variações são atribuídas às diferenças (composição e tamanho) entre os grãos de poeira interestelar nas diferentes linhas de visadas. A maneira mais simples de medir estas diferenças é através do parâmetro  $R_V$ :

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)}, \quad (3.17)$$

que mede a razão entre a extinção total na banda V e o excesso de cor  $E(B - V)$ . Na

banda B, as diferenças devido à natureza dos grãos interestelares já ocorre, o que faz a o excesso de cor  $E(B - V)$  ficar mais ou menos acentuado para uma mesma extinção  $A_V$ . Segundo Mathis (1990), os valores médios típicos para o meio interestelar ordinário indicam  $R_V = 3,1$ , o que também é utilizado como a chamada Lei de Extinção padrão. Mas existem evidências de que  $R_V$  pode atingir valores como 5,5 na direção de nuvens escuras. No trabalho de Whittet et al. (1988) encontramos evidências para a formação de mantos de gelos sobre a poeira em regiões com  $A_V > 3.3$ .

### Parâmetro $R_H$

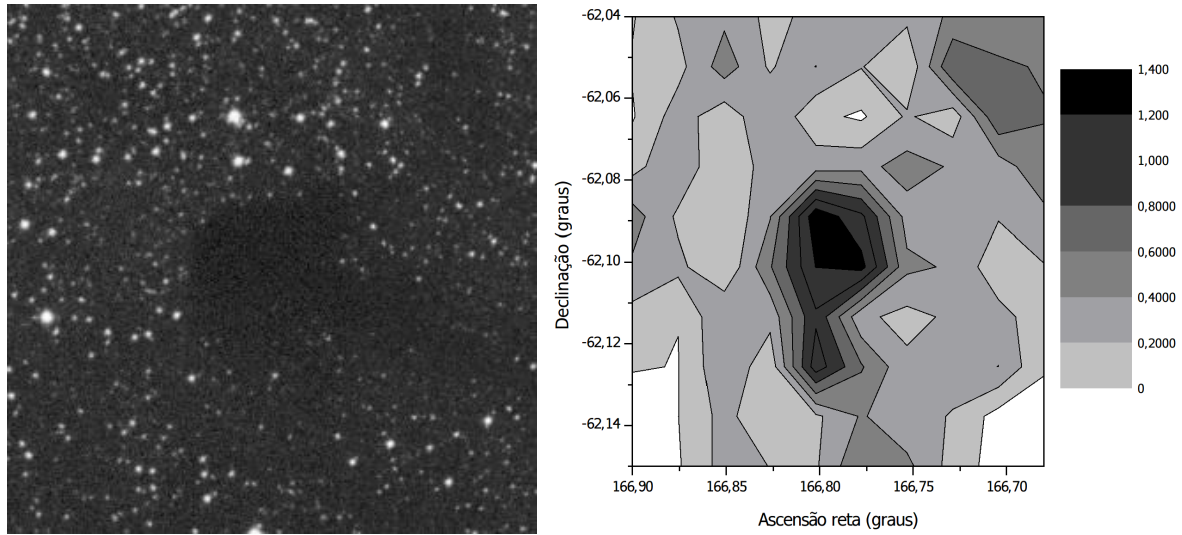
Não existem dados públicos de fotometria de qualidade nas bandas B e V na direção de DC291.1-1.7 para avaliar o parâmetro  $R_V$ . Isso ocorre freqüentemente na direção de nuvens escuras mais opacas, porque é preciso efetuar uma fotometria muito profunda (limite de magnitude da ordem de +20) para ter fontes observadas na banda B com alguma qualidade. Nós obtivemos dados de polarização linear (Capítulo 5) nas bandas B e V, que em tese, poderiam ser utilizados para uma análise do fator  $R_V$ . Porém, a fotometria resultante tem uma magnitude limite em torno de  $V \sim +15$  e  $B \sim +14$ . Uma alternativa é avaliar o parâmetro  $R_H$  com os dados do 2MASS, definido como:

$$R_H = \frac{A_H}{E(J - H)}. \quad (3.18)$$

A vantagem de utilizar o infravermelho próximo é que a extinção total é bem menor nestes comprimentos de onda do que no visível, podendo mostrar estrelas de fundo na direção de maior extinção da nuvem. A desvantagem é que as diferenças nas leis de extinção são muito sutis ou praticamente indistinguíveis, além de existirem poucos trabalhos na literatura para fins de comparação. Assim, faremos uma discussão mais qualitativa de nossos resultados.

A Figura 3.7 mostra um mapa de contorno do parâmetro  $R_H$ , obtido a partir das medidas deste fator, na direção de estrelas no campo de DC291.1-1.7. A extinção visual nas bandas J e H foram obtidas conforme descrito na seção 3.1.2 deste trabalho. O valor de  $R_H$  é de acordo com a equação 3.17. Uma imagem do DSS-II (Red) é mostrada para fins de comparação.

O mapa de contorno do parâmetro  $R_H$  mostra um claro aumento na direção central, o que já era de se esperar, pois valores altos de  $R$ , estão relacionados com grãos maiores que os típicos encontrados no meio interestelar. Alguns trabalhos têm sido feitos no objetivo de determinar a lei de extinção usando os dados do infravermelho próximo na direção do centro galáctico, que conforme Sumi (2004), apresenta uma extinção significativa devido à poeira. No trabalho de Nishiyama et al. (2006), o fator  $R_H$  na direção do centro galáctico é  $R_H = 1,42 \pm 0,02$ . O resultado que encontramos, observando a Figura 3.7 foi de  $R_H = 1,4$  na direção central da nuvem. No artigo de Sumi (2004), o fator  $R_{VI} =$



**Figura 3.7:** Direita: Imagem do DSS-2Red centrada nas coordenadas de DC291.1-1.7. Esquerda: Mapa de contorno da razão da extinção total e seletiva na direção da nuvem DC291.1-1.7. Nos eixos  $x$  e  $y$  temos a ascensão reta e declinação respectivamente, ambas em graus. As cores à direita do gráfico apresentam os valores de  $R_H$ , onde as cores mais claras representam valores baixos e as escuras valores altos.

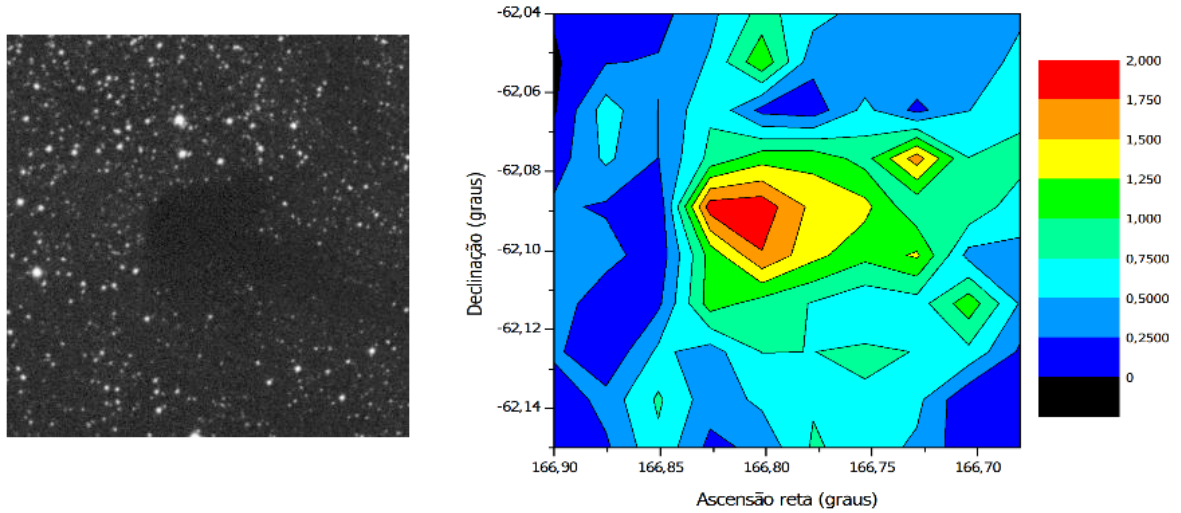
$A_V/E(V - I) = 1,9 - 2,1$ , também na direção do centro galáctico aponta para uma variação do fator de avermelhamento que é dependente da linha de visada. Com os dados obtidos dos ajustes de curvas de corpo negro, obtemos um valor igual a  $R_{VI} = 1,984$ . Vale observar, quer quanto o trabalho de Nishiyama et al. (2006) e o de Sumi (2004), tem como objetivo principal mostrar, que ao contrário das idéias mais aceitas, a lei de extinção não é “universal” na direção do centro galáctico, mesmo no infravermelho, e portanto, deve-se tomar cuidado ao se aplicar correções de extinção. Nesse sentido o trabalho de Fitzpatrick & Massa (2007) mostra que utilizar apenas uma curva de avermelhamento induz a erros sérios. No entanto, podemos perceber que os valores de  $R_H$  e  $R_{VI}$  para a nuvem DC291.1-1.7 se assemelham bastante aos propostos na direção de grande extinção que é o centro galáctico. Dessa forma, temos extinções semelhantes às encontrados na direção do centro da Galáxia.

### Determinando a Massa de DC291.1-1.7

A massa é uma das características físicas mais importantes das nuvens escuras, pois ela é fator determinante nas condições de equilíbrio magnetohidrodinâmico destes objetos. A massa pode ser avaliada através da extinção visual ( $A_V$ ) e da distância da nuvem, fatores que já determinamos nas seções anteriores deste trabalho.

Para determinar a massa, fizemos um mapa de contorno da extinção no filtro J do 2MASS com os dados obtidos do método de ajuste de corpo negro. A Figura 3.8 mostra o mapa de extinção que foi obtido.

Fica claro, observando a Figura 3.8, o aumento dos valores de  $A_J$  nas direções mais



**Figura 3.8:** Comparação entre a imagem no visível, extraída do SkyView (Esquerda) e o mapa de contorno de extinção construído com os dados dos ajustes de curvas de corpo negro (Direita). Em ambas as figuras temos a nuvem disposta na mesma posição. No mapa de contorno, temos a acensão reta e a declinação em graus. A legenda à direita do gráfico corresponde aos valores da extinção no filtro J,  $A_J$ . Quanto mais próximo do vermelho maior a extinção.

opacas no visível (imagem do DSS-II-Red). De modo geral, os contornos de  $A_J$  seguem o formato da nuvem no visível. Desta forma, utilizaremos este mapa para avaliar a extinção visual ( $A_V$ ) através de uma conversão. No trabalho de Cambrèsy et al. (2002) a conversão sugerida para regiões de mais alta extinção é  $A_J = 0,282A_V$ , a qual adotaremos.

A extinção visual entra no cálculo da densidade colunar de Hidrogênio, na direção desejada, conforme explicitado por Bohlin et al. (1978):

$$N_H = 2 \times 10^{21} A_V \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}. \quad (3.19)$$

Por fim, a massa da nuvem pode ser expressa com:

$$M = \mu m_H \int_{\Omega} N_H d\Omega, \quad (3.20)$$

onde  $\mu$  é o peso molecular médio das partículas do gás (utilizamos 2.33),  $m_H$  é a massa do Hidrogênio e  $\Omega$  é o ângulo sólido que compreende a nuvem. Para definir este ângulo sólido, precisamos da distância  $d$  da nuvem e da área angular da mesma, no céu.

A distância  $d$  já determinamos anteriormente. A integral de área, entretanto, necessita de uma análise do mapa de extinção  $A_J$ . Para separar a nuvem do campo, utilizamos um patamar de extinção de  $A_J^{\text{plateau}} = 0,31 \text{ mag}$ , conforme o perfil radial de extinção da nuvem. Trabalhando com contornos de 0,25 magnitudes, cada contorno foi aproximado por uma elipse no plano do céu. Desta forma, o cálculo da massa fica:

$$M = 117 \cdot [D(\text{pc})]^2 \cdot \sum_{i=1}^N \theta_{Ai} \cdot \theta_{Bi} \cdot (A_{Vi} - A_V^{\text{plateau}}) M_{\odot} \quad (3.21)$$

onde usamos  $m_H = 1,67 \times 10^{-27}$  kg;  $1 \text{ pc} = 3,086 \times 10^{18}$  cm;  $1 M_{\odot} = 1,989 \times 10^{30}$  kg; as áreas angulares das elipses são dadas por  $\pi \cdot \theta_A \cdot \theta_B$ , com  $\theta_A$  e  $\theta_B$  os eixos maior e menor das elipses, em radianos. Método similar foi utilizado nos trabalhos de Vasyunina et al. (2009), Racca, Vilas-Boas & De la Reza (2009) e de Peretto & Fuller, (2010). Logo, usando os valores correspondentes a cada extinção referente à cada contorno e a distância de 80 pc, conforme os métodos anteriores, encontramos a massa total da nuvem como sendo:

$$M_{\text{nuvem}} = 5,45 M_{\odot}, \quad (3.22)$$

onde  $M_{\odot}$  significa **massa solar**.

A partir da estimativa da massa da nuvem, podemos estimar a densidade volumétrica, supondo que as dimensões da nuvem no plano do céu são as mesmas, perpendicular a este plano. Utilizamos a equação:

$$\rho = \frac{3M}{4\pi\mu m_H R^3} \quad (3.23)$$

que pressupõe uma simetria esférica para a nuvem. Dessa forma, o valor que foi obtido através dos cálculos foi de

$$\rho = 1,1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}. \quad (3.24)$$

## 3.2 Estimativa da temperatura da poeira

A densidade de fluxo da emissão da poeira interestelar para comprimentos de onda maiores que  $50 \mu\text{m}$  pode ser modelada como segue:

$$F_{\lambda} = \frac{2hc}{\lambda^3 \exp(hc/\lambda k T_p) - 1} N_g \alpha \lambda^{-a} \Omega, \quad (3.25)$$

onde  $N_g$  é a densidade colunar de grãos de poeira,  $\alpha$  a constante de proporcionalidade relativa à profundidade óptica da poeira,  $a$  o índice espectral da emissividade da poeira,  $T_p$  a temperatura da poeira e  $\Omega$  o ângulo sólido da região emissora no comprimento de onda observado.

### 3.2.1 Os dados

Os dados foram obtidos do banco de dados do telescópio espacial AKARI, e são encontrados na *home page* da NASA <sup>2</sup>. Eles cobrem tamanho de  $10' \times 10'$  de arco no campo

<sup>2</sup><http://irsa.ipac.caltech.edu/>.

da nuvem. Conseguimos 25 estrelas para fazer essa análise.

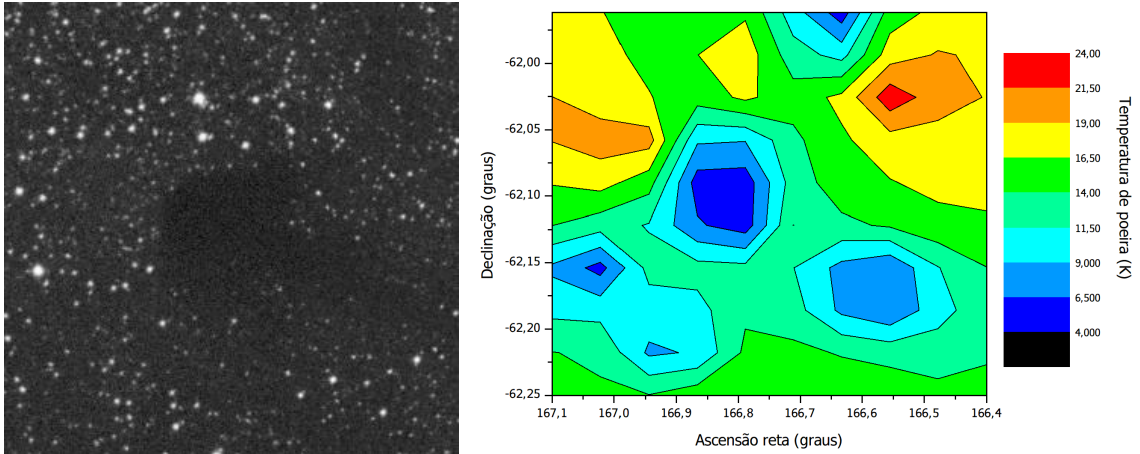
### 3.2.2 O método

Para avaliar a temperatura de poeira, procederemos com a razão entre as densidades de fluxo observadas para comprimentos de onda maiores que  $50 \mu\text{m}$ . Utilizaremos as determinações do satélite AKARI em  $90$  e  $140 \mu\text{m}$ . Estamos supondo um meio opticamente fino, as regiões vistas em  $90\mu\text{m}$  e  $140\mu\text{m}$  tenham a mesma dimensão ( $\Omega_{90} = \Omega_{140}$ ), emissão dos grãos de poeira é inversamente proporcional ao comprimento de onda e o índice espectral da emissividade da poeira,  $\beta = 2$  segundo o trabalho de Whittet (2003).

A razão entre as densidades de fluxo em  $90$  e  $140 \mu\text{m}$  fica:

$$R = \frac{F_{90}}{F_{140}} = \left(\frac{140}{90}\right)^{3+\beta} \left[\frac{e^{T_{140}/T_d} - 1}{e^{T_{90}/T_d} - 1}\right] \frac{\Omega_{90}}{\Omega_{140}}, \quad (3.26)$$

na qual não há como estabelecer a temperatura de poeira de forma analítica. Para avaliar a temperatura de poeira a partir da razão  $\mathbf{R}$  determinada, construímos uma tabela de valores de  $\mathbf{R}$  para valores de  $T_p$  variando de  $1$  a  $50$  K, utilizando a equação 3.26. Então, interpolamos um polinômio de grau 4 para obter uma relação contínua entre  $T_p$  e  $\mathbf{R}$ . Utilizando este polinômio, obtivemos os valores de  $T_p$  para cada uma das 25 fontes. Esse método é similar trabalhos de Kramer et al. (2003), Douglas et al. (1994), Peretto et al. (2010) e Rathborne et al. (2010). A Figura 3.9 mostra o mapa de contorno da temperatura de poeira na direção da nuvem DC291.1-1.7. Embora a qualidade do mapa de



**Figura 3.9:** Distribuição espacial da temperatura de poeira na nuvem DC291.1-1.7

contorno seja limitada devido ao pouco número de pontos de avaliação (25), fica evidente que na direção das regiões mais opacas no óptico (imagem DSS-II-Red), temos baixas temperaturas. De fato existe uma tendência de um gradiente de temperatura que vai de  $T_p \sim 16$  K nas bordas da nuvem a  $T_p \sim 5$  K na direção do centro da nuvem.

# Capítulo 4

## Estudo da temperatura cinética e da estabilidade da nuvem DC291.1-1.7

As nuvens interestelares, sobretudo as escuras, são formadas por gás e poeira. O gás é de longe o constituinte predominante. Através do seu estudo, podemos analisar as condições de estabilidade frente ao colapso, que é a condição essencial para uma possível<sup>1</sup> formação de estrela. Na seção anterior associamos a extinção visual à quantidade de gás na linha de visada. Nesta seção analisaremos a emissão de linhas rotacionais moleculares advindas do gás na direção da nuvem DC291.1-1.7. Para tanto, utilizaremos dados obtidos na literatura.

### 4.1 Inferência da temperatura através de transições rotacionais de moléculas

Ao contrário dos átomos, para os quais apenas a energia dos elétrons intervém nas transições, as moléculas possuem três tipos de transições: eletrônicas, vibracionais e rotacionais. Segundo, Krumholz (2010), devido às baixas temperaturas das nuvens escuras, apenas as transições rotacionais são importantes. A rotação pode ser global, ou seja, em torno do eixo principal de inércia ou alguma rotação interna para moléculas complexas. Esses níveis rotacionais são definidos pela letra  $J$  que caracteriza o número quântico momento angular. Cada nível  $J$  tem apenas uma transição radiativa permitida para o nível  $J - 1$ . Para moléculas diatômicas ou moléculas lineares (Exemplo:  $CO$ ), apenas o número quântico  $J$  é suficiente para estudar suas propriedades. Outros tipos de transições rotacionais podem ocorrer para energias similares, como é o caso da molécula de amônia ( $NH_3$ ), que é tetraédrica e apresenta uma transição de *inversão*. Outra molécula que apresenta uma transição complexa é a molécula de formaldeído ( $H_2CO$ ). Neste caso, suas energias são levemente diferenciadas devido à parte assimétrica da função de onda e seus

---

<sup>1</sup>Nem todo colapso gera estrelas.

níveis rotacionais são divididos em  $J$  e  $K$ , onde esse último representa o número quântico da projeção do momento angular sobre o eixo de rotação  $Oz$ .

Para a nuvem DC291.1-1.7 foram encontradas na literatura as transições da molécula de  $^{12}CO$  ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) no trabalho de Otrupceck et al. (2000); a transição do  $^{12}CO$  ( $J = 4 \rightarrow 3$ ) em Löhr et al. (2007); a presença de  $NH_3$  ( $J, K = 1, 1$ ) em Bourke et al. (1995) e a transição rotacional  $1_{11} \rightarrow 1_{10}$  do formaldeído em Goss et al. (1980). Com as observações das transições das moléculas de  $^{12}CO$  e  $H_2CO$  podemos determinar a temperatura de excitação da nuvem e conseqüentemente sua temperatura cinética na direção central. Com a transição da amônia isso não será possível pela falta de dados, pois precisaríamos de duas transições consecutivas. No entanto, a amônia é um ótimo traçador de densidade segundo Bourke et al. (1995). Para que a transição  $J, K = 1, 1$  ocorrer é necessário densidades maiores que  $10^3$  partículas por centímetro cúbico da nuvem. Logo isso significa que essa nuvem apresenta grande densidade espacial, fator importante na análise de sua estabilidade cinética.

