

**Um Estudo Polarimétrico na Região da Nuvem
Molecular Lupus 1**

Felipe de Oliveira Alves

Junho de 2004

FELIPE DE OLIVEIRA ALVES

**UM ESTUDO POLARIMÉTRICO NA
REGIÃO DA NUVEM MOLECULAR LUPUS**

1

Dissertação submetida à UNIVERSIDADE FEDERAL DE
MINAS GERAIS como requisito parcial para a obtenção do
grau de MESTRE EM ASTROFÍSICA.

Orientador: Prof. Gabriel Armando Pellegatti Franco

Departamento de Física - ICEx - UFMG

2004

Agradecimentos

Agradeço:

- aos meus pais **Antônio** e **Cidinha** por estarem sempre ao meu lado ao longo desta jornada, nunca deixando de me dar o apoio e incentivo necessários a qualquer estudante, ou melhor, filho;
- à **Marina** e ao **Armando** por compartilharem comigo não só este mas todos os momentos importantes da minha vida, e ao pequeno **Hezrom** que, ao nascer, mostrou-me o lado mais lindo da vida, onde nada é por acaso e os maiores sacrifícios valem a pena;
- ao **Gabriel** pela orientação e dedicação no desenvolvimento deste trabalho, pela paciência nos momentos difíceis e competência que espero ter herdado com sucesso;
- à **Tatiane** pelo amor e companheirismo eternos, imprescindíveis na realização do meu trabalho, e pelo permanente apoio, dando-me colo nos momentos difíceis e compartilhando da minha alegria nos momentos felizes;
- aos amigos da SAB e do laboratório de astrofísica **Marcelo, Gustavo Henrique, Natália, Kléber, Kelly, Geraldo, Juliana, David, Tina, Júlio, Nívea, Samira** e todos que proporcionaram inesquecíveis momentos de descontração, apoio mútuo, companheirismo e respeito, provando que são amigos para o resto da vida;
- aos amigos do IEDA e do laboratório de ensino de astronomia **Gustavo Rocha, Geordane, Sérgio, Rodrigo, Marcos, Leandro, Osmando, Eloy, Vera, Flávia** e **Bruno**, companheiros inseparáveis cuja amizade de longos anos, e sem dúvida eterna, representou um dos alicerces na motivação deste trabalho;
- aos docentes do grupo de astrofísica, sempre dispostos a ajudar e que, cada vez mais, fazem do grupo uma grande família;
- aos amigos e docentes do departamento de física pelo incentivo constante e pelos momentos de distração através das festas e visitas aos botecos;
- a todos meus parentes e amigos que, de uma forma ou de outra, contribuíram para a concretização deste feito, seja acreditando em mim, seja rezando por minhas tristezas, seja estando sempre ao meu lado;
- ao LNA por fornecer toda a infra-estrutura necessária à pesquisa observacional realizada neste trabalho;
- ao CNPq e ao colegiado de Pós-Graduação em física pelo apoio financeiro;
- e, acima de tudo, a **Deus**.

*Se os frutos produzidos pela terra
Ainda não são
Tão doces e polpudos quanto as pêras
Da tua ilusão
Amarra o teu arado a uma estrela
E os tempos darão
Safras e safras de sonhos
Quilos e quilos de amor
Noutros planetas risonhos
Outras espécies de dor*

*Se os campos cultivados neste mundo
São duros demais
E os solos assolados pela guerra
Não produzem a paz
Amarra o teu arado a uma estrela
E aí tu serás
O lavrador louco dos astros
O camponês solto nos céus
E quanto mais longe da terra
Tanto mais longe de Deus*

*Amarra o teu Arado a Uma Estrela
Gilberto Gil, 1988*

*Dedico este trabalho à estrela que nasceu para iluminar minha vida:
meu sobrinho e afilhado Hezrom...*

Conteúdo

1	Introdução	1
1.1	O meio interestelar local	1
1.2	As nuvens moleculares em Lupus	2
1.3	Importância do projeto do ponto de vista astrofísico	2
2	Polarização Interestelar e Mecanismos de Alinhamento de Grãos	5
2.1	Polarização	5
2.1.1	Extinção por partículas não-esféricas	6
2.1.2	Medida da polarização da luz de uma estrela	8
2.1.3	Análise estrutural do campo magnético Galáctico através dos parâmetros de Stokes	9
2.2	Mecanismos de alinhamento de grãos	12
2.2.1	A equi-partição da velocidade angular	13
2.2.2	Alinhamento paramagnético	14
2.2.2.1	Mecanismo de Davis & Greenstein	15
2.2.3	Alinhamento mecânico	17
2.2.3.1	Mecanismo de Gold	17
2.2.4	Alinhamento via torques radiativos	19
3	Instrumentação Utilizada e Tratamento de Dados	20
3.1	Instrumentação	20
3.1.1	Telescópio e detectores	20
3.1.2	A gaveta polarimétrica	22
3.2	Tratamento de dados	25
3.2.1	Estrelas padrão	25
3.2.2	Redução de dados	27
3.2.2.1	Correção devido aos sinais instrumentais e fotometria das imagens	28
3.2.2.2	Cálculo da polarização interestelar	32
4	Distância à Nuvem Molecular Lupus 1	38
4.1	Polarimetria de estrelas <i>Hipparcos</i>	38
4.2	Comparação com resultados anteriores	43
4.2.1	Resultados obtidos por excesso de cor	44
4.2.2	Outros resultados obtidos por polarimetria	46

5	A Zona de Interação entre a Bolha Local e Loop I	50
5.1	Estrutura e evolução da Bolha Local e de Loop I	50
5.2	A interface de interação entre as bolhas	51
5.2.1	Peculiaridades na região inter-nuvem	52
5.2.2	Efeitos de instabilidades magneto-hidrodinâmicas na interface	52
6	A Geometria do Campo Magnético em Lupus 1 e Condensações Próximas	55
6.1	Comparação entre a emissão em $100\mu\text{m}$ e os vetores polarização	55
6.2	Campo magnético nas condensações filamentosas	57
6.2.1	Lupus 1	58
6.2.2	Outras condensações	60
7	Conclusão	63
7.1	Distância a Lupus 1	63
7.2	Campo magnético em Lupus 1	63
7.3	Futuras contribuições	64
7.4	Considerações finais	64
	Referências	66
A	Os Parâmetros de Stokes	68
A.1	Solução para a onda plana monocromática	68
A.2	Luz policromática	70
A.3	Definição dos parâmetros de Stokes	71
B	Rotinas FORTRAN Utilizadas na Redução Polarimétrica	75

Lista de Figuras

1.1	Extinção interestelar nas nuvens escuras em Lupus	3
2.1	Dependência da extinção em relação ao comprimento de onda	7
2.2	Dependência da polarização em relação ao avermelhamento	9
2.3	Onda elipticamente polarizada	10
2.4	Distribuição dos vetores polarização em coordenadas Galácticas.	11
2.5	Dependência de $\langle q \rangle$ com a longitude Galáctica l	12
2.6	Vetor polarização tangencial às linhas de campo.	13
2.7	Processo de alinhamento via dissipação paramagnética	15
2.8	Nutação do grão sob efeito de um torque.	16
2.9	Processo de alinhamento via fluxo de partículas de gás	17
3.1	Telescópio de 60cm do IAG/USP	21
3.2	Eficiência quântica dos CCD's utilizados	22
3.3	Esquema ilustrativo dos dispositivos eletro-mecânicos do polarímetro do IAG/USP	22
3.4	Exemplo de uma imagem CCD gerada após passar pelo polarímetro	24
3.5	Sistema óptico da gaveta polarimétrica do IAG/USP	25
3.6	Efeito da lâmina retardadora sobre o campo elétrico plano-polarizado	26
3.7	Amplitude de modulação do sinal	37
4.1	Mapa em $100\mu\text{m}$ e em raios X de baixa energia para a região de Lupus 1	39
4.2	Polarização para todas estrelas <i>Hipparcos</i> medidas	40
4.3	Polarização para estrelas na direção da cavidade e das nuvens	40
4.4	Absorção ultravioleta em função da distância estelar na direção de Loop 1.	44
4.5	Excessos de cor $E(b - y)$ em função da distância estelar obtidos por Franco (2002)	45
4.6	Distância polarimétrica obtida para Lupus 1 e 4 por Rizzo et al (1998)	46
4.7	Mapeamento do campo magnético em Lupus 1 e Lupus 4 obtido por Rizzo et al (1998)	48
4.8	Vetores polarização obtidos por Rizzo et al (1998) para estrelas que estão nas linhas de visada das bordas das nuvens	49
5.1	Representação esquemática da interação entre a Bolha Local e a superbolha Loop I	53
6.1	Vetores polarização superpostos ao mapeamento <i>IRAS</i>	56
6.2	Projeção dos vetores polarização sobre o filamento maior de Lupus 1	58

6.3	Emissão polarimétrica na nuvem molecular Orion (Rao et al, 1998)	59
6.4	Mapeamento polarimétrico em pequena escala para os campos 28 (esquerda) e 108 (direita)	60
6.5	Orientação do campo magnético fornecido por vários campos medidos ao longo de uma das nuvens adjacentes à cavidade $100\mu\text{m}$	61
6.6	Campo magnético uniforme nas condensações infravermelhas.	62
A.1	Onda elipticamente polarizada	69

Lista de Tabelas

3.1	Comparação dos valores de polarização obtidos das estrelas padrão polarizadas com a literatura	26
3.2	Comparação dos valores de polarização obtidos das estrelas padrão não-polarizadas com a literatura	27
4.1	Tabela contendo a polarização obtida para cada estrela <i>Hipparcos</i>	41
6.1	Coordenadas equatoriais de alguns dos campos medidos.	57

Resumo

Neste trabalho, foram medidas estrelas do catálogo *Hipparcos* (ESA, 1997) na banda B para determinar a distância até a nuvem molecular Lupus 1. Este catálogo possui medidas de distâncias de estrelas com valores bastante confiáveis até cerca de 250 pc. O estudo da polarização interestelar sofrida por estas amostras pode fornecer um limite inferior no valor de distância a esta nuvem. As observações, realizadas com o telescópio de 60 cm do Observatório Pico dos Dias (LNA/MCT - Brasópolis - MG), resultaram em uma estimativa de distância de 130-150 pc até a nuvem. Como indicador independente de distância, nossos resultados concordam com os valores aceitos atualmente na literatura e confirmam a existência de uma cavidade no meio interestelar próximo a Lupus 1 e previamente observada em emissão 100 μm pelo satélite *IRAS*.

Além disso, estão contidos os resultados de observações polarimétricas realizadas para investigar a geometria do campo magnético na região de formação estelar junto à nuvem escura Lupus 1. Este estudo, baseado em polarimetria CCD obtida na banda R, cobre Lupus 1 e sua área vizinha que contém a cavidade em 100 μm *IRAS*. Uma primeira análise mostra que a variação da orientação do campo magnético através da região pode produzir padrões complexos de polarização dos quais a geometria do campo não pode ser facilmente determinada. Esses padrões são inconsistentes com um campo magnético estritamente uniforme e unidimensional em larga escala. Porém, a comparação com a emissão em 100 μm mostra que, localmente, os vetores polarização exibem um forte alinhamento com a orientação de nuvens filamentosas observadas pelo *IRAS*. No caso de Lupus 1, os vetores apresentaram-se aproximadamente perpendicular a seu filamento maior, sugerindo que seu colapso tenha ocorrido ao longo das linhas de campo magnético.

Abstract

In this work, *Hipparcos* stars were measured at B-band in order to determine the distance to the molecular cloud Lupus 1. This catalogue contains distance measurements of stars with highly reliable values up to 150pc. The analysis of interstellar polarization suffered by this samples can provide a lower limit for the distance value to this cloud. These measurements, carried out with the IAG 60 cm telescope at Observatório do Pico dos Dias (LNA/MCT – Brasópolis – MG), resulted in a distance estimate of 130-150 pc for the cloud. As an independent distance indicator, our values agree with the currently accepted values on the literature. Moreover, they confirm the existence of a void in the interstellar medium near to Lupus 1 and previously detected at 100 μm by the *IRAS* satellite.

In addition, this work contains the results obtained from polarimetric observations carried out in order to investigate the magnetic field geometry in the dark cloud Lupus 1 and near condensations. This study, based upon R-band CCD polarimetry, covers Lupus 1 and the surrounding area containing the 100 μm *IRAS* cavity. A first analysis shows that the variation of the magnetic field orientation through the region can produce complex polarization patterns from which the field geometry cannot be easily determined. These patterns are inconsistent with a strictly uniform and unidimensional large scale magnetic field. But a comparison with the 100 μm emission shows that, locally, the polarization vectors exhibit strong alignment with the orientation of some infrared patches detected by *IRAS*. For Lupus 1, the vectors measured are transverse to its filamentar structure, suggesting that its collapse may have occurred along the magnetic field lines.

Capítulo 1

Introdução

1.1 O meio interestelar local

Assim como nosso sistema solar é composto por gás, poeira, plasma (vento solar), partículas e rochas, o espaço entre as estrelas também contém este tipo de matéria. A origem desses componentes do meio interestelar varia de pedras que não conseguiram se aglomerar para formar planetas a restos de estrelas extintas. As porções mais densas deste meio, denominadas nuvens interestelares, são compostas por partículas de gás ionizado, molecular e grãos de poeira. É da condensação destas nuvens que nascem as estrelas, processo fortemente influenciado pela presença do campo magnético nelas presente.

Poeira e gás coexistem no meio interestelar. Em média, a cada 10^{-6} m^3 se encontra uma partícula de poeira mas elas somam, ao todo, 1% da massa total da matéria interestelar. Compostos por pequenas partículas (da ordem de microns), grãos de poeira espalham-se pelo espaço interestelar tanto na Via Láctea quanto em outras galáxias. Eles ocorrem em uma grande variedade de sistemas astrofísicos, de cometas a nuvens moleculares gigantes, de envelopes circunstelares a núcleos galácticos, e o estudo destas partículas é cada vez mais freqüente. Gás interestelar é composto basicamente de hidrogênio (densidade $n_H \sim 0,3 - 0,7 \text{ cm}^{-3}$) que pode ser encontrado em um dos seguintes estados: molecular, atômico ou ionizado. O gás sofre constantemente a ação de raios cósmicos, radiação eletromagnética, gravidade, ondas de choque e campos magnéticos. E o efeito destes processos físicos faz surgir uma vasta variedade de ambientes: de plasmas quentes e tênues a nuvens frias e densas.

Quando se estuda o meio interestelar próximo, pretende-se entender a estrutura, a origem e a evolução da vizinhança solar. Até então, estudos indicam que o Sol está localizado em uma região pouco densa (deficiente em hidrogênio neutro), parcialmente preenchida com gás quente ($n_{\text{HI}} < 0.005 \text{ cm}^{-3}$ e $T \approx 10^6 \text{ K}$) proveniente de prováveis explosões de supernovas ocorridas nos últimos 10 milhões de anos (Cox & Reynolds, 1987). Esta cavidade é denominada Bolha Local.

É com o propósito de contribuir para esta investigação centrada na vizinhança solar que realizamos um estudo polarimétrico em algumas nuvens moleculares A região abor-

dada no projeto trata de nuvens escuras situadas relativamente próximas ao Sol e que contêm peculiaridades que podem ajudar a entender a interação entre a Bolha Local e sua vizinhança.

1.2 As nuvens moleculares em Lupus

As nuvens moleculares em Lupus constituem um complexo de seis subgrupos designados no meio científico por Lupus 1 a Lupus 6 (Cambrésy, 1999). Nelas está contida uma das maiores associações de estrelas T Tauri do céu austral, estendendo-se por pelo menos 23° em relação ao plano galáctico. Evidências desta extensiva formação de estrelas pouco massivas foram notificadas por vários pesquisadores (Krautter, 1991; Hughes et al., 1994). O mapeamento da extinção interestelar na região pode ser visualizado na figura (1.1).

Medidas recentes de distância colocam o complexo a 150-170 pc de distância do Sol (Murphy et al., 1986; Franco, 1990; Krautter, 1991; Hughes et al., 1993; Rizzo et al., 1998; Crawford, 2000; Franco, 2002) fazendo de Lupus uma das regiões mais próximas de formação estelar. Quanto aos subgrupos Lupus 1 ($l = 333,98^\circ$, $b = +16,47^\circ$, $\alpha_{1950} = 15^h 39^m 51,1^s$, $\delta_{1950} = -33^\circ 59' 36''$) e 4 ($l = 336,69^\circ$, $b = +7,88^\circ$, $\alpha_{1950} = 16^h 00^m$, $\delta_{1950} = -42^\circ 00'$), existem modelos que os tratam como porções embebidas em uma nuvem difusa única localizada há 130-170 pc (Murphy et al., 1986). Além disso, com as estimativas do tamanho e largura angulares médias observadas por Schneider & Elmegreen (1979), pode-se concluir que ambas componentes possuem de 6 a 7 pc de comprimento e 0,6-0,7 pc de largura (Rizzo et al., 1998).

Para este trabalho, foi selecionada a região de Lupus 1. Medidas de polarização interestelar foram realizadas a fim de se estimar um valor de distância à nuvem. Como será visto, o meio interestelar pode se comportar como um meio dicróico à radiação que o atravessa e, portanto, ser o responsável por polarizá-la parcialmente. Este efeito, associado a medidas de distância às estrelas que geram esta radiação, pode fornecer a posição do meio polarizador em relação ao Sol.

Além disso, foi possível determinar a geometria do campo magnético neste objeto uma vez que o caráter dicróico da nuvem está diretamente associado à presença de linhas de campo ao longo da nuvem. Medidas polarimétricas de objetos situados na mesma direção de nuvens filamentosas, inclusive Lupus 1, sugerem como as linhas de campo estão dispostas em suas estruturas e, com isso, indicam como pode ter ocorrido a formação e evolução destas nuvens.

1.3 Importância do projeto do ponto de vista astrofísico

De acordo com medidas de emissão em $100 \mu\text{m}$ feitas pelo *IRAS* (Infrared Astronomical Satellite), há uma região próxima a Lupus 1 que apresenta emissão relativamente baixa em relação ao meio que a circunda. Na mesma direção, existe uma fonte de raios X (H1538-32), descoberta previamente por Riegler et al. em 1980, que coincide em posição e forma com a cavidade em $100 \mu\text{m}$. Foi proposto então que a cavidade poderia ser o resultado da varredura ocasionada pela explosão de alguma suposta supernova ocorrida no passado (Gahm et al., 1990). Desse modo, uma suposta estrela de nêutrons (que teria

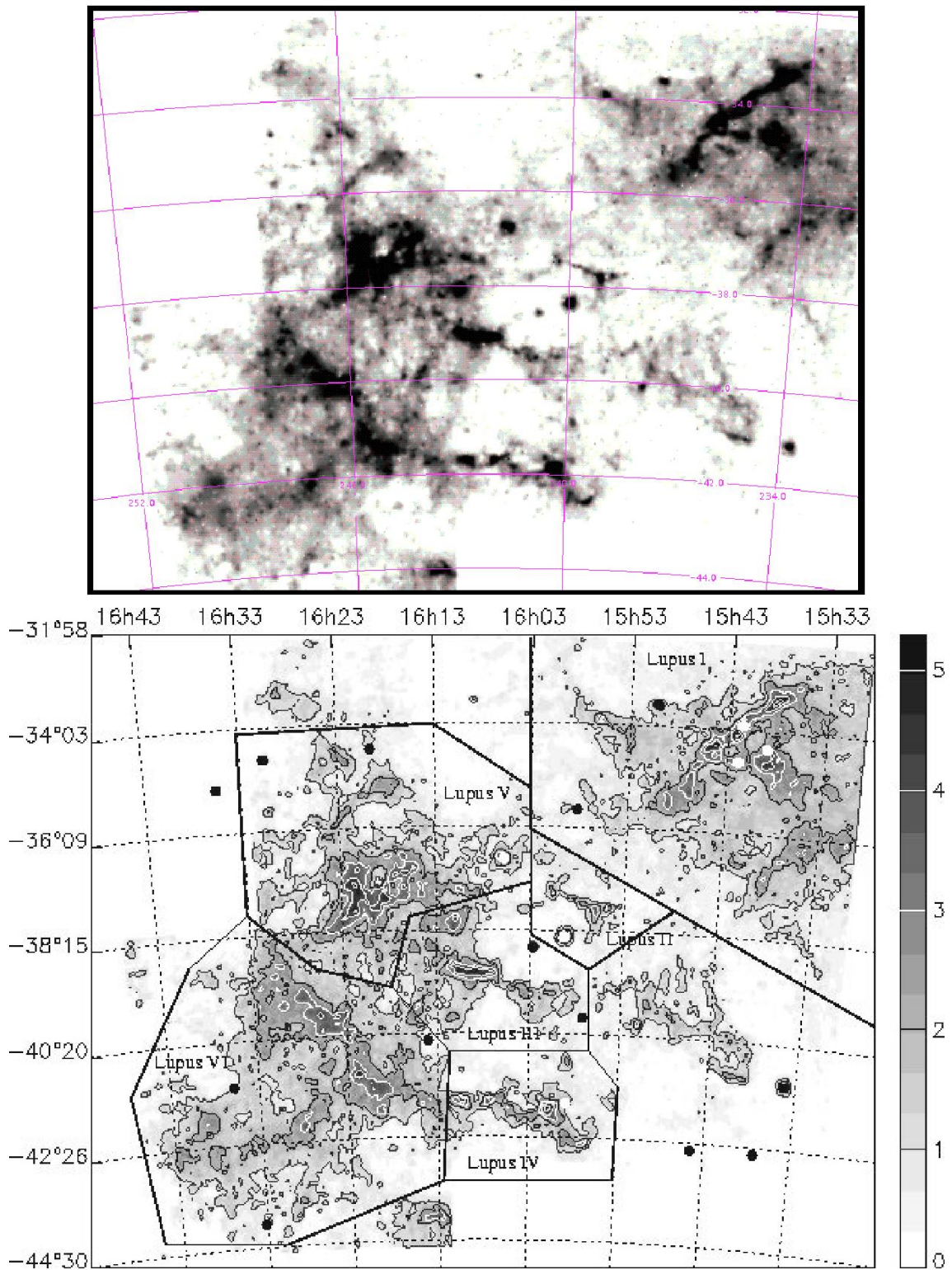


Figura 1.1: Extinção interestelar em Lupus (regiões obscurecidas devido à maior extinção) (Cambrésy, 1999).

substituído a extinta) emitiria os raios X medidos.

Porém, incoerência nas medidas de distâncias à fonte e à cavidade levantaram novas

hipóteses para relacioná-las. Franco (2002) sugeriu que a cavidade pudesse ser fruto de desprendimento de material da interface entre a Bolha Local e Loop I (região vizinha que contém a associação Sco-Cen). O desprendimento teria se dado devido a instabilidades magneto-hidrodinâmicas na interface entre as bolhas (Breitschwerdt et al., 2000) e os raios X observados seriam provenientes do gás a alta temperatura que permeia Loop I (existem evidências de intensa atividade de supernova na associação Sco-Cen). Esta emissão, não encontrando material que a absorvesse na cavidade, teria ultrapassado a interface. Análises polarimétricas da borda da cavidade podem indicar como os grãos estão alinhados na borda da cavidade e dar uma pista de qual processo, de fato, tenha ocorrido ali.

Capítulo 2

Polarização Interestelar e Mecanismos de Alinhamento de Grãos

2.1 Polarização

Grande parte do trabalho feito em astronomia e astrofísica observacional visa somente dois aspectos da radiação recebida dos objetos observados: a direção e a intensidade, consideradas função do comprimento de onda e do tempo. Um terceiro aspecto da radiação que pode ser estudado é sua polarização, também uma função do comprimento de onda e do tempo. Estudos da polarização interestelar (linear e circular) têm sido bastante valorizados no meio científico por fornecerem informações importantes sobre as propriedades dos grãos interestelares (tamanho e índice de refração) e também sobre o campo magnético Galáctico.

Hoje sabe-se que os seguintes fenômenos óticos são responsáveis pela polarização observada (Serkowski, 1974):

1. *Reflexão* em superfícies sólidas: Lua (polarização medida primeiramente por Arago em 1811), Marte, Mercúrio e planetas menores;
2. *Espalhamento* da luz por *pequenos grãos*: luz zodiacal, cometas, Vênus (maior espalhamento devido a partículas), Júpiter, nebulosas de reflexão, estrelas do tipo tardio, galáxias espirais, meio interestelar; dentre estes objetos, a componente circular da polarização só foi detectada em meados de 1970 em Júpiter, estrelas do tipo tardio e, comprovando previsões de teorias mais antigas, polarização circular interestelar;
3. *Espalhamento* da luz por *moléculas* (espalhamento Rayleigh): Júpiter e planetas externos, Vênus e possivelmente estrelas do tipo tardio;
4. *Espalhamento* da luz por *elétrons livres* (espalhamento Thomson): coroa solar e envelopes de estrelas de tipo tardio;
5. *Efeito Hanle* (espalhamento ressonante de elétrons ligados em presença de campo magnético): polarização linear em linhas de emissão da coroa e cromosfera solares;

6. *Efeito Zeeman*: manchas solares e estrelas magnéticas (presença de polarização circular e linear nas linhas espectrais), linhas de emissão, em rádio, de moléculas e de hidrogênio neutro no meio interestelar;
7. *Magneto-emissão de corpo cinza*: anãs brancas (polarização linear e circular);
8. *Emissão giro-ressonante* (*Bremsstrahlung* magnético): cromosfera e coroa solares;
9. *Emissão síncrotron* (em alguns casos, *espalhamento Compton inverso* ou *Bremsstrahlung eletrostático* também são possíveis): emissão decimétrica em Júpiter, nebulosa do Caranguejo, pulsares, emissão de fundo de galáxias em rádio, rádio-galáxias e quasares.

Pode-se atribuir a polarização linear (primeiramente medida por Hall e Hiltner em 1949) à extinção diferencial da luz estelar quando esta atravessa meios que contêm partículas de poeira com eixos alongados e *preferencialmente* alinhados. Quando a radiação passa por esse tipo de grão, ele pode absorver ou espalhar mais a componente da luz paralela a seu eixo maior, visto que é nesta direção que os elétrons nele contidos respondem mais facilmente ao campo elétrico oscilante. Desse modo, a componente perpendicular atravessa a região sem ser absorvida e o meio interestelar funciona como um elemento dicróico. Quando o mapeamento de uma certa região é obtido, exibindo a configuração dos vetores polarização (a componente do campo elétrico que atravessou a região), conclui-se que a configuração dos grãos é perpendicular àquela indicada pelos vetores polarização. Há também casos em que *emissão polarizada* é medida. Por exemplo, emissão térmica (infravermelho distante e ondas milimétricas) de grãos oblatos alinhados que vibram emitindo luz parcial e linearmente polarizada (Rao et al, 1998). Pelo fato dessa vibração se dar paralelamente ao eixo maior do grão, o mapeamento obtido mostra vetores polarização que estão, nesse caso, em uma direção paralela ao eixo alongado dos grãos.

Se a direção de alinhamento varia ao longo da linha de visada, o meio interestelar também virá a exibir birrefringência linear, produzindo uma componente circularmente polarizada. Entretanto, esta produção é baixa e, conseqüentemente, difícil de se medir.

2.1.1 Extinção por partículas não-esféricas

Uma partícula não-esférica tem a eficiência de extinção dependente de sua orientação em relação à direção do vetor campo elétrico \mathbf{E} e da propagação da radiação. Grãos interestelares podem assumir uma variedade de formas. Portanto, é necessário fazer uma generalização a fim de se construir modelos práticos de cálculos. Partículas alongadas e axialmente simétricas são modeladas freqüentemente por esferóides prolatos ou cilindros “infinitos” (comprimento \gg raio). Considerando o caso em que este eixo longo (ou de simetria) encontra-se perpendicular à direção de propagação da radiação incidente, pode-se definir Q_{\parallel} e Q_{\perp} como os fatores de eficiência de extinção (Q_{ext}) medidos com o eixo maior paralelo e perpendicular ao campo elétrico \mathbf{E} , respectivamente. A anisotropia na forma física da partícula produz uma anisotropia correspondente na extinção gerada. Para um modelo específico de grão (tamanho, formato e índice de refração), Q_{\parallel} e Q_{\perp} podem ser avaliados como funções do comprimento de onda através de simulações teóricas construídas para tentar encontrar soluções para as equações de Maxwell com condições de contorno na superfície do grão (cálculos de Mie, desenvolvidos independentemente por G. Mie em 1908 e P. Debye em 1909).

O gráfico apresentado na figura (2.1) mostra a dependência de Q_{\parallel} e Q_{\perp} em relação a $x = 2\pi a/\lambda$ para cilindros infinitos de raio a e índice de refração $1,33 - 0,05i$ (para materiais dielétricos, a parte complexa do índice é zero). As curvas referentes aos fatores de extinção mostram claramente que $Q_{\parallel} \geq Q_{\perp}$ para todos valores de x .

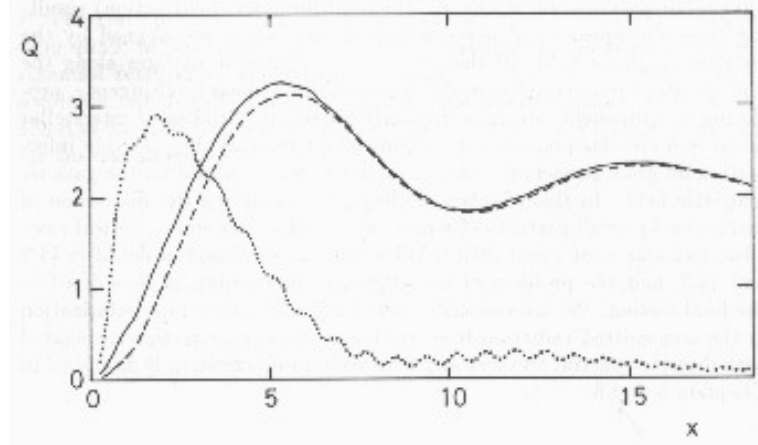


Figura 2.1: Dependência da extinção em relação ao comprimento de onda. A linha contínua refere-se ao fator de eficiência Q_{\parallel} e a tracejada refere-se ao fator Q_{\perp} . A linha pontilhada representa $Q_{\parallel} - Q_{\perp}$ (extraído de Whittet (1992)).

A extinção produzida por um meio contendo partículas idênticas e perfeitamente alinhadas, com densidade de coluna N_d , é (Whittet, 1992):

$$A_{\parallel} = 1,086N_d\sigma Q_{\parallel} \quad (2.1)$$

$$A_{\perp} = 1,086N_d\sigma Q_{\perp} \quad (2.2)$$

onde σ é a seção de choque da partícula no plano de frente de onda. Dessa forma, a medida do grau de polarização linear em magnitudes é:

$$p = A_{\parallel} - A_{\perp} \quad (2.3)$$

$$p = 1,086N_d\sigma(Q_{\parallel} - Q_{\perp}). \quad (2.4)$$

Da equação (2.4), pode-se perceber uma relação direta envolvendo p e $\Delta Q = Q_{\parallel} - Q_{\perp}$ para um grão de determinado tamanho. Um exemplo da dependência de ΔQ com x é mostrado na figura (2.1). Considerando os grãos como cilindros de raio constante a , pode-se perceber que a polarização tende a zero para comprimentos de onda grandes em relação a a ($x \rightarrow 0$), visto que este também é o comportamento da extinção. Entretanto, isto não é verdade para comprimentos de onda menores ($x \rightarrow \infty$). Neste caso, ao contrário da extinção, a polarização também tende a zero. O máximo em ΔQ , comparando com resultados obtidos para materiais dielétricos de diferentes índices de refração n , ocorre quando $x(n - 1) \sim 1$ (Whittet, 1992).

A figura (2.1) também mostra que a polarização, em geral, é baixa em relação à extinção ($Q_{\parallel} \sim Q_{\perp} \gg \Delta Q$). Para um dado comprimento de onda, a razão da polarização para a extinção média é dada por

$$\frac{p}{A} = 2 \left\{ \frac{Q_{\parallel} - Q_{\perp}}{Q_{\parallel} + Q_{\perp}} \right\} \quad (2.5)$$

onde $A = (A_{\parallel} + A_{\perp})/2$. A quantidade p/A é usualmente tratada como *eficiência de alinhamento*. 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 da polarização. Na faixa do visível, este limite é:

$$\frac{p_V}{A_V} \leq 0,3. \quad (2.6)$$

2.1.2 Medida da polarização da luz de uma estrela

Esta seção visa comparar os resultados observacionais com as previsões teóricas. Destes resultados, podem ser criados modelos através dos quais é possível estudar a estrutura do campo magnético Galáctico. As observações são realizadas com o auxílio de um polarímetro¹ acoplado a algum detector.

Quando se mede a polarização da luz de uma estrela, os máximos e mínimos de intensidade são gravados em direções ortogonais enquanto o analisador² é rodado. Dessa forma, o grau de polarização P , expresso em porcentagem, é definido como:

$$P = 100 \left\{ \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \right\} \quad (2.7)$$

Expandindo-se a equação (2.7) para $I_{max} \sim I_{min}$, a relação entre o valor medido experimentalmente e a polarização medida em unidades de magnitudes (para valores pequenos de p , típicos do meio interestelar) pode ser expressa por (Whittet, 1992):

$$P \simeq 46,05p. \quad (2.8)$$

A figura (2.2) exhibe a correlação obtida observacionalmente na banda V entre a polarização e o avermelhamento para estrelas de campo na Via Láctea. Os pontos são limitados pela reta

$$\frac{P_V}{E_{B-V}} = 9,0\% \text{ mag}^{-1} \quad (2.9)$$

que, por sua vez, representa o alinhamento ótimo. Expresso em termos da razão entre polarização e extinção, este limite vale:

$$\frac{p_V}{A_V} \leq 0,064 \quad (2.10)$$

¹Em sua forma mais simples, um polarímetro astronômico consiste em um detector precedido por um filtro e um analisador. Maiores detalhes são fornecidos no capítulo referente à instrumentação utilizada.

²Um analisador consiste em um cristal responsável por dividir a radiação incidente em dois feixes plano-polarizados.

Este resultado é consistente com o limite teórico dado pela equação (2.6). Se os grãos interestelares reais tivessem suas formas bastante próximas a cilindros infinitos, não seria necessário que a eficiência de alinhamento fosse alta para explicar a polarização observada. Em termos mais realísticos, partículas irregulares ou um pouco alongadas já seriam suficientes para explicá-la, tendo em vista mecanismos de alinhamento razoavelmente eficientes.

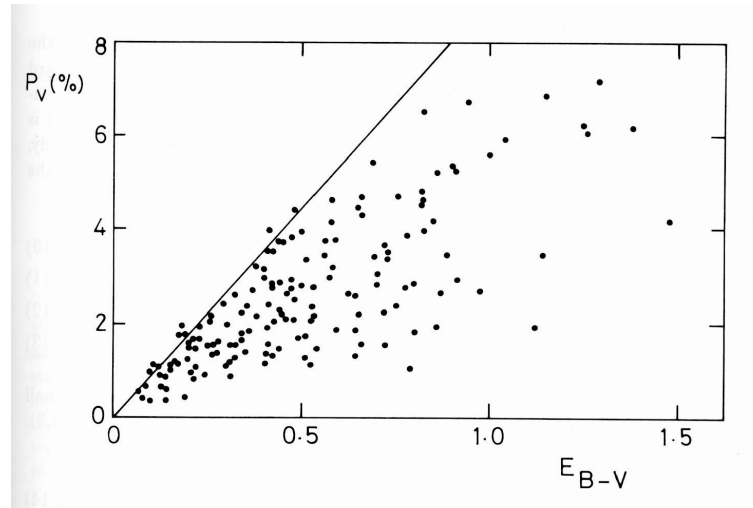


Figura 2.2: Correlação entre polarização visual e avermelhamento para uma amostra típica de estrelas na Via Láctea. Os dados são de Serkowski et al (1975) e referências lá contidas (figura: Whittet (1992))

2.1.3 Análise estrutural do campo magnético Galáctico através dos parâmetros de Stokes

Em geral, a luz pode ser tratada como *parcial e elipticamente polarizada*. Dessa forma, pode-se decompor a radiação em 2 feixes:

- *Natural*: feixe despolarizado de intensidade $I(1-P_E)$ e
- *Total e elipticamente polarizado*, com intensidade $IP_E = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}$

onde P_E é o grau de polarização e I (intensidade total da radiação), Q , U e V são os parâmetros de Stokes.

O vetor de onda do feixe polarizado descreve uma elipse na esfera celeste. O ângulo θ que o eixo maior da elipse faz com a direção l (voltada para o pólo norte celeste), medido no sentido anti-horário a partir de l , é chamado de *ângulo de posição* do plano de vibrações (figura 2.3). No caso de um feixe plano-polarizado, este é o ângulo que l faz com o vetor campo elétrico. Se a razão do eixo menor para o eixo maior da elipse é denominada $\tan \beta$,

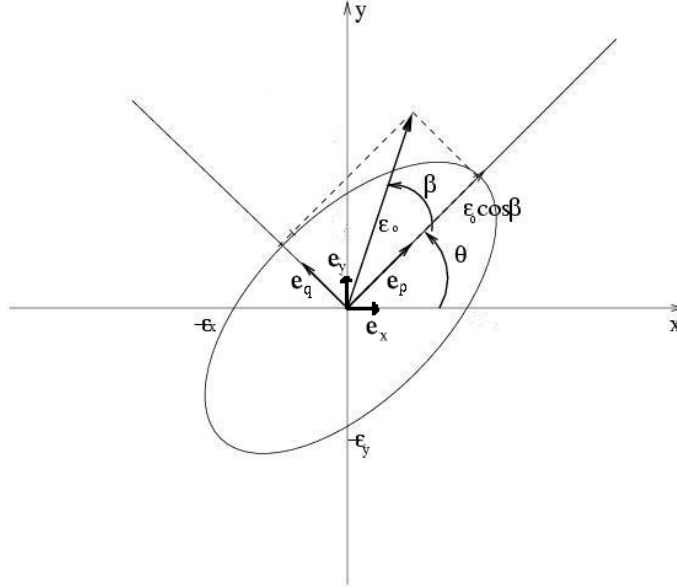


Figura 2.3: Projeção do vetor campo elétrico no plano xy . A direção x está voltada para o Pólo Norte Celeste.

os parâmetros de Stokes são (Serkowski, 1974):

$$Q = IP_E \cos 2\beta \cos 2\theta = IP \cos 2\theta \quad (2.11)$$

$$U = IP_E \cos 2\beta \sin 2\theta = IP \sin 2\theta \quad (2.12)$$

$$V = IP_E \sin 2\beta = IP_V \quad (2.13)$$

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 elipticidade, positivo se o vetor gira no sentido horário e negativo se gira no anti-horário (para maior detalhamento, ver apêndice A). Dessa forma:

$$P = (Q^2 + U^2)^{1/2} / I \quad (2.14)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1}(U/Q) \quad (2.15)$$

Estas são as grandezas essenciais no estudo de polarimetria linear: o grau de polarização linear (2.14) e a direção em que o vetor campo elétrico está orientado no céu (2.15). Os parâmetros de Stokes que descrevem uma mistura de vários feixes de luz *incoerentes* são a soma dos respectivos parâmetros que descrevem cada componente. Desta propriedade aditiva, resulta o *Princípio da Equivalência Ótica*: é impossível, por meio de quaisquer instrumentos, distinguir entre várias superposições incoerentes que possam, juntas, formar um feixe com os mesmos parâmetros.

A distribuição dos vetores polarização ao longo da Galáxia foi bastante investigada por vários pesquisadores (Mathewson & Ford, 1970; Klare et al., 1972; Axon & Ellis, 1976). A figura (2.4) ilustra os resultados destes estudos para duas escalas de distâncias distintas. Estrelas mais próximas ($d < 400$ pc) têm seus vetores polarização indicados na imagem de cima enquanto as que possuem distâncias no intervalo $2 < d < 4$ kpc têm seus vetores indicados no gráfico de baixo.

Como esperado, as estrelas mais distantes (na linha de visada do plano Galáctico) exibem polarização interestelar mais forte. Além destas, estrelas localizadas atrás de nuvens

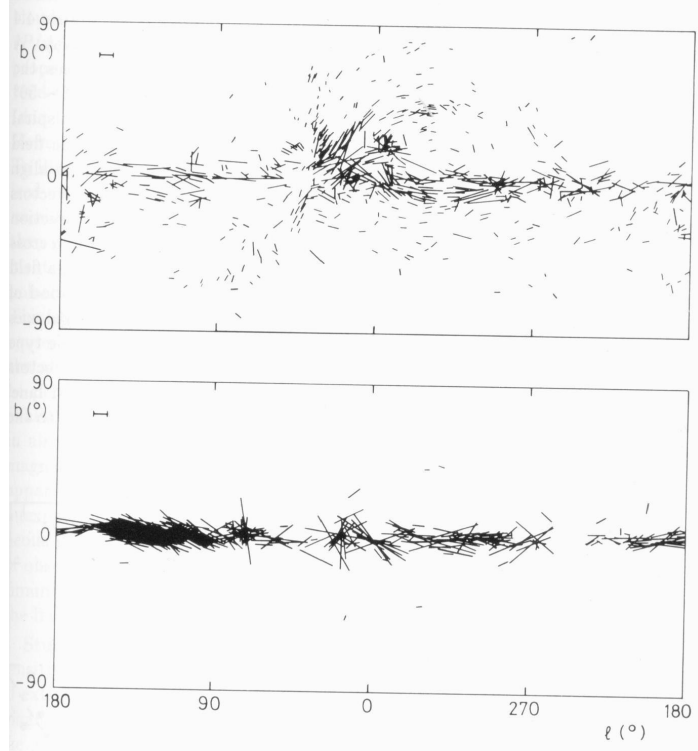


Figura 2.4: Distribuição dos vetores polarização em coordenadas Galácticas (l, b), baseada em dados do catálogo de Axon e Ellis (1976). A escala de polarização indicada na figura é de 1% e só estão indicados vetores com polarização visual maior que 0,2%.

escuras próximas (incluindo algumas em latitudes intermediárias) também se mostram bastante polarizadas.

Os resultados obtidos das estrelas localizadas a menos de 400 pc evidenciam um estrutura considerável, como um “loop” estendendo-se ao norte do plano Galáctico ($l \sim 30^\circ$). Os objetos que se apresentam mais polarizados tendem a se localizar ao norte (na direção do centro Galáctico, $l \sim 0^\circ$) e ao sul (na direção do anticentro, $l \sim 180^\circ$) do plano.

A polarização indicada na figura 2.4 (imagem de baixo que contém estrelas bem mais distantes) é o resultado do avermelhamento acumulativo devido a muitas nuvens. Neste caso, os vetores tendem a se alinhar paralelamente ao plano Galáctico em certas longitudes (por exemplo, próximo a $l \simeq 120^\circ$ e $l \simeq 300^\circ$) e aleatoriamente em outras ($l \simeq 15^\circ$, 75° e 265°).

Os parâmetros de Stokes que descrevem os vetores indicados na figura (2.4) estão relacionados a coordenadas Galácticas e podem ser reescritos como (Whittet, 1992):

$$q = p \cos[2(\theta_G - 90)] \quad (2.16)$$

$$u = p \sin[2(\theta_G - 90)] \quad (2.17)$$

onde θ_G descreve a orientação do vetor relativamente ao Pólo Norte Galáctico medido no sentido anti-horário (variáveis minúsculas possuem unidade de magnitudes). Dessa forma, a configuração dos vetores polarização em relação à estrutura Galáctica pode ser descrita convenientemente por $\langle q \rangle$, o valor médio de q (equação 2.16), ao longo da Galáxia. Para alinhamento do vetor polarização predominantemente paralelo ao plano

Galáctico ($\theta_G \simeq 90^\circ$), espera-se que $\langle q \rangle$ seja positivo e com magnitude similar ao valor médio de p . Por outro lado, vetores orientados aleatoriamente e aqueles que possuem alinhamento líquido perpendicular ao plano possuem $\langle q \rangle \sim 0$ e $\langle q \rangle < 0$, respectivamente. O comportamento de $\langle q \rangle$ ao longo de l é exibido na figura 2.5.

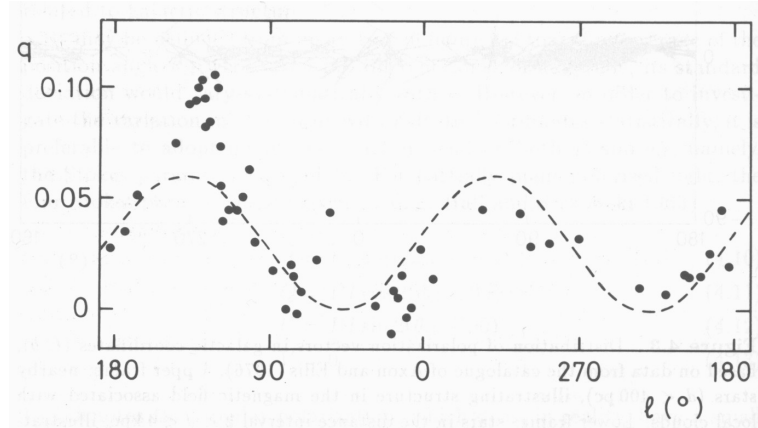


Figura 2.5: Dependência de q com a longitude Galáctica l . Cada ponto representa uma média de aproximadamente 25 estrelas, sendo que somente estrelas com $b < 3^\circ$ e $d > 600$ pc estão incluídas. Adaptação dos dados de Hall e Serkowski, 1963 (figura: Whittet (1992)).

Pode ser percebido que $\langle q \rangle$ limita-se entre zero e valores positivos, com mínimos em $l \sim 50^\circ$ e 230° (direções aproximadamente paralelas ao braço espiral Cygnus-Orion). Esta dependência diz respeito à direção líquida do campo magnético responsável pelo alinhamento dos vetores polarização. Como será discutido na próxima seção, grãos interstelares tendem a se alinhar com seus eixos longos perpendiculares às linhas de campo magnético. Dessa forma, os vetores polarização \mathbf{E} medidos encontram-se paralelos a estas linhas de campo (figura 2.6). Portanto, para $\langle q \rangle \geq 0$, temos que a direção líquida do campo magnético encontra-se paralela ao plano Galáctico.

Os valores extremos de $\langle q \rangle$ ocorrem em linhas de visada perpendiculares às linhas de campo magnético (máximos) e ao longo delas (mínimos, $\langle q \rangle \simeq 0$). Isto sugere que o campo magnético é orientado paralelamente ao braço espiral local, nas regiões próximas ao Sol. Estes resultados são consistentes com dados obtidos para outras galáxias (Sofue et al., 1986). Um exemplo de galáxia bem similar à Via Láctea na classificação de Hubble é a espiral NGC 4565 (que é vista de lado na esfera celeste). Os vetores polarização observados aparecem alinhados paralelamente a seu disco indicando, desse modo, que esta é a orientação do campo magnético nesta galáxia (Jones, 1989).

2.2 Mecanismos de alinhamento de grãos

Os resultados discutidos na seção 2.1.3, em especial a dependência de q em relação a l (figura 2.5), implicam claramente que o mecanismo de alinhamento relaciona-se a alguma propriedade macroscópica da Galáxia. Os modelos viáveis propostos para explicar alinhamento de grãos sugerem uma interação entre suas rotações e o campo magnético

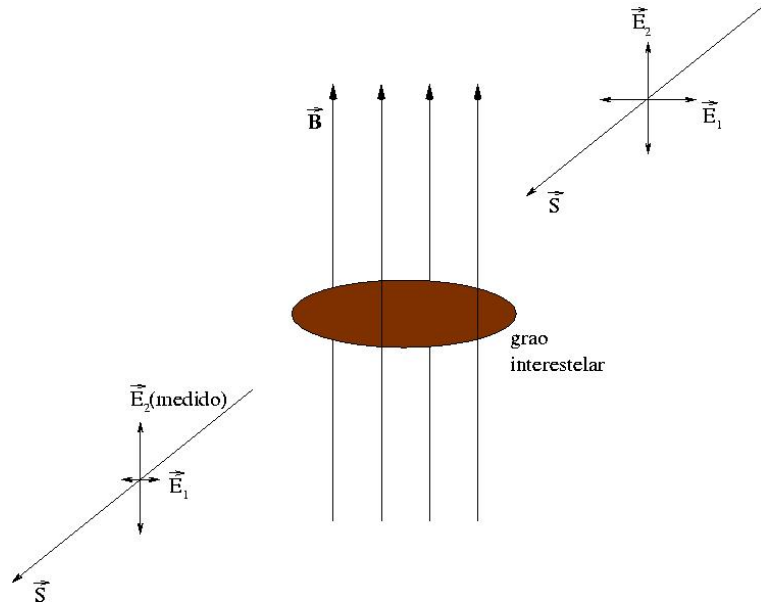


Figura 2.6: Vetor polarização tangencial às linhas de campo. Devido à perpendicularidade das linhas de campo com o eixo maior do grão, o vetor polarização medido encontra-se tangencial às linhas de campo.

Galáctico. No geral, eles constituem três grandes grupos: mecânicos, paramag-néticos e via torques radiativos. Todos eles apelam para a relaxação interna que permite o alinhamento do momento angular do grão com seu eixo de maior momento de inércia. O grau de alinhamento varia se os grãos giram termicamente (a energia rotacional média de um grão sendo da ordem da energia cinética do gás que o contém) ou supra-termicamente (grãos girando com energias bem maiores que kT , onde k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura do gás.).

2.2.1 A equi-partição da velocidade angular

Grãos de poeira imersos em um meio gasoso (a alguma temperatura $T_{gás}$) estão sujeitos a colisões aleatórias com átomos e moléculas de gás. Este processo transfere energia rotacional aos grãos e faz com que girem em frequências da ordem de 10^5 Hz (Harwit, 1988). Neste processo, partículas que possuem eixos preferencialmente alongados adquirem momento angular perpendicular à velocidade do fluxo de gás. Ou seja, todos os impulsos atuantes no grão produzem um incremento no momento angular $\delta\mathbf{L}$ que se estende no plano perpendicular ao de rotação do grão.