#### 4.1.1 Molécula de $^{12}CO$ ( $J = 1 \rightarrow 0$ )

As linhas de emissão da molécula de  $CO$  são opticamente espessas para baixos valores de  $J$ , o que significa que existe uma população maior de moléculas de  $CO$  no estado fundamental ( $J = 0$ ) do que no estado excitado ( $J = 1$ ) dadas as baixas temperaturas típicas das nuvens escuras. A molécula de  $CO$  não é boa indicadora de densidade, sobretudo para as transições rotacionais de mais baixa energia, pois devido a sua grande abundância, ocorrem efeitos de saturação na formação da linha. A excitação é basicamente colisional. Segundo Tielens (2005), a transição rotacional  $J = 1 \rightarrow 0$  ocorre para densidades da ordem de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Transições mais altas como  $J = 4 \rightarrow 3$  exigem densidades maiores como  $4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Entretanto, como a taxa de colisão está relacionada à temperatura do meio, as transições da molécula de  $CO$  são boas indicadoras da temperatura cinética do meio. Dessa forma, a transição  $J = 1 \rightarrow 0$ , nos fornece a temperatura mais externa da nuvem, pois trata-se de uma linha opticamente espessa. Por sua vez, a transição de  $J = 4 \rightarrow 3$ , é formada em regiões de mais alta densidade, no interior da nuvem.

Para encontrar a temperatura de excitação usamos uma distribuição de Boltzmann e a informação de que a energia para cada nível rotacional é dada por

$$E_J/h = B_0J(J+1) - D[J(J+1)]^2, \quad (4.1)$$

onde  $h$  é a constante de Planck,  $B_0 = h/8\pi I$  que está associado ao momento de inércia da molécula, e o segundo termo é devido à distorção centrífuga. Ele é  $10^4$  a  $10^6$  vezes menor que o primeiro termo.

A regra de seleção para transições radiativas bipolares é  $\Delta J = \pm 1$ . A taxa de emissão

espontânea entre dois níveis é dada pelo coeficiente de Einstein

$$A_{J+1 \rightarrow J} = 1.165 \times 10^{-11} \mu^2 \nu^3 \frac{J+1}{2J+3}, \quad (4.2)$$

onde  $A$  está em  $s^{-1}$ ,  $\nu$  em GHz e  $\mu$  (momento de dipolo da molécula) em debye. Segundo, Tielens (2005), o valor para a transição  $J = 1 \rightarrow 0$  é de  $A = 7.2 \times 10^{-8}$  e para  $J = 4 \rightarrow 3$ , a taxa de emissão espontânea é  $A = 6.1 \times 10^{-6}$ .

Usando a distribuição de Boltzmann, podemos achar a temperatura de excitação ( $T_{ex}$ ), através da razão de população em diferentes estados de rotação devido à excitação. Dessa forma, encontramos a temperatura de excitação em função dos pesos estatísticos  $g$  e da densidade de população  $n$ ,

$$T_{ex}^{J+1 \rightarrow J} = h\nu_{J+1 \rightarrow J} \left\{ k \cdot \ln \left[ \frac{g(J+1) \cdot n(J)}{g(J) \cdot n(J+1)} \right] \right\}^{-1} \quad (4.3)$$

Segundo, Lequeux et al. (2004), resolvendo a Equação 4.3 para a molécula de  $CO$  ( $J = 1 \rightarrow 0$ ), podemos reescrevê-la da seguinte forma,

$$T_{ex}^{1 \rightarrow 0} = \frac{h\nu/k}{\ln \left( 1 + \frac{h\nu/k}{T_A^*(^{12}CO) + T_R} \right)}, \quad (4.4)$$

onde  $T_A^*$  é a temperatura de antena efetiva da linha de  $^{12}CO$ , e  $T_R$  a temperatura do campo de radiação de fundo (2.725 K). Assumindo que a nuvem está em LTE, podemos dizer que a temperatura cinética é igual à temperatura de excitação.

A temperatura de antena mede a potência de um sinal. Ela é definida como a temperatura de um corpo negro, que produz o mesmo sinal observado. Se a fonte preenche o feixe da antena, então, a temperatura de brilho é igual a temperatura de antena.

Conforme Goldsmith, (1972), a temperatura de antena pode ser dada como

$$T_A^{J+1 \rightarrow J} = \frac{A_{J+1 \rightarrow J} n(J+1) hc^2}{8\pi k \Delta\nu \cdot \nu} \cdot L, \quad (4.5)$$

onde  $L$  é a dimensão da nuvem.

Então, usando a equação (4.4), e os dados de Otrupcek *et al.*, (2000) -  $T_A^{1 \rightarrow 0} = 8.4 K$ , encontramos que a temperatura de excitação da nuvem na região mais externa é

$$T_{ex}^{1 \rightarrow 0} = 13,7 K \quad (4.6)$$

#### 4.1.2 Molécula de $^{12}CO$ ( $J = 4 \rightarrow 3$ )

Para encontrar a temperatura de excitação da transição  $J = 4 \rightarrow 3$ , da molécula de  $CO$ , para a nuvem DC291.1-1.7, fizemos uso do trabalho de Cecchi-Pestellini et al.

(2001). Os autores calcularam a temperatura de excitação para um conjunto de glóbulos do hemisfério sul. Para os cálculos, foi considerado que qualquer fóton emitido escapa completamente do meio, para um meio opticamente fino, ou é absorvido localmente para um meio espesso.

Da solução da equação da transferência radiativa, temos que a temperatura de brilho do feixe principal é

$$T_{MB}(\nu) = \frac{h\nu}{k} [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{rf})] \times (1 - e^{-\tau}), \quad (4.7)$$

onde  $T_{rf}$  é a radiação de fundo,  $T_{ex}$  a temperatura de excitação e  $\tau$  a profundidade óptica da transição. Cada uma dessas grandezas é definida como

$$T_{rf} = 2.725K \quad (4.8a)$$

$$J_\nu(T_{ex}) = \frac{1}{\exp(h\nu/kT_{ex}) - 1} \quad (4.8b)$$

$$J_\nu(T_{rf}) = \frac{1}{\exp(h\nu/kT_{rf}) - 1} \quad (4.8c)$$

$$\tau = \frac{c^3}{8\pi\nu^3 A_{4\rightarrow3}} \left( f_j \frac{g_i}{g_j} - f_i \right) N_{CO}/\Delta\nu, \quad (4.8d)$$

onde  $A_{4\rightarrow3}$  é a taxa de emissão espontânea para essa transição,  $f_j$  é a fração populacional no  $j$ -ésimo nível de energia,  $f_i$  é a fração populacional no  $i$ -ésimo nível de energia,  $g_i$  e  $g_j$  os pesos estatísticos ( $g_J = 2J + 1$ ),  $N_{CO}/\Delta\nu$  é a densidade colunar de moléculas para essa transição por unidade de velocidade.

Dessa forma, usando o trabalho de Cecchi-Pestellini et al. (2001) e o dados da transição em Löhner et al. (2007) para a nuvem DC291.1-1.7, encontramos que a profundidade óptica e a temperatura são dadas respectivamente por

$$\tau_{4\rightarrow3} = 2,9 \quad (4.9a)$$

$$T_{ex}^{4\rightarrow3} = 11,3 K \quad (4.9b)$$

### 4.1.3 Molécula de $H_2CO$ ( $1_{11} \rightarrow 1_{10}$ )

A molécula de formaldeído ( $H_2CO$ ) é mais complexa que a de  $CO$ , levando também a uma maior complexidade nas transições rotacionais. Como é uma molécula não-linear, a princípio, pode ser considerada como um rotator rígido definido por três momentos de inércia  $I_{\alpha\alpha}$ , com  $\alpha = x, y, z$ . Então, a expressão clássica para a energia cinética de rotação

é

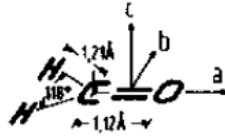
$$E_K = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^3 J_{\alpha}^2 / I_{\alpha\alpha}, \quad (4.10)$$

onde,  $J_{\alpha}$  é a componente do momento angular. Para a análise quântica, usamos o Hamiltoniano, dado por

$$H = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^3 J_{\alpha}^2 / I_{\alpha\alpha}, \quad (4.11)$$

onde  $J_{\alpha}$  são as componentes do operador do momento angular  $-i\hbar\nabla$  no sistema de referência de rotação da molécula.

Como falamos anteriormente, os estados rotacionais desse tipo de molécula são divididos, em  $J$  e  $K$ . Como a assimetria do formaldeído é pequena, seu diagrama de energia é semelhante ao de um rotator simétrico, como a molécula de  $CO$ . Ele é definido por três números quânticos:  $J$ ,  $K_a$  (principal) e  $K_c$  (secundário), onde os dois últimos são projeções do número quântico momento angular  $J$ . Observe a Figura 4.1 da estrutura química da molécula de formaldeído extraída de Lequeux et al. (2004). A direção  $\mathbf{a}$ ,



**Figura 4.1:** Estrutura molecular do formaldeído.

está ao longo do eixo  $C=O$ , no qual o momento de dipolo da molécula está alinhado e  $\mathbf{c}$  é perpendicular ao plano da molécula. A linha de formaldeído é caracterizada por uma absorção, devido aos seus baixos níveis serem superpovoados e são excitados através de colisões segundo Mangum & Wootten, (1993).

Essa molécula foi detectada na nuvem DC291.1-1.7 na transição  $1_{11} \rightarrow 1_{10}$  em 5GHz no trabalho de Goss et al. (1980). Sua temperatura de brilho foi de  $\Delta T_B = -0,38 K$ . Para acharmos a temperatura de excitação usando a molécula de formaldeído, usamos a seguinte equação baseada nos trabalhos de Heiles (1973) e Goss et al. (1980):

$$\Delta T_B = (T_{ex} - T_{rf})(1 - e^{-\tau}), \quad (4.12)$$

onde  $\Delta T_B$  é a temperatura de brilho,  $T_{ex}$  de excitação,  $T_{rf}$  de fundo igual a  $T_{rf} = 2,725 K$  e  $\tau$  a profundidade óptica da linha.

Então, da Equação (4.12), temos que a temperatura de excitação é dada por

$$T_{ex} = \frac{\Delta T_B}{(1 - e^{-\tau})} + T_{rf}. \quad (4.13)$$

O problema agora é determinar a profundidade óptica dessa transição. Segundo Tielens

(2005) - a densidade de partículas para que a transição ocorra é bastante alta. Desta forma, para DC291.1-1.7, esperamos um meio opticamente fino, visto que nesta nuvem os valores de extinção visual são moderados. Segundo Dieter (1973), o intervalo de profundidade óptica na transição  $1_{11} - 1_{10}$  vai de 0,1 a 0,5. Henkel et al. (1980) sugere que a profundidade aparente desta transição pode ser calculada como:

$$\tau_a = -\ln \left( 1 - \frac{T_B}{T_{rf}} \right). \quad (4.14)$$

As profundidades ópticas aparente e real relacionam-se pela equação abaixo, extraída do trabalho de Savage & Sembach (1991):

$$\tau_a(\lambda) = \ln \{1 / [\exp(-\tau(\lambda)) \times \phi(\Delta\lambda)]\} \quad (4.15)$$

onde  $\phi(\Delta\lambda)$  é o perfil da linha observada. Então usando a resolução da observação fornecida por Goss et al. (1980) - encontramos que a profundidade óptica verdadeira é

$$\tau = 0,61, \quad (4.16)$$

que é um pouco acima do proposto por Dieter (1973), mas que ainda corresponde a um meio opticamente fino. Então, substituindo esse valor, na Equação (4.13), obtemos uma temperatura de excitação de

$$T_{ex} = 1,9K. \quad (4.17)$$

Conforme os trabalhos de Dieter (1973); Goss et al. (1980), Heiles (1973), Downes et al. (1976) e Henkel et al. (1980), esse valor está coerente, visto que para que a linha apareça em absorção, como é o caso dessa observação, a temperatura de excitação precisa ser menor que a temperatura da radiação de fundo ( $T_{rf} = 2.725$  K no caso de DC291.1-1.7, que não possui nenhuma região HII na linha de visada). Esta temperatura não deve ser tomada como a temperatura cinética do meio no qual a linha é formada. Devido a efeitos de seleção colisional, acima da densidade crítica ( $n_{H_2CO} \geq 8 \text{ cm}^{-3}$ ) as moléculas de  $H_2CO$  irão super-popular os estados mais baixos do dupletto-K ( $\Delta J = 0$ ,  $\Delta K_a = 0$ ,  $\Delta K_c = \pm 1$ ), “resfriando” a linha  $1_{10} - 1_{11}$  para temperaturas mais baixas que a radiação cósmica de fundo (Henkel et al. 1980; Mangum et al. 2008; Ginsburg et al. 2011). Como as colisões das moléculas de  $H_2CO$  ocorrem preferencialmente com as moléculas de  $H_2$ , a densidade para que isto ocorra é  $n_{H_2} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , o que mostra que a nuvem DC291.1-1.7 é espacialmente densa.

## 4.2 Estudo da Estabilidade

As estrelas formam-se a partir de nuvens interestelares que apresentam condições físicas

propícias ao colapso e fragmentação. O modelo de Shu et al. (1987) foi o primeiro a explicitar a física da formação estelar, ainda de forma analítica. Atualmente, os modelos são numéricos e utilizam computação de alto desempenho para as iterações de modelos que levam em conta a magnetohidrodinâmica da nuvem. Massa, campo de velocidades, turbulência, campo de radiação externo, campo magnético, dentre outros fatores; são utilizados nestes modelos. Estes e observações em larga escala na Galáxia mostram que o colapso isolado de uma única nuvem levando à formação de uma única estrela é raridade. De modo geral, as estrelas nascem em grupos, ao longo de grandes complexos de nuvens. Ainda que possamos analisar cada uma destas nuvens individualmente, o colapso parece iniciar em escalas maiores. Neste trabalho, estamos interessados em analisar uma nuvem pequena, DC291.1-1.7, que certamente faz parte de uma estrutura maior (possivelmente na borda da bolha local), mas para a qual faremos uma análise local, com modelos analíticos simples para as condições físicas do gás.

### 4.2.1 Teorema do Virial

O teorema do virial é fundamental para descrever as condições de estabilidade de um sistema físico. Na sua forma simplificada, escrevemos como:

$$2K + U = 0, \quad (4.18)$$

onde  $K$  é a energia cinética e  $U$  a energia potencial gravitacional. Para uma nuvem interestelar, esta equação expressa o balanço entre a auto-gravitação da nuvem e pressão cinética do gás. Se  $2K > U$ , então a pressão interna do gás predomina e a nuvem expande. Na situação oposta, a auto-gravitação do sistema predomina e ocorre o colapso gravitacional. As condições entre esses dois casos, não levam em consideração, rotação, turbulência e campo magnético, ou seja, é um modelo apenas hidrodinâmico.

Considerando uma nuvem de gás perfeito, a uma temperatura  $T$ , a energia cinética interna é

$$K = \frac{3}{2} \frac{M_c k T}{\mu m_H}, \quad (4.19)$$

onde  $M_c$  é a massa total da nuvem,  $\mu$  é o peso molecular médio do gás e  $m_H$  é massa atômica do hidrogênio. Para uma nuvem esférica e homogênea, sua energia potencial gravitacional é

$$U = -\frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}, \quad (4.20)$$

onde  $R_c$  é o raio da nuvem, dado por  $(3M_c/4\pi\rho_0)^{1/3}$ , conforme compilação de Carroll & Ostlie (2007).

Usando os dados da nuvem DC291.1-1.7, como  $M_c = 5,45M_\odot$ ,  $\rho_0 = 1,1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} = 1,8 \times 10^{-16} \text{ Kg/m}^3$  e  $T = 11 \text{ K}$  como temperatura média, as energias cinética e potencial

gravitacional, são dadas respectivamente como

$$2K = 1,3 \times 10^{36} J \quad (4.21a)$$

$$U = -1,9 \times 10^{36} J \quad (4.21b)$$

O resultado nos remete à condição de  $2K < |U|$ . Considerando as incertezas nas grandezas envolvidas no cálculo das energias, é razoável afirmar que  $2K \approx U$ , apesar de nominalmente o valor de  $2K$  ser um pouco menor. Pela análise simples do Teorema do Virial chegamos à conclusão de que a nuvem DC291.1-1.7 está próxima do equilíbrio, ou no máximo, em suave colapso.

## 4.2.2 Modelo de Jeans

Sir James Hopwood Jeans (1877 - 1946) tratou o problema da instabilidade gravitacional com uma análise linear em um meio infinito e uniforme. Neste trabalho são desconsiderados efeitos de rotação e campo magnético. Jeans utilizou três equações para descrever a dinâmica do meio: equação da continuidade, equação de movimento e equação de Poisson respectivamente, onde  $\Phi$  é o potencial gravitacional e  $P$  a pressão do gás ideal.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0, \quad (4.22a)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right) = -\nabla P - \rho \nabla \Phi, \quad (4.22b)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (4.22c)$$

A análise destas equações é efetuada através de instabilidades (perturbações) nas grandezas envolvidas, com o objetivo de explicitar valores críticos para a densidade, massa e comprimento que o meio deve ter para o colapso gravitacional ocorrer. Particularmente, estamos interessados em explicitar a Massa de Jeans, que delimita a massa que a nuvem deve ter para que colapse sob a ação de seu próprio campo gravitacional. Não vamos apresentar aqui sua demonstração, visto que pode ser encontrado em livros-texto (ver Carrol & Ostlie 2007). Formalmente:

$$M_J \simeq \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (4.23)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann e  $\mu = 2,33$  é o peso molecular médio do gás.

Dadas as condições de  $\rho_0 = 1,8 \times 10^{-16} \text{ Kg}/m^3$  e  $T = 11 \text{ K}$ , a massa de Jeans obtida é

$$M_J = 3M_\odot \quad (4.24)$$

A massa estimada para a nuvem no capítulo anterior deste trabalho é  $5,45 M_\odot$ . Desta forma, como este valor é da ordem ou maior que a massa de Jeans, chegamos à conclusão que, por esta análise, a nuvem DC291.1-1.7 pode estar sofrendo um colapso, ou estar em equilíbrio, dada a pouca diferença entre a massa da nuvem e a massa de Jeans.

### 4.2.3 Modelo de Bonnor-Ebert

O modelo de Bonnor-Ebert (BE) é bastante usado no estudo da estabilidade de nuvens escuras (Evans et al. 2001, Teixeira, Alves & Lada 2005, Racca, Vilas-Boas & De la Reza 2009). Este modelo é diferente do modelo de Jeans, por considerar uma **pressão externa** devido ao próprio meio interestelar. É assumida uma esfera isotérmica, sujeita à gravidade, pressão térmica e pressão externa (Ebert 1955, Bonnor 1956).

O modelo BE invoca um parâmetro radial adimensional  $\xi$ , que está relacionado com a estabilidade da nuvem. O valor crítico é dado por  $\xi_{max} = 6.5$ . Então, se  $\xi < \xi_{max}$  a nuvem é estável, se  $\xi > \xi_{max}$  a nuvem é instável. Outro parâmetro adimensional necessário ao modelo é o termo  $\Psi$ , que relaciona a densidade na direção radial com a densidade central.

As soluções para ajustes de perfis de densidade observados para uma esfera de Bonnor-Ebert, também é conhecida como equação modificada de Lane-Emden, dada como:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\Psi}{d\xi} \right) = e^{-\Psi} \quad (4.25)$$

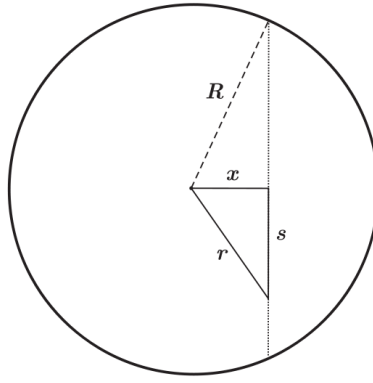
Aqui,  $\Psi = \Psi(\xi) = -\ln(\rho/\rho_0)$ . Conforme Alves et al. (2001), a Equação (4.25) é resolvida numericamente, com as seguintes condições de contorno [ $\Psi(0) = 0$ ] e [ $d\Psi(0)/d\xi = 0$ ].

Para uma esfera isotérmica, sob uma pressão externa constante, há uma família de soluções para a Equação (4.25), caracterizada por um único parâmetro:

$$\xi_{max} = \left( \frac{4\pi G m_H \mu \rho_0}{k_B T} \right)^{1/2} \cdot r, \quad (4.26)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann

Para proceder com os ajustes dos perfis de densidade, é necessário recorrer a um modelo geométrico, para que seja possível obter a densidade colunar, integrando a densidade volumétrica ao longo da linha de visada. O modelo que vamos adotar, está apresentado em Dapp & Basu (2009), de onde extraímos a Figura 4.2.

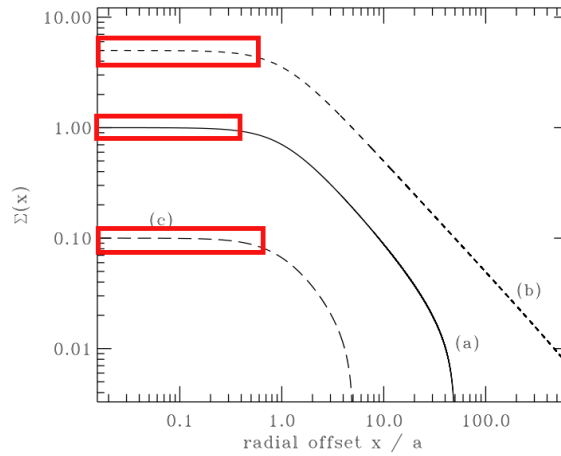


**Figura 4.2:** Esquema ilustrativo de um corte através de uma nuvem esférica de raio  $R$ . O observador está posicionado da direção da coordenada  $s$ .