O principal problema encontrado em qualquer modelo resume-se a como alinhar os grãos contrariando sua tendência à rotação devido a estas colisões. Na ausência de torques, a orientação dos grãos é completamente aleatória e, pelo teorema da equi-partição, suas energias cinéticas de rotação E_{rot} serão iguais à energia cinética média dos átomos quando o equilíbrio for atingido. Dessa forma, a energia rotacional média é:

$$E_{rot} = \frac{3}{2} kT = 2,07 \times 10^{-16} T \text{ ergs} \quad (2.18)$$

onde T é a temperatura do gás e k a constante de Boltzmann.

Considerando o momento de inércia médio de um grão alongado como $I \approx \left(\frac{5}{3}\right) a^5 \rho_g$, sua velocidade angular de equi-partição é:

$$\omega_e = \left(\frac{2E_{\text{rot}}}{\bar{I}}\right)^{1/2} = 1,57 \times 10^{-8} \left(\frac{T}{a^5 \rho_g}\right)^{1/2} \text{ rad/sec} \quad (2.19)$$

$$= 5,0 \times 10^5 \text{ rad/sec em regiões HI} \quad (2.20)$$

$$= 6,0 \times 10^5 \text{ rad/sec em regiões HII} \quad (2.21)$$

onde a é o raio médio do grão com densidade ρ_g . Para estes resultados, foram usados os parâmetros $a = 10^{-5} \text{ cm}$, $T = 10^2 \text{ K}$ para regiões HI e $T = 10^4 \text{ K}$ para regiões HII (Davis & Greenstein, 1951).

2.2.2 Alinhamento paramagnético

O mecanismo de alinhamento de grãos mais presente no universo está relacionado à presença de campo magnético. A maior parte dos sistemas astrofísicos (ventos estelares, meio interestelar difuso, nuvens moleculares, etc.) estão sob influência de campos magnéticos que afetam quase todas as propriedades desses sistemas. Linhas de campo guiam o material condutor e este tem sua dinâmica governada pela pressão e tensão magnéticas (Lazarian, 2003). Campos magnéticos galácticos têm importante papel em muitos processos, incluindo formação estelar, mediando choques, influenciando o transporte de calor e massa, turbulência, etc.

Uma das técnicas mais ricas para se estudar campos magnéticos é baseada em polarização da luz estelar e emissão polarizada de partículas alinhadas. O alinhamento via campo magnético seguiu por muito tempo uma regra-chave: *grãos sempre estão alinhados e isto ocorre com seus eixos alongados perpendiculares às linhas de campo*. Porém, esta simples receita precisou ser alterada por dados observacionais que indicam que (Lazarian, 2003):

1. Grãos de tamanho menor que o crítico não se alinham ou o fazem marginalmente (Mathis, 1986; Kim & Martin, 1995);
2. Grãos que contêm carbono não se alinham (não possuem momento de dipolo) mas os que contêm silicato sim (Mathis, 1986);
3. Grande parte dos grãos embebidos no interior de nuvens moleculares não se alinham (Goodman et al., 1995; Lazarian et al., 1997);
4. Grãos podem estar alinhados com os eixos alongados paralelos ao campo magnético (Rao et al, 1998).

Para o último caso, é importante ressaltar que se trata de um mecanismo mecânico que, sob determinadas condições, pode tornar-se mais efetivo que o paramagnético.

2.2.2.1 Mecanismo de Davis & Greenstein

O primeiro passo no desenvolvimento da teoria de alinhamento foi dado logo após a descoberta da polarização interestelar. Quase simultaneamente, os primeiros modelos foram propostos por Davis & Greenstein (1951) e Gold (1952).

O mecanismo de Davis & Greenstein é baseado em dissipação paramagnética sofrida por um grão que inicialmente gira devido a colisões aleatórias com átomos. Supõe-se que os grãos consistem principalmente de cristais de gelo, metano e amônia, além de impurezas dispersas compostas por átomos mais pesados. Particularmente, cerca de 1 átomo em 100 pode ser ferro ou algum similar que contém grande momento magnético. Dessa forma, o grão pode ser considerado paramagnético. Tais materiais, quando imersos em um campo magnético, criam um campo interno cuja direção é paralela ao campo externo.

Dissipação paramagnética é o análogo magnético da dissipação dielétrica e pode ser imaginada como o resultado da fricção interna que impede o alinhamento dos dipolos atômicos por algum campo aplicado. O campo interno gerado pelos grãos paramagnéticos não pode se alinhar instantaneamente às linhas de campo do meio interestelar. A “fricção” mencionada anteriormente identifica-se, neste caso, com o fato de o grão estar inicialmente girando com uma velocidade angular $\vec{\omega}$ em torno de um eixo não-paralelo às linhas de campo. Ou seja, a magnetização \mathbf{M} , que está sujeita a esta rotação, não é, inicialmente, paralela ao campo magnético externo \mathbf{B}_0 . Com isso, o campo interno será forçado (também a uma frequência angular ω) a mudar sua direção em relação aos eixos fixos no grão (figura 2.7) a fim de se alinhar ao campo externo.

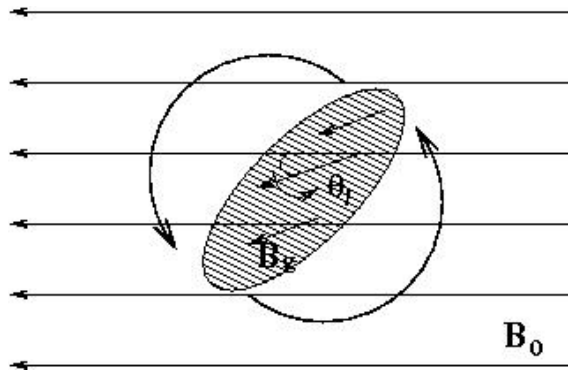


Figura 2.7: Processo de alinhamento via dissipação paramagnética.

Para se efetuar o paralelismo entre o campo induzido e o externo, é exercido sobre o grão um torque proporcional a este campo externo, ao volume do grão e à frequência ω . No caso da partícula girar em torno de um eixo paralelo a \mathbf{B}_0 , não será necessário ao campo induzido variar sua direção (pois os campos já estarão alinhados) e nenhum torque surgirá.

Para um caso geral, o torque que atua em um dipolo magnético é expresso por

$$\vec{N} = V\vec{M} \times \vec{B}_0 = V\chi''\omega^{-1}(\vec{\omega} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0, \quad (2.22)$$

onde χ'' corresponde à parte imaginária da susceptibilidade complexa (mede o ângulo θ

que a magnetização \mathbf{M} faz com o campo externo) e V é o volume do grão. A demonstração que a magnetização vale $\chi'' \omega^{-1}(\vec{\omega} \times \vec{B}_0)$ e uma análise mais detalhada do cálculo podem ser encontrados no artigo publicado por Davis & Greenstein em 1951.

O modelo mais geral para o movimento de um grão alongado é descrito por uma rotação em torno de seu eixo de simetria e a rotação desse eixo em torno de um momento angular fixo no espaço. Na figura (2.8), OA corresponde ao eixo de simetria e $\vec{\omega}$ à soma da

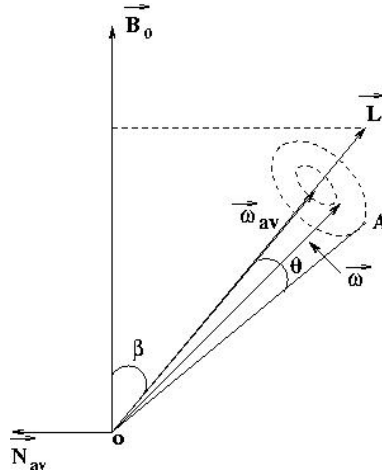


Figura 2.8: Nutação do grão sob efeito de um torque. Ver texto para maiores explicações.

velocidade angular de rotação em torno deste eixo e sua precessão em torno do momento angular \vec{L} constante. Dessa forma, $\vec{\omega}$ move-se no espaço e pelo grão, e está sempre contido no mesmo plano que OA e \vec{L} . Agora, devem ser considerados os efeitos cumulativos de um pequeno torque devido ao caráter paramagnético do grão e à presença do campo magnético local.

Sabendo que um torque equivale à variação temporal do momento angular e que a energia cinética de rotação pode ser expressa por $E_{\text{rot}} = \frac{1}{2}I\omega^2$ (onde I é o momento de inércia do grão), pode-se chegar à seguinte expressão:

$$\frac{dE_{\text{rot}}}{dt} = I(\vec{\omega} \cdot \dot{\vec{\omega}}) = \dot{\vec{L}} \cdot \vec{\omega} = \vec{N} \cdot \vec{\omega} = -V\chi''\omega^{-1}(\vec{\omega} \times \vec{B}_0)^2 \quad (2.23)$$

onde o valor do torque \vec{N} foi extraído da equação (2.22) e, após um rearranjo de termos, foi possível chegar à expressão acima.

De acordo com a equação (2.22) e com a figura (2.8), pode ser concluído que o torque médio \vec{N}_m gerado pela magnetização faz com que o vetor momento angular se aproxime e se alinhe ao campo magnético, extinguindo sua componente perpendicular a este campo ($\beta \rightarrow 0$). Junto ao momento angular, a velocidade angular $\vec{\omega}$ também tende a se alinhar ao campo e, com isso, a equação (2.23) se anula. Visto que o lado direito desta equação é sempre negativo ou nulo, pode-se concluir que sempre haverá um decréscimo na energia até que ela atinja um valor mínimo ($\vec{\omega} \parallel \vec{B}_0$). Isto quer dizer que o torque atuará no grão durante um intervalo de tempo suficiente para a energia atingir seu menor valor possível e o momento angular se alinhar a \vec{B}_0 . Para um esferóide prolato, isto só é possível se o

grão girar sobre seu eixo de maior momento de inércia (menor velocidade angular $\vec{\omega}$), ou seja, $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Em seu estado final, o grão gira em torno das linhas de campo magnético com seu eixo maior perpendicular a elas, de forma que a velocidade e momento angulares permaneçam alinhados com o campo e não mais ocorra perda de energia cinética. Modelos indicam que, para grãos razoavelmente excêntricos, β e θ atingem seus valores finais a cerca de 10^{-13} rad/s se $B_0 = 10^{-5}$ gauss e a , raio médio do grão, seja da ordem de 10^{-5} cm (Davis & Greenstein, 1951).

2.2.3 Alinhamento mecânico

Um exemplo de processo mecânico de alinhamento é a dissipação inelástica de energia em grãos oblatos (Lazarian & Efrimsky, 1999). Esse tipo de relaxação ocorre quando deformações dependentes do tempo ocorrem em um corpo que gira em torno de um eixo arbitrário. Resultados mostram que, para grãos bastante alongados (com a razão dos eixos em torno de 4:1) e/ou formados por aglomeração, a relaxação inelástica é mais efetiva que outros processos.

2.2.3.1 Mecanismo de Gold

Outro caso importante é o alinhamento via fluxo de partículas de gás proposto por Gold em 1952. Neste processo, grãos de poeira são alinhados por um fluxo de partículas de gás. Estatisticamente, se um grão possui um excesso de momento angular em uma direção transversal ao fluxo de partículas, seu eixo de maior momento de inércia tenderá a ser transverso. Assim, um grão alongado mostrará um alinhamento líquido de seu eixo maior paralelo à direção do fluxo (a figura 2.9 exhibe um esquema ilustrativo sobre este tipo de alinhamento).

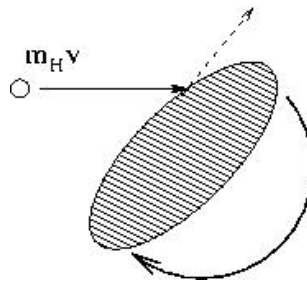


Figura 2.9: Processo de alinhamento via fluxo de partículas de gás. Para partículas de hidrogênio, o momento angular transferido para o grão é $m_H v$, onde m_H e v são a massa e a velocidade das partículas, respectivamente.

Para que este processo tenha um alto grau de eficiência, algumas considerações essenciais devem ser levadas em conta: primeiramente, o gás que interage com os grãos deve ser tênue, de forma que as colisões entre partículas sólidas e moléculas de gás sejam discretas. Caso contrário, não haveria ganho de momento angular por parte do grão já que choques simultâneos em ambas extremidades estariam ocorrendo. Além disso, impactos

entre partículas sólidas são muito raros para serem levados em conta. Transferência de momento angular através de interações fotônicas também é desprezível se comparada àquela resultante de colisões moleculares (isto pode não ser verdade na vizinhança de estrelas quentes). Por último, a velocidade de agitação térmica das partículas de gás e dos grãos deve ser baixa, se comparada à do fluxo, de modo que o alinhamento dos grãos seja mantido. Presume-se que todas essas condições existem na Galáxia (Gold, 1952).

O momento angular transferido a um grão em uma colisão é expresso por $\vec{P}' = \vec{r} \times m\vec{v}$, onde \vec{r} é o vetor posição que parte do centro de massa da partícula ao ponto de impacto, m a massa da molécula e \vec{v} a velocidade relativa. Baseando-se em um sistema de coordenadas esféricas (θ , ângulo polar e ϕ , ângulo azimutal) e considerando uma situação ideal, o vetor \vec{v} , referente ao fluxo de gás, estende-se todo pela direção $\theta = 0$ e, dessa forma, todas as contribuições para o momento angular estão confinadas no plano $\theta = \pi/2$. Para o caso real, seu valor total, após n colisões, vale:

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \sum_n \vec{P}' \quad (2.24)$$

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \sum_n \vec{r}_k \times m\vec{v}_k \quad (2.25)$$

onde \vec{P}_0 é o momento angular inicial responsável por produzir variações que, juntamente com a variabilidade de origem térmica na direção de \vec{v}_k , podem retirar o momento total do plano $\theta = \pi/2$.

No caso da poeira e do gás encontrarem-se em equilíbrio térmico, a variabilidade na direção de \vec{v}_k deixa de perturbar a direção do momento total. Com isso, somente \vec{P}_0 , que também tem sua origem de natureza térmica, contribui para esta perturbação. Porém, no caso da velocidade relativa \vec{v} ser de ordem supersônica, o segundo termo da direita da equação (2.25) é predominante e, dessa forma, o momento angular total praticamente não escapa do plano $\theta = \pi/2$.

A análise anterior foi feita baseando-se em modelos ideais para o formato do grão. Ou seja, foram consideradas partículas bastante alongadas de forma que dois de seus eixos (y e z , por exemplo) são infinitamente menores que o terceiro (x). Um modelo mais real, que possui os três eixos com dimensões consideráveis (mas ainda com aspecto alongado), faz surgir certas limitações como a não conservação do momento total no plano $\theta = \pi/2$ e o surgimento de um momento principal de inércia ao longo do eixo maior, I_x , diferente de zero. Apesar disso, pode ser demonstrado que estes dois efeitos tornam-se desprezíveis se for feita uma restrição nas dimensões y e z em relação a x (para maior detalhamento, ver Gold (1952)).

Em seu artigo, Gold propõe que o processo de alinhamento por fluxo de partículas é uma consequência das condições que presumidamente existem na Galáxia. A espessura finita da Via Láctea implica que todo material encontrado acima e abaixo de seu plano devem, em algum momento, penetrá-lo. Dessa forma, espera-se que a interação de nuvens de poeira e gás ocorram com velocidade relativa normal ao plano Galáctico. Este resultado condiz com a polarização observada na figura (2.4) que mostra vetores paralelos a esse plano.

2.2.4 Alinhamento via torques radiativos

O alinhamento via torques radiativos foi estudado primeiramente por Dolginov (1972) ao mostrar que a orientação de grãos interestelares por um fluxo anisotrópico de radiação pode causar o alinhamento do momento angular de um modo mais efetivo que a absorção paramagnética. Em seu trabalho, Dolginov expõe as condições ideais para o alinhamento sem a necessidade de grandes fluxos de radiação. No caso, um grau de orientação efetivo e rápido pode ser alcançado em um fluxo de radiação (Dolginov, 1972) originário em regiões H II devido à anisotropia na temperatura.

Mais tarde, Draine (1996) mostrou que este mecanismo poderia ser muito mais eficiente e presente no universo do que se imaginava antes. A magnitude dos torques foi considerada substancial e presente para grãos de variadas formas (Lazarian, 2003). As regiões estudadas neste projeto não abrigam as condições necessárias para que haja alinhamento via torques radiativos (regiões H II, vizinhança de estrelas OB, etc) e, portanto, não será realizada uma análise mais detalhada deste mecanismo.

O que será apresentado neste trabalho é o resultado de estudos realizados na região da nuvem molecular escura Lupus 1. Esse estudo polarimétrico foi feito a fim de se determinar a estrutura do campo magnético presente na nuvem em larga escala e também localmente. A configuração dos grãos de poeira que compõe a nuvem, obtida através da disposição dos vetores polarização medidos, ajuda a entender como o campo magnético se orienta em pequenas condensações espalhadas pela região e em Lupus 1 e se, de fato, esta entidade física é a principal responsável pelo alinhamento dos grãos nestes ambientes.

Capítulo 3

Instrumentação Utilizada e Tratamento de Dados

3.1 Instrumentação

As observações polarimétricas ocorreram durante os anos de 2001, 2002 e 2003, durante os meses de abril a agosto de cada ano. Neste período, a região estudada em Lupus permanece no céu austral durante boa parte da noite de modo que os meses escolhidos otimizam este tempo de permanência.

3.1.1 Telescópio e detectores

Todas as observações foram realizadas utilizando o telescópio Boller & Chivens instalado no Observatório do Pico dos Dias (OPD) em Brasópolis, Minas Gerais, Brasil. Disponível desde 1992, este telescópio faz parte de um convênio entre o Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP (IAG/USP) e o Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), uma das unidades de pesquisa do Ministério da Ciência e Tecnologia (MCT) e fornecedor dos meios observacionais instalados no OPD. A missão do LNA é fornecer à comunidade astronômica brasileira a infra-estrutura e os meios para a pesquisa competitiva em astronomia observacional. Maiores detalhes sobre a ciência feita lá e a contribuição dada à comunidade científica podem ser encontrados na “página eletrônica” do laboratório - <http://www.lna.br>.

O telescópio Boller & Chivens (figura 3.1) possui um espelho primário de 60 cm de diâmetro, a razão focal no foco Cassegrain é $f/13,5$ e sua escala corresponde a $25,5''/\text{mm}$.

Para as observações, foram acopladas ao telescópio uma câmera direta, uma gaveta polarimétrica e um detetor CCD (*Charge Coupled Device* - dispositivo de carga acoplada). A gaveta polarimétrica é acrescentada à câmera direta (sendo esta utilizada normalmente para imageamento direto com os detetores) de forma que o feixe de luz seja analisado polarimetricamente antes de chegar ao detetor, localizado imediatamente abaixo da câmera.

Um detetor CCD consiste em uma malha semicondutora e fotosensível composta por pequenas unidades denominadas pixels. Quando colocado no plano focal de um telescópio,



Figura 3.1: Telescópio de 60cm do IAG/USP instalado no Observatório do Pico dos Dias (Brasópolis, Minas Gerais, Brasil).

a imagem do campo do céu observado se forma nesta superfície sensível à luz. A chegada de um fóton em um pixel gera uma pequena carga elétrica que é armazenada para mais tarde ser lida. A intensidade da carga aumenta cumulativamente à medida que o número de fótons que atingem a superfície cresce. A carga acumulada em cada pixel é convertida em um número que possui unidade arbitrária (*Analogue Data Units - ADU*). Através de aparelhos conversores adaptados ao detetor, que multiplicam a carga acumulada por um fator com dimensões de elétrons por ADU, é possível estimar a quantidade total de carga gerada (dada em número de elétrons) e ter este fator como um parâmetro de qualidade de imagem. Ou seja, quanto maior o fator de conversão (denominado ganho), maior a sensibilidade do chip à luz incidente e, conseqüentemente, maior a quantidade de informação coletada. Os detetores CCD's devem estar sempre em sistemas isolados e resfriados (normalmente com nitrogênio líquido) para evitar que o calor do próprio dispositivo excite os pixels e, conseqüentemente, aumente o nível de ruído do instrumento.

Foram utilizados dois CCD's diferentes neste trabalho devido a fatores de disponibilidade de instrumentos para observação. O mais usado (designado no LNA como CCD 101) consiste em uma malha de 1024×1024 pixels ($24 \times 24 \mu\text{m}$ cada) com eficiência quântica máxima para comprimentos de onda próximos a 6500 \AA . O outro CCD utilizado (CCD 048) possui 770×1152 pixels ($22,5 \times 22,5 \mu\text{m}$ cada) e eficiência quântica máxima para comprimentos de onda próximos a 7000 \AA (figura 3.2). Os ganhos nos CCD's 101 e 048 são de $5,0 e^-/\text{ADU}$ e $3,3 e^-/\text{ADU}$ e os ruídos de leitura correspondem a $4,9 \text{ ADU's}$ e $6,6 \text{ ADU's}$, respectivamente. O fato de dois detetores diferentes terem sido usados não compromete o resultado final das medidas visto que o que realmente se deseja é a polarização percentual interestelar e a orientação do vetor campo elétrico na esfera celeste. Ambos os parâmetros dependem unicamente da boa qualidade da gaveta polarimétrica utilizada.

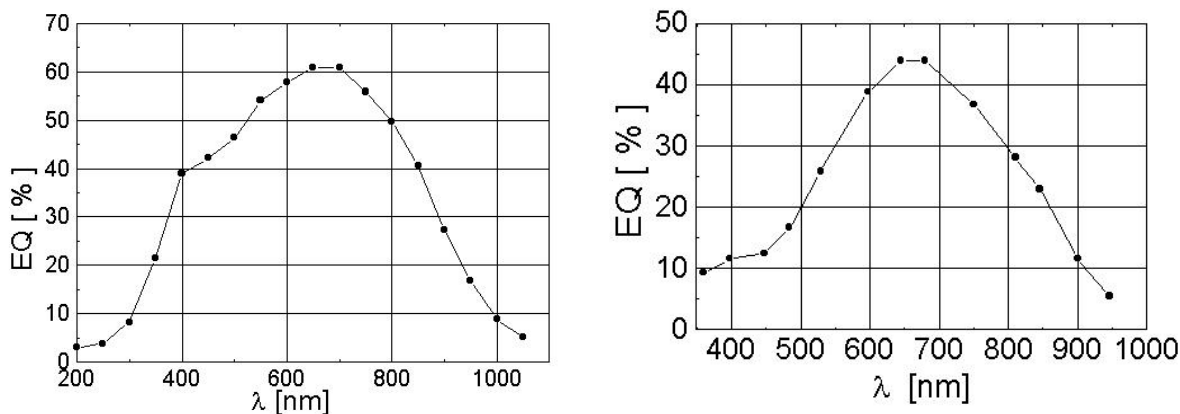


Figura 3.2: Eficiência quântica do CCD 101 (esquerda) e CCD 048 (direita).

3.1.2 A gaveta polarimétrica

Sob supervisão do Dr. Antônio Mário Magalhães, o departamento de Mecânica e a Seção Técnica de Eletrônica do IAG/USP desenvolveram e construíram a gaveta polarimétrica utilizada nas missões observacionais deste trabalho. O instrumento é composto basicamente de dois sistemas: o principal, contendo os componentes ópticos e mecânicos da gaveta, e uma caixa de *drivers* composta por uma fonte e circuitos eletrônicos responsáveis pelo controle dos motores de passo e sensores de posição que acionam as partes ópticas da gaveta. O acionamento dos motores de passo, assim como a leitura dos sensores eletro-mecânicos, são controlados através da saída de uma porta paralela de um PC mediante um programa de controle especialmente desenvolvido para este propósito (figura 3.3).

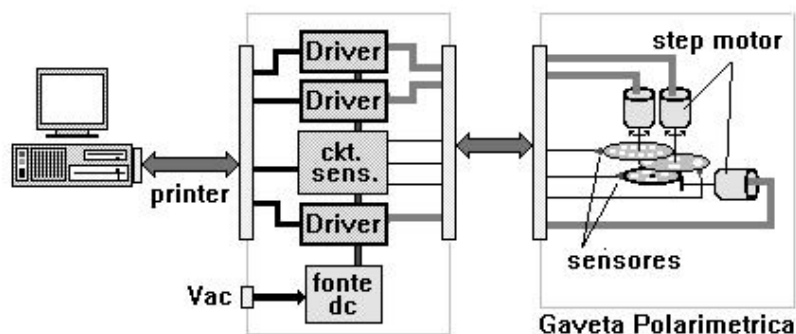


Figura 3.3: Esquema ilustrativo dos dispositivos eletro-mecânicos do polarímetro do IAG/USP (Manual de Eletrônica de Controle da Gaveta Polarimétrica do IAG).

O sistema óptico da gaveta polarimétrica em si consiste de uma lâmina retardadora, um analisador e uma roda de filtros. Um retardador, no caso mais simples, é uma placa plano-paralela de um cristal uniaxial cortado paralelo a seu eixo óptico. O posicionamento

do cristal no instrumento coloca este eixo a um ângulo ψ em relação à direção l voltada para o Pólo Norte Celeste. A luz incidente, descrita pelos parâmetros de Stokes I, Q, U e V, adquire novos parâmetros I', Q', U' e V' ao atravessar o analisador e a matriz que representa esta transformação pode ser expressa por (Serkowski, 1974)

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\psi + \sin^2 2\psi \cos \tau & (1 - \cos \tau) \cos 2\psi \sin 2\psi & -\sin 2\psi \sin \tau \\ 0 & (1 - \cos \tau) \cos 2\psi \sin 2\psi & \sin^2 2\psi + \cos^2 2\psi \cos \tau & \cos 2\psi \sin \tau \\ 0 & \sin 2\psi \sin \tau & -\cos 2\psi \sin \tau & \cos \tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Nesta equação, a retardância τ significa a diferença de fase introduzida pelo retardador entre os feixes polarizados perpendiculares entre si. A expressão para a retardância, para uma incidência normal no retardador, é

$$\tau = 2\pi(n_e - n_o) \frac{s}{\lambda} \quad (3.2)$$

onde s é a espessura da placa, λ é o comprimento de onda, n_e e n_o os índices de refração extraordinário e ordinário do cristal, respectivamente. Retardadores com $\tau = \pi/2$ são chamados de placas de um quarto de onda (ou $\lambda/4$). Eles convertem luz circularmente polarizada, onde $I = |V|$, em linearmente polarizada (ou vice-versa), onde $I = (Q^2 + U^2)^{1/2}$. Retardadores com retardâncias equivalentes a π são chamados de placas de meia-onda (ou $\lambda/2$) e servem para alterar o sentido na luz circularmente polarizada ou para provocar uma rotação do vetor polarização de uma onda linearmente polarizada em torno do eixo perpendicular ao plano formado pelo eixo óptico do cristal e o vetor plano-polarizado (figura 3.6) (Hecht, 2002). O polarímetro do IAG aceita os dois tipos de lâminas retardadoras. A lâmina de meia-onda pode ser girada e assumir até 16 posições (com uma separação de $22,5^\circ$ entre cada uma delas) e a retardância é aplicada no feixe através da rotação da lâmina em torno de si mesma. Durante as observações, deve ser feita uma imagem do objeto de interesse para cada posição da lâmina, sendo que 4 posições (para exposições mais longas) já são suficientes para completar uma medida. Neste trabalho, optou-se por fazer medidas em 8 posições de maneira a diminuir os erros.

Um analisador é um dispositivo responsável por subdividir a luz incidente em dois feixes. Em certos analisadores, por exemplo, o polaróide, um destes feixes é extinto. Para fins astronômicos, isto não é interessante uma vez que a qualidade das medidas depende consideravelmente da quantidade de fótons coletados. Neste caso, os analisadores mais comuns são feitos de material birrefringente que dividem a luz incidente em dois feixes linearmente polarizados (ordinário e extraordinário) perpendiculares entre si. Na gaveta polarimétrica do IAG/USP estão disponíveis dois analisadores: um polaróide, utilizado para objetos extensos, e um prisma Savart de calcita para objetos pontuais. Este último consiste em uma placa plano-paralela de calcita (cristal uniaxial negativo, $n_o = 1,658$ e $n_e = 1,486$) que, quando colocada no plano focal de um telescópio, gera uma imagem dupla no detetor CCD (a figura 3.4 é um exemplo de como o polarímetro altera o resultado final da imagem CCD, duplicando cada objeto nela contido).

Finalmente, o polarímetro contém uma roda de filtros com quatro posições e os filtros normalmente disponíveis em cada uma são B, V, R e I. Tanto o analisador quanto a roda de filtros possuem motores de passo responsáveis por alterar a opção desejada em cada observação (calcita ou polaróide para o analisador e B, V, R ou I para a roda de filtros).

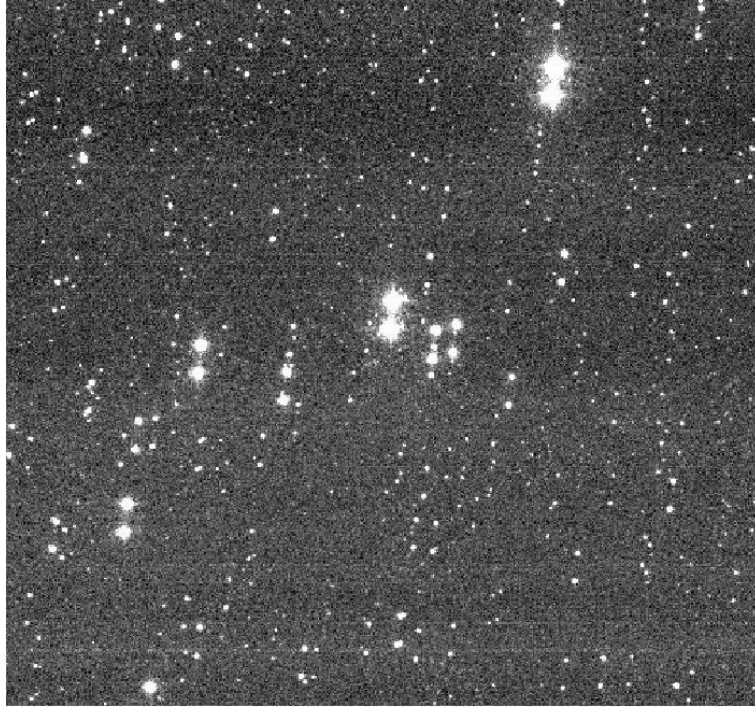


Figura 3.4: Exemplo de uma das oito imagens CCD geradas sob efeitos do polarímetro (centrada na padrão polarizada HD 110984). Pode-se perceber que a imagem de cada objeto está duplicada devido à birrefringência do prisma de Savart.

Para os objetivos deste trabalho, a gaveta polarimétrica foi ajustada para observação estelar de forma que a lâmina retardadora selecionada foi de meia-onda (polarimetria linear, 8 posições por objeto e tempos de exposição de, no máximo, 2 minutos por exposição para as estrelas mais fracas), o analisador foi um prisma Savart de calcita e os filtros escolhidos foram B para as estrelas *Hipparcos* e R para as de campo. Nos próximos capítulos, as amostras observadas serão descritas mais detalhadamente. Por enquanto, é suficiente mencionar que as estrelas de campo observadas estão a distâncias bem maiores que as *Hipparcos* e medi-las em um comprimento de onda maior é mais conveniente uma vez que a radiação atravessa o meio interestelar sofrendo menos absorção que um comprimento de onda menor. Além disso, o CCD 101 possui uma sensibilidade maior nesta frequência (figura 3.2, esquerda). Quanto às estrelas *Hipparcos*, sabemos que são estrelas mais próximas e mais brilhantes. Utilizamos o filtro B para estas amostras porque, em geral, a sensibilidade do CCD 101 nessa faixa é um pouco menor que nas bandas V e R e, com isso, foi possível observar algumas das estrelas mais brilhantes (que saturariam o CCD em outras bandas). Da experiência observacional acumulada, sabe-se que este conjunto polarímetro + telescópio fornece dados de boa qualidade para estrelas com magnitude máxima 16 e com exposições de 5 minutos. Além disso, para um conjunto típico de 8 posições da lâmina, espera-se uma razão sinal-ruído maior ou igual a 5. Maiores detalhes sobre a gaveta polarimétrica do IAG/USP podem ser encontrados na *página eletrônica* <http://www.astro.iag.usp.br/~antonio/gaveta/default.htm>. O arranjo dos componentes ópticos da gaveta bem como sua posição relativa ao detetor CCD estão esquematizados na figura (3.5).

SISTEMA ÓPTICO DA GAVETA POLARIMÉTRICA IAG

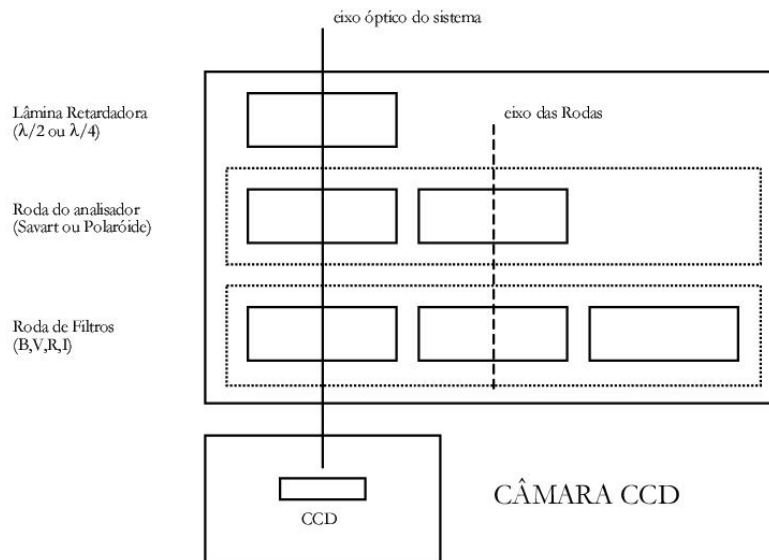


Figura 3.5: Diagrama explicativo do sistema óptico da gaveta polarimétrica do IAG/USP.

3.2 Tratamento de dados

Antes de se tirar conclusões sobre as observações, é necessário verificar se a gaveta polarimétrica não está produzindo alguma polarização instrumental e se está fornecendo resultados confiáveis. Isto é feito através de observações de estrelas padrão que já possuem valores de polarização conhecidos no meio científico e que são usadas para calibração.

3.2.1 Estrelas padrão

Foram selecionadas algumas amostras de estrelas padrão polarizadas (com polarização medida previamente) e não-polarizadas. Os objetos foram selecionados do catálogo *HST Polarimetric Calibration Targets* constituído de estrelas observadas pelo telescópio espacial Hubble.

As estrelas padrão não-polarizadas foram medidas a fim de verificar se o instrumento estava adicionando alguma polarização à nossa medida. Por outro lado, a observação de estrelas padrão polarizadas serviu como uma base de calibração do resultado final. Como já se sabe, o objetivo do retardador é aplicar um atraso em um dos feixes plano-polarizados incidentes, fazendo com que o campo elétrico resultante \mathbf{E} mude sua orientação (§3.1.2 e também Hecht (2002)). Em relação aos ângulos θ (orientação do vetor polarização em relação à direção l voltada para o Pólo Norte Celeste) e ψ (orientação do eixo óptico em relação ao PNC), esta mudança corresponde a uma rotação do vetor polarização, fazendo sua orientação variar de θ a $2\psi - \theta$ (figura 3.6) Desta forma, medindo-se várias estrelas padrão com polarização percentual e orientação θ conhecidas, é possível estimar a correção necessária para a orientação do vetor. Após a redução dos dados referentes às estrelas padrão polarizadas, espera-se que os valores de polarização percentual concordem com os valores tabelados mas a orientação θ estará deslocada, em média, para um valor $2\psi - \theta$,

como esperado. Descoberto isto, basta subtrair o parâmetro $\overline{2(\psi - \theta)}$ ($= 2\overline{\alpha}$) de todas as amostras medidas para se obter o valor real da orientação θ do vetor campo elétrico no céu (figura 3.6).

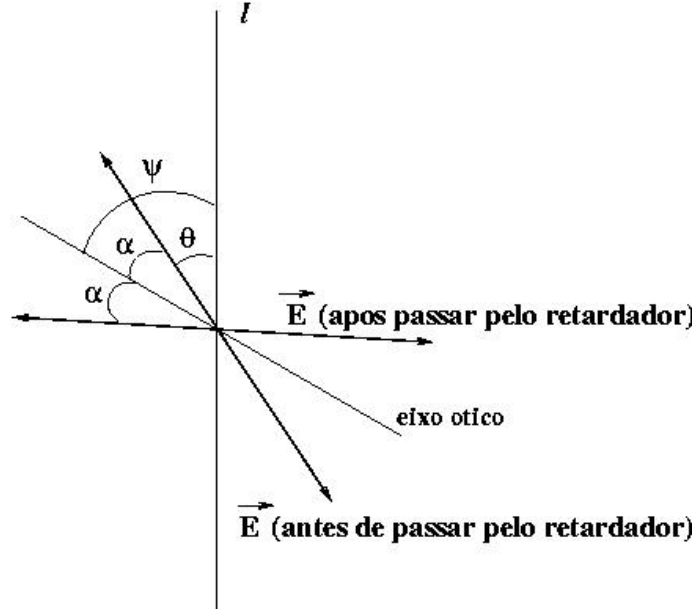


Figura 3.6: Efeito da lâmina retardadora sobre o campo elétrico: $\theta \rightarrow 2\psi - \theta$. Todos resultados devem, então, ser corrigidos de $\overline{2(\psi - \theta)}$ ($= 2\overline{\alpha}$) para se obter a orientação real do vetor no céu.

As estrelas padrão polarizadas medidas (número no catálogo HD), a magnitude visual aparente V de cada uma, coordenadas equatoriais α e δ , polarização P_V no catálogo *HST*, polarização P_B medida neste trabalho e o erro observacional estimado ϵP estão contidos na tabela (3.1).

Tabela 3.1: Estrelas padrão polarizadas selecionadas neste trabalho. A pequena discrepância nos valores do Hubble (P_V) e deste trabalho (P_B) pode decorrer dos diferentes filtros usados: V para o Hubble e B para o telescópio Boller & Chivens do IAG/USP.

Número HD	V	α (2000)	δ (2000)	P_V (%)	P_B (%)	ϵP_B (%)
HD 110984	8,95	12 ^h 46 ^m 44,91 ^s	-61° 11' 11,70"	5,70	5,17	0,04
HD 111579	9,50	12 ^h 51 ^m 03,61 ^s	-61° 14' 37,80"	6,46	6,17	0,08
HD 126593	8,50	14 ^h 28 ^m 51,06 ^s	-60° 32' 24,80"	5,02	4,62	0,07
HD 155197	9,20	17 ^h 10 ^m 15,62 ^s	-04° 50' 03,10"	4,38	4,03	0,05
HD 298383	9,68	09 ^h 22 ^m 29,76 ^s	-52° 28' 57,40"	5,23	4,75	0,11
HD 161306	8,30	17 ^h 45 ^m 07,73 ^s	-09° 48' 55,39"	3,70	3,57	0,06
HD 168625	8,40	18 ^h 21 ^m 19,58 ^s	-16° 22' 25,86"	4,42	4,16	0,11
HD 170938	7,90	18 ^h 32 ^m 37,83 ^s	-15° 42' 07,21"	3,69	3,61	0,12
HD 172252	9,50	18 ^h 39 ^m 39,84 ^s	-11° 52' 42,30"	4,65	4,49	0,05

Como já foi explicado, a observação de estrelas padrão não-polarizadas visa detectar se o instrumento está adicionando alguma polarização às medidas. Afinal, o resultado esperado após a redução destas amostras é o de uma polarização percentual bastante baixa. Se isto não for observado, existem então indícios de mau posicionamento ou condições inadequadas do conjunto óptico do polarímetro. Todas estas condições contribuem para o surgimento de polarização instrumental e abrangem problemas que vão desde ocorrência de reflexão interna, desalinhamento entre a lâmina e o analisador, anisotropia na estrutura dos componentes a polarização gerada por passagem nos filtros.

Os resultados obtidos das estrelas padrão não-polarizadas podem ser interpretados com base nos parâmetros de Stokes Q e U . Tendo em vista a equação quadrática que os relaciona à polarização percentual, $P = (Q^2 + U^2)^{1/2}/I$ (§2.1.3), é de se esperar que os parâmetros Q e U sejam consideravelmente próximos de zero para estas estrelas. Das amostras medidas, a média obtida para cada um destes parâmetros foi bastante satisfatória, isto é, $\bar{Q} \sim 0,027\%$ e $\bar{U} \sim 0,000063\%$. Isto confirma que praticamente não houve polarização instrumental comprometendo a qualidade do resultado final (a pouca contribuição instrumental ocorreu mais no parâmetro Q do que em U). A tabela 3.2 mostra as estrelas padrão não-polarizadas observadas com suas respectivas magnitudes visuais, coordenadas equatoriais, polarização medida pelo Hubble, pelo telescópio Boller & Chivens do IAG/USP neste trabalho e o respectivo erro observacional.

Tabela 3.2: Estrelas padrão não-polarizadas selecionadas neste trabalho. A coluna P_B^* corresponde à polarização medida pelo Hubble e, a coluna seguinte, à polarização medida neste trabalho através do telescópio Boller & Chivens do IAG/USP.

Número HD	V	α (2000)	δ (2000)	P_B^* (%)	P_B (%)	ϵP (%)
HD 64299	10,15	07 ^h 52 ^m 25,55 ^s	-23° 27' 45,90"	0,151	0,17	0,04
HD 94851	9,10	10 ^h 56 ^m 44,17 ^s	-20° 39' 51,60"	0,057	0,062	0,029
HD 98161	6,27	11 ^h 17 ^m 11,84 ^s	-38° 00' 52,00"	0,017	0,082	0,066
HD 154892	8,00	17 ^h 07 ^m 41,38 ^s	+15° 12' 37,60"	0,050	0,068	0,027
HD 176425	6,23	19 ^h 02 ^m 08,66 ^s	-41° 54' 36,30"	0,020	0,16	0,12

3.2.2 Redução de dados

O processo completo de redução de dados visa fornecer os valores de polarização percentual interestelar e orientação dos vetores campo elétrico de cada estrela *Hipparcos* e de campo medidas no OPD. A primeira parte deste processo consiste na correção devida aos sinais instrumentais e determinação fotométrica das imagens coletadas e isto é feito utilizando rotinas próprias para este fim contidas no software *IRAF - Image Reduction and Analysis Facility* (Tody, 1986). A segunda parte do tratamento de dados limita-se ao cálculo da polarização e orientação propriamente ditas. Para este fim, foram desenvolvidas rotinas FORTRAN que fazem parte de um pacote de redução de imagens polarimétricas compilado para o ambiente *IRAF*.

3.2.2.1 Correção devido aos sinais instrumentais e fotometria das imagens

Sempre que se pratica astrofísica observacional, vários cuidados são necessários no processo de obtenção de imagens. O primeiro deles consiste em remover efeitos aditivos de natureza instrumental que ocorrem na contagem final de fótons em uma imagem CCD. Este efeito decorre de um processo intrínseco de excitação no CCD, isto é, a geração de carga não proveniente dos fótons medidos, e sim fruto da própria tensão aplicada ao CCD para mantê-lo ligado. Esta tensão provoca flutuações na resposta de cada pixel já que estas unidades não são exatamente iguais e a passagem de elétrons da banda de valência para a de condução não é uniforme. Dessa forma, é criada uma carga que não deve ser levada em conta na contagem útil de cada imagem. A correção deste efeito baseia-se em exposições bastante curtas (~ 1 s) do detetor de forma que seu obturador se encontre fechado. A imagem resultante, denominada *bias* ou *viés* e que contém somente a leitura da carga gerada pelo processo descrito acima, deve então ser subtraída das imagens úteis coletadas para a pesquisa. Esta correção fundamenta-se em manter o padrão plano da imagem, uma vez que, antes da correção, um de seus lados apresenta uma contagem maior de fótons que a outra devido à ineficiência no transporte de cargas durante a leitura do CCD. Algumas colunas virtuais do CCD, que se situam em uma ou mais extremidades e não são iluminadas durante uma exposição, também são usadas para corrigir este efeito. Esta região, denominada *overscan*, só serve como leitura e, portanto, introduz um aumento aproximadamente uniforme nas contagens. Assim como o *bias*, a região de *overscan* contém contagens que representam as flutuações de nível zero juntamente com o ruído de leitura. Da mesma forma, a região iluminada do CCD, denominada área útil, também deve ser estipulada a fim de informar às rotinas *IRAF* a região da imagem CCD formada que contém as imagens dos objetos de interesse.

Um segundo efeito a ser eliminado, porém de caráter multiplicativo, consiste em variações na sensibilidade de pixel para pixel do CCD. O imageamento de campos planos, instalados na própria cúpula do telescópio e que produzem contagens relativamente altas no CCD, é um recurso utilizado para a detecção da resposta dos pixels. Estas imagens, denominadas *flat-field* ou simplesmente *flats*, são mais um passo no processo de limpeza e calibração dos dados coletados. Correntes de escuro (ou *dark*), originadas de elétrons criados termicamente, quase sempre são muito baixas. Além disso, o resfriamento do detetor é bastante eficiente e, portanto, não foi necessário criar imagens de *dark* durante a coleta de dados.

Após a obtenção das imagens de interesse, é preciso então limpá-las das contribuições indesejadas de natureza instrumental. O primeiro passo é subtrair a região de *overscan* das imagens de *bias* para baixar a zero o nível de contagens e, logo depois, criar uma imagem combinada dos *bias* corrigidos de *overscan*. O próximo passo consiste em corrigir por *bias* as imagens de *flat* e determinar sua área útil (“cortar” a imagem de modo a excluir as linhas e colunas de *overscan*). A tarefa responsável, denominada *ccdproc*, deve ser aplicada a todas imagens de *flat*, de modo que as saídas consistam nas mesmas imagens, porém subtraídas de *bias*. Feito isso, já é possível obter uma imagem combinada de *flat*.

O processo citado anteriormente deve ser feito na redução dos dados para cada noite, sendo esta a frequência com que as imagens de *flats* e *bias* são criadas. Além disso, pode acontecer uma alteração no CCD utilizado, dando origem a uma nova área útil e uma nova região *overscan*. Sendo assim, os parâmetros *ccdproc* são modificados e uma

nova limpeza é realizada. Enfim, obtidas as imagens combinadas de *flat* (livres de *bias*) e *bias*, o próximo passo é limpar as imagens dos objetos de interesse. Novamente, a tarefa usada é o *ccdproc*, porém os parâmetros de entrada são as imagens de interesse, a imagem combinada de *bias*, a imagem combinada de *flat* e o ajuste da área útil da imagem (não é necessário informar a região de *overscan* porque as imagens de *bias* já foram subtraídas de *overscan* e, portanto, não é necessário subtrair novamente). Após processado, a rotina voltará as imagens de interesse, porém subtraídas de *bias* (e, portanto, *overscan*) e corrigidas por *flat*. Agora sim estas imagens estão prontas para que se faça a fotometria sobre elas uma vez que foram subtraídos os fótons decorrentes de flutuações do nível zero e do ruído de leitura (*overscan*), foi removido o padrão bidimensional devido à ineficiência no transporte de carga (*bias*) e foram corrigidas as diferenças nos ganhos pixel a pixel (*flat*). No caso de polarimetria, vale lembrar que este processo deve ser feito para todas as oito imagens de cada objeto. Logo abaixo, encontra-se a tela de edição de parâmetros do *ccdproc* para uma imagem de HD 142148 (o nome do arquivo das oito imagens é f106) feita no CCD 101 do LNA. Zero e Flat são as imagens combinadas de *bias* e *flat*, respectivamente, e *Trim data section* corresponde à área útil da imagem.

I R A F

Image Reduction and Analysis Facility

```
PACKAGE = ccdred
TASK = ccdproc
```

```
images =          @f106 List of CCD images to correct
(output =         ) List of output CCD images
(ccdtype=        object) CCD image type to correct
(max_cac=         0) Maximum image caching memory (in Mbytes)
(noproc =        no) List processing steps only?

(fixpix =         no) Fix bad CCD lines and columns?
(oversca=        yes) Apply overscan strip correction?
(trim =          yes) Trim the image?
(zero =          yes) Apply zero level correction?
(dark =          no) Apply dark count correction?
(flat =          yes) Apply flat field correction?
(illum =         no) Apply illumination correction?
(fringe =        no) Apply fringe correction?
(readcor =       no) Convert zero level image to readout
correction?

(scancor =       no) Convert flat field image to scan correction?
(readaxi =       column) Read out axis (column|line)
(fixfile =       ) File describing the bad lines and columns
(biassec =       [* ,1026:1048]) Overscan strip image section
(trimsec =       [20:1038,3:1021]) Trim data section
(zero =         Zero) Zero level calibration image
(dark =         ) Dark count calibration image
(flat =         Flat) Flat field images
(illum =        ) Illumination correction images
(fringe =       ) Fringe correction images
```

```

(minrepl=          1.) Minimum flat field value
(scantyp=          shortscan) Scan type (shortscan|longscan)
(nscan =          1) Number of short scan lines

(interac=          no) Fit overscan interactively?
(funcio=          chebyshev) Fitting function
(order =          1) Number of polynomial terms or spline pieces
(sample =         *) Sample points to fit
(naverag=         1) Number of sample points to combine
(niterat=         1) Number of rejection iterations
(low_rej=         3.) Low sigma rejection factor
(high_re=         3.) High sigma rejection factor
(grow =           0.) Rejection growing radius
(mode =           ql)

```

Antes de começar a fotometria, é preciso informar ao programa quais as coordenadas (em pixels) dos objetos de interesse em cada imagem. Para isso, deve-se carregar a rotina *daofind*. Para o caso de imagens polarimétricas (figura 3.4, por exemplo), cada objeto está duplicado e, deste modo, o *daofind* deve detectar e fornecer as coordenadas das duas imagens referentes ao objeto que se deseja medir a polarização para cada posição da lâmina. Para selecionar o par desejado, é preciso fazer uma análise de cada campo medido a fim de se estimar a largura a meia altura (FWHM) para o perfil radial da estrela, um valor mínimo (céu) e máximo (limite de saturação do CCD) para as contagens úteis, um limite nas contagens de fótons que só permite selecionar estrelas cujo perfil o ultrapassem (threshold) e o ruído de leitura e ganho do detetor utilizado.