A densidade volumétrica é definida como:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_c a^2 / (r^2 + a^2) & r \leq R, \\ 0 & r > R, \end{cases} \quad (4.27)$$

onde  $\rho_c$  é a densidade volumétrica central e  $R$  é o raio que delimita a nuvem. O parâmetro “ $a$ ”, ajusta o tamanho da região plana (retângulos), em um gráfico do tipo mostrado na Figura 4.3.



**Figura 4.3:** Gráfico do  $\text{Log}[\Sigma(x)] \times \text{Log}[\text{Raio}]$ . Dapp & Basu (2009).

O parâmetro “ $a$ ” é definido como:

$$a = k \frac{c_s}{\sqrt{G\rho_c}} \quad (4.28)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional,  $k$  é uma constante de proporcionalidade e  $c_s$  é a velocidade do som em um meio isotérmico, dada como:  $c_s = \sqrt{k_B T / \mu m_H}$ .

A densidade colunar é encontrada integrando a densidade volumétrica (Eq. 4.27) ao

longo da linha de visada:

$$\Sigma(x) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2-x^2}} \rho(s) ds \quad (4.29)$$

$$= 2 \int_x^R \frac{\rho(r) r dr}{\sqrt{r^2-x^2}}, \quad (4.30)$$

onde foi usada a transformação  $s = \sqrt{r^2-x^2}$  e então  $ds = r dr / \sqrt{r^2-x^2}$ , cujas grandezas podem ser encontradas na Figura 4.2.

Agora, inserindo a Equação (4.27) na Equação (4.30), resolvendo a integral analiticamente e usando as condições  $c \equiv R/a$  e  $\Sigma(x=0) \equiv \Sigma_c = 2a\rho_c \tan^{-1}(c)$ , encontramos que a densidade colunar é dada por:

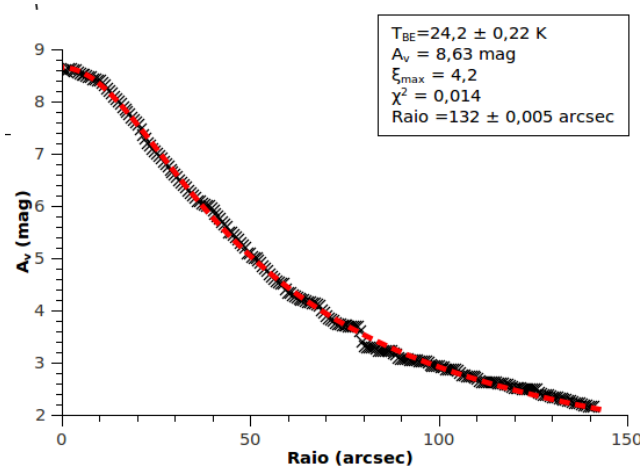
$$\Sigma(x) = \frac{\Sigma_c}{\sqrt{1+(x/a)^2}} \times \left[ \frac{\tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{c^2-(x/a)^2}{1+(x/a)^2}} \right)}{\tan^{-1}(c)} \right] \quad (4.31)$$

Dada a Equação 4.31, podemos proceder com o ajuste do perfil de densidade colunar observado com o teórico. Os três parâmetros livres de ajuste são: (i) o raio  $R$  da nuvem (usando o parâmetro “ $c$ ”), (ii) a densidade colunar central  $\Sigma_c$  (pode ser alterada para a extinção central através da Equação 3.19), (iii) o tamanho da região plana,  $a$ .

Para encontrar a densidade colunar, usamos o mapa de extinção da Figura 3.8. Fizemos um círculo de  $140''$  de arco, considerando como centro a região de maior extinção, que não necessariamente corresponde ao centro físico da imagem. Convertemos a extinção em  $J$  do 2MASS (vide Seção 3.1.4), da Figura 3.8 usando a relação  $A_V = A_J/0,282$ , já comentada anteriormente. Finalmente usamos a Equação 3.19 para obter os valores radiais da densidade colunar.

A Figura 4.4 mostra o ajuste de Bonnor-Ebert (linha tracejada) sobre os dados obtidos do mapa de extinção (cruzes pretas) da Figura 3.8.

O ajuste de Bonnor-Ebert foi executado com o método dos mínimos quadrados de Levenberg-Marquardt. O resultado parou após 13 interações. Comentamos anteriormente que deixamos o parâmetro adimensional “ $c$ ”, a densidade colunar e o tamanho da região plana “ $a$ ”, livres para que o método usado nos devolvesse seus valores para o melhor ajuste. Os resultados foram:  $c = 4$ ,  $\Sigma_c = 17,26 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  e  $a = 33 \text{ arcsec}$ . Esses valores estão diretamente relacionados com as grandezas físicas da nuvem. Falamos que o raio da nuvem é dado por  $R = c \cdot a$ . Dessa forma temos que  $R = 132 \text{ arcsec}$ . Dada a distância da nuvem estimada no Capítulo 3 como  $80 \text{ pc}$ , encontramos que o raio da nuvem em parsec é  $R = 0.05 \text{ pc}$ . Outra consequência do valor de “ $a$ ” está relacionada com a estabilidade da nuvem. Dado que  $a = 33 \text{ arcsec}$ , então esse valor representa 25% do raio da nuvem. De acordo com Dapp & Basu (2009), isso caracteriza uma nuvem no



**Figura 4.4:** Perfil de extinção  $A_V$  radial da nuvem DC291.1-1.7. As cruzes pretas representam o perfil de extinção observado e a linha tracejada o ajuste teórico de Bonnor-Ebert.

regime de equilíbrio estável. Através da Equação 3.19 encontramos que a extinção visual no centro da nuvem, estimada pelo modelo de Bonnor-Ebert é de 8,63 mag, equivalente aos valores encontrados anteriormente. A temperatura da nuvem assumindo esse modelo é constante, e pode ser encontrada a partir da Equação 4.28, onde usamos o valor de 0,4 para a constante de proporcionalidade como proposta em Dapp & Basu (2009). Seu valor é  $T = 24,2 \pm 0,22$  K. Esse valor está acima do que foi estimado anteriormente, mas não descaracteriza o modelo visto que algumas aproximações são assumidas para a geometria da nuvem. O resultado relevante no contexto de estabilidade é o parâmetro  $\xi$ . Através da Equação 4.26, estimamos que  $\xi = 4,2$ . Logo, de acordo com esse resultado, a nuvem está em equilíbrio estável.

### Massa de Bonnor-Ebert para a nuvem DC291.1-1.7

Através do modelo de Bonnor-Ebert é possível derivar a massa crítica na qual pode ou não haver equilíbrio, tal qual o modelo de Jeans. Formalmente essa massa é dada por:

$$M_{BE} = 1,18 \frac{c_s^4}{G^{3/2} P_S^{1/2}}, \quad (4.32)$$

onde  $c_s$  é a velocidade do som num meio isotérmico (já definida neste mesmo capítulo) e  $P_S$  é a pressão externa.

A pressão externa ( $P_S$ ) é obtida no trabalho de Krumholz (2010), usando o teorema do virial, dado como:

$$\frac{1}{2} \ddot{\mathcal{I}} = 2(\mathcal{T} - \mathcal{T}_S) + \mathcal{M} + \mathcal{W} - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \int_S (\rho \mathbf{v} r^2) \cdot d\mathbf{S} \quad (4.33)$$

onde,  $\ddot{\mathcal{I}}$  é a derivada segunda do momento de inércia,  $\mathcal{T}$  é a energia cinética mais a energia

térmica da nuvem,  $\mathcal{T}_S$  é a pressão na superfície da nuvem,  $\mathcal{M}$  é a pressão magnética,  $\mathcal{W}$  o fator gravitacional e o último termo define algum fluxo de massa, entrando ou saindo do volume virial.

No entanto, Krumholz (2010) considera os termos de pressão e gravidade, mas despreza a contribuição magnética. Então assumindo uma geometria esférica e considerando a nuvem no equilíbrio virial, a Equação 4.33 pode ser reescrita em função da pressão externa:

$$P_S = 0,13 \frac{c_s^8}{\pi a^3 G^3 M^2}, \quad (4.34)$$

onde, neste caso o termo  $a$  da geometria da nuvem e de sua distribuição interna de massa. Para uma nuvem esférica, como é o caso do modelo de Bonnor-Ebert,  $a = 3/5$ .

Usando os dados encontrados com os ajustes feitos anteriormente, obtemos os seguintes valores para pressão externa e massa de Bonnor-Ebert, respectivamente:

$$P_S = 3 \times 10^{-13} Pa \quad (4.35a)$$

$$M_{BE} = 14,7 M_\odot \quad (4.35b)$$

O resultado da Equação (4.35b) é coerente com o parâmetro de estabilidade  $\xi = 4,2$  encontrado acima. Dessa mesma equação vemos que a massa estimada pelo modelo de Bonnor-Ebert é bem maior que a massa estimada para a nuvem DC291.1-1.7 de  $5,45 M_\odot$  (vide Seção 3.1.4). Neste caso, a nuvem está em equilíbrio, o que corrobora com os resultados já encontrados até aqui.

#### 4.2.4 O papel da turbulência na nuvem DC291.1-1.7

A turbulência é um fenômeno regido pela dissipação de energia cinética de movimentos macroscópicos do gás em múltiplas escalas de comprimento. De modo geral, como em outros fluidos, o espectro de potência dissipada cai com uma lei de potência em relação à escala espacial considerada (maiores escalas dissipam mais energia, Lei de Kolmogorov,  $E(k) \propto k^{-5/3}$ ). Em nuvens escuras, a análise da turbulência é efetuada através da largura das linhas espectrais formadas no gás. Estudos iniciais, como o de Zuckerman & Evans (1974), consideraram que a turbulência é o principal mecanismo de suporte da nuvem contra sua gravidade. Ela atua dissipando a energia cinética de colapso nos movimentos macroscópicos da nuvem. Assim, independente da nuvem estar colapsando, expandindo ou simplesmente rotacionando ou transladando na Galáxia, a turbulência estará presente, dissipando energia relacionada a estes movimentos. Desta forma, a turbulência tem papel importante na cinemática do gás e na morfologia e tempo de vida das nuvens, bem como na taxa de formação de estrelas e até mesmo na função de massa inicial das estrelas

formadas. A largura das linhas espectrais formadas no gás é um bom indicativo da turbulência, apesar de outros fatores influenciarem nesta largura.

Os movimentos turbulentos podem ser supersônicos, quando a largura de linha é maior que a largura de linha térmica, por um fator significativo, ou pode ser subsônico, quando a condição anterior não ocorre. De acordo com Ballesteros-Paredes et al. (2006), em relação ao suporte contra a gravidade e taxa de formação estelar, a turbulência, em escala global, evita o colapso monolítico, mas em pequenas escalas, promove o colapso local, contribuindo para a fragmentação da nuvem. Isso aumenta o número de estrelas formadas, mas diminui a taxa de formação estelar da nuvem (definida como a razão entre a massa de estrelas formadas e a massa total da nuvem). Dessa forma, a turbulência, tem o papel duplo, de evitar e também de contribuir para a formação estelar.

De acordo com Hotzel et al. (2002), a energia que contribui para o suporte turbulento da nuvem é dada por

$$E_{turb} = \frac{2,33}{17} \left( \frac{\Delta V^2}{\Delta V_{term}^2} - 1 \right) E_{term}, \quad (4.36)$$

onde  $E_{term}$  é a energia térmica e  $\Delta V_{term}^2$  é a largura de linha térmica definida por

$$\Delta V_{term} = \sqrt{8 \ln(2) [kT/17m_H]}, \quad (4.37)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann.

As larguras de linha das transições moleculares observadas na nuvem DC291.1-1.7 são:

- Para  $CO$  ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) - Otrupceck et al (2000).

$$FWHM = 1,3 \text{ Km/s} \quad (4.38)$$

- Para  $CO$  ( $J = 4 \rightarrow 3$ ) - Löhr et al. (2007).

$$FWHM = 1,2 \text{ Km/s} \quad (4.39)$$

- Para  $H_2CO$  - Goss et al, (1980).

$$FWHM = 0,9 \text{ Km/s} \quad (4.40)$$

Para suas respectivas temperaturas cinéticas, encontradas nas seções anteriores para cada transição, as razões entre energia turbulenta e energia térmica, usando a Equação (4.37) são

- Para  $CO$  ( $J = 1 \rightarrow 0$ )

$$E_{turb} = 5,9 E_{term} \quad (4.41)$$

- Para  $CO$  ( $J = 4 \rightarrow 3$ )

$$E_{turb} = 6,1E_{term} \quad (4.42)$$

- Para  $H_2CO$

$$E_{turb} = 3,51E_{term} \quad (4.43)$$

onde utilizamos para a molécula de  $H_2CO$  a mesma temperatura utilizada para a transição  $J = 4 \rightarrow 3$  da molécula de  $CO$ . Esses resultados estão de acordo com uma turbulência supersônica. A turbulência tem um papel importante na manutenção da nuvem DC291.1-1.7. É preciso fazer a auto-crítica deste resultado, uma vez que atribuímos todo o excesso da largura de linha (em relação ao alargamento térmico) à turbulência. Na verdade, movimentos macroscópicos não turbulentos do gás, ao longo da linha de visada, também podem alargar a linha.

#### 4.2.5 O papel do campo magnético na nuvem DC291.1-1.7

Entender a função do campo magnético na evolução de nuvens moleculares tem sido um grande desafio para a astrofísica moderna. Segundo Stutz et al. (2007) compilação de Carroll & Ostlie (2007) e Troland & Crutcher (2008), sabe-se que o campo magnético desempenha um importante papel contra o colapso da nuvem. A idéia usa o conceito de congelamento das linhas de campo magnético, que foi introduzido por Alfvén (1942) e estabelece que as linhas de campo movam-se com o plasma, ou seja, as partículas se movem como se estivessem fixas às linhas de campo magnético.

Se o campo magnético da nuvem está congelado, e a nuvem comprimida, o campo magnético irá aumentar, aumentando com ele a pressão magnética e isso evita o seu colapso gravitacional. Do trabalho de Stutz et al. (2007), temos que a massa crítica que o campo magnético pode suportar é dado em massas solares por

$$M_B \simeq 70M_\odot \left( \frac{B}{10\mu G} \right) \left( \frac{R}{1pc} \right)^2, \quad (4.44)$$

onde  $B$  é o campo magnético total dado em  $\mu G$  e  $R$  o raio da nuvem em pc. Se a massa da nuvem é menor que  $M_B$ , a nuvem é chamada de **magneticamente subcrítica**, e fica estável contra o colapso. Mas se sua massa for maior que  $M_B$ , ela é chamada de **magneticamente supercrítica**, e a pressão magnética não suportará o colapso gravitacional.

No entanto, apenas partículas carregadas como elétrons e íons são atraídos pelas linhas de campo magnético; partículas neutras não. Sabendo que os núcleos de nuvens escuras são dominados por partículas neutras, como o campo magnético afeta o colapso? A resposta está nas colisões entre partículas neutras e os íons, que inibe movimentos macroscópicos. No entanto, se há um fluxo com direção definida para as partículas neutras devido à força gravitacional, elas tenderão a migrar lentamente naquela direção. Este é o

processo chamado de **difusão ambipolar**. Na literatura, a difusão ambipolar é chamada de **quase-estática**, por conta dos longos tempos para o acúmulo de matéria no núcleo da nuvem e termos a condição de colapso, que é  $M_{nuvem} > M_B$ . De acordo com Tassis & Mouschovias (2004) e Mouschovias et al. (2006), a formação estelar controlada pela difusão ambipolar, não contradiz o tempo de vida de nuvens e a formação estelar.

Para resolver a Equação (4.45) a fim de encontrar a massa magnética que uma nuvem deveria ter para ser suportada pelo campo magnético, precisamos ter  $B$  total e o raio da nuvem. Nas seções anteriores mostramos que para a nuvem DC291.1-1.7, temos  $R = 0.05 pc$ . No capítulo seguinte, mostraremos como encontramos  $B_{\perp} = 337 \mu G$  (vamos usar apenas a componente no plano do céu). Através da Equação (4.44), encontramos que a massa magnética da nuvem é de

$$M_B = 6M_{\odot} \tag{4.45}$$

Este resultado é muito importante no contexto de estabilidade da nuvem, porque seu valor é maior que a massa estimada para a nuvem ( $5.45 M_{\odot}$ ). Então, o campo magnético entra como fator adicional à cinemática do gás, impedindo o colapso da nuvem, tornando-a estável.

# Capítulo 5

## A polarização linear na direção da nuvem DC291.1-1.7

A polarização da radiação no contexto da Astrofísica, é uma das três formas de analisar a luz advinda das fontes, complementando a fotometria e espectroscopia. Em particular, para a radiação de estrelas de fundo em relação ao meio interestelar mais próximo, a polarização pode fornecer informações importantes acerca dos grãos interestelares e do campo magnético que permeia este meio. Sua descoberta em relação à luz das estrelas ocorreu em 1949 independentemente por John Scoville Hall (1908-1991) e William Albert Hiltner (1914-1991). A polarização encontrada por Hall (1949) e Hiltner (1949) foi de cerca de 1%. Nesse mesmo ano, Davis & Greenstein (1949), explicaram que a causa da polarização era a orientação dos grãos de poeira do meio interestelar com o campo magnético. Posteriormente, a sua distribuição foi usada para mapear o campo magnético da Via Láctea por Serkowski et al. (1975) e mais recentemente por Fosalba et al. (2002). Desde os estudos pioneiros de Davis & Greenstein (1951), a polarização decorrente dos grãos de poeira interestelar tem sido utilizada para avaliar a direção e a intensidade do campo magnético de nuvens escuras.

Campos magnéticos desempenham um papel importante na movimentação do plasma e portanto, da matéria interestelar não neutra. Afetam os processos de formação estelar, acréscimo de matéria, convecções em envelopes estelares, produção de raios cósmicos, dentro outros. A análise da polarização das estrelas de fundo fornece um método para avaliar a direção e magnitude destes campos, ainda de que de forma indireta.

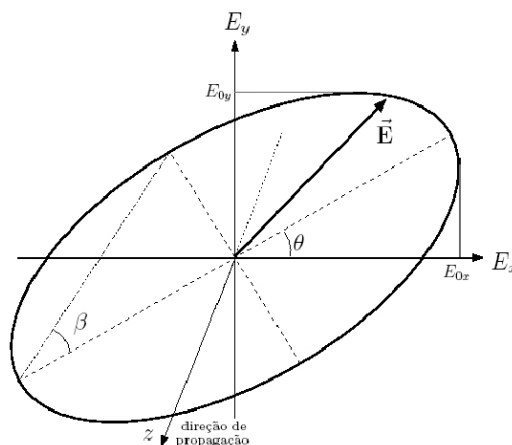
### 5.1 Radiação linearmente polarizada

A radiação eletromagnética consiste de uma combinação entre o campo elétrico ( $\vec{E}$ ) e o campo magnético ( $\vec{B}$ ). Se a direção do campo elétrico variar aleatoriamente sem nenhuma correlação de fase ou amplitude entre elas, então é dito que é uma luz **não polarizada**.

No caso de a variação permanecer por um longo período de tempo, temos uma luz **parcialmente polarizada**. Em outro caso, quando a direção do campo elétrico variar de forma totalmente regular no espaço, é dito que temos uma luz *totalmente polarizada*. A polarização pode ser linear, circular ou elíptica no caso mais geral. No caso de nuvens escuras, a polarização que é imposta na luz das estrelas atrás da nuvem é linear, pois é causada pela extinção da radiação através dos grãos de poeira assimétricos e alinhados em sua grande maioria pelo campo magnético.

### 5.1.1 Parâmetros de Stokes

Os parâmetros de Stokes são um conjunto de valores que descrevem o estado de polarização da radiação eletromagnética propostos por George Gabriel Stokes (1819 - 1903) em 1852 e reintroduzido no contexto astrofísico em 1946 por Chandrasekhar (1910 - 1995). Os parâmetros são dados pelas letras I, Q, U e V. No caso mais geral, um feixe polarizado descreve uma elipse na esfera celeste (Ver Figura 5.1).



**Figura 5.1:** Luz elipticamente polarizada viajando na direção  $z$ . Em um plano  $xy$  fixo no espaço, o vetor  $\vec{E}$  descreve uma elipse, correspondendo ao caso mais geral na descrição da luz totalmente polarizada. Santos (2009).

Dado os ângulos  $\theta$  e  $\beta$ , que são variáveis geométricas que descrevem a elipse, e seja a razão do eixo menor para o eixo maior denominado por  $\text{tg}(\beta)$ , os parâmetros de Stokes conforme Serkowski (1974) são definidos como

$$Q = IP_E \cos 2\beta \cos 2\theta = IP \cos 2\theta \quad (5.1a)$$

$$U = IP_E \cos 2\beta \sin 2\theta = IP \sin 2\theta \quad (5.1b)$$

$$V = IP_E \sin 2\beta = IP_V, \quad (5.1c)$$

onde  $P = P_E \cos 2\beta$  é o grau de polarização linear e  $P_V = P_E \sin 2\beta$  é o grau de elipsidade, podendo ser positivo se o vetor gira no sentido horário e negativo se gira no sentido anti-

horário. Dessa forma, as gradezas essenciais no estudo de polarização linear são

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (5.2a)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{U}{Q} \right), \quad (5.2b)$$

onde  $P$  é o grau de polarização linear e  $\theta$  o ângulo de polarização.