O objetivo da fotometria de abertura resume-se em subtrair a contribuição dada pelo céu das contagens coletadas para cada estrela. Isto é feito simulando-se várias aberturas com raios cada vez maiores e concêntricas com o centro da estrela. As aberturas são tomadas até que o raio saia do perfil gaussiano da estrela e grande parte do céu ao redor do objeto seja coberta. A partir desta última abertura, cria-se uma coroa cuja área só contenha fótons provenientes do céu e então estima-se uma magnitude para este valor. Com isso, o fluxo em cada anel crescente centrado na estrela tem a porção do céu eliminada. A rotina que calcula a fotometria dos objetos denomina-se *phot* e seus parâmetros de entrada consistem basicamente no raio das aberturas e na largura do anel representando o céu (ambos em pixels), além das coordenadas geradas pelo *daofind*.

A rotina *phot* gera uma série de informações fotométricas sobre cada estrela medida. Apesar disso, os únicos dados necessários ao cálculo da polarização são a magnitude estimada do céu (em contagens por pixels), o número de pixels contidos no anel ao redor da estrela (que só engloba contagens do céu), a soma sobre a contagem de fótons em cada abertura, o raio e a área de cada uma (ambos em pixels). Esta extração é feita através da tarefa *txdump* que gera um arquivos de dados utilizado eventualmente pelos programas de redução polarimétrica. A seguir, está explicitada a tela de edição de parâmetros principal do *phot* seguida de três subrotinas incorporadas na tarefa responsáveis respectivamente por obter informações sobre o perfil radial da estrela (*datapars*), estimar as contagens do céu (*fitskypars*) e ajustar este parâmetros para o cálculo da fotometria de abertura (*photpars*). Alguns parâmetros, como ganho (GAIN) e ruído de leitura (RDNOISE), podem ser extraídos do próprio cabeçalho das imagens. Portanto, basta digitar o nome

destes parâmetros na tela de edição das rotinas para que estas busquem estes valores no cabeçalho das imagens. No caso, a fotometria está sendo realizada sobre a estrela HD 142148, a mesma usada para exemplificar o *ccdproc*.

```

                                I R A F
                          Image Reduction and Analysis Facility

PACKAGE = daophot
      TASK = phot

image   =           @f106  Input image(s)
coords  =           default Input coordinate list(s) (default:
image.coo.?)
output  =           f106.mag Output photometry file(s) (default:
image.mag.?)
skyfile =           Input sky value file(s)
(plotfil=           ) Output plot metacode file
(datapar=           ) Data dependent parameters
(centerp=           ) Centering parameters
(fitskyp=           ) Sky fitting parameters
(photpar=           ) Photometry parameters
(interac=           no) Interactive mode ?
(radplot=           no) Plot the radial profiles?
(verify =           )_.verify) Verify critical phot parameters ?
(update  =           )_.update) Update critical phot parameters ?
(verbose=           )_.verbose) Print phot messages ?
(graphic=           )_.graphics) Graphics device
(display=           )_.display) Display device
(icomman=           ) Image cursor: [x y wcs] key [cmd]
(gcomman=           ) Graphics cursor: [x y wcs] key [cmd]
(mode   =           ql)

```

```

                                I R A F
                          Image Reduction and Analysis Facility

PACKAGE = daophot
      TASK = datapars

(scale   =           1.) Image scale in units per pixel
(fwhmpsf=           2.44) FWHM of the PSF in scale units
(emissio=           yes) Features are positive ?
(sigma   =           1.) Standard deviation of background in counts
(datamin=           -3.07) Minimum good data value
(datamax=           32000.) Maximum good data value
(noise   =           poisson) Noise model
(ccdread=           RDNOISE) CCD readout noise image header keyword
(gain    =           GAIN) CCD gain image header keyword
(readnoi=           4.9) CCD readout noise in electrons
(epadu   =           1.) Gain in electrons per count
(exposur=           ) Exposure time image header keyword
(airmass=           ) Airmass image header keyword
(filter  =           ) Filter image header keyword
(obstime=           ) Time of observation image header keyword
(itime   =           1.) Exposure time
(xairmas=           INDEF) Airmass
(ifilter=           INDEF) Filter
(otime   =           INDEF) Time of observation
(mode    =           ql)

```

I R A F
Image Reduction and Analysis Facility

PACKAGE = daophot
TASK = fitskypars

(salgori=	mode)	Sky fitting algorithm
(annulus=	14.)	Inner radius of sky annulus in scale units
(dannulu=	5.)	Width of sky annulus in scale units
(skyvalu=	0.)	User sky value
(smaxite=	10)	Maximum number of sky fitting iterations
(sloclip=	0.)	Lower clipping factor in percent
(shiclip=	0.)	Upper clipping factor in percent
(snrejec=	50)	Maximum number of sky fitting rejection
iteratio		
(sloreje=	3.)	Lower K-sigma rejection limit in sky sigma
(shireje=	3.)	Upper K-sigma rejection limit in sky sigma
(khist =	3.)	Half width of histogram in sky sigma
(binsize=	0.1)	Binsize of histogram in sky sigma
(smooth =	no)	Boxcar smooth the histogram
(rgrow =	0.)	Region growing radius in scale units
(mksky =	no)	Mark sky annuli on the display
(mode =	ql)	

I R A F
Image Reduction and Analysis Facility

PACKAGE = daophot
TASK = photpars

(weighti=	constant)	Photometric weighting scheme
(apertur=	4,5,6,7,8,9,10,11,12,13)	List of aperture radii in scale units
(zmag =	25.)	Zero point of magnitude scale
(mkapert=	no)	Draw apertures on the display
(mode =	ql)	

3.2.2.2 Cálculo da polarização interestelar

O pacote de redução de imagens polarimétricas PCCDPACK foi desenvolvido pelo Prof. Antônio Mário Magalhães e seu aluno Antonio Pereyra, ambos do IAG/USP, para o cálculo de polarização interestelar de objetos pontuais. As rotinas que o compõe foram escritas em CL (*Command Language*) para serem rodadas dentro do ambiente *IRAF* e poder utilizar algumas das bibliotecas e pacotes já existentes. Uma descrição detalhada do pacote PCCDPACK, incluindo tarefas que não foram utilizadas neste trabalho, pode ser encontrada no *site* http://www.astro.iag.usp.br/~antonio/gaveta/reduc_detalhada.htm.

Após realizar a fotometria sobre as imagens, a rotina *phot* cria um arquivo de magnitudes (*.mag) contendo todas as informações fotométricas obtidas da estrela para cada uma das suas dezesseis imagens (agrupadas duas a duas) correspondentes às oito posições da lâmina retardadora. Como já foi explicado na seção anterior, parte destas informações é extraída do arquivo de magnitudes e reagrupada em um arquivo de dados. É deste novo arquivo que são calculados os parâmetros necessários para definir a polarização de um objeto.

Uma vez criado o arquivo de dados (*.dat), a rotina PCCD do PCCDPACK pode ser executada para gerar os parâmetros polarimétricos de cada um dos objetos medidos. Esta


```

# of stars in the file :
No. of stars : 1
# of waveplate positions observed :
No. of waveplate positions : 8
# of apertures observed :
No. of apertures observed: 10
Calcita (c) ou polaroide (p) ?
Calcita (c) ou polaroide (p) ? c
Readnoise - ADU
Readnoise - ADU : 4.9
Ganho - e/adu
Ganho (e/adu) : 5.
Delta do angulo :
Delta do angulo : 133.575
Numero de imagens de 1 estrela: 2
REDUCAO CCD
STAR # 1 *****
APERTURE = 4.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00392 -0.00087 0.00113 0.00402 37.3 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00785 -0.00046 0.00483 0.00224
-0.00100 -0.00035 0.00202 0.00042

APERTURE = 5.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00352 -0.00096 0.00091 0.00365 35.9 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00687 -0.00009 0.00338 0.00248
-0.00157 -0.00045 0.00226 0.00081

APERTURE = 6.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00301 -0.00086 0.00078 0.00313 35.6 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00586 -0.00028 0.00290 0.00220
-0.00119 -0.00042 0.00209 0.00054

APERTURE = 7.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00303 -0.00087 0.00071 0.00315 35.5 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00564 -0.00038 0.00268 0.00213
-0.00146 -0.00032 0.00234 0.00066

APERTURE = 8.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00289 -0.00083 0.00066 0.00301 35.5 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00529 -0.00031 0.00265 0.00202

```

```

-0.00143 -0.00041 0.00219 0.00060

APERTURE = 9.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00291 -0.00079 0.00062 0.00302 36.0 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
0.00519 -0.00021 0.00258 0.00198
0.00163 -0.00037 0.00226 0.00059

APERTURE = 10.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00289 -0.00078 0.00061 0.00299 36.0 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00511 -0.00016 0.00253 0.00199
-0.00170 -0.00038 0.00222 0.00061

APERTURE = 11.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00285 -0.00077 0.00060 0.00295 36.0 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00501 -0.00020 0.00246 0.00196
-0.00171 -0.00032 0.00221 0.00062

APERTURE = 12.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00284 -0.00074 0.00058 0.00293 36.2 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00494 -0.00025 0.00244 0.00191
-0.00173 -0.00023 0.00223 0.00059

APERTURE = 13.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.00281 -0.00072 0.00055 0.00290 36.4 0.0003

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.00481 -0.00024 0.00238 0.00185
-0.00178 -0.00022 0.00227 0.00056

```

Quando se faz polarimetria utilizando oito posições na lâmina retardadora, sua rotação cobre um ângulo de 180° ($= 8$ posições $\times 22,5^\circ$). Como já foi dito, a equação 3.3 representa a modulação do sinal recebido pelo detetor para cada posição ψ da lâmina. Esta modulação apresenta-se em termos da componente Q' (a variável Z na equação 3.3) e sua intensidade ajusta-se a uma função oscilante expressa em termos de uma combinação de senos e cossenos de 4ψ . Desta forma, ao rodar a lâmina de um ψ total igual a 180° , são cobertos 2 comprimentos de onda desta modulação ($4 \times 180^\circ = 720^\circ$) e, com isso, obtém-se o parâmetro Q' (e, eventualmente, U' por ser uma base ortogonal a esta) em relação ao eixo óptico do retardador. Deste mesmo modo, quando são usadas 4 e 16 posições da lâmina, o ajuste matemático cobre 1 e 4 comprimentos de onda da modulação, respectivamente (é por este motivo que um número maior de posições da lâmina implica em um erro menor na medida, isto é, há mais pontos para serem ajustados na curva). O erro na

polarização é calculado a partir da diferença entre os valores medidos e seus ajustes sobre esta curva. A variável que representa este erro é denominada “sigma” e está contida entre os comandos FORTRAN que constituem a tarefa PCCD (apêndice B). O erro chamado de “sigmatheor” é o erro estatístico obtido a partir da estatística de fótons. No caso das estrelas *Hipparcos* (brilhantes), nosso erro é pouco influenciado pelas contagens, uma vez que temos fótons suficientes. Portanto a maior fonte de erro nesse caso é a cintilação atmosférica e de origem instrumental.

A rotina *graf.cl* constrói o gráfico representativo da amplitude de modulação em função das posições da lâmina retardadora. Como exemplo desta saída gráfica, está apresentada na figura (3.7) a modulação do sinal da padrão polarizada HD 110984 ($P_V \sim 5,20\%$). Os oito pontos correspondem às posições da lâmina e pode ser percebido que eles são ajustados a dois comprimentos de onda da modulação. O parâmetro *THETA* é irreal já que, como foi mencionado, a correção angular não é aplicada a estrelas padrão (apesar de ser delas que se descobre esta correção). Se este gráfico for construído para alguma das estrelas não-padrão, os pontos estarão todos defasados do $\Delta\theta = 2(\psi - \theta)$ correspondente à noite em que a estrela foi medida.

O passo final consiste em determinar qual das aberturas deve ser escolhida como a que contém os parâmetros polarimétricos mais corretos. Para tal, usa-se a rotina *macrol*, cuja função nada mais é que selecionar a abertura que apresenta o menor erro na polarização (σ_P).

I R A F

Image Reduction and Analysis Facility

PACKAGE = clpackage

TASK = macrol

```
file_in =      f106_02mai12.log  Archivo de saida do PCCD
(file_ou=     f106_02mai12.out)  Archivo de saida MACROL
(flist  =      )
(mode    =      ql)
```

Sendo assim, quando se roda o *macrol*, todas as aberturas são investigadas a fim de se encontrar a que contém o menor σ_P em seus resultados.

```
cl> macrol
Archivo de saida do PCCD (f106_02mai12.log):
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 1. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 2. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 3. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 4. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 5. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 6. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 7. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 8. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 9. of 10.
Evaluating...star 1 of 1 , aperture 10. of 10.
```

O arquivo de saída (que possui extensão “.out”) exhibe, portanto, a abertura selecionada.

p004.log star 1

Q	U	SIGMA	P	THETA	Δ THETA	SIGMAt _h	APERT.	Q _{inst}	U _{inst}
0.05179	0.00434	0.00044	0.05198	2.4	5.5	0.00019	12	0.05168	0.00561

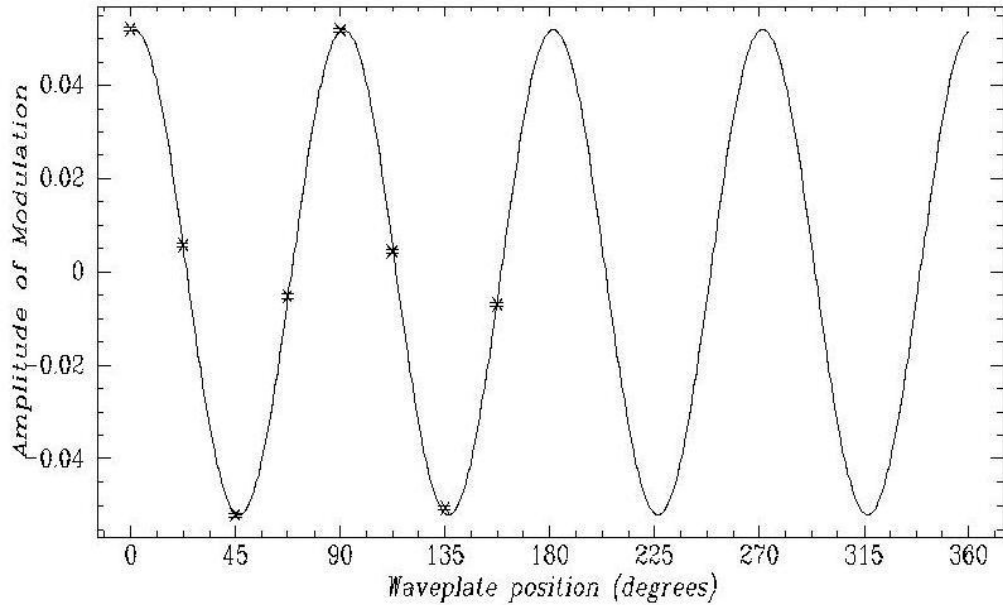


Figura 3.7: Amplitude de modulação do sinal em função das posições da lâmina retardadora

Q	U	SIGMA	P	THETA	SIGMAt _h	APERTURE
-0.00281	-0.00072	0.00055	0.00290	36.4	0.0003	13.

Para o exemplo utilizado, a polarização percentual obtida foi então 0,29% com um erro de $\sim 0,06\%$. O ângulo θ referente à orientação do vetor campo elétrico em relação ao PNC, já corrigido da rotação inserida pelo analisador, é $36,4^\circ$ com um erro teórico de $0,0003^\circ$. A incerteza em θ é dada pela expressão $\epsilon(\theta) = 28^\circ, 65[\epsilon(P)/P]$ (Serkowski, 1974). Todos estes resultados foram encontrados na abertura que contém 13 pixels de raio a partir do centro da estrela. Há casos, como este mesmo, que raios maiores devem ser estudados. Isto ocorre exatamente porque o menor erro apareceu na última abertura selecionada e nada garante que, se houvesse uma abertura maior ainda, o menor erro permaneceria na abertura de 13 pixels. Para tais casos, deve-se variar a faixa de aberturas selecionadas (deslocando-a, por exemplo, de 4 a 13 pixels para 6 a 15 pixels, o que mantém a quantidade de 10 aberturas) ou até mesmo implementar variações no código FORTRAN a fim de se conseguir um número maior de aberturas (ao invés de 10). O apêndice B contém as rotinas FORTRAN dos programas pccd e macrol.

Capítulo 4

Distância à Nuvem Molecular Lupus 1

Um método alternativo utilizado para se estimar distâncias a nuvens situadas na vizinhança solar baseia-se na polarimetria de estrelas que tenham suas distâncias previamente determinadas. Esta amostra deve conter estrelas situadas aquém e além do meio do qual deseja-se conhecer a distância de forma que, ao atravessá-lo, a luz destas últimas sofra extinção e se polarize. De posse destes dados, é possível construir um gráfico *Polarização* \times *Distância* onde cada ponto corresponde à polarização e à distância de cada estrela medida. O aspecto final do gráfico deve indicar valores baixos de polarização para estrelas mais próximas do Sol e um aumento gradual destes valores para estrelas um pouco mais distantes (intuitivamente, quanto mais longe do Sol, mais espaço contendo material polarizador para a luz estelar é esperado). A uma certa distância, deve ocorrer um salto no valor da polarização indicando que, naquela posição, provavelmente existe grande quantidade de material absorvendo e polarizando a luz, provavelmente uma nuvem. Pela análise do gráfico, pode-se concluir que o valor da distância que corresponde ao salto na polarização indica a posição da nuvem. Sendo assim, todas as estrelas localizadas além deste valor apresentarão uma polarização relativamente alta.

Neste projeto, foram observadas estrelas do catálogo *Hipparcos* (ESA, 1997) que estão na linha de visada da nuvem molecular Lupus 1 e da região que a circunda.

4.1 Polarimetria de estrelas *Hipparcos*

O catálogo *Hipparcos* fornece distâncias com grande precisão para estrelas até 100-150 pc. Para nossas medidas, foram selecionadas cerca de 130 estrelas com paralaxe trigonométrica $\pi_H \geq 0,004''$ (distância ≤ 250 pc) e razão erro/paralaxe $\sigma_{\pi_H}/\pi_H \leq 1/3$. Estas condições foram escolhidas a fim de se obter uma alta confiabilidade nas distâncias estimadas.

Para se obter a distância de Lupus 1, medimos a polarização no filtro B de estrelas situadas na linha de visada da nuvem e de regiões vizinhas. A figura (4.1) exhibe o mapa da emissão em $100 \mu\text{m}$ produzido a partir do *IRAS Sky Survey Atlas (ISSA)* (figura da esquerda, centrada em $\delta = -32^\circ$ e $\alpha = 15^{\text{h}}40^{\text{m}}$, época 1950). Três regiões distintas

podem ser identificadas: as mais escuras, local onde há maior emissão, indicam a presença da nuvem (localizada na parte inferior da figura) e de pequenas condensações à direita e acima na imagem. No centro, pode ser percebida uma emissão bastante baixa que corresponde a uma cavidade no material da nuvem. Essa cavidade coincide em posição e forma com uma fonte extensa de raios X de baixa energia (0,1-2,4 keV) e que está indicada na figura 4.1 (direita) através de um mapeamento feito pelo satélite *ROSAT* (*Röntgen Satellite*). É visível a emissão em raios X próxima ao centro da cavidade, assim como a “sombra” causada pela nuvem Lupus 1, localizada abaixo da cavidade (o próximo capítulo apresenta modelos que propõem uma possível relação entre a fonte e a cavidade). A terceira região apresenta uma emissão relativamente baixa (mas ainda maior que a da cavidade) e encontra-se ao redor da cavidade, separando-a das nuvens escuras. Para uma melhor identificação destas três regiões, daqui pra frente elas serão tratadas como nuvem (Lupus 1), inter-nuvem e cavidade.

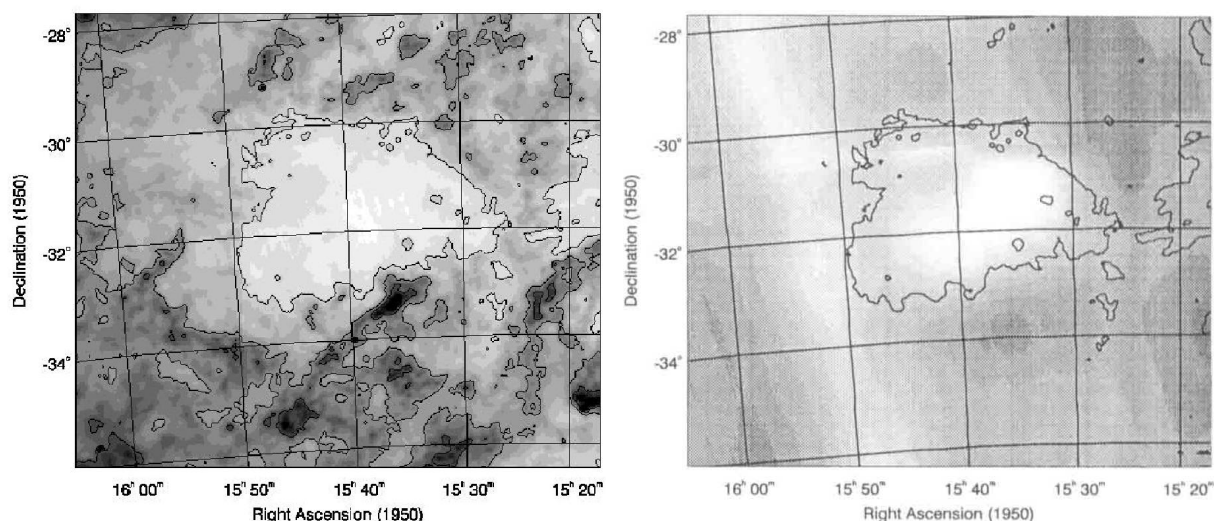


Figura 4.1: Mapa em $100\mu\text{m}$ (esquerda) e em raios X de baixa energia (direita) para a região de Lupus 1. Para esta, os contornos em $100\mu\text{m}$ estão traçados para comparação.

As estrelas medidas possuem linhas de visada na direção de Lupus 1 (e condensações com densidades similares), da inter-nuvem e da cavidade. Os valores obtidos para a polarização de cada estrela e sua respectiva distância medida pelo *Hipparcos* são exibidas na figura (4.2).

Como esperado, o gráfico mostra uma polarização que cresce gradualmente com a distância até cerca de 130-150pc, onde parece ocorrer um salto significativo em seu valor. Para uma análise mais esclarecedora, convém construir dois novos gráficos: um deles contendo somente estrelas com linha de visada na direção da cavidade e outro contendo estrelas na direção das nuvens e da inter-nuvem (figura 4.3). No primeiro caso, a polarização é bastante baixa para praticamente todas estrelas, chegando, no máximo, a 0,25%. Por se tratar de uma cavidade, este resultado era esperado já que não há muitos grãos para espalhar a luz. Por outro lado, o segundo gráfico exibe um pequeno aumento na polarização (em relação à cavidade) para distâncias menores e mostra claramente que, entre 130 e 150 pc, a polarização medida cresce rapidamente, contendo muitas estrelas

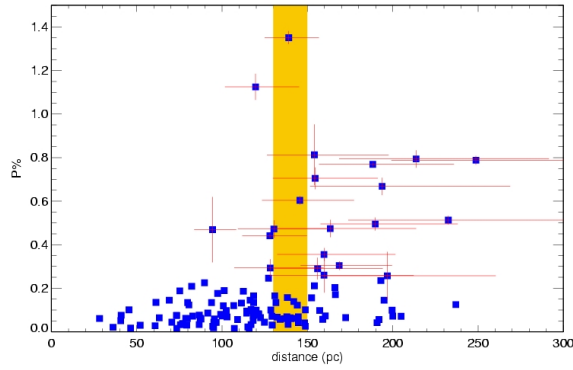


Figura 4.2: Polarização para todas estrelas *Hipparcos* medidas (As barras horizontais e verticais indicam o erro na distância e na polarização, respectivamente).

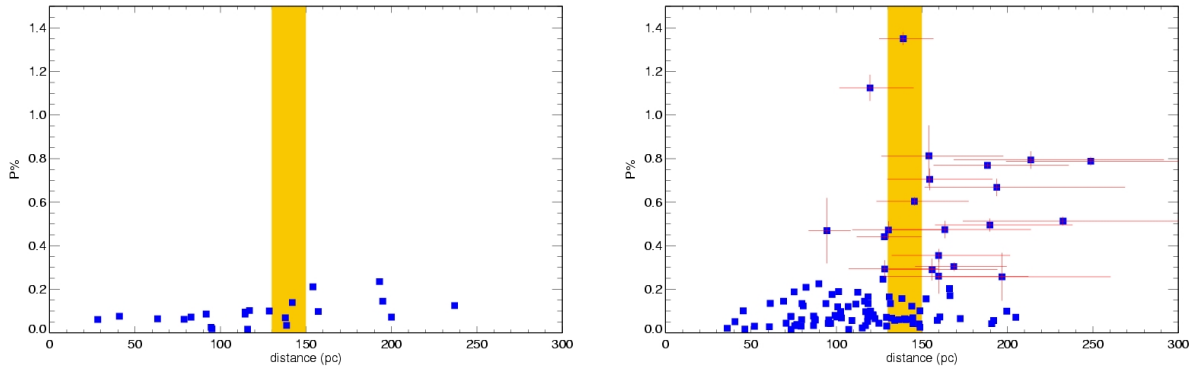


Figura 4.3: Polarização para estrelas na direção da cavidade (esquerda) e na direção das nuvens e inter-nuvem (direita).

com polarização na faixa de 0,25% a 1,35%. Dessa forma, pode-se concluir que Lupus 1 encontra-se a 130-150 pc do Sol. As estrelas que, mesmo após esta distância, mostraram baixo espalhamento da radiação emitida estão na linha de visada de regiões menos densas localizadas entre as nuvens escuras (ver figura 4.1, esquerda).

Quando analisamos as barras de erro nas distâncias das estrelas, podemos notar que praticamente todas amostras que possuem polarização maior que 0,25% encontram-se na faixa de 130-150 pc ou além dela. Por outro lado, quando levamos em consideração o erro na polarização das estrelas mais próximas ($d < 120$ pc) (este erro não está indicado no gráfico mas está contido na tabela 4.1) inferimos que a polarização para estas amostras é realmente baixa. Enfim, analisando em conjunto estas informações, podemos sugerir que tanto Lupus 1 quanto a inter-nuvem situam-se a 130-150 pc. A única estrela do gráfico que não apresenta esses parâmetros ($d \approx 93$ pc e $P \approx 0,5\%$) será medida novamente em missões futuras ao Laboratório Nacional de Astrofísica para que possamos verificar se o valor da polarização desta estrela, na verdade, é menor que aquele exibido no gráfico.

Todas as informações e resultados obtidos para as estrelas observadas podem ser encontrados na tabela (4.1). Para cada objeto, a tabela fornece: o número no catálogo HD, a magnitude visual aparente V , a distância d e respectivo erro σ_d (em parsecs), a polarização P (filtro B) e respectivo erro σ_P , a orientação θ do vetor polarização em relação ao

Pólo Norte Celeste, a ascensão reta α , declinação δ e número no catálogo SAO.

Tabela 4.1: Resultados e informações gerais para cada estrela *Hipparcos* medida. A tabela contém o número no catálogo HD, a magnitude aparente visual V, a distância d e respectivo erro σ_d (em parsecs), a polarização P (filtro B) e respectivo erro σ_P , a orientação θ do vetor polarização, a ascensão reta α , declinação δ e número no catálogo SAO.

HD	V	d (pc)	σ_d	P (%)	σ_P	θ ($^\circ$)	α (1950)	δ (1950)	SAO
136762	7,99	79,8	6,5	0,107	0,048	88,1	15 ^h 20 ^m 56,59 ^s	-34° 35' 57,72 ^{''}	206584
136867	9,24	163	39	0,457	0,048	6,70	15 ^h 21 ^m 33,24 ^s	-33° 53' 30,91 ^{''}	206589
136942	9,32	160	40	0,164	0,030	41,6	15 ^h 21 ^m 57,54 ^s	-33° 55' 12,34 ^{''}	206595
136961	6,75	148	19	0,041	0,033	84,8	15 ^h 22 ^m 04,15 ^s	-35° 46' 19,30 ^{''}	206599
136988	8,74	214	57	0,798	0,049	105,8	15 ^h 22 ^m 09,96 ^s	-31° 36' 33,27 ^{''}	206603
137013	8,82	73,4	6,5	0,094	0,033	56,5	15 ^h 22 ^m 14,27 ^s	-31° 59' 47,48 ^{''}	206604
137055	7,41	121	14	0,079	0,044	86,4	15 ^h 22 ^m 29,64 ^s	-32° 00' 41,10 ^{''}	206608
137095	9,23	123	20	0,091	0,018	98,8	15 ^h 22 ^m 38,11 ^s	-33° 23' 22,83 ^{''}	206615
137132	9,56	107	15	0,224	0,051	101,4	15 ^h 22 ^m 48,88 ^s	-30° 26' 16,76 ^{''}	206623
137119	7,63	117	13	0,033	0,033	87,1	15 ^h 22 ^m 52,08 ^s	-36° 03' 17,85 ^{''}	206625
137349	9,81	107	18	0,015	0,013	45,0	15 ^h 24 ^m 03,81 ^s	-31° 30' 01,90 ^{''}	206654
137412	9,74	75,6	9,2	0,029	0,010	115,5	15 ^h 24 ^m 28,47 ^s	-32° 29' 21,48 ^{''}	206659
137475	9,62	120	23	0,083	0,020	81,3	15 ^h 24 ^m 44,39 ^s	-28° 35' 35,44 ^{''}	183480
137499	9,47	141	35	0,064	0,012	89,5	15 ^h 25 ^m 03,94 ^s	-36° 05' 39,14 ^{''}	206664
137573	9,46	145	31	0,084	0,026	175,6	15 ^h 25 ^m 23,60 ^s	-35° 26' 41,55 ^{''}	206668
137614	9,63	95	22	0,047	0,028	73,5	15 ^h 25 ^m 36,19 ^s	-34° 02' 13,81 ^{''}	206676
137747	8,19	188	38	0,769	0,019	149,6	15 ^h 26 ^m 09,99 ^s	-29° 25' 35,20 ^{''}	183500
137727	8,93	87	20	0,071	0,024	107,7	15 ^h 26 ^m 10,92 ^s	-31° 09' 07,78 ^{''}	206686
137728	7,15	190	39	0,495	0,032	83,1	15 ^h 26 ^m 12,77 ^s	-31° 20' 01,87 ^{''}	206688
137798	6,43	61	12	0,045	0,020	103,4	15 ^h 26 ^m 28,01 ^s	-28° 43' 30,63 ^{''}	183506
137782	9,36	87	11	0,081	0,017	87,2	15 ^h 26 ^m 28,50 ^s	-33° 00' 46,06 ^{''}	206692
137834	8,52	103	19	0,123	0,069	79,5	15 ^h 26 ^m 48,49 ^s	-35° 15' 39,47 ^{''}	206698
137876	8,64	90	12	0,225	0,086	75,3	15 ^h 26 ^m 56,22 ^s	-28° 42' 23,27 ^{''}	183517
138009	8,80	92	27	0,086	0,019	22,2	15 ^h 27 ^m 51,94 ^s	-32° 09' 46,80 ^{''}	206708
138046	7,51	152	22	0,156	0,016	156,1	15 ^h 28 ^m 02,55 ^s	-33° 26' 25,64 ^{''}	206713
138089	7,95	132	19	0,134	0,040	86,9	15 ^h 28 ^m 25,56 ^s	-35° 29' 58,79 ^{''}	206718
138138	6,87	100	10	0,079	0,046	58,1	15 ^h 28 ^m 41,18 ^s	-33° 40' 47,79 ^{''}	206720
138220	8,03	128	19	0,441	0,014	137,3	15 ^h 29 ^m 10,01 ^s	-32° 29' 02,64 ^{''}	206729
138221	6,49	139	16	1,352	0,029	170,4	15 ^h 29 ^m 15,17 ^s	-32° 44' 29,99 ^{''}	206734
138296	8,62	146	26	0,600	0,026	81,8	15 ^h 29 ^m 46,88 ^s	-31° 00' 13,36 ^{''}	206739
138360	9,40	79	26	0,034	0,059	65,2	15 ^h 30 ^m 12,46 ^s	-33° 49' 29,96 ^{''}	206745
138394	9,05	159	34	0,057	0,056	68,0	15 ^h 30 ^m 17,45 ^s	-29° 26' 20,29 ^{''}	183558
138515	9,23	114	19	0,095	0,063	116,6	15 ^h 31 ^m 08,37 ^s	-31° 53' 40,30 ^{''}	206759
138529	8,66	155	30	0,705	0,054	159,5	15 ^h 31 ^m 15,15 ^s	-33° 14' 19,16 ^{''}	206762
138575	6,98	119	12	0,076	0,017	86,4	15 ^h 31 ^m 34,52 ^s	-33° 02' 01,49 ^{''}	206768
138616	9,56	233	78	0,513	0,029	61,5	15 ^h 31 ^m 47,33 ^s	-30° 38' 36,94 ^{''}	206778
138779	8,13	79,6	7,1	0,060	0,031	73,6	15 ^h 32 ^m 42,85 ^s	-28° 20' 15,17 ^{''}	183592
138791	7,70	117	13	0,094	0,028	89,9	15 ^h 32 ^m 49,24 ^s	-28° 54' 49,99 ^{''}	183596
138792	8,76	193	51	0,235	0,065	69,8	15 ^h 32 ^m 53,75 ^s	-31° 45' 07,58 ^{''}	206785
138874	8,98	154	34	0,81	0,15	40,6	15 ^h 33 ^m 20,52 ^s	-29° 26' 14,72 ^{''}	183604
138923	6,26	113	11	0,19	0,16	166,3	15 ^h 33 ^m 35,67 ^s	-32° 57' 24,64 ^{''}	206795

Tabela 3.1: continuação.

HD	V	d (pc)	σ_d	P (%)	σ_P	θ ($^\circ$)	α (1950)	δ (1950)	SAO
138939	9,55	83	19	0,072	0,078	107,0	15 ^h 33 ^m 44,32 ^s	-30° 26' 37,10"	206796
139095	7,91	114	14	0,086	0,021	62,8	15 ^h 34 ^m 42,29 ^s	-31° 55' 20,15"	206810
139123	8,89	129	28	0,071	0,033	10,6	15 ^h 34 ^m 53,53 ^s	-29° 10' 34,33"	183629
139105	8,33	63	11	0,064	0,034	90,0	15 ^h 34 ^m 53,07 ^s	-31° 23' 30,66"	206814
139124	8,62	154	31	0,211	0,022	22,1	15 ^h 34 ^m 52,77 ^s	-32° 21' 00,28"	206813
139184	7,49	95	15	0,79	0,13	119,2	15 ^h 35 ^m 17,48 ^s	-31° 07' 03,05"	206821
139290	6,32	172	24	0,064	0,011	158,7	15 ^h 35 ^m 45,05 ^s	-28° 04' 20,72"	183641
139450	8,74	74	6	0,100	0,044	20,9	15 ^h 36 ^m 47,40 ^s	-34° 38' 48,14"	206837
139449	8,48	205	48	0,106	0,042	30,0	15 ^h 36 ^m 49,70 ^s	-34° 29' 58,15"	206839
139500	9,33	191	55	0,044	0,025	32,6	15 ^h 37 ^m 00,88 ^s	-28° 22' 22,43"	183667
139502	8,63	41	2	0,052	0,034	3,8	15 ^h 37 ^m 04,77 ^s	-32° 50' 38,14"	206842
139520	8,84	116	18	0,029	0,022	6,8	15 ^h 37 ^m 12,29 ^s	-30° 48' 11,46"	206845
139522	8,01	103	11	0,048	0,015	73,4	15 ^h 37 ^m 19,32 ^s	-36° 02' 19,25"	206847
139560	9,88	141	34	0,062	0,018	88,9	15 ^h 37 ^m 26,83 ^s	-35° 34' 03,80"	206851
139613	6,35	195	34	0,15	0,17	119,9	15 ^h 37 ^m 41,53 ^s	-31° 04' 52,00"	206858
139696	8,83	28	1	0,061	0,034	46,4	15 ^h 38 ^m 09,48 ^s	-32° 44' 02,52"	206864
139676	7,58	99	10	0,079	0,040	67,5	15 ^h 38 ^m 08,42 ^s	-35° 17' 43,04"	206863
139732	9,21	149	31	0,10	0,13	35,9	15 ^h 38 ^m 19,65 ^s	-29° 16' 07,83"	183695
139899	8,34	95	23	0,025	0,052	95,5	15 ^h 39 ^m 09,87 ^s	-31° 42' 56,57"	206876
139883	8,37	97	12	0,043	0,009	100,5	15 ^h 39 ^m 14,94 ^s	-34° 45' 27,00"	206877
139979	8,34	149	24	0,21	0,20	159,4	15 ^h 39 ^m 50,12 ^s	-35° 37' 46,07"	206886
140126	9,28	120	21	1,125	0,067	5,0	15 ^h 40 ^m 35,20 ^s	-33° 13' 16,63"	206899
140127	8,52	82	9	0,21	0,13	119,7	15 ^h 40 ^m 38,38 ^s	-35° 06' 47,14"	206901
140241	9,15	128	25	0,293	0,046	63,6	15 ^h 41 ^m 08,49 ^s	-35° 20' 42,94"	206912
140329	6,62	79	6	0,054	0,016	40,3	15 ^h 41 ^m 29,33 ^s	-31° 28' 25,27"	206919
140475	7,72	125	16	0,046	0,026	30,7	15 ^h 42 ^m 27,54 ^s	-34° 58' 23,66"	206931
140562	9,44	237	77	0,125	0,019	8,2	15 ^h 42 ^m 51,73 ^s	-31° 01' 35,86"	206938
140636	6,88	139	17	0,028	0,042	32,0	15 ^h 43 ^m 13,21 ^s	-29° 54' 48,20"	183763
140637	9,37	41	2	0,076	0,071	40,8	15 ^h 43 ^m 14,10 ^s	-30° 13' 14,05"	206946
140673	9,06	160	33	0,355	0,034	123,2	15 ^h 43 ^m 27,41 ^s	-29° 03' 11,09"	183768
140703	8,20	118	16	0,052	0,037	173,9	15 ^h 43 ^m 46,71 ^s	-35° 45' 12,84"	206955
140857	9,66	161	41	0,073	0,015	107,0	15 ^h 44 ^m 26,96 ^s	-28° 26' 36,25"	183783
140817	6,82	131	28	0,165	0,080	25,9	15 ^h 44 ^m 24,95 ^s	-35° 22' 59,85"	206968
140840	7,34	118	15	0,074	0,044	133,4	15 ^h 44 ^m 26,65 ^s	-35° 23' 27,63"	206969
140876	8,50	101	12	0,189	0,044	66,6	15 ^h 44 ^m 32,81 ^s	-33° 09' 34,48"	206971
140900	8,61	129	36	0,099	0,019	91,5	15 ^h 44 ^m 39,64 ^s	-32° 29' 17,30"	206974
140940	8,72	109	15	0,46	0,29	154,8	15 ^h 44 ^m 52,33 ^s	-33° 20' 25,96"	206978
140993	9,03	129	23	0,031	0,087	79,2	15 ^h 45 ^m 08,32 ^s	-29° 11' 15,15"	183794
141107	7,68	73	6	0,073	0,016	7,5	15 ^h 45 ^m 50,51 ^s	-28° 39' 47,56"	183810
141133	8,16	117	14	0,100	0,046	151,6	15 ^h 45 ^m 54,84 ^s	-31° 57' 38,56"	207000
141190	7,96	145	22	0,064	0,035	139,5	15 ^h 46 ^m 19,27 ^s	-29° 21' 28,62"	183818
141275	9,47	142	31	0,139	0,096	51,7	15 ^h 46 ^m 45,16 ^s	-33° 05' 17,03"	207012
141313	8,89	200	45	0,099	0,030	34,1	15 ^h 46 ^m 57,16 ^s	-31° 08' 10,18"	207017
141327	7,47	200	35	0,072	0,032	5,4	15 ^h 47 ^m 06,52 ^s	-32° 41' 00,50"	207020
141517	9,84	87	13	0,077	0,054	52,2	15 ^h 47 ^m 58,54 ^s	-31° 00' 52,48"	207031
141536	8,36	140	45	0,064	0,057	71,0	15 ^h 48 ^m 17,05 ^s	-34° 55' 26,34"	207039
141599	8,19	46	3	0,007	0,023	164,6	15 ^h 48 ^m 31,51 ^s	-29° 57' 45,13"	183855
141684	8,90	157	29	0,146	0,043	49,8	15 ^h 48 ^m 50,28 ^s	-32° 36' 22,25"	207047
141698	7,00	138	15	0,069	0,022	66,4	15 ^h 48 ^m 55,52 ^s	-32° 33' 46,32"	207050
141756	9,58	192	67	0,058	0,018	91,1	15 ^h 49 ^m 17,40 ^s	-28° 37' 10,12"	183868
141759	9,15	136	25	0,060	0,048	127,5	15 ^h 49 ^m 20,61 ^s	-34° 42' 19,06"	207060
141832	6,39	81	6	0,121	0,045	33,1	15 ^h 49 ^m 39,35 ^s	-29° 45' 49,37"	183873

Tabela 3.1: continuação.

HD	V	d (pc)	σ_d	P (%)	σ_P	θ (°)	α (1950)	δ (1950)	SAO
141815	7,64	77	6	0,034	0,042	138,6	15 ^h 49 ^m 35,67 ^s	-33° 59' 56,20"	207065
141869	9,16	127	20	0,25	0,18	25,8	15 ^h 49 ^m 56,74 ^s	-33° 14' 02,65"	207074
142058	9,05	116	23	0,145	0,098	24,7	15 ^h 50 ^m 54,29 ^s	-28° 51' 49,96"	183892
142077	9,65	94	12	0,47	0,16	34,5	15 ^h 51 ^m 03,28 ^s	-32° 30' 56,62"	207092
142148	8,75	156	31	0,290	0,055	36,4	15 ^h 51 ^m 29,33 ^s	-31° 56' 42,04"	207096
142217	8,17	75	6	0,188	0,066	13,3	15 ^h 51 ^m 52,75 ^s	-30° 18' 16,49"	207103
142407	6,21	121	12	0,079	0,033	21,4	15 ^h 52 ^m 55,41 ^s	-30° 57' 49,92"	207119
142457	8,04	197	48	0,26	0,12	65,7	15 ^h 53 ^m 12,78 ^s	-28° 14' 27,14"	183934
142429	7,75	166	30	0,203	0,020	25,7	15 ^h 53 ^m 10,05 ^s	-35° 33' 23,21"	207123
142458	9,37	194	54	0,668	0,040	95,0	15 ^h 53 ^m 21,90 ^s	-35° 18' 29,01"	207129
142643	6,91	134	15	0,057	0,090	93,2	15 ^h 54 ^m 24,09 ^s	-35° 48' 32,53"	207146
142727	8,05	61	4	0,135	0,046	12,3	15 ^h 54 ^m 43,65 ^s	-29° 52' 39,86"	183966
142770	8,94	71	7	0,044	0,022	56,0	15 ^h 54 ^m 52,14 ^s	-32° 40' 02,28"	207157
142851	7,03	111	11	0,125	0,019	22,4	15 ^h 55 ^m 23,34 ^s	-31° 36' 40,16"	207168
142832	9,52	130	25	0,460	0,049	10,6	15 ^h 55 ^m 24,90 ^s	-35° 25' 01,06"	207170
142954	9,04	166	39	0,17	0,10	56,7	15 ^h 56 ^m 01,52 ^s	-28° 11' 05,64"	183980
142992	8,66	122	21	0,12	0,45	102,7	15 ^h 56 ^m 13,69 ^s	-31° 56' 06,97"	207189
143070	8,27	98	11	0,176	0,087	22,5	15 ^h 56 ^m 44,41 ^s	-30° 22' 28,42"	207196
143051	6,97	249	62	0,784	0,028	123,4	15 ^h 56 ^m 42,70 ^s	-32° 53' 44,10"	207195
143096	9,61	52	5	0,030	0,087	25,1	15 ^h 56 ^m 51,36 ^s	-30° 12' 56,47"	207197
143114	7,34	36	1	0,021	0,038	35,3	15 ^h 57 ^m 04,52 ^s	-29° 30' 58,24"	183999
143098	7,65	30,5	0,9	0,126	0,049	65,8	15 ^h 57 ^m 06,58 ^s	-35° 43' 44,73"	207200
143134	8,35	165	35	0,843	0,073	121,5	15 ^h 57 ^m 14,55 ^s	-32° 32' 41,25"	207204
143147	6,57	119	13	0,163	0,034	15,6	15 ^h 57 ^m 17,29 ^s	-31° 03' 08,24"	207206
143149	6,83	119	13	0,134	0,087	111,2	15 ^h 57 ^m 16,96 ^s	-33° 16' 09,19"	207205
143215	8,21	94	19	0,134	0,027	78,7	15 ^h 57 ^m 49,87 ^s	-35° 58' 20,29"	207221
143337	8,01	46	3	0,101	0,064	18,5	15 ^h 58 ^m 27,46 ^s	-32° 34' 47,94"	207230
143404	6,33	169	26	0,317	0,021	37,5	15 ^h 58 ^m 43,09 ^s	-31° 46' 27,53"	207234
143443	9,01	115	18	0,022	0,047	82,3	15 ^h 58 ^m 57,92 ^s	-34° 06' 51,57"	207240
143538	8,64	101	11	0,122	0,018	27,5	15 ^h 59 ^m 37,94 ^s	-35° 09' 21,10"	207252
143619	6,07	138	16	0,159	0,020	29,2	16 ^h 00 ^m 05,94 ^s	-29° 01' 19,67"	184049
143637	9,07	88	9	0,058	0,024	11,6	16 ^h 00 ^m 09,00 ^s	-30° 33' 12,38"	207263
143649	7,78	96	9	0,058	0,050	34,9	16 ^h 00 ^m 16,34 ^s	-30° 49' 50,97"	207266
143673	8,75	69	11	0,147	0,057	10,5	16 ^h 00 ^m 20,05 ^s	-32° 02' 54,70"	207269
143675	8,06	132	17	0,068	0,030	17,5	16 ^h 00 ^m 32,86 ^s	-35° 10' 27,17"	207275

4.2 Comparação com resultados anteriores

Devido à proximidade do complexo de nuvens escuras em Lupus e ao grande número de estrelas com emissão em H α e outros objetos que, acredita-se, estão associados a estas nuvens, ele tornou-se particularmente interessante para investigações de formação estelar de baixa massa. Como será visto nesta seção, este interesse deu origem a estudos que levaram a uma estimativa bastante confiável para o valor de distância ao complexo, bem como descreveram sua relação com o meio interestelar local.

Particularmente, os resultados alcançados com este trabalho concordam consideravelmente com aqueles obtidos para o subgrupo Lupus 1. Isto faz com que a estimativa de distância a esta nuvem esteja correta e possa ser então uma informação confiável para futuros estudos nesta região.

4.2.1 Resultados obtidos por excesso de cor

O fato de Lupus se projetar na mesma direção que a associação de estrelas quentes Scorpius-Centaurus fez surgir alguns modelos para tentar explicar uma possível relação entre estes objetos. Medidas anteriores colocam a associação a cerca de 170 pc com uma dispersão física de ± 40 pc. Com isso, foi suposto que o complexo molecular pudesse estar localizado no lado mais próximo de Sco-Cen (~ 130 pc) e que seus dois subgrupos observados (Sco superior e Cen-Lup superior) fossem, na verdade, uma só unidade parcialmente obscurecida pelas nuvens. Por outro lado, os agrupamentos poderiam de fato existir e o complexo Lupus estar fisicamente localizado entre eles.

A fim de estudar a distribuição espacial do meio interestelar na vizinhança Solar, Franco (1990) mediu cerca de 680 estrelas com linhas de visada próximas ao plano galáctico e em latitudes intermediárias. Uma destas direções cobre parte do complexo de nuvens escuras em Lupus (particularmente, Lupus 4 e adjacências) com uma área de aproximadamente $4^\circ \times 4^\circ$ e coordenadas galácticas $l = 336,69^\circ$ e $b = +7,88^\circ$ ($\alpha = 16^h$ e $\delta = -42^\circ$, época 1950). Por fotometria Strömgren (wby e $H\beta$), foram medidos os excessos de cor $E(b - y)$ de estrelas localizadas nesta direção e com distâncias que variam de aproximadamente 60 a 600 pc do Sol. Os altos valores de excesso $E(b - y)$ obtidos a partir de uma determinada distância sugeriram que Lupus 4 pode estar a 165 ± 15 pc, justamente entre os subgrupos da associação Sco-Cen (comprovando que eles existem de fato). Este valor concorda perfeitamente com a estimativa de distância às nuvens de ρ Ophiuchus, mostrando que, apesar da separação angular de 30° , ambos complexos podem de alguma forma estar relacionados. Além disso, uma outra linha de visada próxima a esta coincide com a região de interação entre a Bolha Local e Loop I (região vizinha, maior que a Bolha Local, que contém a associação Sco-Cen e que se acredita ser um remanescente de supernova) e, pela análise da distribuição de excesso de cor foi detectada a presença de algum material interestelar difuso que pode estar associado a esta interface (figura 4.4).