O significado dos parâmetros de Stokes são encontrados em Rybicki & Lightman (2004) como o seguinte:  $I$  é proporcional à intensidade da onda. Corrigido do fator de proporcionalidade, temos  $I = I_p + I_u$ , onde  $I_p$  é a intensidade da luz polarizada e  $I_u$  é a intensidade da luz não polarizada.  $V$  é o parâmetro de circularidade que mede a relação dos eixos principais da elipse. A polarização pode ser à direita ou esquerda, dada por  $V$  positivo ou negativo respectivamente.  $V = 0$  é a condição para a polarização linear.  $Q$  mede a orientação da elipse em relação ao eixo  $x$ .  $Q = U = 0$  é a condição para a polarização circular.

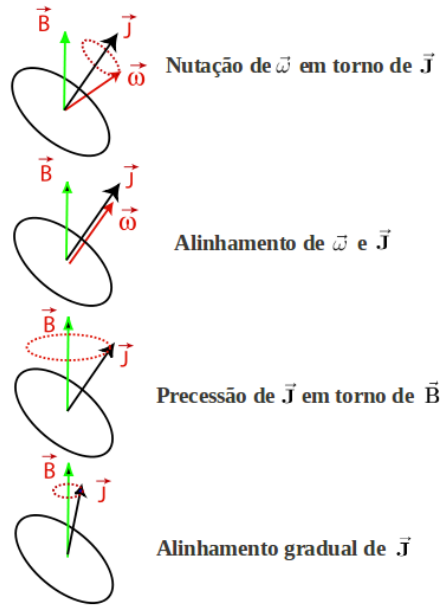
## 5.2 Mecanismo de alinhamento dos grãos

O alinhamento dos grãos de poeira assimétricos é essencial para que ocorra a polarização linear. Os processos físicos que levam ao alinhamento podem ser analisados de várias formas, e cada situação específica pode estar associada a um determinado processo dominante. No entanto, a explicação desses processos físicos ainda é um desafio para a astrofísica moderna.

Para Lazarian (2007), em condições típicas do meio interestelar, o alinhamento ocorre sempre em relação ao campo magnético, independente do mecanismo dominante, como consequência da rápida precessão de Larmor (do momento angular  $\vec{J}$  ao redor do campo magnético externo). A maior parte dos mecanismos de alinhamento (com exceção do mecanismo de Gold) age no sentido de alinhar os eixos maiores dos grãos perpendicularmente ao campo magnético  $\vec{B}$ .

O processo de alinhamento dos grãos pode ser subdividido em duas etapas e está mostrado na Figura 5.2 modificada de Lazarian (2003):

- Alinhamento do eixo de maior momento de inércia de um grão em relação ao vetor momento angular  $\vec{J}$  por dissipação interna (Figura 5.2), tendendo ao seu estado de energia mínima, onde  $\omega \parallel \vec{J}$ ;
- Alinhamento de  $\vec{J}$  em relação à  $\vec{B}$ , por relaxação magnética (Figura 5.2).



**Figura 5.2:** Modelo simplificado de alinhamento. Primeiro ocorre o alinhamento interno de  $\vec{\omega}$  com  $\vec{J}$  e depois o alinhamento de  $\vec{J}$  em relação à  $\vec{B}$ .

### 5.2.1 Alinhamento de $\vec{\omega}$ com $\vec{J}$

Existem vários processos que levam o grão a adquirir rotação e translação, mas o mais intuitivo está relacionado com colisões térmicas aleatórias com moléculas de gás do meio, gerando torques impulsivos e considerados elásticos. De acordo com Whittet (2003) dado um grão de poeira inicialmente estacionário imerso em um gás à temperatura  $T_g$ , cujos átomos possuem velocidades de acordo com a distribuição de Maxwell, sua velocidade angular  $\omega$  irá aumentar até que a energia cinética de rotação  $E_{rot}$  em torno de um determinado eixo com momento de inércia  $I$  se iguale à energia térmica, ou seja,

$$E_{rot} = \frac{I\langle\omega^2\rangle}{2} = \frac{3}{2}kT_g \quad (5.3)$$

Para um grão de forma arbitrária em equilíbrio colisional com o gás, as energias rotacionais associadas a cada um dos 3 eixos principais de inércia são idênticas e iguais a  $E_{rot} = J^2/2I$ . A consequência é que o eixo com maior momento angular está relacionado ao eixo de maior momento de inércia.

No entanto, esse estado de equipartição de energia entre os 3 eixos será perturbada se houver algum mecanismo interno de dissipação, no qual a energia de rotação é convertida em calor. O principal mecanismo responsável por essa dissipação energética é conhecido como *efeito Barnett*, identificado por Dolginov & Mytrophanov (1976) e Purcell (1979). Ele consiste no fato de que parte do momento angular associado à rotação é compartilhado com o momento angular do seu sub-sistema de elétrons, que por sua vez produz magnetização no grão direcionada ao longo de sua velocidade angular  $\omega$ . Como este meca-

nismo é interno, o momento angular  $\vec{J}$  do grão é conservado, e a medida que a velocidade angular apresenta uma nutação ao redor de  $\vec{J}$ , o campo magnético interno associado à magnetização gira junto com  $\vec{\omega}$ . Quando esse vetor de magnetização é forçado a girar nos eixos do grão, o processo interno de dissipação produz a perda de energia, fazendo com que seja atingido o estado de mínima energia, ou seja,  $\vec{\omega} \parallel \vec{J}$ .

### 5.2.2 Alinhamento de $\vec{J}$ com $\vec{B}$

O próximo passo associado à dinâmica dos grãos consiste na precessão de  $\vec{J}$  ao redor de  $\vec{B}$  (Figura 5.2). Esse efeito surge principalmente em grãos carregados eletricamente e em rotação, induzindo o aparecimento de um momento magnético. Em Whittet (2003), mesmo em grãos neutros deve ser observada a precessão, já que a magnetização associada ao efeito Barnett também induz um momento magnético.

Existem vários processos propostos para o alinhamento de  $\vec{J}$  e  $\vec{B}$  e estão sumarizados na tabela 5.1.

**Tabela 5.1:** Sumário dos mecanismos de alinhamento dos grãos

Mecanismo	Descrição	Características	Efeitos
<b>Paramagnético</b> Davis & Greenstein, (1951), Jones & Spitzer, (1967), Purcell & Spitzer, (1971), Roberge & Lazarian, (1999)	Alinhamento dos grãos em rotação térmica por relaxação magnética.	$T_{gas} \neq T_{graos};$ $\delta = t_{gas}/t_{paramag}$ $\delta \gg 1$	$\vec{J} \parallel \vec{B};$ $\delta \propto a^{-1};$ Maior eficiência para grãos menores.
<b>Alinhamento Superparamagnético</b> Jones & Spitzer, (1967), Purcell & Spitzer, (1971), Mathis, (1986)	Alinhamento dos grãos em rotação térmica por relaxação superparamagnética.	Aglomerados ferromagnéticos (100 átomos de <i>Fe</i> por aglomerado); $T_{gas} \neq T_{graos};$ $\delta = t_{gas}/t_{paramag}$ $\delta \gg 1$	$\vec{J} \parallel \vec{B};$ Aumento de $\chi$ , diminuindo $t_{paramg}$ ; Maior eficiência para grãos maiores
<b>Rotação Supratérmica</b> (Torques de Purcell) Purcell, (1975, 1979) Spitzer & MacGlynn, (1979) Lazarian, (1995a, b)	Alinhamento dos grãos em rotação supratérmica por relaxação paramagnética; Rotação por formação de $H_2$	$\delta = t_{gas}/t_{paramag}$ $\delta \gg 1$	$\vec{J} \parallel \vec{B};$ Aumento da energia rotacional por colisões com $H_2$ ; Maior eficiência para grãos maiores
<b>Alinhamento por torques radiativos</b> Harvit, (1970) Dolginov & Mytrophanov, (1976) Draine & Weingartner, (1996, 1997)	Alinhamento dos grãos em rotação supratérmica por relaxação paramagnética; Rotação por torques radiativos	Influência de radiação anisotrópica; Grãos com certo grau de helicidade	$\vec{J} \parallel \vec{B};$ Espalhamento diferencial entre as componentes de polarização circular, aumentando a rotação dos grãos
<b>Alinhamento mecânico</b> (Mecanismo de Gold) Gold, (1952) Roberge <i>et al.</i> , (1995) Lazarian, (1995c, 1997)	Alinhamento mecânico dos grãos ao longo da direção de fluxos supersônicos de matéria	Fluxo supersônico de gás e poeira; Rotação supratérmica deve dificultar o processo	Eixo maior dos grãos paralelos ao fluxo; Possivelmente $\vec{J} \perp \vec{B}$

No mecanismo de Davis e Greenstein (DG), o alinhamento só será eficiente se a escala

de tempo  $t_{paramag}$  for muito menor que o tempo  $t_{gas}$  de desorganização associados às colisões do grão com o gás, que faz com que o grão reestabeleça a configuração aleatória. Outra condição é que deve haver uma diferença de temperatura do grão e do gás, pois a condição de equilíbrio térmico implica em flutuações magnéticas externas que tendem à desalinhar o grão. No entanto alguns problemas surgem quando  $\delta > 1$ . Lazarian (2007) mostra que para certas condições encontra-se  $t_{gas} \approx 5 \times 10^{12}$  s e  $t_{paramag} \approx 10^{13}$  s. Isso implica que o mecanismo DG é muito fraco para observar os alinhamentos observados. Outro problema é que esse mecanismo seria mais eficiente para grãos menores ( $\delta \propto a^{-1}$ ), o que é contrário às evidências observacionais conforme Mathis (1986) e Kim & Martin, (1995).

Existem duas propostas alternativas para solucionar os problemas do mecanismo de DG, é o alinhamento superparamagnético para diminuir  $t_{paramag}$ . A primeira proposta é que os grãos paramagnéticos de poeira possuam pequenos aglomerados de material ferromagnético, com pelo menos 100 átomos por aglomerado. Isso não é inesperado visto que o  $Fe$  é um dos elementos que mais contribuem para a poeira interestelar conforme Whittet (2003). Conforme Jones & Spitzer (1967), a contribuição na susceptibilidade magnética  $\chi$  aumenta por um fator de  $10^6$ . Conforme Wurm & Schnaiter (2002), se os grãos polarizados são formados pela coagulação de pequenas unidade de ferro, o número de inclusões superparamagnéticas em cada grão é proporcional ao seu volume, ou seja, favorece o alinhamento de grãos maiores. A outra variação do mecanismo DG é a rotação supratérmica dos grãos proposta por Purcell (1979). A rotação é dita supratérmica, se a energia cinética rotacional associada for muito maior do que a energia rotacional das colisões térmicas. Conforme Purcell, para condições típicas do meio interestelar, a formação de  $H_2$  é dominante. A colisão entre a poeira e os átomos de  $H$ , é na maioria dos casos inelástica, podendo o  $H$  fixar-se na superfície dos grãos e posteriormente combinar-se com outro átomo de  $H$ , formando o  $H_2$ . Dessa forma, a formação de  $H_2$ , funciona como uma região de impulsão e dependendo da geometria dos grãos, essas contribuições no momento angular podem gerar velocidades de até  $10^9$  rad s $^{-1}$ , bem maiores do que aquelas esperadas por colisões térmicas aleatórias conforme Whittet (2003). Para Lazarian (1995a), a formação de  $H_2$  pode ficar comprometida devido ao crescimento de uma fina camada de material (principalmente oxigênio), o que impossibilita a fixação dos átomos de  $H$ . Mesmo assim, as condições de tempo são obedecidas.

O mecanismo de torques radiativos é outra proposta de alinhamento dos grãos e favorece o alinhamento de grãos grandes. Atualmente é um mecanismo muito importante, e conforme Draine & Weingartner (1996, 1997), esse mecanismo pode ser dominante no meio interestelar difuso.

Em relação ao mecanismo de Gold (1952) - apesar de não explicar o padrão global da polarização, pode ser um mecanismo importante, especialmente em casos onde os processos de rotação supratérmica são poucos eficientes ou quando o alinhamento não

surge devido ao campo magnético, conforme Lazarian (1995b).

A análise dos mecanismos de alinhamento para uma dada região específica do meio interestelar ficou mais complexa na medida em que este campo avançou em observação e modelagem desde 1950. Se antes admitia-se que os grãos estavam sempre alinhados com o campo magnético, de modo que seus eixos maiores eram perpendiculares às linhas de campo; hoje novas possibilidades são notadas, como compilado por Lazarian (2003):

- grãos menores que o crítico não se alinham ou são pouco alinhados (Mathis 1986; Kim & Martin 1995);
- grãos que contém carbono não se alinham (não possuem momento de dipolo), mas os que contém silicato sim (Mathis 1986);
- uma grande quantidade de grãos pequenos embebidos em nuvens moleculares não se alinham (Goodman et al. 1995; Lazarian et al. 1997);
- grãos podem estar alinhados com os eixos alongados paralelos ao campo magnético (Rao et al. 1998).

### 5.3 Polarização devida à extinção

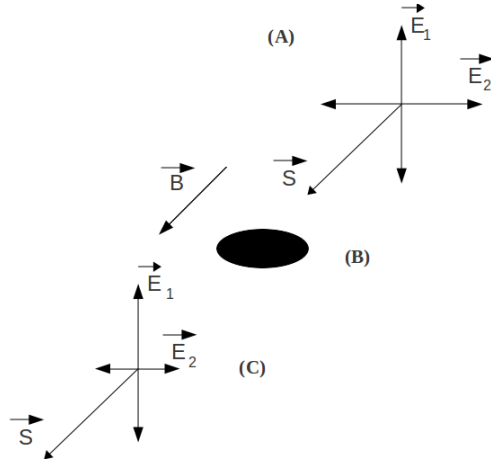
A dependência da polarização com a extinção da radiação causada pelos grãos foi primeiramente encontrada por Spitzer (1978). Sabemos, da equação de transferência radiativa que os grãos podem espalhar, absorver e reemitir a radiação. A ferramenta de cálculo usada para entender esse processo de extinção e polarização é a teoria de Mie, (1908). A densidade de fluxo  $F$  de uma estrela, ao passar por uma nuvem escura sofrerá uma extinção dada pela equação

$$A_\lambda = -2,5 \text{Log} \left( \frac{F_\lambda}{F_{\lambda,0}} \right) = 1,086 N Q_e \sigma, \quad (5.4)$$

onde  $F_\lambda$  é o fluxo observado,  $F_{\lambda,0}$  o fluxo teórico,  $N$  é a densidade colunar de matéria na linha de visada do observador,  $Q_e$  é o fator de eficiência de extinção e  $\sigma$  é a seção de choque dos grãos. A expressão que descreve o fator de eficiência de extinção é dado por

$$Q_e = Q_{abs} + Q_{esp}, \quad (5.5)$$

sendo,  $Q_{abs}$  o fator de eficiência responsável pela absorção e  $Q_{esp}$  a parte responsável pela extinção causada por espalhamento. A Figura 5.3 apresenta um esquema da extinção na direção do eixo maior do grão.



**Figura 5.3:** Polarização e extinção na direção do eixo alongado do grão. Posição (A) antes de atravessar o grão, (B) grão alinhado perpendicular ao campo magnético  $\vec{B}$  e (C) Após passar o grão tendo sofrido polarização e extinção.

Estas eficiências podem ser escritas em função de parâmetro adimensional dado por

$$X = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (5.6)$$

e o índice de refração complexo do meio conforme Spitzer (1978) e Van de Hulst, (1981)

$$m = n - ik. \quad (5.7)$$

onde  $n$  e  $k$  são função do comprimento de onda.

Quando  $X \ll 1$ , ou seja, partículas pequenas quando comparadas ao comprimento de onda, podemos encontrar as seguintes eficiências fazendo algumas aproximações

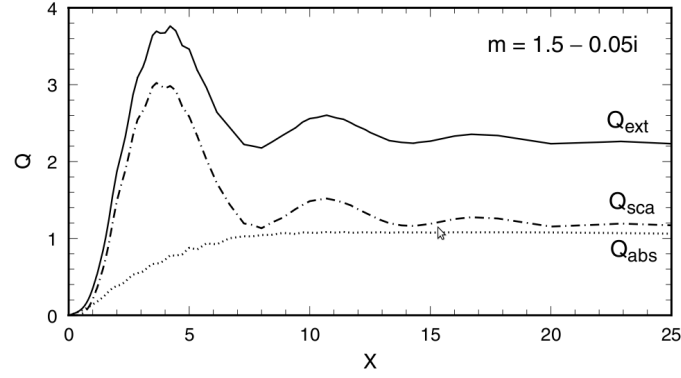
$$Q_{esp} \simeq \frac{8}{3} \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \quad (5.8)$$

e

$$Q_{abs} \simeq \left( \frac{8\pi a}{\lambda} \right) \text{Im} \left\{ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right\} \quad (5.9)$$

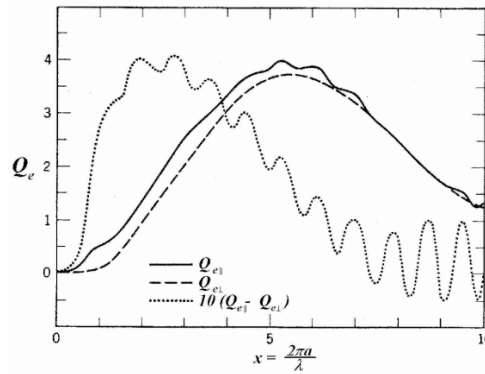
Para dielétricos puros,  $m$  é real e quase constante com o comprimento de onda. Neste caso,  $Q_{esp} \propto \lambda^{-4}$  e  $Q_{abs} = 0$  o que caracteriza o domínio de Rayleigh. Mais geralmente, a quantidade  $(m^2 - 1)/(m^2 + 2)$  não depende tanto do comprimento de onda para materiais que não absorvem muito. Neste caso, temos  $Q_{esp} \propto \lambda^{-4}$  e  $Q_{abs} \propto \lambda^{-1}$  é uma boa aproximação. A dependência da extinção com o comprimento de onda pode ser bastante diferente para partículas pequenas quando tanto a extinção como o espalhamento são dominantes.

A Figura 5.4, exemplifica bem o que acabamos de falar acima, sobre a transferência radiativa para grãos esféricos e pouco absorvedores com índice de refração  $m = 1.5 - 0.05i$ .



**Figura 5.4:** Resultados dos cálculos da teoria de Mie para grãos esféricos com índice de refração  $m = 1.5 - 0.05i$ . Fatores de eficiência  $Q_{ext}$ ,  $Q_{esp}$  e  $Q_{abs}$  são plotados contra o parâmetro adimensional  $X$  (Eq. 5.6) - Whittet (2003), Figura 3.1.

Percebemos da Figura 5.4 que a polarização causada por partículas esféricas causam polarização essencialmente por espalhamento do que por absorção. Somente partículas não esféricas apresentam uma eficiência de extinção que depende da sua orientação com o vetor campo elétrico, como mostrado na Figura 5.5 do trabalho de Spitzer (1978).



**Figura 5.5:** Fatores de eficiência de extinção, calculados para grãos cilíndricos com  $l \gg a$ , índice de refração complexo  $m = 1,33$  e incidência de radiação perpendicular ao eixo maior do grão. São plotados os fatores de eficiência de extinção paralelo e perpendicular ao eixo maior, além da diferença entre os dois, amplificada por um fator 10.