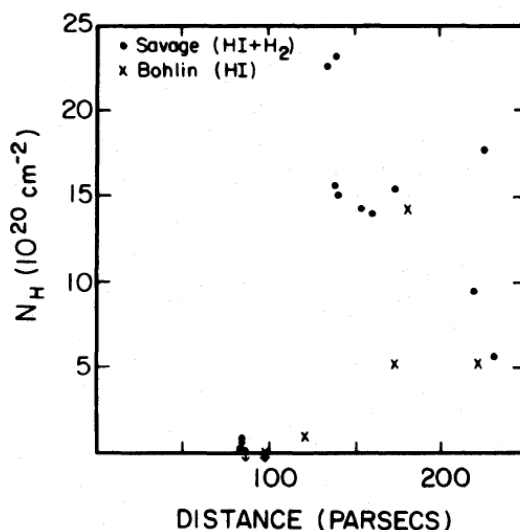


Figura 4.4: Absorção Lyman α e moleculares em função da distância estelar na direção . O salto em ~ 100 pc pode estar associado à interface de interação entre a Bolha Local e Loop 1. Os dados são de Bohlin (1975) e Savage et al. (1977) e estão expostos no artigo de Iwan (1980).

Mais tarde, Franco (2002) realizou fotometria Strömrgren em estrelas localizadas na direção de Lupus 1 e adjacências. Baseado no mapa de emissão em $100\mu\text{m}$ do *IRAS* (figura 4.1, esquerda), foram selecionadas estrelas na linha de visada da direção da cavidade, inter-nuvem e nuvem. Para cada objeto, as distâncias estimadas fotometricamente apresentaram grande concordância com aquelas medidas por paralaxe trigonométrica pelo *Hipparcos*, mostrando que a fotometria é de alta qualidade.

De posse destes dados, este autor realizou um estudo do excesso de cor $E(b - y)$ em função da distância a estas estrelas. Os resultados obtidos estão indicados nos gráficos da figura (4.5). O gráfico (a) mostra o avermelhamento para todas as estrelas selecionadas, contendo então todas regiões do mapeamento *IRAS*. Contudo, um resultado interessante pode ser percebido se for construído um gráfico para cada região. Dessa forma, a relação entre excesso de cor e distância pode ser analisada separadamente para estrelas na direção da cavidade (gráfico (b)), inter-nuvem (gráfico (c)) e nuvem (gráfico (d)). Como esperado, o baixo avermelhamento exibido pelas estrelas do gráfico (b) confirmam a presença de uma cavidade. A carência de grãos que espalhem e polarizem a luz também é indicada no presente trabalho já que praticamente nenhuma polarização foi medida nesta direção (figura 4.3, esquerda).

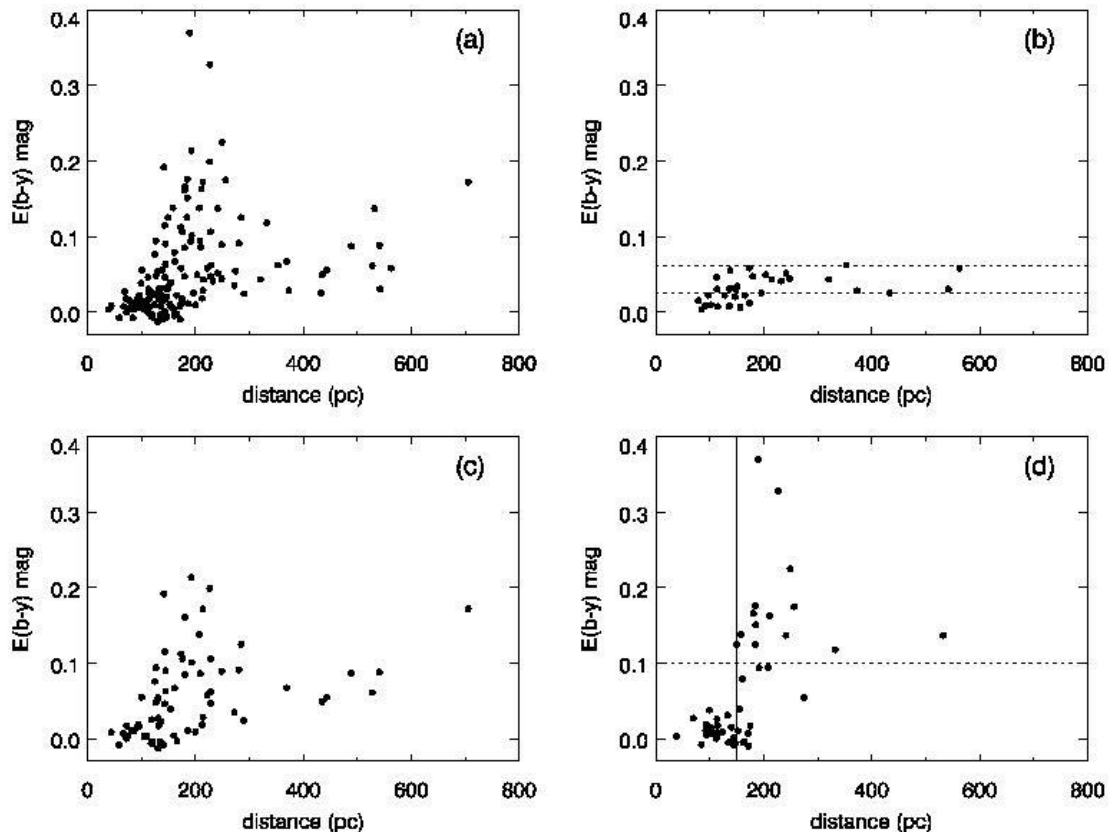


Figura 4.5: Excesso de cor $E(b - y)$ em função da distância estelar. O gráfico (a) exhibe os dados para todas as estrelas medidas. Os gráficos (b) a (d) são estas mesmas estrelas, porém exibindo as que estão situadas na direção da cavidade, inter-nuvem e nuvem, respectivamente (Franco, 2002).

Por outro lado, os gráficos (c) e (d) já exibem uma considerável absorção a partir de determinadas distâncias. Na direção da inter-nuvem, é notável o aumento no avermelhamento a partir de 100 pc. Acredita-se que esta região está relacionada com a zona de interação entre a Bolha Local e Loop I (a estrutura e as peculiaridades desta interação são exploradas no capítulo seguinte). Porém, o resultado mais surpreendente é indicado pelo gráfico (d), no qual o excesso de cor apresenta um aumento brusco em torno de 150 pc ($E(b - y) \geq 0,1^m$) e sugere fortemente que este valor parece ser a melhor estimativa para a distância a Lupus 1 (Franco, 2002). Novamente, há uma convergência de resultados para as medidas realizadas por polarimetria, no presente trabalho, e por outros métodos (Franco (2002), e referências lá contidas).

4.2.2 Outros resultados obtidos por polarimetria

Em um trabalho anterior, Rizzo et al (1998) realizaram investigações polarimétricas a fim de entender a evolução de dois dos principais sítios de formação de estrelas T Tauri no complexo de Lupus: os subgrupos Lupus 1 e 4. Com este estudo, a configuração das linhas de campo magnético ao longo destas nuvens foi obtida e, com isso, foi possível criar modelos para explicar suas formações. Além disso, medidas de emissão em 2,6 mm (transição rotacional do monóxido de carbono) forneceram as velocidades desses filamentos bem como o comportamento do gás e da poeira em suas estruturas. Em conjunto, estes resultados possibilitaram um maior entendimento de como se deu a evolução destes subgrupos.

Estes autores se basearam nos tipos espectrais de estrelas para estimar suas magnitudes absolutas e, conseqüentemente, suas distâncias. Diagramas de polarização por distância forneceram, para Lupus 1, $d \geq 140$ pc e, para Lupus 4, $d \geq 125$ pc (figura 4.6).

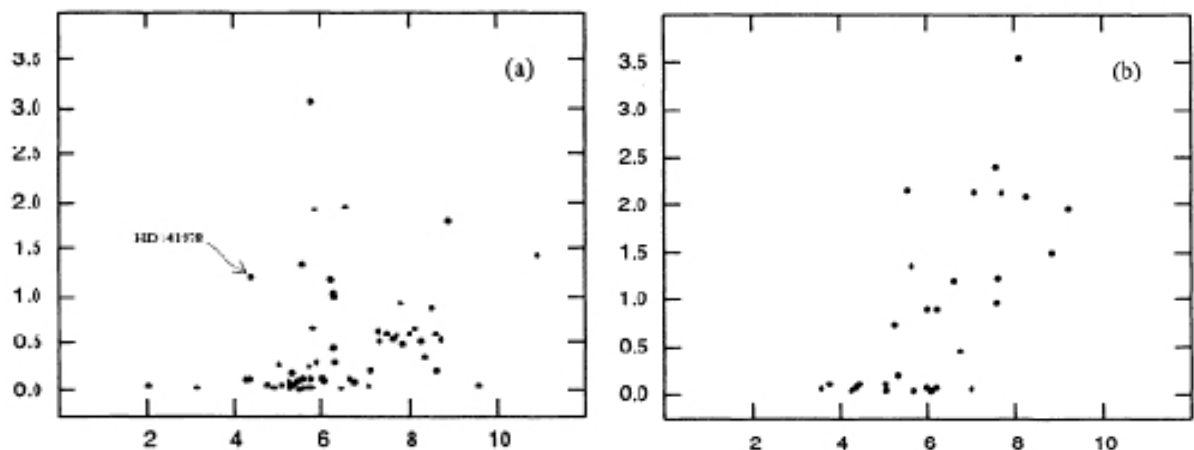


Figura 4.6: Polarização \times Módulo de Distância para Lupus 1 (esquerda) e 4 (direita) (Rizzo et al, 1998). A estrela indicada por uma seta no gráfico da esquerda não teve uma calibração espectral adequada. Portanto, esta diferença pode colocá-la em um valor maior de distância.

Pode-se perceber que novamente estes resultados concordam com os obtidos neste trabalho (para Lupus 1) e com o de Franco (1990 e 2002, para Lupus 4 e 1, respectiva-

mente). Todos estes valores encontram-se na faixa de 130-170 pc que Murphy et al. (1986) propuseram ao concluir que as nuvens escuras de Lupus são uma estrutura única (com Lupus 1 e 4 embebidas nela), difusa e estendem ao longo da linha de visada. Baseado no valor mais aceito para a distância à associação Sco-Cen (170 pc com uma dispersão física de ± 40 pc para membros situados ao longo da linha de visada), o modelo de Murphy et al. (1986) descreve as nuvens escuras como uma só estrutura que se estende desde o lado mais próximo da associação (130 pc) até, no máximo, 170 pc. Este modelo, juntamente com o de Franco (1990), sugere que as nuvens em Lupus estão localizadas fisicamente entre dois sub-grupos da associação Sco-Cen: US (*Upper – Scorpius*) e UCL (*Upper – Centaurus – Lupus*). Ao contrário do que se imaginava, as nuvens não causam um sombreamento sobre as estrelas de parte da associação Sco-Cen (causando a impressão de que somente US e UCL não estariam sofrendo a extinção provocada pela presença das nuvens moleculares à frente da associação). Além disso, seus resultados sugeriram que a massa do complexo é cerca de $M = 3,2 \times 10^4 M_{\odot}$ (Murphy et al., 1986).

O catálogo montado por Schneider & Elmegreen (1979) contém nuvens filamentosas que são formadas por fragmentos globulares (neste trabalho, eles sugerem que o destino de qualquer nuvem filamentar é se decompor nestes pequenos fragmentos). Dentre os objetos selecionados por estes pesquisadores, estão Lupus 1 e 4 e, baseados nos tamanhos angulares fornecidos pelo catálogo e nas distâncias obtidas por polarimetria, Rizzo et al. (1998) concluíram que estes filamentos possuem 6 e 7 pc de comprimento e 0,6 e 0,7 pc de largura, respectivamente.

O outro objetivo do trabalho de Rizzo e colaboradores consistia em medir a polarização interestelar de estrelas que se projetam sobre as nuvens filamentosas Lupus 1 e 4. Os resultados permitiram visualizar a orientação do campo magnético nestas condensações. A figura 4.7 apresenta os mapas de absorção na faixa do ótico para as duas nuvens (esquerda) e o respectivo mapeamento polarimétrico obtido para cada uma (direita). Como já se sabe, a polarização interestelar baseia-se no espalhamento diferencial da luz por grãos não-esféricos (§2.1) alinhados por algum fenômeno físico existente no universo (§2.2). Dentre eles, o alinhamento por dissipação paramagnética (Davis & Greenstein, 1951) devido ao campo magnético interestelar parece ser o mais presente e, sob certas condições, o mais efetivo de todos. Desta forma, o plano de vibração medido tende a se alinhar às linhas de campo magnético que preenchem o meio interestelar.

Os vetores polarização em Lupus 4 (figura 4.7, painel inferior) mostram que o campo magnético ali se apresenta bastante uniforme, aproximadamente perpendicular ao filamento ótico da nuvem (em média, a orientação θ dos vetores em relação ao Pólo Norte Celeste vale 26°). Isso quer dizer que o colapso de Lupus 4 pode ter ocorrido ao longo das linhas de campo magnético. Além disso, este padrão também é exibido pelos vetores obtidos das estrelas que estão na linha de visada da borda do filamento (figura 4.8, vetores inferiores) o que reforça este modelo de evolução. O fato da geometria das linhas de campo magnético na vizinhança de uma determinada nuvem apresentar a mesma configuração que aquelas dispostas ao longo da nuvem indica que o campo magnético naquela região, em larga escala, é consideravelmente uniforme e, portanto, o principal responsável pelo colapso da nuvem. Espectros de emissão CO ($J = 1 \rightarrow 0$) 2,6 mm também foram coletados e mostraram que a temperatura média da nuvem está entre 7-8 K e que ela toda se afasta do Sol a aproximadamente 4,5-5,0 km/s, com uma velocidade mínima em sua parte mais central (~ 4 km/s) que pode indicar uma pequena expansão ou contração na nuvem. Utilizando um modelo unidimensional simples baseado no estudo da estabilidade

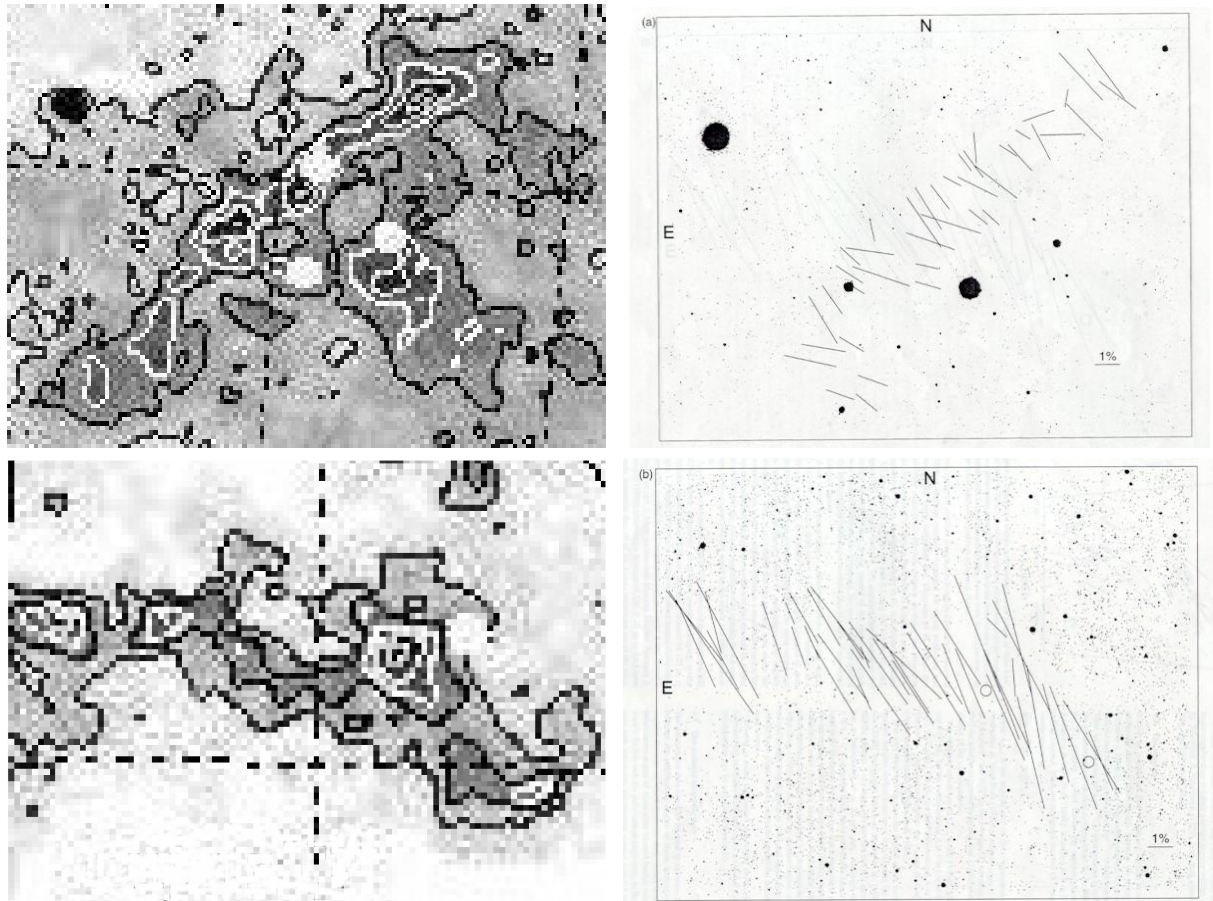


Figura 4.7: Esquerda: absorção no ótico para Lupus 1 (painel superior) e Lupus 4 (painel inferior). Direita: Vetores polarização representando o campo magnético em Lupus 1 e Lupus 4 (Rizzo et al, 1998).

dinâmica das nuvens, Rizzo e colaboradores consideraram Lupus 1 e 4 um conjunto de nuvens filamentosas alinhadas que se movem a velocidades diferentes ao longo da linha de visada. Baseado neste modelo, estes autores sugeriram que Lupus 4 mantém esta morfologia há aproximadamente 5 milhões de anos.

No caso de Lupus 1 (figura 4.7, painel superior), os vetores polarização das estrelas direcionadas ao longo da nuvem apresentaram uma configuração um pouco mais complexa. Apesar de, em média, estes vetores se orientarem cerca de 52° em relação ao Pólo Norte Celeste, a dispersão em torno deste valor é bastante alta. Além disso, a figura 4.8 (vetores superiores) indicam que os vetores polarização na vizinhança de Lupus 1 apresenta-se aproximadamente perpendicular àqueles exibidos ao longo da nuvem. Isto pode ser um indício de que o campo magnético não tenha sido tão efetivo em determinar a estrutura da nuvem em pequena escala, o que explica as pequenas condensações observadas ao longo do filamento. A existência destes fragmentos é indicada pela alta variabilidade do campo magnético de um filamento para outro e, inclusive, na mesma condensação.

As medidas de emissão CO apresentaram peculiaridades nas linhas (assimetrias, linhas largas e duplo pico) que comprovaram o caráter mais complexo de sua estrutura. O mapeamento neste comprimento de onda mostrou que há uma variação de velocidade ao longo do filamento, indo de 6 km/s em sua porção noroeste a 4 km/s na sudeste. Além disso, cortes transversais apresentaram um crescimento desta velocidade de oeste

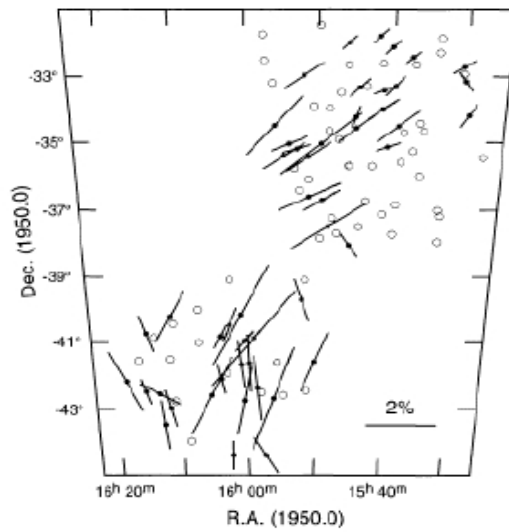


Figura 4.8: Vetores polarização obtidos por Rizzo et al (1998) para estrelas que estão nas linhas de visada da borda de Lupus 1 (acima) e Lupus 4 (abaixo).

pra leste. Todas estas informações em conjunto com o modelo adotado para a evolução da nuvem serviram para propor que, após 3-4 milhões de anos de sua formação, Lupus 1 tenha evidenciado sua fragmentação mais claramente que Lupus 4.

Por fim, a massa somada para as condensações presentes em Lupus 1 e 4 foi de $105 M_{\odot}$ e $27 M_{\odot}$, respectivamente (para detalhes do cálculo, ver Rizzo et al (1998)), concordando razoavelmente bem com trabalhos anteriores (Andreazza & Vilas-boas, 1996).

Capítulo 5

A Zona de Interação entre a Bolha Local e Loop I

O conhecimento adquirido ao longo das últimas décadas sobre o meio interestelar local tem sido profundamente enriquecido com o advento de novas tecnologias. Este avanço deve-se principalmente aos resultados obtidos junto às novas técnicas observacionais baseadas em telescópios espaciais de raios X e ultravioleta combinadas com espectros óticos de alta resolução e medidas fotométricas precisas adquiridas por instrumentos terrestres.

5.1 Estrutura e evolução da Bolha Local e de Loop I

Com estes novos recursos, foi possível obter informações sobre a vizinhança solar e, como já foi mencionado no capítulo 1 (§1.1), existem evidências que o Sol se encontra dentro de uma cavidade preenchida com gás quente e rarefeito denominada Bolha Local. Através de medidas em raios X de baixa energia, a região vem sendo mapeada e os resultados indicam que este meio compreende um volume bastante irregular, variando de 30 a 50 pc no plano galáctico e de 100 a 200 pc em direção ao Pólo Norte Galáctico (a bolha estende-se mais nesta direção que na oposta) (Snowden et al., 1990). Este mapeamento também surge de contribuições dadas por medidas de absorção em Na I e H I (Crawford, 1988; Sfeir et al., 1999), extinção (Franco (1990), ver §4.2), polarização (Leroy, 1993), etc.

Os modelos propostos para explicar a origem da Bolha Local estão todos associados a remanescentes de explosões supernovas ocorridas nos últimos 10^6 - 10^7 anos (Cox & Reynolds, 1987; Cowie & Songaila, 1986; Hartquist, 1994; Smith & Cox, 2001). Devido à baixa ocorrência de estrelas OB na vizinhança solar ($d \leq 100$ pc), alguns modelos descartam a hipótese de alguma estrela massiva isolada ter explodido para formar a região (Smith & Cox, 2001). Pelo contrário, estes modelos propõem que a Bolha Local pode ser fruto de várias explosões ocorridas em alguma associação estelar já extinta (Hartquist, 1994). Por outro lado, alguns autores sugerem que o pulsar Geminga poderia ser o remanescente da supernova que teria criado a Bolha Local (Gehrels & Chen, 1993; Frisch,

1993) e que a frente de choque associada à explosão, ao interagir com o gás frio do meio interestelar próximo, resultaria no material neutro que compõe a Bolha Local (Cowie & Songaila, 1986). Além disso, outros modelos (Frisch, 1981; Breitschwerdt et al., 1996) sugerem sua origem como uma explosão ocorrida na posição atual da associação Sco-Cen, um subproduto da superbolha Loop I. Por este assunto não abranger o tema central desta dissertação, não é necessário dedicar maior atenção a este dilema.

Loop I, por sua vez, tem seu volume limitado por um gás em expansão associado aos ventos estelares cumulativos e explosões de supernovas originadas na associação Sco-Cen em seu interior (Egger & Aschenbach, 1995). Estudos envolvendo esta expansão e a evolução da associação levam a crer que Loop I possui um raio de ~ 160 pc com centro próximo ao centro de massa de Sco-Cen. Medidas da distribuição da coluna de densidade de H I a altas latitudes galáticas ($b > 10^\circ$ e $l \sim 330^\circ$) apresentam um conjunto de nuvens filamentosas arqueadas e que podem estar colidindo entre si (Heiles & Jenkins, 1976). Este padrão também é exibido por medidas de polarização interestelar óptica de estrelas próximas (Mathewson & Ford, 1970) que colocaram um limite superior de 200 pc para a distância a estas nuvens (medidas em absorção de Ly_α de estrelas de Sco-Cen a 170 pc, geradas em grandes colunas de densidade de de H I, reforçam este valor). O que se chama de Loop I são observações de um enorme remanescente de supernova (o chamado “North Polar Spur”) visível no contínuo de rádio e raios X que se sobrepõe às nuvens filamentosas de H I (Iwan, 1980).