Então, lembrando a Equação (5.4) podemos perceber que a extinção é maior para grãos não esféricos na direção alongada do seu eixo. Também podemos reescrever (5.4) para as direções perpendiculares e paralelas da seguinte forma:

$$A_{\lambda\parallel} = 1,086NQ_{e\parallel}\sigma \quad (5.10)$$

e

$$A_{\lambda\perp} = 1,086NQ_{e\perp}\sigma \quad (5.11)$$

Dessa forma, podemos definir a polarização linear resultante em magnitudes, que é a diferença entre as extinções paralelas e perpendiculares:

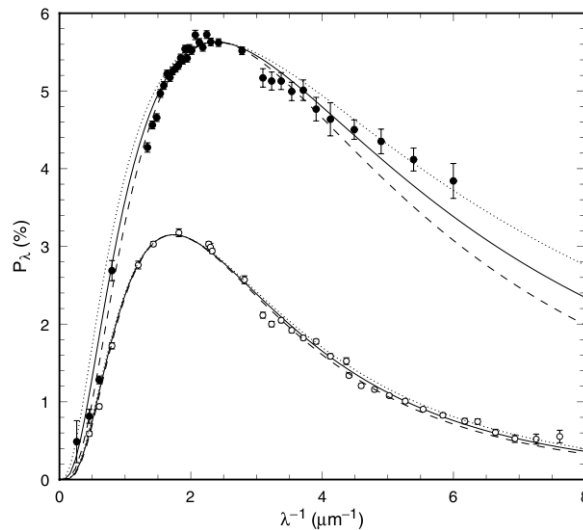
$$p = A_{\lambda\parallel} - A_{\lambda\perp} = 1,086N\sigma (Q_{e\parallel} - Q_{e\perp}) \quad (5.12)$$

Outra grandeza que está associada à  $p$  é a *eficiência de alinhamento* dada por  $p/A$ . Segundo Whittet (2003), considerando uma situação ideal onde o meio polarizador fosse o mais eficiente possível, contendo cilindros infinitos com diâmetros comparáveis aos comprimentos de onda considerados, perfeitamente alinhados tal que seus eixos longos estão paralelos entre si e perpendiculares à linha de visada, os cálculos de Mie colocam um limite superior na eficiência de polarização. Na faixa do visível esse limite é:

$$\frac{p_v}{A_v} \leq 0,3 \quad (5.13)$$

## 5.4 Dependência espectral da polarização linear

Quando o grau de polarização é medido com vários filtros, percebemos que existem variações sistemáticas com o comprimento de onda. A dependência espectral (usualmente plotada como  $P_\lambda$  versus  $\lambda^{-1}$ ) mostra um pico assimétrico na região do visível para muitas estrelas. A Figura 5.6 mostra dois exemplos desses gráficos. O comprimento de onda



**Figura 5.6:** Curvas de polarização linear para duas estrelas com diferentes valores de comprimento de onda de máxima polarização. Cima: HD 204827 (círculos cheios,  $\lambda_{max} = 0.42\mu m$ ); Baixo: HD 99872 (círculos abertos,  $\lambda_{max} = 0.58\mu m$ ). Dados observacionais são de Martin et al. (1999). Os ajustes são baseados na lei de Serkowski. Whittet (2003) - Figura 4.7.

de máxima polarização  $\lambda_{max}$ , varia de estrela para estrela e está tipicamente dentro do intervalo de  $0.3 - 0.8\mu m$ . A lei que melhor descreve a relação entre o grau de polarização

e o comprimento de onda é dada pela seguinte lei empírica

$$P_\lambda = P_{max} \exp \left\{ -K \ln^2 \left( \frac{\lambda_{max}}{\lambda} \right) \right\}, \quad (5.14)$$

onde  $P_{max}$  é o grau de polarização no pico da curva conforme Serkowski (1973), Coyne et al. (1974) e Serkowski et al. (1975). O parâmetro  $K$ , que determina a largura do pico na curva, inicialmente foi tomado como constante com o valor  $K = 1.15$  segundo Whittet (2003). No entanto, existe uma relação entre  $K$  e  $\lambda_{max}$  conforme os trabalhos de Wilking et al. (1980), Whittet et al. (1992), Clayton et al. (1995) e Martin et al. (1999), dada por

$$K = (0.01 \pm 0.05) + (1.66 \pm 0.09) \lambda_{max} \quad (5.15)$$

válido no intervalo  $0.35 < \lambda < 2.2 \mu m$ . Já no intervalo  $0.12 < \lambda < 0.55 \mu m$ , temos

$$K = (-0.59 \pm 0.21) + (2.56 \pm 0.38) \lambda_{max} \quad (5.16)$$

O parâmetro  $\lambda_{max}$  está relacionado com o tamanho médio dos grãos. Dados cilindros dielétricos de raio  $a$  e índice de refração  $n$ , a eficiência da polarização é maior quando

$$\lambda_{max} \approx 2\pi a(n - 1) \quad (5.17)$$

Se considerarmos  $n = 1.6$  (apropriado para silicatos) para um  $\lambda_{max} = 0.55 \mu m$ , teremos um tamanho clássico de grão equivalente a  $a \approx 0.15 \mu m$ .

## 5.5 Determinação do campo magnético usando polarização linear

A técnica para determinar o campo magnético perpendicular à linha de visada foi proposta por Chandrasekhar & Fermi (1953). Essa formulação parte do princípio da equipartição da energia entre as médias das flutuações de densidade de energia magnética e cinética. A suposição é que a matéria movimenta-se perturbando o campo magnético e vice-versa, sendo que as linhas de campo estão congeladas no gás segundo Zweibel (1990, 1996).

A estimativa do campo magnético (em Gauss) no plano do céu é dada por

$$B_{0,\perp} = \sqrt{\frac{4\pi}{3} \rho_{gas} \frac{v_{turb}}{\sigma_\theta}}, \quad (5.18)$$

onde  $\rho_{gas}$  é a densidade do gás ( $g \text{ cm}^{-3}$ ),  $v_{turb}$  a dispersão da velocidade turbulenta ( $cm \text{ s}^{-1}$ ) e  $\sigma_\theta$  a dispersão do ângulo de polarização (rad).

O valor de  $\sigma_\theta$  pode ser computado à partir da dispersão do ângulo de polarização linear na região observada. Para a dispersão da velocidade no plano do céu, isso não é possível. No entanto, da teoria cinética dos gases, podemos supor que a dispersão de velocidades é independente da direção observada, e utilizar a dispersão de velocidade paralela à linha de visada através de linhas atômicas ou moleculares. A densidade do gás deve ter sido calculada anteriormente.

O problema da Equação (5.18) é que ela superestima a intensidade do campo magnético, porque segundo Myers & Goodman, (1991) - a dispersão média do ângulo de polarização no plano do céu é geralmente menor que a dispersão real. Outro problema é que a velocidade pode ter outras componentes, provenientes de movimentos macroscópicos do gás.

De acordo com investigações de modelos teóricos de mapas de polarização, os valores encontrados para os campos magnéticos precisam ser corrigidos por um fator de  $f \approx 0.4$  de acordo com Padoan et al. (2001), para uma melhor estimativa do campo. Para eles, a formulação de Chandrasekhar e Fermi é uma boa aproximação da intensidade do campo magnético, desde que corrigidos por esse fator. Dessa forma, adotaremos essa correção neste trabalho.

## 5.6 A polarização da direção da nuvem DC291.1-1.7

Neste trabalho, estamos analisando a polarização linear no óptico (filtros de Johnson-Cousins), das estrelas vistas na direção da nuvem DC291.1-1.7 (campos de  $11' \times 11'$ ) pela primeira vez. Com os resultados de polarização, queremos encontrar a distribuição espacial dos vetores de polarização, estimar o tamanho médio dos grãos e encontrar a direção e intensidade do campo magnético local. Para isso, fizemos observações com a câmera polarimétrica do Laboratório Nacional de Astrofísica, usando o telescópio Boller & Chivens (0,6m) do Observatório do Pico dos Dias, localizado no município de Brazópolis, MG - Brasil.

### 5.6.1 Observações e instrumentação

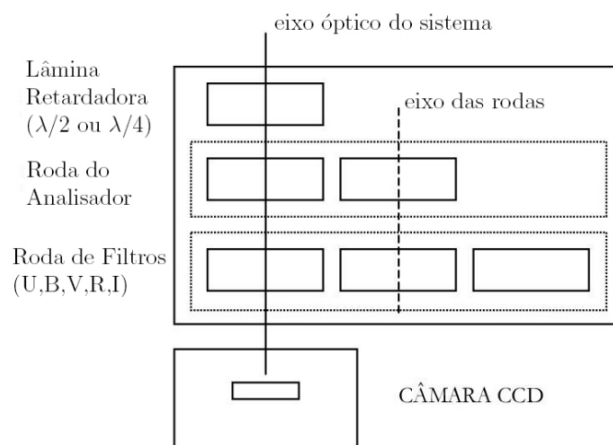
As observações polarimétricas foram efetuadas no período de 15 a 22 de março de 2012. Dentre esses dias, apenas as noites 18, 20, 21 e 22 foram satisfatórias, mas com restrições devido às condições climáticas. O *seeing* apresentou variação entre  $1.6''$  a  $2.6''$ . Foi observada a nuvem DC291.1-1.7 em duas posições diferentes (mas interpostas), para encontrar o comportamento da polarização na região mais densa e mais difusa da nuvem. A missão consistiu também das observações de três estrelas padrões, sendo duas polarizadas e uma não-polarizada. Suas coordenadas em  $\alpha(2000)$  e  $\delta(2000)$  estão na Tabela 5.2.

Foi usado junto ao telescópio Boller & Chivens ( $D = 0,6\text{m}$ ;  $f/13,5$ ) - IAG a câmara

**Tabela 5.2:** Lista de estrelas padrões polarimétricas usadas na missão no OPD.

Estrela	$\alpha$ ( $^{\circ}$ $^m$ $^s$ )	$\delta$ ( $^{\circ}$ $^{\prime}$ $^{\prime\prime}$ )	Descrição
HD126593	14 28 51.06	-60 32 24.8	Padrão polarizada
HD111579	12 51 03.61	-61 14 37.8	Padrão polarizada
HD154892	17 07 41.38	+15 12 37.6	Padrão não-polarizada

polarimétrica do LNA cujos detalhes podem ser encontrados em MAGALHÃES *et al.*, (1996) e PEREYRA, (2000). Na câmara, estavam uma lâmina retardadora de meia onda, essencial para girar o plano de polarização em passos de  $22.5^{\circ}$ , um prisma Savart de calcita, elemento que divide o feixe em ordinário e extraordinário e uma roda de filtros de Johnson (B, V, R, I). A Figura 5.6 esquematiza a estrutura do polarímetro:



**Figura 5.7:** Diagrama explicativo da estrutura física da gaveta polarimétrica do IAG/USP. Fonte: <http://www.astro.iag.usp.br/~polarimetria/gaveta/descrip.htm>

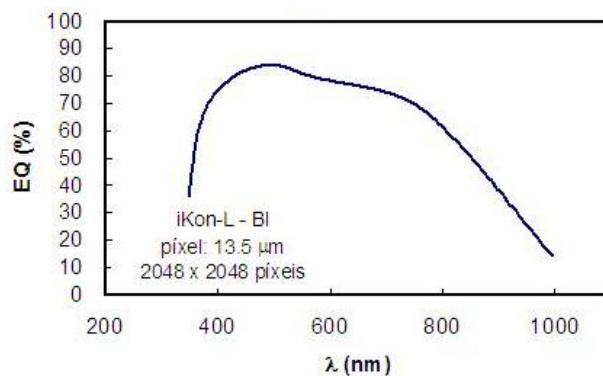
O eixo óptico constitui o caminho que a luz percorrerá até chegar no detector como feixe duplo. A lâmina retardadora insere uma diferença de fase  $\Delta\phi$  entre as componentes do campo elétrico paralela e perpendicular. O analisador subdivide a luz incidente, após passar pela lâmina retardadora, em dois feixes plano polarizados entre si. Para fontes puntiformes utiliza-se o *prisma de Savart*, que consiste de duas placas de calcita. A imagem formada com esse analisador está mostrada na Figura 5.7, constituída de imagem ordinária (baixo) e extraordinária (cima). Essa é uma imagem da estrela padrão polarizada HD126593.

O detector CCD, foi o IKON-L 10127. Sua matriz é de 2048 por 2048 pixels, cada um com o tamanho de  $13,5 \mu m$ . O campo visual foi um quadrado de 11 minutos de arco. O ruído de leitura desse CCD é de 9.7 ADUs e o ganho de 7.1 elétrons por ADU. A eficiência quântica no filtro B é de  $EQ \approx 85\%$  como pode ser visto na Figura 5.8:

Cada campo na direção de DC291.1-1.7 foi observado nos filtros B, V e R, sendo a polarização determinada com 8 posições da lâmina retardadora e exposição de 600 segundos por posição da lâmina. As estrelas padrão polarimétricas foram observadas nos



**Figura 5.8:** Imagem obtida com o analisador da estrela HD126593 no centro. O feixe ordinário está em baixo e o extraordinário em cima.



**Figura 5.9:** Curva da eficiência quântica do detector IKON-L 10127 usado neste trabalho. Fonte: <http://www.lna.br/opd/instrum/ccd/CCDikonl.html>

mesmos filtros, com 16 posições da lâmina retardadora e exposições mais curtas, conforme a magnitude de cada uma. Elas são essenciais para avaliar o desempenho do polarímetro. Também foram adquiridas imagens de *bias* e *flat-field* para o processo de pré-tratamento dos dados.

### 5.6.2 Redução de Dados

O software usado para fazer a redução dos dados foi o IRAF<sup>1</sup> (*Image Reduction and Analysis Facility*) (Tody 1986). O processo constitui de duas partes: 1) correções instrumentais e fotometria, 2) polarimetria. A fase de correções instrumentais é subdividida em quatro etapas:

- Corte em todas as imagens, nas regiões sem contagens, usando a ferramenta de *trim*;
- Subtração de cada imagem do CCD pela imagem de *bias* combinada;

<sup>1</sup>A User's Guide to CCD Reductions with IRAF (Massey 1997). Disponível em <http://iraf.net/irafdocs/>

- Divisão de cada imagem do CCD pela imagem combinada de *flat-field* normalizada para cada filtro.
- Registro (alinhamento) das imagens obtidas em cada posição da nuvem.

Uma vez efetuadas estas etapas, procedemos a fotometria de abertura nas imagens. As fontes consideradas “estrelas” nas imagens foram determinadas automaticamente pela rotina *daofind*. A fotometria de abertura foi efetuada com a rotina *phot* do pacote *apphot.digiphot.noao*. Foram utilizadas 9 aberturas diferentes de modo a avaliar qual fornece o menor erro fotométrico, em cada caso.

A segunda parte da redução de dados envolve o uso dos arquivos de saída da fotometria realizada pela rotina *phot* e o pacote de redução de dados polarimétricos *pccdpack*, desenvolvido pelo grupo de polarimetria do IAG-USP<sup>2</sup>.

As rotinas utilizadas no pacote *pccdpack* foram:

- *ordem*, que ordena os pares de imagens ordinária e extraordinária das estrelas, a partir dos arquivos de saída da rotina *phot*, extraindo apenas os parâmetros que serão utilizados na avaliação da polarização;
- *txdump*, que organiza as informações agrupadas pela rotina *ordem* em cada posição da lâmina, conforme o número de posições de lâmina observado, montando um único arquivo referente a uma posição observada no céu, para um único filtro, com  $N$  posições de lâmina observadas;
- *pccd*, que efetua o cálculo da polarização em si. Esta rotina, escrita em FORTRAN, efetua um ajuste de mínimos quadrados nas diferenças de magnitude entre as imagens ordinária e extraordinária de cada fonte, conforme a posição da lâmina retardadora (plano de polarização). Esta rotina tem como entrada as informações agrupadas pela rotina *txdump* e avalia os valores dos parâmetros de Stokes.

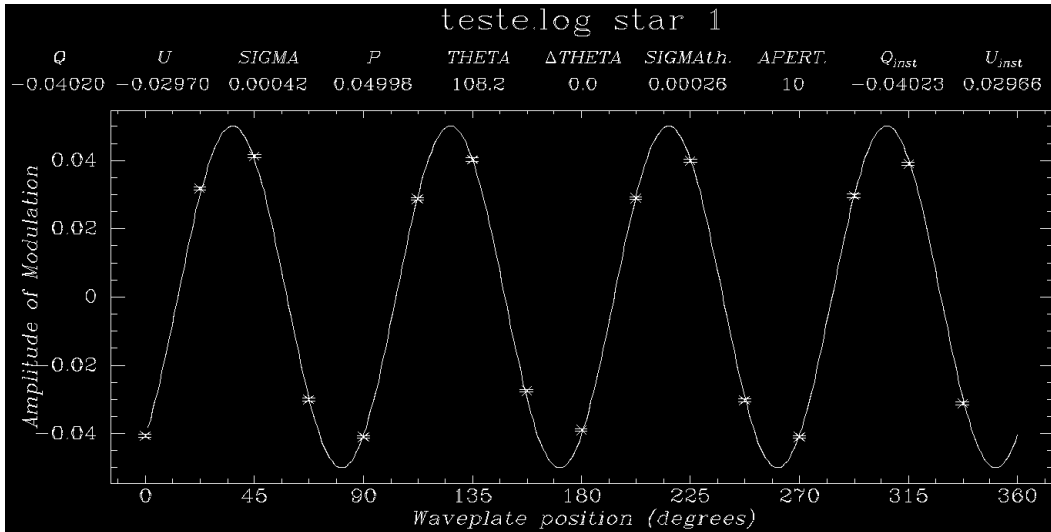
O arquivo gerado com a rotina *pccd* tem extensão (.log). Nele estão todos os parâmetros necessários para definir o estado de polarização de uma onda, através dos parâmetros de Stokes mencionados na Seção 5.1.1. Nesse arquivo estão também a polarização  $P$ , seu erro, bem como o ângulo de polarização  $\theta$  e o erro teórico assumido. Outra informação é a função para a modulação da intensidade

$$Z(I) = Q \cos 4\psi(I) + U \sin 4\psi(I), \quad (5.19)$$

e seu respectivo valor para cada posição da lâmina.

Com o arquivo (.log) podemos verificar para qual abertura o ajuste foi melhor através da rotina *macrol*. Com seu arquivo de saída, é possível plotar um gráfico da modulação ( $Z$ ) em função de cada posição da lâmina retardadora com a rotina *graf*.

<sup>2</sup>vide site [http://www.astro.iag.usp.br/~polarimetria/gaveta/reduc\\_detalhada.htm](http://www.astro.iag.usp.br/~polarimetria/gaveta/reduc_detalhada.htm)



**Figura 5.10:** Amplitude de modulação em função das posições da lâmina retardadora para a estrela HD126593.

Na Figura 5.10 vemos o gráfico da modulação Z para a estrela padrão polarizada HD126593. Nesta, o ângulo de polarização avaliado (THETA) ainda não está corrigido do ângulo instrumental em relação à direção norte-sul no plano do céu. De acordo com as padrões polarizadas observadas, este ângulo foi avaliado em cada noite de observação e sua correção foi efetuada para os valores observados na direção de DC291.1-1.7 (média de 3,3 graus, considerando todos os filtros e noites de observação). As estrelas padrão polarimétricas também permitem avaliar o desempenho instrumental em medir valores fidedignos do grau de polarização.

A Tabela 5.3 mostra os valores do grau de polarização observado para as três estrelas padrão polarimétrica observadas (duas polarizadas, HD126593 e HD111579 e uma não polarizada, HD154892), no filtro B. A quarta coluna da Tabela 5.3 mostra os valores de referência do grau de polarização destas estrelas (Turnshek et al. 1990; Tapia 1988). A quinta coluna mostra os valores observados por nós e a sexta coluna, seus erros. Uma rápida inspeção indica que os valores são compatíveis, a menos de nossas medidas mostrarem, sistematicamente, valores ligeiramente maiores. Esta diferença não nos preocupa, pois pode estar associada à receita do filtro B.

**Tabela 5.3:** Estrelas padrão polarimétricas utilizadas neste trabalho. Existe compatibilidade entre os valores catalogados (quarta coluna) e observados por nós (quinta e sexta colunas).

Número HD	$\alpha$ ( $^h$ $^m$ $^s$ )	$\delta$ ( $^{\circ}$ $'$ $''$ )	$P_B^*$ (%)	$P_B$ (%)	$eP_B$ (%)
HD126593	14 28 51.06	-60 32 24.8	4.774	4.998	0.042
HD111579	12 51 03.61	-61 14 37.8	6.149	6.685	0.044
HD154892	17 07 41.38	+15 12 37.6	0.050	0.100	0.026

### 5.6.3 Resultados derivados da polarização linear na direção da nuvem DC291.1-1.7

Nesta seção vamos apresentar os resultados pertinentes à nuvem DC291.1-1.7 obtidos com o tratamento dos dados polarimétricos obtido no Observatório do Pico dos Dias. Serão mostrados os parâmetros de Stokes para cada filtro observado, a distribuição do tamanho dos grãos estimados pela Lei de Serkowski e também a intensidade do campo magnético na nuvem.

#### Parâmetros de Stokes e grau de polarização para cada filtro

Efetuamos a redução polarimétrica para os filtros B, V e R em duas posições da nuvem: cobrindo a parte mais densa e a mais difusa respectivamente. Todos os gráficos foram obtidos usando a razão  $p/\sigma(p) > 2$ . À direita de cada gráfico dos parâmetros  $Q$  e  $U$  estão os valores médios calculados dos parâmetros de Stokes bem como o grau de polarização médio em porcentagem e o ângulo de polarização. Na Figura 5.11 mostramos os resultados para os parâmetros de Stokes, o grau de polarização e o ângulo de polarização para o filtro B em ambas as posições da nuvem. As Figuras 5.12 e 5.13 mostram o mesmo para os filtros V e R, respectivamente.

Como era esperado, o valor do grau de polarização variou com o filtro observado, dada a dependência da polarização com o comprimento de onda. Já a direção do ângulo de polarização manteve praticamente a mesma, nos três filtros, para a parte menos densa da nuvem; o que já não ocorre para a parte mais densa, onde a concentração do ângulo de polarização mostrou valores de pico em  $\sim 40^\circ$  para o filtro B,  $\sim 25^\circ$  para o filtro V e  $\sim 5^\circ$  para o filtro R. Isto provavelmente está ligado ao fato de que nestas regiões de mais alta extinção, os conjuntos de estrelas nos três filtros são muito distintos, devido à grande extinção.

Avaliamos também a dispersão do ângulo de polarização linear das estrelas de fundo nos dois campos observados, particularmente para o filtro V, onde o número de medidas da polarização linear foi maior. A dispersão medida foi  $\Delta\theta = 10, 5^\circ$ . Esta pequena dispersão pode ser notada na Figura 5.14, que mostra a distribuição dos vetores de polarização linear medidos sobre a imagem (DSS-II-Red) dos campos observados. A maioria dos vetores orienta-se na mesma direção do eixo maior da nuvem.

#### Distribuição espacial da polarização no filtro R

Utilizamos as medidas de polarização linear na banda R para avaliar a distribuição espacial do grau de polarização ao longo dos campos observados. Como a banda R apresenta a menor extinção entre as três observadas, ela pode amostrar estrelas de fundo em regiões de densidade intermediária da nuvem. A Figura 5.15 mostra um mapa de contorno do grau de polarização medido na banda R, na direção de DC291.1-1.7. Apesar do número

de estrelas na direção das partes mais densas ser pequeno, se comparado às regiões externas, fica evidente um aumento do grau de polarização para as regiões de maior extinção. É preciso notar que como a polarização foi medida no óptico, temos informações apenas para uma parte externa na nuvem. Então os contornos feitos **NÃO** devem ser entendidos como polarização no centro da nuvem.

### Ajustes de curva usando a lei de Serkowski

A lei de Serkowski já foi apresentada na Seção 5.4 deste trabalho. Com ela podemos avaliar o tamanho médio dos grãos que provocam a polarização linear na linha de visada de cada estrela de fundo. Para tanto, compilamos todas as estrelas de campo que apresentaram boas medidas do grau de polarização ( $S/R \geq 3$ ) nos três filtros observados (B, V e R). Ao todo, 31 estrelas alcançaram esta condição (22 nas partes mais densas e 9 no entorno da nuvem). Ajustamos a lei de Serkowski (equações 5.14 e 5.15) para os comprimentos de onda efetivos dos filtros B, V e R (apenas três pontos), com dois parâmetros livres,  $P_{max}$  e  $\lambda_{max}$ . Dois destes ajustes são mostrados na Figura 5.16. Como o ajuste é pobre (poucos pontos e adjacentes em comprimento de onda), seus resultados devem ser avaliados com cautela.

De modo geral, encontramos valores maiores de  $\lambda_{max}$  nas linhas de visadas de regiões de maior extinção. Associando estes valores ao tamanho médio dos grãos na linha de visada (vide equação 5.17), pode-se concluir que o tamanho médio dos grãos é maior nas regiões de mais alta extinção. A Figura 5.17 apresenta um mapa de contornos do tamanho médio dos grãos que provocam a polarização linear, baseado nas 31 estrelas observadas nos filtros B, V e R e na equação 5.17. Valores típicos para o meio interestelar são da ordem de  $0,15 \mu m$ , conforme Mathis et al. (2002) e Williams (2005). Os valores que encontramos para as regiões de mais alta extinção são similares aos observados em outras nuvens escuras por Poidevin & Bastien (2006), Whittet (2007) e Orsatti et al. (2007).

### Intensidade do campo magnético na nuvem DC291.1-1.7

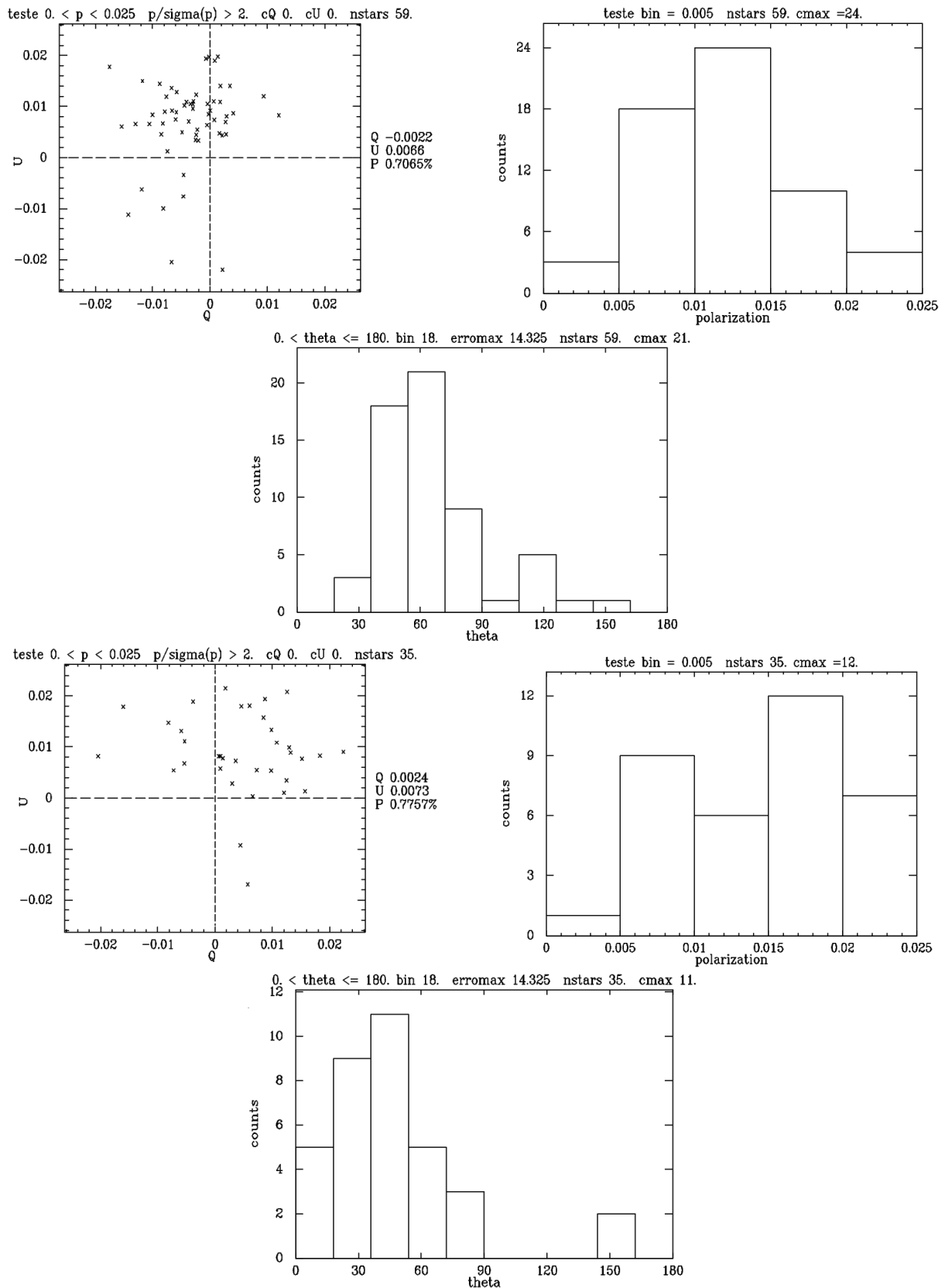
Usando a Equação (5.18), temos condições de determinar a intensidade do campo magnético perpendicular à linha de visada (plano do céu). Então para valores encontrados anteriormente nesse trabalho, como  $\rho_{gas} = 4,3 \times 10^{-19} g/cm^3$ ,  $v_{turb} = 1.13 \times 10^5 cm/s$  e  $\sigma_\theta = 0.18 rad$ , temos que

$$B_{0,\perp} \approx 843 \mu G \quad (5.20)$$

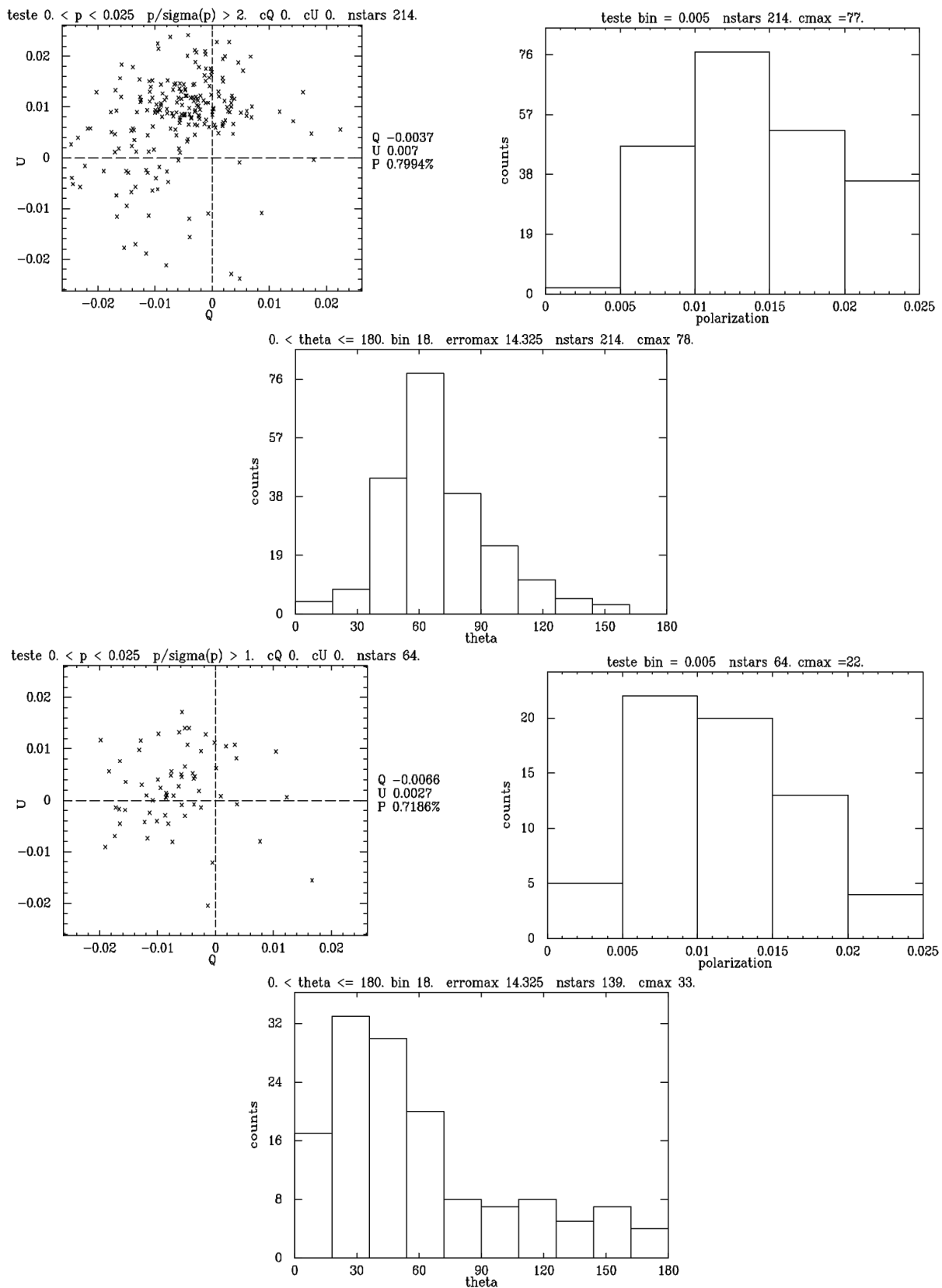
No entanto, introduzindo a correção de Padoan et al. (2001) de um fator igual a  $f \approx 0.4$ , o valor para o campo magnético no plano do céu é de

$$B_{0,\perp} \approx 337 \mu G \quad (5.21)$$

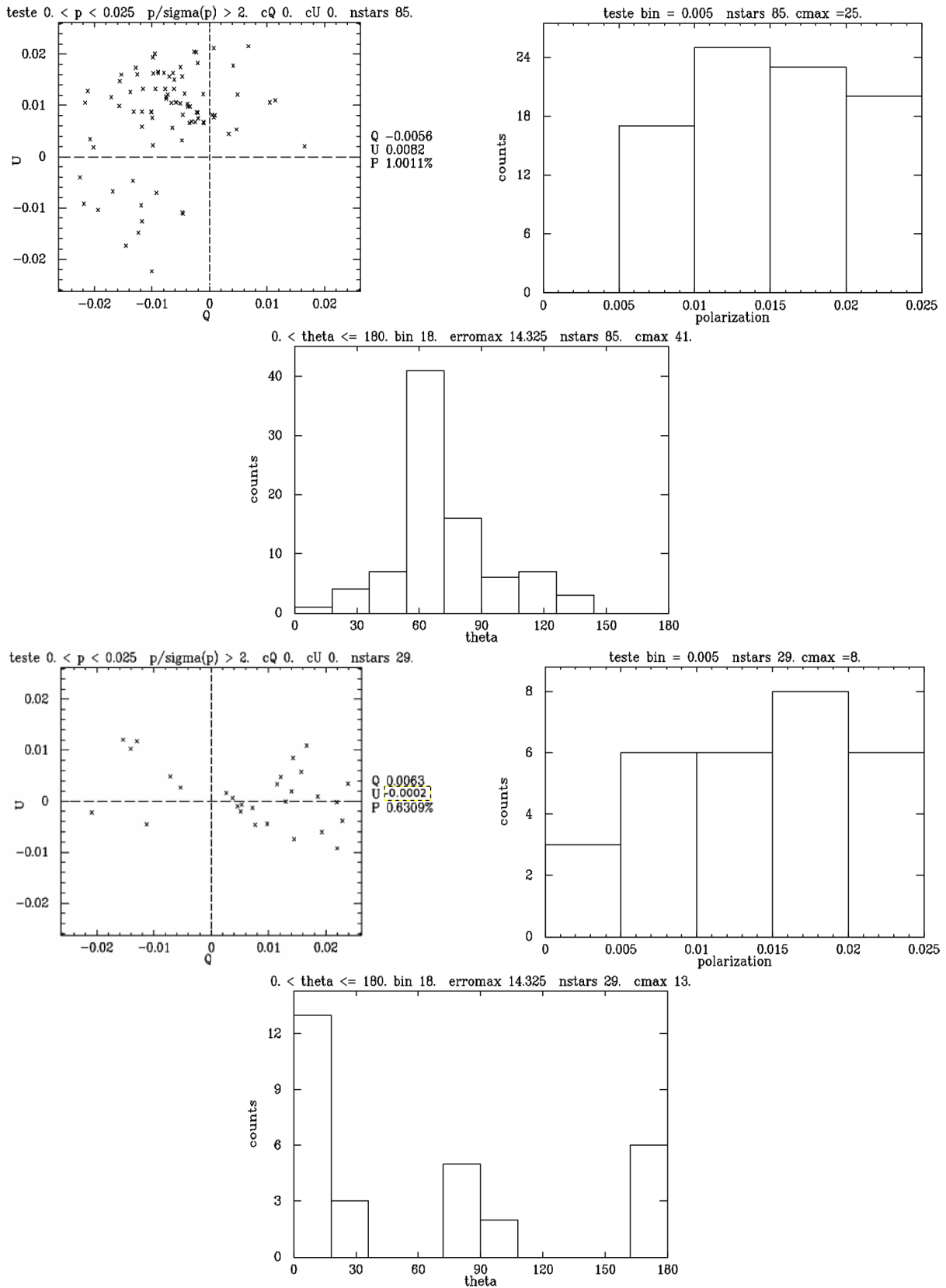
Este valor é compatível com valores determinados na direção de outras nuvens escuras (Myers & Goodman 1988, Padoan & Nordlund 1999, Wolf et al. 2003).



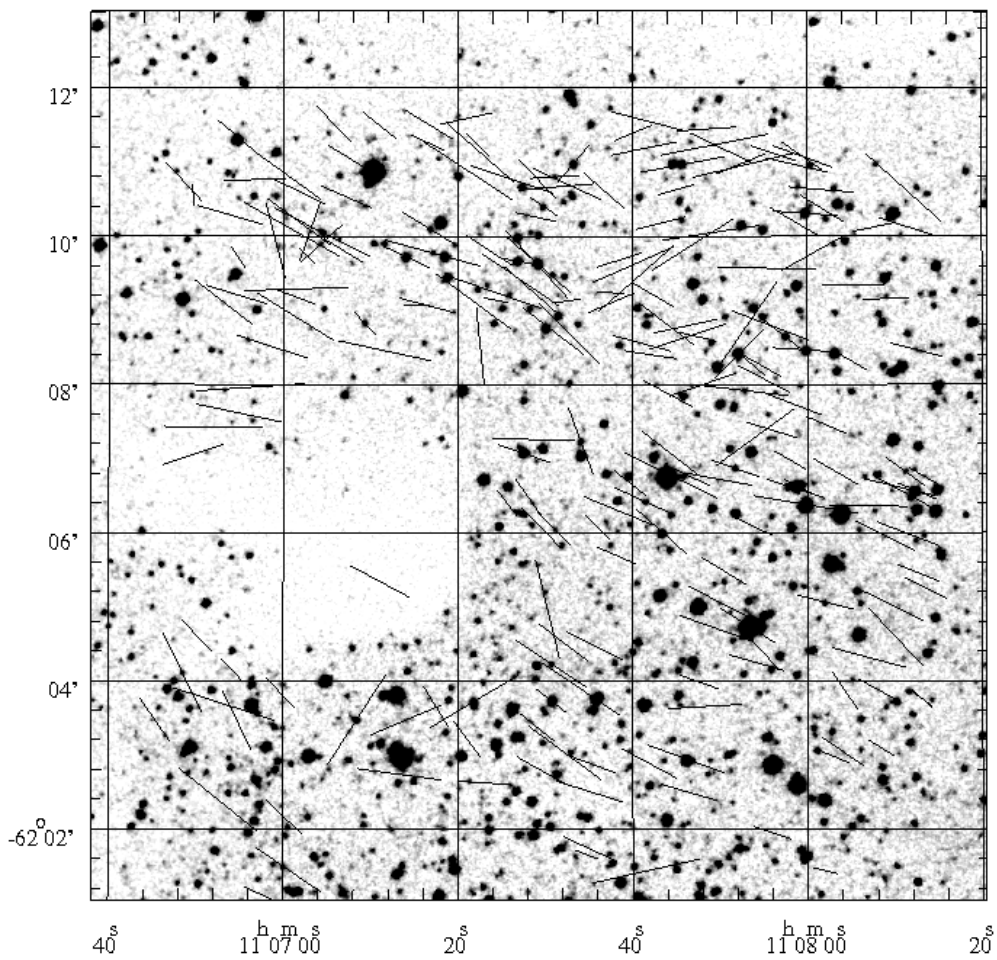
**Figura 5.11:** Esquerda Superior: Parâmetros de Stokes  $Q \times U$  (filtro B), para a primeira posição da nuvem. Direita Superior: Grau de polarização da nuvem DC291.1-1.7 (filtro B) para a primeira posição da nuvem. Esquerda Inferior: Parâmetros de Stokes  $Q \times U$  (filtro B), para a segunda posição da nuvem. Direita Inferior: Grau de polarização da nuvem DC291.1-1.7 (filtro B) para a segunda posição da nuvem. Centrais: ângulo de polarização.



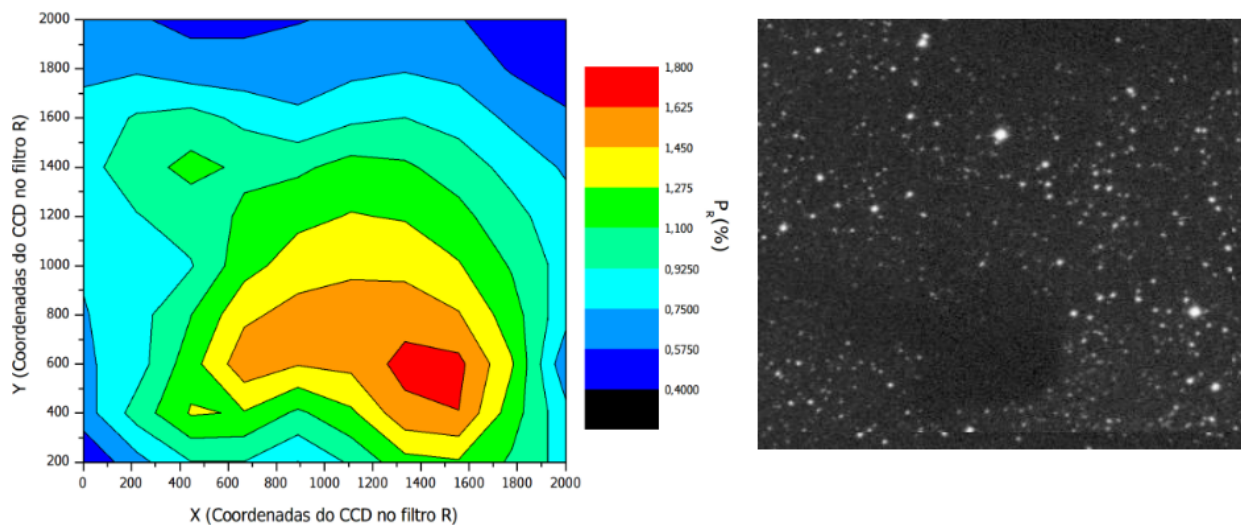
**Figura 5.12:** Esquerda Superior: Parâmetros de Stokes  $Q \times U$  (filtro V), para a primeira posição da nuvem. Direita Superior: Grau de polarização da nuvem DC291.1-1.7 (filtro V) para a primeira posição da nuvem. Esquerda Inferior: Parâmetros de Stokes  $Q \times U$  (filtro V), para a segunda posição da nuvem. Direita Inferior: Grau de polarização da nuvem DC291.1-1.7 (filtro V) para a segunda posição da nuvem. Centrais: ângulo de polarização.



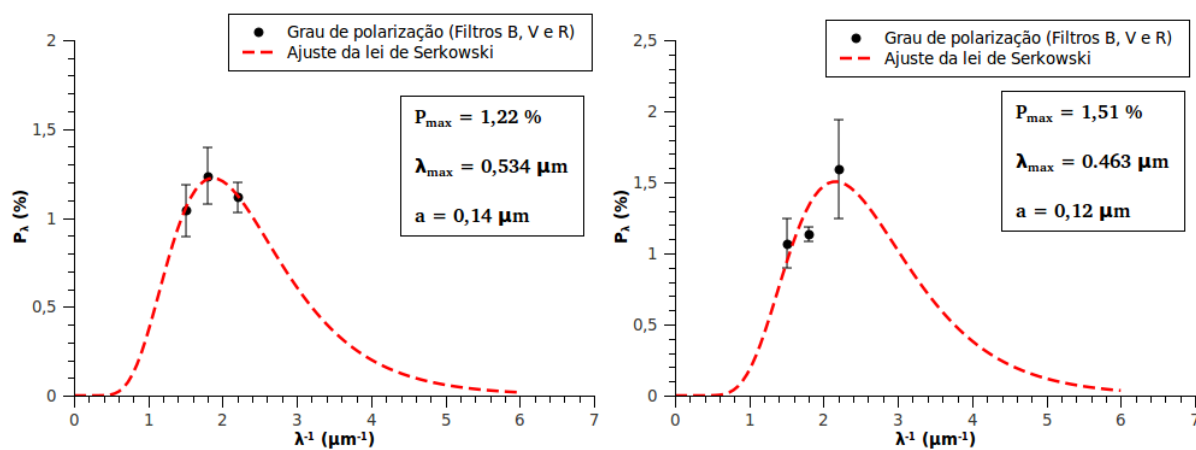
**Figura 5.13:** Esquerda Superior: Parâmetros de Stokes  $Q \times U$  (filtro R), para a primeira posição da nuvem. Direita Superior: Grau de polarização da nuvem DC291.1-1.7 (filtro R) para a primeira posição da nuvem. Esquerda Inferior: Parâmetros de Stokes  $Q \times U$  (filtro R), para a segunda posição da nuvem. Direita Inferior: Grau de polarização da nuvem DC291.1-1.7 (filtro R) para a segunda posição da nuvem. Centrais: ângulo de polarização.



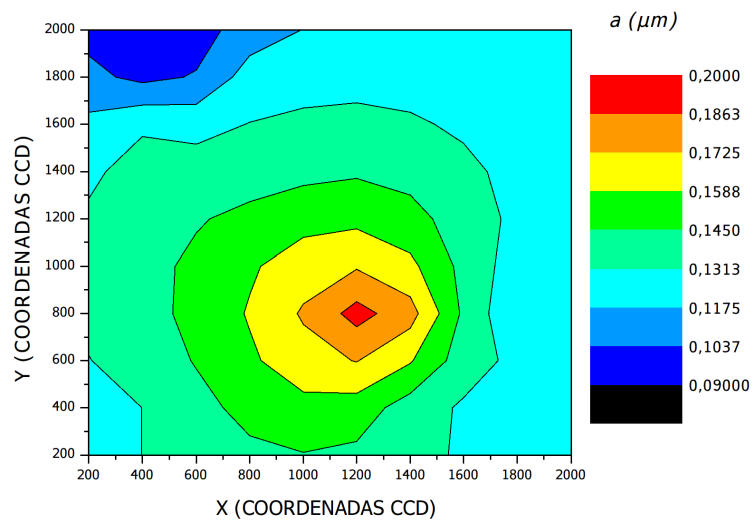
**Figura 5.14:** Polarização linear na banda V para DC291.1-1.7, sobreposta à imagem DSS-II-R do campo. O ângulo de polarização está concentrado em torno de  $65^\circ$ . Esses resultados são obtidos também para as bandas B e R.



**Figura 5.15:** Distribuição espacial do grau de polarização no filtro R. As coordenadas estão como encontradas no CCD. As cores representam o grau de polarização, com o vermelho significando o maior valor. A cor vermelha no centro significa apenas que à medida que nos aproximamos da nuvem o grau de polarização aumenta. À esquerda, temos a distribuição encontrada neste trabalho e à direita uma imagem DSS-2RED.



**Figura 5.16:** Esquerda: Ajuste feito com a lei de Serkowski para a região densa da nuvem. O tamanho médio dos grãos encontrado para esse ajuste foi de  $a = 0,14\mu\text{m}$ . Direita: Ajuste com a lei de Serkowski para a região menos densa. Tamanho médio para esse ajuste:  $a = 0,12\mu\text{m}$ .



**Figura 5.17:** Distribuição espacial dos grãos de poeira da nuvem calculados com a lei de Serkowski, com dados coletados no óptico no Observatório do Pico dos Dias.

# Capítulo 6

## Conclusões e Discussões

Neste trabalho, a nuvem DC291.1-1.7 foi estudada de várias perspectivas, aplicando-se um conjunto diversificado de técnicas. Em termos das técnicas de observação usadas, aplicamos a fotometria, astrometria e polarimetria. As regiões do espectro estudadas foram o óptico, nos filtros B, V e R, infravermelho próximo através do 2MASS, infravermelho médio, usando o telescópio espacial Spitzer, infravermelho distante através do telescópio espacial Akari e ondas de rádio para fins de estudos de transições moleculares. Agregamos várias conclusões sobre a nuvem, algumas contrárias ao que já foi proposto na literatura. Fizemos um estudo semi-analítico para estudar a transferência radiativa na nuvem. Outra novidade foi a análise da distribuição espectral de energia para avaliar a extinção e distância de cada estrelas de campo.

### 6.1 Propriedades dos grãos da nuvem

Nossas análises da emissão dos grãos de poeira e da polarização linear das estrelas de fundo indicam que os grãos presentes na nuvem DC291.1-1.7 são em média, maiores que aqueles do meio interestelar comum. Os valores ficaram em torno de  $a \approx 0,2\mu\text{m}$  para a região mais central da nuvem e  $0,1\mu\text{m}$  para a sua redondeza.

Através do modelo de geometria cilíndrica, calculamos que a seção de choque média de absorção dos grãos é de  $\sigma_{abs} \approx 5,68 \times 10^{-12} \text{ m}^2$  e de espalhamento de  $\sigma_{esp} \approx 2,00 \times 10^{-12} \text{ m}^2$  para os dois primeiros filtros da IRAC e  $\sigma_{esp} \approx 6,40 \times 10^{-13} \text{ m}^2$  para os dois últimos. A densidade central de poeira da nuvem foi estimada em  $\rho_{poeira} \approx 6,51 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ . Através da seção de choque, inferimos grãos com o tamanho da ordem de  $1\mu\text{m}$ . Esse valor corresponde ao efeito de *coreshine* observado, pois ele aparece apenas para grãos dessas dimensões. A presença desses grãos maiores causa uma extinção mais forte, o que faz o núcleo denso da nuvem ser mais escurecido. Tendo determinado a extinção para as estrelas do campo, através da distribuição espectral de energia, determinamos a massa da nuvem em  $M_{nuv} \approx 5,45 M_{\odot}$ , e conseqüentemente sua densidade de gás como

$\rho_{gas} \approx 1,1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ . Esse resultado confirma que com as imagens IRAC calculamos a densidade de poeira, e com a extinção das bandas do infravermelho próximo, a densidade de gás. Com o método NICE (Lada et al. 1994) e com a distribuição espectral de energia, o valor de extinção central ficou em torno de  $A_V \approx 9$  mag. Ainda com relação a extinção, determinamos a razão entre a extinção total e seletiva no infravermelho próximo ( $R_H$ ). O resultado ( $R_H = 1,4$ ) é compatível com regiões de grande extinção, como determinado para o Centro Galáctico por Nishiyama et al. (2006). Desta forma, com estas informações obtidas, podemos caracterizar DC291.1-1.7 como uma nuvem pequena, mas de alta densidade espacial, com grãos de poeira grandes nas regiões mais densas.

A temperatura de poeira estimada mostra um decréscimo das bordas para o interior da nuvem, de 14K para 5K, o que é esperado se a nuvem está sujeita ao campo de radiação galáctico e aquecimento interno apenas por raios cósmicos.

## 6.2 Tamanho, distância e idade da nuvem

O tamanho da nuvem DC291.1-1.7 foi estimado de acordo com a sua dimensão angular ( $5' \times 3'$ ) e distância (80 pc) em  $0,12 \text{ pc} \times 0,07 \text{ pc}$ , com um raio médio de 0,05 pc. Curiosamente, este é também o raio fornecido pelo ajuste da esfera de Bonnor-Ebert, que embora também dependa da distância, é obtido a partir do ajuste de perfil de densidade colunar (extinção visual).

A distância encontrada neste trabalho é diferente do que já foi proposto na literatura em Bourke et al. (1995), que foi de 250 pc e em Racca, Vilas-Boas & De la Reza (2009) de 200 pc. O resultado que encontramos foi de  $D \approx 80$  pc. Utilizamos dois métodos distintos na análise da variação da extinção visual com a distância (NICE e ajuste de corpo negro às DEEs das estrelas de fundo), bem como outras duas avaliações de distância: uma através dos dados da literatura da emissão de gás e do modelo de curva de rotação da Galáxia; a outra utilizando o mapeamento das emissões de NaI e CaII do trabalho de Welsh et al. (2009). Estas quatro avaliações indicam valores compatíveis entre si e apontam para uma distância  $D = (80_{-25}^{+70})$  pc.

Dessa forma, temos uma nuvem pequena a uma distância curta. Isso levanta um questionamento sobre a formação desse objeto. Visto que no trabalho de Welsh et al. (2009), essa nuvem poderia estar localizada na região fronteira da bolha galáctica local. Desta forma, ela poderia ser um fragmento de uma nuvem maior, dispersada pela expansão da bolha; ou simplesmente por uma aglomeração recente de gás e poeira decorrente do material arrastado pela expansão da bolha. Em trabalho recente MARKA et al. (2012) mediram a razão de densidade colunar  $N_{NH3}/N_{CCS}$  na direção de DC291.1-1.7, indicando um valor maior que 41. Neste mesmo trabalho, esta razão é apontada como um diagnóstico de idade, que no caso de DC291.1-1.7, indica uma nuvem muito jovem, provavelmente de formação recente. Notamos que DC291.1-1.7, embora seja vista projetada sobre o

Plano Galáctico, não aparenta fazer parte de um Complexo de nuvens maior, com poucas nebulosidades no seu entorno. Estes indícios pendem à idéia de que DC291.1-1.7 seria uma nuvem de formação recente, decorrente do material aglomerado na expansão da bolha local. As estimativas do início formação da bolha local apontam para idades não maiores que 10 milhões de anos.

### 6.3 Temperatura da nuvem

A temperatura foi estimada usando transições rotacionais moleculares de dados encontrados na literatura. Utilizamos as observações de CO ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) (Otrupcek et al. 2000) e de CO ( $J = 4 \rightarrow 3$ ) (Lohr et al., 2007). As demais transições não foram suficientes para determinar a temperatura cinética da nuvem. As temperaturas cinéticas derivadas apontam para um gradiente de temperatura conforme a densidade na região de formação da transição:  $T \approx 13,7$  K ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) nas regiões menos densas (borda) e  $T \approx 11,3$  K ( $J = 4 \rightarrow 3$ ) nas regiões de densidade intermediária.

Gradiente similar também foi observado na derivação da temperatura da poeira, com os dados do satélite AKARI, como observado na Figura 3.9, apontando para temperaturas ainda mais baixas ( $\sim 5$  K) nas regiões centrais, de extinção mais severa.

### 6.4 Estabilidade da nuvem

Avaliamos as energias cinética interna e potencial gravitacional totais e procedemos a análise pelo teorema do virial. Apesar das incertezas, os valores indicam que a nuvem DC291.1-1.7 está muito próxima da condição de equilíbrio estável.

Baseado no modelo de Jeans, que considera apenas as forças de pressão do gás e os efeitos da gravidade, desconsiderando efeitos de rotação e campos magnéticos, a massa de Jeans encontrada neste trabalho foi de  $M_J = 3 M_\odot$ . Apesar de a massa da nuvem ter sido estimada em  $M_{nuv} = 5,45 M_\odot$ , esse resultado não pode ser conclusivo no sentido de indicar uma nuvem em colapso, porque outros fatores como campo magnético e turbulência precisam ser levados em consideração.

Outra forma de análise, foi o modelo de esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert. Ele difere do modelo de Jeans por apresentar uma pressão adicional externa no mesmo sentido da força gravitacional. Com esse modelo encontramos o parâmetro  $\xi = 4,2$ . Visto que o parâmetro crítico é de  $\xi_{max} = 6,5$ , a nuvem não apresenta colapso, embora o modelo considere uma pressão externa contribuindo para um eventual colapso. Em termos de massa, o valor crítico para o colapso de acordo com o modelo de Bonnor-Ebert é de  $M_{BE} = 14,7 M_\odot$ . Como a massa da nuvem é de  $M_{nuv} = 5,45 M_\odot$ , novamente não encontramos indícios de colapso.

A turbulência é um fator importante no contexto de colapso de nuvens escuras, já que ela tem o papel duplo de evitar (em escala global) e também favorecer o colapso (localmente), conforme Ballesteros-Paredes et al. (2006). Localmente, o colapso ocorre se o comprimento de Jeans para a nuvem for muito menor do que o tamanho das flutuações de acordo com Klessen et al. (2000). Conforme o mesmo trabalho, o colapso local será evitado se o mecanismo de turbulência dirigida fornecer energia suficiente em escalas menores que o comprimento de Jeans de flutuações típicas.

Neste trabalho avaliamos a relação entre a energia de turbulência interna e a energia térmica do gás, em  $E_{turb} \approx 6E_{term}$ , o que caracteriza uma turbulência supersônica. Conforme Klessen et al. (2000), esta situação dificulta o colapso global da nuvem, mas favorece o colapso de flutuações locais.

A influência do campo magnético frente aos movimentos macroscópicos da nuvem também foi investigada. A massa magnética que estimamos para que a nuvem possa ser suportada pelo campo magnético é de  $M_B = 6 M_\odot$ . Como sua massa foi estimada em  $M_{nuv} = 5,45 M_\odot$ , o campo magnético está impedindo o colapso da nuvem. Dado que o campo magnético no plano do céu foi estimado em  $B_{0,\perp} = 337\mu\text{G}$ , ele é forte o suficiente para resistir a distorção causada pela turbulência de acordo com Draine (2011).

Com a discussão acima, podemos concluir que apesar de DC291.1-1.7 ter turbulência supersônica, o que em tese, favorece o colapso local, quase todas as análises de estabilidade global indicam que a nuvem não apresenta movimentos macroscópicos significativos, no que concerne à contração (colapso) ou expansão. Nesse contexto, o campo magnético tem papel importante na manutenção da estrutura da nuvem. Os vetores de polarização linear das estrelas de fundo, mostram que a componente do campo magnético no plano do céu é na mesma direção do eixo maior da nuvem.

## 6.5 Existência de YSO's associados à nuvem

Construímos o diagrama cor-cor das fontes observadas na direção de DC291.1-1.7 pela câmera IRAC (SPITZER), nominalmente  $[3,6 - 4,5] \times [5,8 - 8,0]$ , buscando por objetos estelares jovens. Conforme esse diagrama, não encontramos nenhuma evidência de estrelas jovens associadas à nuvem. Duas estrelas, que estavam nas bordas dos objetos Classe II, poderiam ser um YSO, devido ao tamanho da sua barra de erro. No entanto, após uma análise mais detalhada de suas distribuições espectrais de energia, percebemos que eram apenas estrelas da sequência principal.

## Referências

- ALFVÉN, H., **Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves**. NATURE, Vol. 150, Issue 3805, p. 405-406. 1942.
- ALLEN, *et al.*, **INFRARED ARRAY CAMERA (IRAC) COLORS OF YOUNG STELLAR OBJECTS**. ApJS, Vol. 154. p. 363 - 366. 2004.
- ALVES, J., LADA, C. J. e LADA, E. A., **Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight**. NATURE, Vol. 409, Issue 6817, p. 159 - 161. 2001.
- BALLESTEROS-PAREDES *et al.*, **The Mass Spectra of Cores in Turbulent Molecular Clouds and Implications for the Initial Mass Function**. ApJ, Vol. 637, Issue 1, p. 384-391. 2006.
- BERTIN, E. & ARNOUITS, S, **SExtractor: Software for source extraction**. A&AS, Vol. 117, p. 393 - 404. 1996.
- BESSEL, M. S. & BRETT, J. M., **JHKLM photometry - Standard systems, passbands, and intrinsic colors**. PASP, Vol. 100, p. 1134 - 1151. 1988.
- BOHLIN, R. C., SAVAGE, B. D. e DRAKE, J. F., **A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II**. ApJ, Vol. 224, p. 132 - 142. 1978.
- BOHREN, C. F. & HUFFMAN, D. R., **Absorption and scattering of light by small particles**. Editora: Wiley, 1983.
- BONNOR, W. R., **Boyle's Law and gravitational instability**. MNRAS, Vol. 116, p. 351. 1956.
- BOURKE, T. L., HYLAND, A. R., ROBINSON, G. e JAMES, S. D., **Studies of star formation in isolated small dark clouds - II. A southern ammonia survey**. MNRAS, Vol. 276, Issue 4, p. 1067-1084. 1995.
- CAMBRESY *et al.*, **Extinction with 2MASS: Star Counts and Reddening toward the North America and Pelican Nebulae**. AJ, Vol. 123, Issue 5, p. 2559-2573. 2002.
- CARPENTER, J. M., **Color Transformations for the 2MASS Second Incremental Data Release**. AJ, Vol. 121. Issue 5, p. 2851 - 2871. 2001.
- CARROLL, B. W., **An Introduction to Modern Astrophysics**. Ed. Pearson. Segunda edição. 2007.

- CECCHI-PESTELLINI, C., CASU, S. e SCARPPINI, F., **Modelling the CO emission in southern Bok globules.** MNRAS, Vol. 326. Issue 4, p. 1255 - 1260. 2001.
- CHANDRASEKHAR, S. & FERMI, E., **Magnetic Fields in Spiral Arms.** ApJ, Vol. 118. p.113. 1953.
- CLAYTON, G. C.; WOLFF, M. J.; ALLEN, R. G. e LUPIE, O. L., **Ultraviolet interstellar linear polarization. 2: The wavelength dependence.** ApJ, Vol. 445, p. 947-957. 1995.
- CORRADI, W. J. B., FRANCO, G. A. P., & KNUDE, J., **Physical association between the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds.** A&A, Vol. 326. p. 1215 - 1227. 1997.
- CORRADI, W. J. B., FRANCO, G. A. P., & KNUDE, J., **Local interstellar medium kinematics towards the Southern Coalsack and Chamaeleon-Musca dark clouds.** MNRAS, Vol. 347. p. 1065 - 1083. 2004.
- COYNE, G. V.; GEHRELS, T. e SERKOWSKI, K., **Wavelength dependence of polarization. XXVI. The wavelength of maximum polarization as a characteristic parameter of interstellar grains..** AJ, Vol. 79, p. 581-589. 1974.
- CUTRI, *et al.*, **2MASS All-Sky Catalog of Point Sources.** VizieR On-line Data Catalog: II/246. 2003.
- DAPP, W. B. & BASU, S, **An analytic column density profile to fit prestellar cores.** MNRAS, Vol. 395. Issue 2, p. 1092-1098. 2009.
- DAVIS, L. & GREENSTEIN, J. L., **The Polarization of Starlight by Interstellar Dust Particles in a Galactic Magnetic Field,** Physical Review, Vol. 75, p. 1605. 1949
- DAVIS, L. & GREENSTEIN, J. L., **The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains,** ApJ, Vol. 114, p. 206. 1951
- DIETER, N. H., **A Survey of Interstellar Formaldehyde in Dust Clouds.** ApJ, Vol. 183, p. 449 - 468. 1973.
- DIOLAITI, E., BENDINELLI, O., BONACCINI, D., CLOSE, L., CURRIE, D. e PARMEGGIANI, G., **Analysis of isoplanatic high resolution stellar fields by the StarFinder code.** A&AS, Vol. 147, p. 335 - 346. 2000.

- DOLGINOV, A. Z. & MYTROPHANOV, I. G., **Orientation of cosmic dust grains.** Ap&SS, Vol. 43, p. 291 - 317. 1976.
- DOWNES, D., WILSON, T. L. e BIEGING, J., **Excitation Temperature of Formaldehyde in the Dust Cloud L 134.** A&A, Vol. 52, p. 321. 1976.
- DRAINE, B. T., **Radiative Torques on Interstellar Grains. I. Superthermal Spin- up.** ApJ, Vol. 470. p. 551. 1996
- DRAINE, B. T., & WEINGARTNER, J. C. **Radiative Torques on Interstellar Grains. I. Superthermal Spin- up.** ApJ, Vol. 470. p. 551. 1996.
- DRAINE, B. T., & WEINGARTNER, J. C. **Radiative Torques on Interstellar Grains. II. Grain Alignment.** ApJ, Vol. 480. p. 633. 1997.
- DRAINE, B. T., **Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium.** PRINCETON SERIES IN ASTROPHYSICS. 2011.
- DRAINE, B. T. & WEINGARTNER, J. C., **Alignment of Interstellar Grains by Starlight.** AAS, Vol. 28, p. 1294. 1996.
- DUTRA, C. M. & BICA, E., **A catalogue of dust clouds in the Galaxy.** A&A, Vol. 383, p.631-635. 2002.
- EBERT, R., **Temperatur des interstellaren Gases bei großen Dichten. Mit 1 Textabbildung.** Zeitschrift für Astrophysik, Vol. 36, p. 222. 1955.
- EGGER, R. J. & BERND, A., **Interaction of the Loop I supershell with the Local Hot Bubble.** A&A, Vol. 294, p. L25 - L28. 1995.
- EVANS, N. J. II *et al.*, **Tracing the Mass during Low-Mass Star Formation. II. Modeling the Submillimeter Emission from Preprotostellar Cores.** ApJ, Vol. 557, Issue 1, p. 193 - 208. 2001.
- FAZIO, G. G. *et al.*, **The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope.** ApJS, Vol. 154, p. 10 - 17. 2004.
- FOSALBA, P.; LAZARIAN, A.; PRUNET, S. e TAUBER, J. A., **Statistical Properties of Galactic Starlight Polarization,** ApJ, Vol. 564, p. 762-772. 2002.
- FRUSCIONE, A., HAWKINS, I., JELINSKY, P. e WIERCIGROCH, A., **The distribution of neutral hydrogen in the interstellar medium. 1: The data.** ApJS, Vol. 94, p. 127 - 146. 1994.

- GINSBURG, A. *et al.*, **Galactic  $H_2CO$  Densitometry. I. Pilot Survey of Ultracompact HII Regions and Methodology.** ApJ, Vol. 736, Issue 2, article id. 149, 24 p. 2011.)
- GOLD, T., **Polarization of starlight**, Nature, Vol. 169, p. 322. 1951.
- GOLD, T., **The alignment of galactic dust.** MNRAS, Vol. 112, p. 215. 1952.
- GOLDSMITH, P. F., **Collisional Excitation of Carbon Monoxide in Interstellar Clouds.** ApJ, Vol. 176. p. 597. 1972.
- GOODMAN, A. A; JONES, T. J.; LADA, E. A. e MYERS, P. C., **Does Near-Infrared Polarimetry Reveal the Magnetic Field in Cold Dark Clouds?.** ApJ, Vol. 448, p. 748. 1995.
- GOSS, W. M., MANCHESTER, R. N., BROOKS, J. W., SINCLAIR, M. W., MANEFIELD, G. A. e DANZINGER, I. J., **A 5-GHz survey of formaldehyde in southern dark clouds.** MNRAS, Vol. 191, p. 533 - 546. 1980.
- GUPTA, R., MUKAI, T., VAIDYA, D. B., SEN, A. e OKADA, Y., **Interstellar extinction by spheroidal dust grains.** A&A, Vol. 441, Issue 2. p.555 - 561. 2005.
- HALL, J. S., **Observations of the Polarized Light from Stars**, Science, Vol. 109, p. 166-167. 1949.
- HARTLEY, M., TRITTON, S. B., MANCHESTER, R. N., SMITH, E. M e GOSS, W. M., **A catalogue of southern dark clouds.** A&AS, Vol. 63, p. 27 - 48. 1986.
- HARWIT, M., **Alignment of interstellar grains by starlight.** Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia, Vol. 21, p. 204. 1970.
- HEILES, C., **Measurements of the  $H_2CO$  6-centimeter excitation temperature. I. Dark dust clouds.** ApJ. 183. p. 441 - 448. 1973.
- HENKEL, C., WALMSLEY, C. M. e WILSON, T. L., **Formaldehyde in giant molecular clouds -  $H_2$  densities and corrections to the C-12/C-13 ratios.** A&A, Vol. 82, p. 41 - 47. 1980.
- HILTNER, W. A., **Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium**, Science, Vol. 109, p. 109-165. 1949.
- HORA, J. L., **Photometry using the Infrared Array Camera on the Spitzer Space Telescope.** PASP, Vol. 120, Issue 873, p. 1233-1243. 2008.

- HOTZEL, S., HARJU, J. e JUVELA, M., **The kinetic temperature of Barnard 68.** A&A, Vol. 395, p. L5 - L8. 2002.
- IRAC INSTRUMENT HANDBOOK, 2012.
- JONES, R. V. & SPITZER, L., **Magnetic Alignment of Interstellar Grains,** ApJ, Vol. 147, p. 943. 1967.
- KENYON, S. J. & HARTMANN, L., **Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud.** ApJS, Vol. 101, p. 117. 1995.
- KIM, S. H. & MARTIN, P. G., **The size distribution of interstellar dust particles as determined from polarization: Spheroids.** ApJ, Vol. 444, p. 293-305. 1995.
- KING, I. R., **The structure of star clusters. I. an empirical density law.** AJ, Vol. 67, p. 471. 1962.
- KOORNNEEF, J., **Near-infrared photometry. II - Intrinsic colours and the absolute calibration from one to five micron.** A&A, Vol. 128, p. 84-93. 1983.
- KRAMER, C. *et al.*, **Dust properties of the dark cloud IC 5146. Submillimeter and NIR imaging.** A&A, Vol. 399, p.1073-1082. 2003.
- KRUMHOLZ, M. R., **Cursos Especiais ON..** 2010.
- LADA, C. J., ALVES, J. e LADA, E. A., **INFRARED EXTINCTION AND THE STRUCTURE OF THE IC 5146 DARK CLOUD.** ApJ, Vol. 512. p. 250-259. 1999.
- LADA, C. J., LADA, E. A., CLEMENS, D. P. e BALLY, J., **Dust extinction and molecular gas in the dark cloud IC 5146.** ApJ, Vol. 429, p. 694 - 709. 1994.
- LANSDMAN, W. B., **The IDL Astronomy User's Library.** Astronomical Data Analysis Software and Systems IV, ASP Conference Series, Vol. 77, R.A. Shaw, H.E. Payne, and J.J.E. Hayes, eds., p. 437. 1995.
- LAZARIAN, A., **Physics and che mistry of the Purcell alignment.** The Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 274. p. 679. 1995a.
- LAZARIAN, A., **Gold Alignment and Internal Dissipation.** ApJ, Vol. 483, p. 296. 1997.
- LAZARIAN, A.; GOODMAN, A. A. e MYERS, P. C., **On the Efficiency of Grain Alignment in Dark Clouds.** ApJ, Vol. 490, p. 273. 1997.

- LAZARIAN, A., **Magnetic Fields via Polarimetry: Progress of Grain Alignment Theory**, JQSRT, p. 881. 2002.
- LAZARIAN, A., **Tracing magnetic fields with aligned grains**. JQSRT, Vol. 106, Issue. 1-3, p. 225-256. 2007.
- LAZARIAN, A., **Magnetic Fields via Polarimetry: Progress of Grain Alignment Theory**. QSRT, Vol. 80, p. 881. 2003.
- LAZARIAN, A., **Davis-Greenstein Alignment of Nonspherical Grains**. ApJ, Vol. 453. p. 229. 1995a.
- LAZARIAN, A., **Physics and chemistry of the Purcell alignment**. ApJ, Vol. 274. p. 679-688. 1995b.
- LAZARIAN, A. & DRAINE, B. T., **Disorientation of Suprathermally Rotating Grains and the Grain Alignment Problem**. ApJ, Vol. 487, p. 248. 1997.
- LEQUEUX, J., **The interstellar medium**. Ed. Springer. 2004.
- LOHR, A., BOURKE, T. L., LANE, A. P., MYERS, P. C., PARSHLEY, S. C., STARK, A. A. e TOTHILL, N. F. H., **AST/RO  $^{13}\text{CO}(J = 2 - 1)$  AND  $^{12}\text{CO}(J = 4 - 3)$  MAPPING OF SOUTHERN SPITZER c2d SMALL CLOUDS AND CORES**. ApJS, Vol. 171, p. 478 - 492. 2007.
- MAGALHÃES, *et al.*, **Magnetic Field Structure of the Small Magellanic Cloud**. AA, Vol. 28. p. 925. 1996.
- MAHESWAR, G. *et al.*, **A method to determine distances to molecular clouds using near-IR photometry**. A&A, Vol. 509. 2010.
- MANGUN, J. G. & WOOTTEN, A., **Formaldehyde as a probe of physical conditions in dense molecular clouds**. ApJS, Vol. 89, p. 123 - 153. 1993.
- MANGUN, J. G. *et al.*, **Formaldehyde Densitometry of Starburst Galaxies**. ApJ, Vol. 673, Issue 2, p. 832-846. 2008.
- MARKA, C., SCHREYER, K., LAUNHARDT, R., SEMENOV, D. A. e HENNING, TH., **Tracing the evolutionary stage of Bok globules:  $\text{CCS}$  and  $\text{NH}_3$** . A&A, Vol. 537. 2012.
- MARTIN, P. G.; CLAYTON, G. C. e WOLFF, M. J., **Ultraviolet Interstellar Linear Polarization. V. Analysis of the Final Data Set**. ApJ, Vol. 510, p. 905-914. 1999.

- MASSEY, P. “A User’s Guide to CCD Reductions with IRAF”, disponível em <http://iraf.net/irafdocs/>. 1997
- MATHIAS, J. S., **The alignment of interstellar grains.** ApJ, Vol. 308. p. 281-287. 1986.
- MATHIS, J. S., **Interstellar dust and extinction.** Annual Review, Vol. 28, p. 37 - 90. 1990.
- MATHIS, J. S., WHITNEY, B. A. e WOOD, K., **Can Reflection from Grains Diagnose the Albedo?** ApJ, Vol. 574, Issue 2, p. 812 - 821. 2002.
- MEGEATH, S. T., ALLEN, L. E., GUTERMUTH, R. A., PIPHER, J. L., MYERS, P. C. e CALVET, N., **Initial Results from The Spitzer Young Stellar Cluster Survey.** ApJS, Vol. 154. Issue 1, p. 367 - 373. 2004.
- MENDOZA, V., **Infrared Photometry of T Tauri Stars and Related Objects.** ApJ, Vol. 143. p.1010. 1966.
- MENDOZA, V., **Infrared Excesses in T Tauri Stars and Related Objects.** ApJ, Vol. 151. p.977. 1968.
- MEYER, M. R., CALVET, N., HILLENBRAND, L. A., **Intrinsic Near-Infrared Excesses of T Tauri Stars: Understanding the Classical T Tauri Star Locus.** AJ, Vol. 114. p. 288-300. 1997.
- MYERS, P. C. & GOODMAN, A. A., **Evidence for magnetic and virial equilibrium in molecular clouds.** ApJ, Vol. 326, p. L27 - L30. 1988.
- MYERS, P. C. & GOODMAN, A. A., **On the dispersion in direction of interstellar polarization.** ApJ, Vol. 373, p. 509 - 524. 1991.
- MIE, G., **Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen.** Annalen der Physik, Vol. 330, p. 377-445. 1908.
- MOUSCHOVIAS, T. C., TASSIS, K. e KUNZ, M. W., **Observational Constraints on the Ages of Molecular Clouds and the Star Formation Timescale: Ambipolar-Diffusion-controlled or Turbulence-induced Star Formation?** Vol. 646, Issue 2, p. 1043 - 1049. 2006.
- NISHIYAMA *et al.*, **Interstellar Extinction Law in the J, H, and Ks Bands toward the Galactic Center.** ApJ, Vol. 638, Issue, 2. p. 839 - 846. 2006.
- OLSON, B. I., **On the ratio of total-to-selective absorption.** PASP, Vol. 87, p. 349 - 351. 1975.

- ORSATTI, A. M., FEINSTEIN, C., VEGA, E. I. e VERGNE, M. M., **UBVRI polarisation in NGC 5606**. A&A, Vol. 471, p. 165. 2007.
  - OTRUPCECK, R. E., HARTLEY, M. e WANG, J. S., **Catalogue of  $J = 1 - 0$  CO emission towards southern dark clouds**. PASA, Vol. 17, p. 92-101. 2000.
  - PADOAN, P. & NORDLUND, A., **A Super-Alfvénic Model of Dark Clouds**. ApJ, Vol. 526, Issue 1, p. 279 - 294. 1999.
  - PADOAN, P.; GOODMAN, A.; DRAINE, B. T.; JUVELA, M.; NORDLUND, A.; ROGNVALDSSON, O. E., **Theoretical Models of Polarized Dust Emission from Protostellar Cores**. ApJ, Vol. 559, p. 1005-1018. 2001.
  - PERETTO, N. & FULLER, G. A., **A Statistical Study of the Mass and Density Structure of Infrared Dark Clouds**. ApJ, Vol. 723, Issue 1, p. 555 - 562. 2010.
  - PERETTO, N. *et al.*, **Mapping the column density and dust temperature structure of IRDCs with Herschel**. A&A, Vol. 518, id.L98. 2010.
  - PEREYRA, A., **Dust and Magnetic Field in Dense Regions of the Interstellar Medium**. PhD Thesis. Universidade de São Paulo. 2000.
  - POIDEVIN, F. & BASTIEN, P., **Comparison of Magnetic Field Structures on Different Scales in and around the Filamentary Dark Cloud GF 9**. ApJ, Vol. 650, Issue 2, p. 945 - 955. 2006.
  - PUDRITZ, R. E., **Clustered Star Formation and the Origin of Stellar Masses**. Science, Vol 295, p. 68-75. 2002.
  - PURCELL, E. M., **On the Alignment of Interstellar Dust**, Physica, p. 100-127. 1969.
  - PURCELL, W. M. & SPITZER, L., **Orientation of Rotating Grains**, ApJ, Vol. 167, p. 31. 1971.
  - PURCELL, W. M., **Suprathermal rotation of interstellar grains**. ApJ, Vol. 231, p. 404-416. 1979.
  - PURCELL, E. M., **Interstellar grains as pinwheels**. Ed. AA. 1975.
  - RACCA, G. A., VILAS-BOAS, J. W. S. e RAMIRO, DE LA REZA, **A Two Micron All Sky Survey Analysis of the Stability of Southern Bok Globules**. IoP, Vol. 703, Issue 2, p. 1444-1463. 2009.
- RANGANATHAN, A. **The Levenberg-Marquardt Algorithm**. College of Computing. 2004.

- RAO, R.; CRUTCHER, R. M.; PLAMBECK, R. L. e WRIGHT, M. C. H., **High-Resolution Millimeter-Wave Mapping of Linearly Polarized Dust Emission: Magnetic Field Structure in Orion**. ApJ, Vol. 502, p. L75. 1998.
- RATHBORNE, J. M. *et al.*, **The Early Stages of Star Formation in Infrared Dark Clouds: Characterizing the Core Dust Properties**. ApJ, Vol. 715, Issue 1, p. 310 - 322. 2010.
- ROBERGE, W. G. & LAZARIAN, A., **Davis-Greenstein alignment of oblate spheroidal grains**. MNRAS, Vol. 305, Issue 3, p. 615 - 630. 1999.
- ROBERGE, W. G., HANANY, S. e MESSINGER, D. W., **Grain Alignment by Ambipolar Diffusion in Molecular Clouds**. ApJ, Vol. 453, p. 238. 1995.
- ROMAN-DUVAL, J., JACKSON, J. M., HEYER, M., JOHNSON, A., RATHBORNE, J., SHAH, R. e SIMON, R., **Kinematic Distances to Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey**. ApJ, Vol. 699, p. 1153 - 1170. 2009.
- RYBICKI, G. B. & LIGHTMAN, A. P., **Radiative Processes in Astrophysics**, Wiley-VCH. 2004.
- SANDQVIST, AA., **More southern dark dust clouds..** A&A, Vol. 57, p. 467-470. 1977.
- SANTOS, F. P., **Polarização Interestelar na Região de Interação entre as Bolhas Local e Loop I**. Dissertação de Mestrado. Departamento de Física - ICEX - UFMG. 2009
- SAVAGE, B. D. & SEMBACH, K. R., **The analysis of apparent optical depth profiles for interstellar absorption lines**. ApJ, Vol. 379. p. 245 - 259. 1991.
- SEN, A. K., MUKAI, T., GUPTA, R., DAS, H. S., **An analysis of the distribution of background star polarization in dark clouds**. MNRAS, Vol. 361, Issue 1, p. 177 - 190. 2005.
- SERKOWSKI, K., **Interstellar Polarization**. IAU Symposium *n*<sup>o</sup> 52. p. 145. 1973.
- SERKOWSKI, K.; MATHEWSON, D. S. e FORD, V. L., **Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction**, ApJ, Vol. 196, p. 261-290. 1975.
- SERKOWSKI, K. **Polarimeters for Optical Astronomy**. 1974.

- SHU, F. H., ADAMS, F. C. e LIZANO, S., **Star formation in molecular clouds - Observation and theory.** ANNUAL REVIEWS, Vol. 25, p. 23-81. 1987.
- SIESS, L., DUFOUR, E. e FORESTINI, M., **An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars.** A&A, Vol. 358, p. 593-599. 2000.
- SNOW, T. P. & MCCALL, B. J., **Diffuse Atomic and Molecular Clouds.** ARA&A, Vol. 44, Issue 1, p.367-414. 2006.
- SPITZER, L. & Tukey, J. W., **A Theory of Interstellar Polarization.**, ApJ, Vol. 114, p. 187. 1951.
- SPITZER, L., **Physical processes in the interstellar medium.** New York Wiley-Interscience. p. 333. 1978.
- SPITZER, L. & MCGLYNN, T. A., **Disorientation of interstellar grains in suprathermal rotation.** ApJ, Vol. 231, p. 417 - 424. 1979.
- STEINACKER, J., PAGANI, L., BACMANN, A. e GUIEU, S., **Direct evidence of dust growth in L183 from mid-infrared light scattering.** A&A, Vol. 511, 2010.
- STETSON, P. B., **DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry.** PASP, Vol. 99, p. 191 - 222. 1987.
- STUTZ, A. M. *et al.*, **Spitzer Observations of a  $24\mu\text{m}$  Shadow: Bok Globule CB 190.** ApJ, Vol. 665, Issue 1. p. 466 - 477. 2007.
- SUMI, T., **Extinction map of the Galactic centre: OGLE-II Galactic bulge fields.** MNRAS, Vol. 349, Issue, 1. p. 193 - 204. 2004.
- TASSIS, K. & MOUSCHOVIAS, T. C., **Ambipolar-Diffusion Timescale, Star Formation Timescale, and the Ages of Molecular Clouds: Is There a Discrepancy?** ApJ, Vol. 616, Issue 1, p. 283 - 287. 2004.
- TEIXEIRA, P. S., LADA, C. J. & ALVES, J. F., **From Dusty Filaments to Cores to Stars: An Infrared Extinction Study of Lupus 3.** ApJ, Vol. 629, Issue 1, p. 276 - 287. 2005.
- TIELENS, A. G. G. M., **The physics and chemistry of the Interstellar Medium.** Ed. Cambridge. 2005.
- TODY, D., **The IRAF Data Reduction and Analysis System.** SPIE, p. 733. 1986.

- TROLAND, T. H. & CRUTCHER, R. M., **Magnetic Fields in Dark Cloud Cores: Arecibo OH Zeeman Observations.** ApJ, Vol. 680, Issue 1, p. 457 - 465. 2008.
- VAIDYA, D. B., GUPTA, R. E SNOW, T. P., **Composite interstellar grains.** MNRAS, Vol. 379, p. 791 - 800. 2007.
- VAILLANCOURT, J.E., **Polarized Emission from Interstellar Dust.** EAS Publications Series, Vol. 23, p. 147 - 164, 2006.
- VAN DE HULST, H. C., **Light scattering by small particles.** Ed. Dover. 1981.
- VAN DISHOECK, E. F., **ISO Spectroscopy of Gas and Dust: From Molecular Clouds to Protoplanetary Disks.** ARA&A, Vol. 42, Issue 1, p.119-167. 2004.
- VASYUNINA, T., LINZ, H., HENNING, TH., STECKLUM, B. KLOSE, S. e NYMAN, L. A., **Physical properties of Southern infrared dark clouds.** A&A, Vol. 499, p. 149 - 161. 2009.
- WELSH, B. Y., LALLAMENT, R., VERGELY, J. L. e RAIMOND, S., **New 3D gas density maps of NaI and CaII interstellar absorption within 300 pc.** A&A, Vol. 510. 2010.
- WHITTET, D. C. B.; MARTIN, P. G.; HOUGH, J. H.; ROUSE, M. F.; BAILEY, J. A e AXON, D. J., **Systematic variations in the wavelength dependence of interstellar linear polarization.** ApJ, Vol. 386, p. 562-577. 1992.
- WHITTET, D. C. B., **Dust in the Galactic Environment.** Ed. IoP. Segunda Edição. 2003.
- WHITTET, D. B. C., GERAKINES, P. A., HOUGH, J. H. e SHENOY, S. S., **Interstellar Extinction and Polarization in the Taurus Dark Clouds: The Optical Properties of Dust near the Diffuse/Dense Cloud Interface.** ApJ, Vol. 547, Issue 2, p. 872 - 884. 2001.
- WILCOCK, L. A. *et al.*, **Cores in infrared dark clouds (IRDCs) seen in the Hi-GAL survey between  $l= 300^\circ$  and  $330^\circ$ .** MNRAS, Vol. 422. Issue 2. p. 1071-1082. 2012.
- WILKING, B. A.; LEBOFISKY, M. J.; KEMP, J. C.; MARTIN, P. G. e RIEKE, G. H., **The wavelength dependence of interstellar linear polarization.** ApJ, Vol. 235, p. 905-910. 1980.

- WILLIAMS, D. A., **Gas and dust in the interstellar medium** Journal of Physics: Conference Series, Vol. 6, Issue 1, p. 1 - 17. 2005.
- WOLF, S., LAUNHARDT, R. e HENNING, T., **Magnetic Field Evolution in Bok Globules**. ApJ, Vol. 592, Issue 1, p. 233 - 244. 2003.
- WURM, G. & SCHNAITER, M., **Coagulation as Unifying Element for Interstellar Polarization**. ApJ, Vol. 567, Issue 1, p. 370 - 375.
- ZUCKERMAN, B. & EVANS, N. J. II, **Models of massive molecular clouds**. ApJ, Vol. 192, p. L149 - L152. 1974.
- ZWEIBEL, E. G., **Magnetic field-line tangling and polarization measurements in clumpy molecular gas**. ApJ, Vol. 362, p. 545-550. 1990.
- ZWEIBEL, E. G., **Polarimetry and the Theory of the Galactic Magnetic Field**. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 97. 1996.