A análise destes resultados possibilitou a criação de um modelo para descrever a origem da superbolha Loop I. Para isso, foi suposto que as nuvens filamentosas representam o material interestelar remanescente da formação da associação Sco-Cen. Este material teria sido arrastado pela ação dos fortes ventos estelares gerados pelas estrelas formando uma bolha de gás e poeira concêntrica com a associação cuja massa estima-se ser cerca de $10^6 M_\odot$ (Franco, 1990). Dessa forma, uma explosão supernova de uma das estrelas mais massivas da associação geraria um remanescente que teria inflado dentro do ambiente quente, uniforme e pouco denso da bolha, previamente varrido pelos ventos estelares, e que hoje se dá o nome de Loop I. Raios X de baixa energia emergem da desaceleração das ondas de choque durante a colisão da supernova com as camadas mais internas da superbolha de hidrogênio neutro. Esta camada, por sua vez, expande a uma velocidade $V_{Hel} \sim 20 \text{ kms}^{-1}$ e tem densidade de partículas equivalente a $\sim 0,6 \text{ cm}^{-3}$. Seu interior quente possui uma temperatura e densidade médias de $4,6 \times 10^6 \text{ K}$ e $2,5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente (Egger & Aschenbach, 1995).

5.2 A interface de interação entre as bolhas

Na direção do quarto quadrante galático, cobrindo um ângulo sólido de $\sim \frac{7}{6}\pi$ esferorradianos, observações indicaram que as duas bolhas podem estar interagindo (esta é a mesma linha de visada de Lupus 1 e adjacências que está sendo explorada neste trabalho). Nesta zona de interação, uma parede densa de material interestelar limitada por uma estrutura de hidrogênio neutro se formou (Egger & Aschenbach, 1995) e, confirmando cálculos teóricos previamente desenvolvidos (Yoshioka & Ikeuchi, 1990), esta estrutura é aproximadamente elíptica e apresenta uma densidade de partículas da ordem de 15 cm^{-3} , 25 vezes maior que a do interior da bolha ($0,6 \text{ cm}^{-3}$), e uma coluna de densidade de H I de $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Fruscione et al., 1994). De posse destes dados, Breitschwerdt et al. (2000)

propôs que o anel neutro e denso está localizado a ≈ 80 -100 pc do Sol e que a parede de interação está a ≈ 60 pc (correspondente a um crescimento na coluna de densidade equivalente a 10^{20} cm $^{-2}$, Fruscione et al. (1994)). Sua elipcidade e não-alinhamento de seu centro com o de Loop I podem ser indícios de que o Sol não esteja no centro da Bolha Local. Uma evidência da existência desta parede foi dada ao se observar que o anel neutro é praticamente opaco na banda R1 do *ROSAT* (0,1 - 0,4 keV).

5.2.1 Peculiaridades na região inter-nuvem

As medidas de polarização interestelar realizadas neste trabalho, juntamente com os resultados obtidos via excesso de cor por Franco (1990), forneceram uma distância aproximada de 130-150 pc para Lupus 1. Pelos dados polarimétricos, o gráfico das nuvens (figura 4.3, direita) sugere a presença de algum material mais tênue anterior a elas. Por outro lado, a análise de excesso de cor (figura 4.5, gráfico c) exibe um salto na absorção que não é tão acentuado, mas que também sugere a presença de algum material anterior a 150 pc e que está associado à inter-nuvem. Analisados em conjunto, os diagramas (b) e (d) (figura 4.5) parecem indicar que a cavidade observada na emissão em $100\mu\text{m}$ é devido a uma depressão no material inter-nuvem, localizado a uma distância inferior à das nuvens moleculares como um todo ($d \sim 100$ pc). A cavidade foi descoberta há alguns anos por Gahm et al. (1990) ao analisarem este mapeamento de emissão em $100\mu\text{m}$ fornecido pelo *IRAS* (figura 4.1, esquerda). Seu formato é um tanto alongado e centrado em $15^{\text{h}}38^{\text{m}}$ de ascensão reta e -32° de declinação ($l = 339,8^\circ$ e $b = 18,2^\circ$).

Como mencionado anteriormente, a cavidade coincide em posição e forma com uma fonte estendida de raios X de baixa energia - H1538–32 - previamente descoberta por Riegler et al, em 1980, usando um detector de baixa energia do experimento *HEAO A-2*, e posteriormente confirmada pelo *ROSAT all-sky survey*. Dadas as suas características, foi suposto que a fonte poderia ser um remanescente antigo de supernova que pode estar localizado a 340 pc (Riegler et al, 1980). Posteriormente, estudos do gás associado a H1538–32 mostraram efeitos dinâmicos de uma frente de choque em expansão interagindo com o meio interestelar e que a distância a essa região de choque é de aproximadamente 950 pc (Colomb et al., 1984), valor muito superior aos 340 pc sugeridos por Riegler et al. em 1980. Através de observações no contínuo de rádio e emissão em 21 cm, Colomb et al. propuseram uma relação entre a fonte e sua vizinhança, para a qual as medidas de rádio indicaram a presença de material contendo uma cavidade elíptica ao redor da fonte e a emissão em 21 cm seria resultado dos efeitos dinâmicos da interação da frente de choque da supernova com o ambiente. Por fim, foi proposto que a cavidade em $100\mu\text{m}$ e a fonte de raios X possam estar relacionadas, sendo que a primeira poderia ser o resultado da expansão do remanescente de supernova, ocasionando uma eventual expansão na poeira interestelar próxima à explosão (devido a colisões de partículas de gás e poeira) e criando, então, uma cavidade (Gahm et al., 1990).

5.2.2 Efeitos de instabilidades magneto-hidrodinâmicas na interface

Com base na informação dada acima, nota-se que a distância ao suposto remanescente de supernova (RSN) é muito incerta uma vez que os valores obtidos por Riegler et al. (1980) e Colomb et al. (1984) são bastante discrepantes. Por outro lado, as distâncias

estimadas para as nuvens escuras em Lupus colocam o complexo a ~ 150 pc do Sol. Nesse cenário, ou a estimativa de distância ao RSN está incorreta, ou a cavidade encontra-se muito atrás da região que contém as nuvens moleculares. Contudo, as medidas de polarização interestelar e excesso de cor indicaram que a cavidade observada em $100\mu\text{m}$ representa uma depressão no material inter-nuvem. Esse resultado é contraditório com a distância estimada ao RSN! Portanto, ou a cavidade e o RSN não possuem origens comuns, ou a distância ao RSN foi superestimada. É bom observar que a distância fotométrica da cavidade é muito mais precisa, já que a melhor estimativa para o RSN (950 ± 300 pc, Colomb et al. (1984)) apresenta um erro bastante alto.

Um modelo alternativo para explicar a origem da cavidade pode estar no trabalho de Breitschwerdt et al. (2000). Cálculos detalhados realizados por esses autores mostram que, devido à alta pressão existente em Loop I, há a possibilidade de ocorrência de instabilidades em grande escala. Sob certas condições, estas instabilidades podem tornar-se não-lineares, provocando desprendimento de material da interface e formando pequenas condensações neutras que viajam balisticamente em direção ao Sol. Dentro da Bolha Local, o sistema solar encontra-se embebido em uma nuvem parcialmente ionizada, chamada convencionalmente de Nuvem Interestelar Local. Estudos anteriores mostraram que, na vizinhança desta região, existem também outras nuvens de tamanhos comparáveis porém neutras. O mecanismo acima descrito foi proposto como o responsável por produzir estas pequenas nuvens neutras observadas e que estão predominantemente se afastando da associação Sco-Cen. Baseado nos resultados obtidos por Breitschwerdt et al. (2000) e em

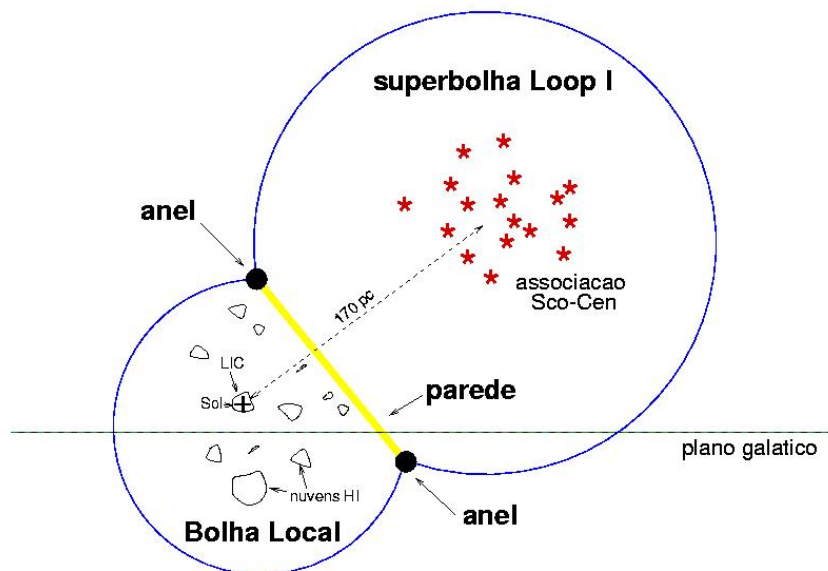


Figura 5.1: Ilustração representando a interação entre a Bolha Local e a superbolha Loop I (corte longitudinal perpendicular ao plano galático). A representação das bolhas não está em escala (Breitschwerdt et al., 2000).

medidas de excesso de cor na região *IRAS* próxima a Lupus 1 (figura 4.5), Franco (2002) propôs que a região inter-nuvem pode ser identificada como a própria parede de interação

entre a Bolha Local e Loop I. Se, de fato, existe esta correspondência, a origem da cavidade observada em $100\mu\text{m}$ pode estar associada ao fenômeno estudado por Breitschwerdt et al (2000).

Como se sabe, a extensa formação estelar observada no interior da superbolha, juntamente com os fortes ventos e explosões de supernovas freqüentes na associação Sco-Cen, aquecem continuamente o gás que a permeia. Dessa forma, é pertinente assumir que a pressão em seu interior é maior que na Bolha Local, onde nenhuma evidência de formação estelar ativa é encontrada. Esta diferença de pressão pode ser responsável por deformar a interface em direção à Bolha Local, de forma que a distância de 80-100 pc do anel seria um limite superior para a posição da interface (enquanto partes mais interiores, na direção do centro de Loop I, estariam mais próximas). Em um caso extremo, é provável que desprendimento de material possa ocorrer, dando origem a pequenas nuvens que se afastam balisticamente da interface (figura 5.1). Deste modo, a existência de um RSN nessa direção começa a ser questionada uma vez que a emissão em raios X descoberta por Riegler et al (1980) pode decorrer do gás aquecido dentro de Loop I (ao invés de ser resultado de uma explosão de supernova). Esta emissão, não encontrando material que a absorvesse na interface Bolha Local-Loop I, teria ultrapassado a parede. Dessa forma, nuvens moleculares como Lupus 1 causariam um efeito de sombreamento sobre a emissão de raios X (figura 4.1, direita).

Capítulo 6

A Geometria do Campo Magnético em Lupus 1 e Condensações Próximas

O mapeamento em $100\mu\text{m}$ obtido pelo *IRAS* (figura 4.1, esquerda) exhibe algumas regiões que apresentam muita emissão. Estas regiões representam condensados que provavelmente contêm núcleos de formação estelar. Um estudo polarimétrico foi realizado em alguns padrões filamentosares que se projetam na vizinhança da cavidade $100\mu\text{m}$, incluindo Lupus 1. As medidas visaram entender o comportamento do campo magnético localmente e compará-lo à região toda. A relação existente entre a geometria do campo magnético e a morfologia de uma nuvem escura pode fornecer informações importantes sobre sua evolução.

6.1 Comparação entre a emissão em $100\mu\text{m}$ e os vetores polarização

A primeira parte da pesquisa consistiu em determinar a distância do Sol até a nuvem escura Lupus 1. Para tal, foi selecionada uma amostra de estrelas com distâncias já medidas pelo *Hipparcos* para que se estimasse a polarização interestelar proporcionada por Lupus 1 à radiação vinda destas estrelas (§4.1).

O princípio usado nesta segunda parte é um pouco diferente. Ao invés de estrelas *Hipparcos*, foram escolhidos campos (contendo várias estrelas) que estão na direção de diversas condensações situadas na vizinhança da cavidade *IRAS* e o objetivo foi medir a polarização do maior número possível de estrelas em cada um. A princípio, nada se sabe sobre estas estrelas de campo (tipo espectral, distância, etc.) visto que o que se deseja é somente a orientação dos vetores polarização. Estatisticamente, quanto mais estrelas forem medidas, maior o número de vetores obtidos e, com isso, maior a confiabilidade no resultado final da direção do campo magnético nestas nuvens.

A figura (6.1) mostra como estão orientados os vetores polarização das estrelas que medimos até então em relação ao mapeamento em $100\mu\text{m}$. Os vetores vermelhos correspondem à polarização de cada estrela *Hipparcos* usada para se estimar a distância à

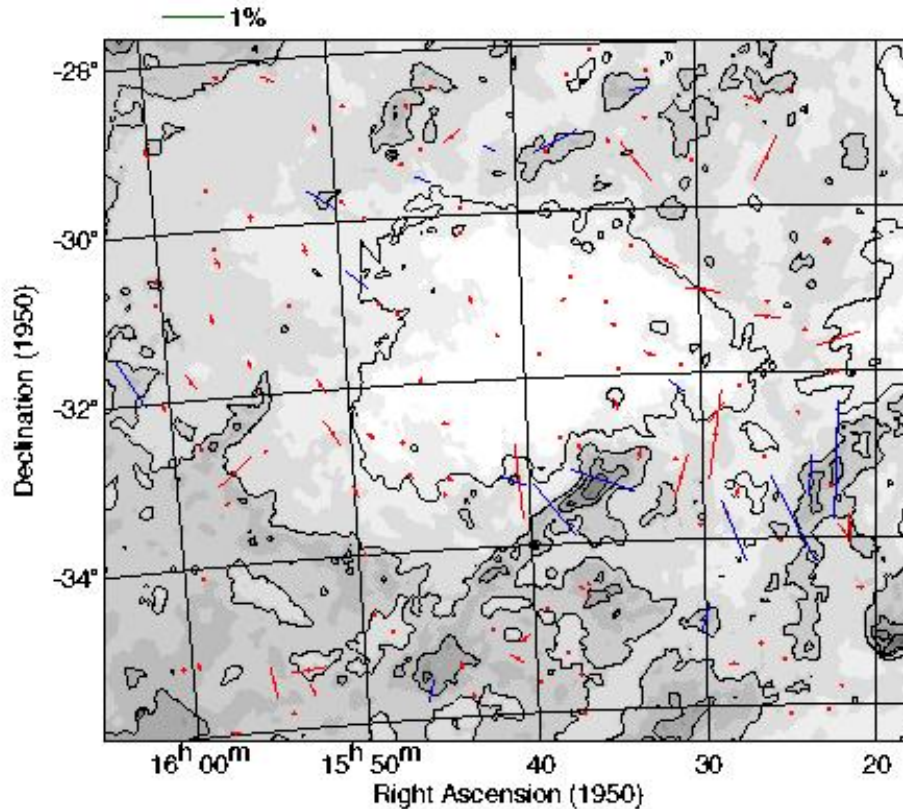


Figura 6.1: Vetores polarização superpostos ao mapeamento *IRAS*. Vetores vermelhos correspondem à polarização das estrelas *Hipparcos*. Vetores azuis correspondem à média da polarização das estrelas de campo (a escala percentual está indicada no alto).

nuvem. As coordenadas das estrelas são as mesmas dos vetores, sendo que estes estão centrados nelas. Como esperado, os menores vetores são observados na direção da cavidade e, à medida que adentram a região inter-nuvem bem como o halo que envolve Lupus 1 e adjacências, eles tornam-se maiores devido à presença de poeira para polarizar a luz (estrelas pouco polarizadas nestas regiões podem estar na direção de pequenos focos de densidade baixa entre as nuvens e/ou localizadas aquém das mesmas).

Pouca informação pode ser obtida sobre a estrutura do campo magnético com esta amostra pois cada vetor é o resultado da medida para uma só estrela. Uma análise rápida colocaria uma disposição aproximadamente caótica para estes vetores, sugerindo um padrão complexo de orientação das linhas de campo. Mas, em certas regiões, uma pequena uniformidade pode ser percebida. Por exemplo, entre -28° e -34° de declinação e $15^{\text{h}}50^{\text{m}}$ e $16^{\text{h}}00^{\text{m}}$ de ascensão reta parece haver um alinhamento vetorial ($\bar{\theta} \sim 25^\circ 03'$ com uma dispersão aproximada de $9^\circ 11'$) que propõe uma uniformidade maior e um campo melhor definido neste setor.

Um resultado interessante que pode ser percebido destas amostras está associado à emissão em raios X desta mesma região. Se analisarmos o mapeamento *ROSAT* exibido na figura 4.1 (direita), podemos ver que entre $15^{\text{h}}20^{\text{m}}$ e $15^{\text{h}}30^{\text{m}}$ existe um sombreamento desta emissão provocado provavelmente pelo meio interestelar localizado à sua frente. Nossos resultados também indicaram uma extinção maior nestas coordenadas. Basta ver

que a polarização interestelar das estrelas *Hipparcos* foi maior que a típica obtida para outros pontos da região inter-nuvem. Este resultado concorda com o que está indicado pelo mapeamento *ROSAT*, uma vez que ambas medidas indicaram a presença de algum material mais denso nesta direção.

A polarização obtida das estrelas de campo (vetores azuis) representa um campo magnético consideravelmente uniforme localmente. Como pode ser observado na figura (6.1), a orientação média dos vetores obtida para cada campo⁴ de estrelas mostrou-se basicamente paralela ao eixo maior das nuvens. Ou seja, as linhas de campo magnético estendem-se ao longo do filamento mais extenso de cada condensação (com exceção de Lupus 1).

6.2 Campo magnético nas condensações filamentosares

A tabela (6.1) expõe as coordenadas equatoriais para alguns dos campos medidos, além da polarização (medida no filtro R) e orientação médias sobre as estrelas medidas em cada um.

Tabela 6.1: Coordenadas equatoriais (1950) do centro de alguns dos campo medidos.

Campo	α	δ	$\langle P \rangle$ (%)	$\langle \theta \rangle$ (°)
Campo 002	15 ^h 22 ^m 19,47 ^s	-33° 04' 14,48"	1,77	177,6
Campo 003	15 ^h 23 ^m 49,27 ^s	-33° 15' 19,13"	0,64	176,0
Campo 004	15 ^h 24 ^m 10,00 ^s	-33° 29' 00,00"	1,20	171,6
Campo 005	15 ^h 24 ^m 50,26 ^s	-33° 45' 55,46"	1,50	31,7
Campo 018	15 ^h 28 ^m 17,57 ^s	-33° 54' 05,39"	1,017	25,0
Campo 022	15 ^h 30 ^m 01,49 ^s	-34° 56' 57,12"	0.494	159,8
Campo 028	15 ^h 31 ^m 23,13 ^s	-32° 09' 16,37"	0.359	57,8
Campo 036	15 ^h 33 ^m 04,86 ^s	-28° 33' 39,73"	0.316	94,9
Campo 049	15 ^h 35 ^m 48,36 ^s	-33° 15' 31,33"	1.19	72,4
Campo 058	15 ^h 37 ^m 46,69 ^s	-29° 09' 55,67"	0.850	112,6
Campo 063	15 ^h 38 ^m 28,46 ^s	-33° 22' 13,90"	0.433	54,8
Campo 064	15 ^h 38 ^m 36,36 ^s	-33° 34' 58,10"	1.104	42,2
Campo 072	15 ^h 40 ^m 58,35 ^s	-33° 12' 40,05"	0.500	70,7
Campo 073	15 ^h 41 ^m 23,31 ^s	-29° 13' 06,52"	0.208	69,8
Campo 088	15 ^h 45 ^m 10,11 ^s	-29° 33' 04,44"	0.321	69,6
Campo 095	15 ^h 46 ^m 16,41 ^s	-35° 40' 32,15"	0.351	163,8
Campo 108	15 ^h 49 ^m 08,95 ^s	-30° 41' 44,00"	0.459	53,8
Campo 115	15 ^h 50 ^m 50,00 ^s	-29° 43' 00,00"	0.559	58,6
Campo 128	16 ^h 02 ^m 04,88 ^s	-31° 44' 16,04"	0.883	31,9

Apesar dos padrões complexos de polarização obtidos sugerirem uma orientação variável para o campo magnético em larga escala, uma forte uniformidade foi observada para

⁴Cada vetor azul corresponde à polarização e orientação média obtida para cada campo medido.

as nuvens filamentosas localizadas ao redor da cavidade. Isso quer dizer que, localmente, o campo magnético encontra-se “congelado” ao longo dos filamentos infravermelhos.

6.2.1 Lupus 1

Não são todos os grumos que apresentaram esta configuração magnética uniforme. Os resultados obtidos até então para Lupus 1 mostraram que as linhas de campo magnético lá são perpendiculares ao filamento maior da nuvem (das regiões contidas na tabela 6.1, as que se situam na direção de Lupus 1 são os campos 049, 063 e 064). Este resultado concorda com a configuração obtida por Rizzo et al (1998) e reforça a hipótese de que sua formação tenha ocorrido ao longo das linhas de campo magnético.

A maioria das direções medidas têm sua projeção ao longo do filamento maior da nuvem. Aquelas estudadas até agora apresentaram vetores predominantemente perpendiculares a este filamento (figura 6.2). Isto quer dizer que, se o campo magnético se comporta como a principal entidade durante o colapso de uma nuvem escura, seu aspecto deve parecer “achatado” com seu eixo longo orientado perpendicularmente às linhas de campo, visto que o material parcialmente ionizado da nuvem está vinculado a se mover ao longo destas linhas.

Conforme as medidas de Rizzo et al (1998), a polarização interestelar obtida para a borda de Lupus 1 pode atingir até 2% e o posicionamento dos vetores se deu aproximadamente paralelo ao eixo maior da nuvem. Analisados em conjunto, estes resultados sugerem um campo magnético torcido em algum lugar na sua estrutura e, além disso, essa variação parece ser abrupta. É importante notar, entretanto, que esses resultados são preliminares. Observações adicionais são necessárias para uma descrição definitiva do campo magnético em Lupus 1.

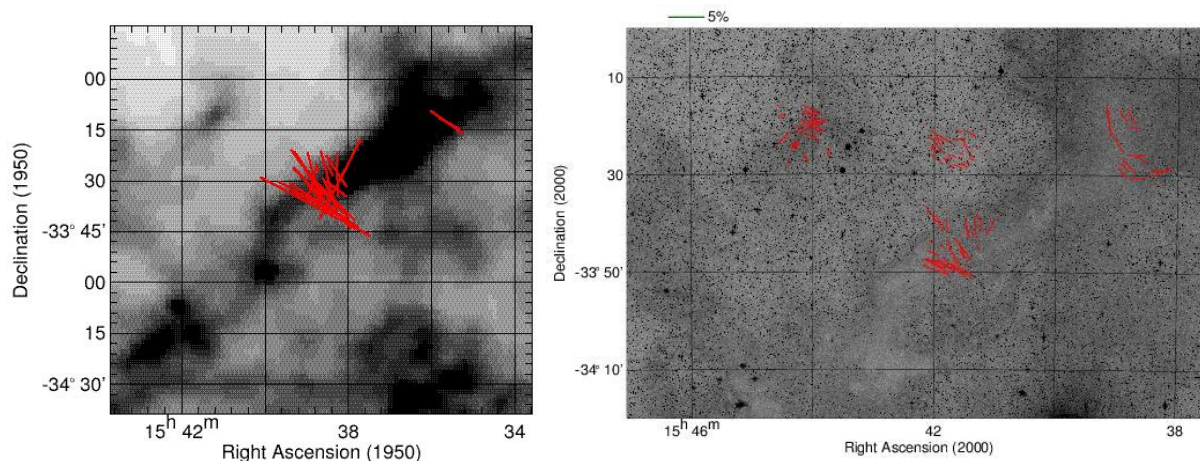


Figura 6.2: Projeção dos vetores polarização sobre o filamento maior de Lupus 1. A figura da direita, além de exibir os mesmos vetores expostos na imagem da esquerda, contém mais dados ao longo do filamento e em sua vizinhança. A imagem foi extraída do *DSS - Digitized Sky Survey* e a nuvem é facilmente identificada nela. Estão indicados somente os vetores com razão $\frac{P}{\sigma_P} \geq 5$.

Em um trabalho anterior, Rao et al (1998) apresentaram o primeiro mapeamento polarimétrico da nuvem molecular Orion sobreposto a medidas de emissão em 1,3 e 3,3

mm obtidas por um interferômetro de alta resolução. Os vetores polarização medidos correspondem à emissão térmica em infravermelho distante e ondas milimétricas, parcial e linearmente polarizadas, dos grãos de poeira que compõe o complexo. Neste caso, a configuração vetorial obtida mostra a disposição exata dos grãos na nuvem (ao contrário da polarização por espalhamento, na qual os vetores medidos são perpendiculares ao eixo maior dos grãos).

Tanto este mapeamento (Rao et al, 1998) quanto outros anteriores exibiram vetores paralelos ao eixo maior da nuvem (com uma variação suave de $\sim 10^\circ$ a 40°), indicando a presença de um campo magnético transverso à sua estrutura filamentar. Porém, próximo ao ponto “quente” da nuvem (região bastante densa onde está ocorrendo formação estelar), os vetores apresentaram uma variação radical na orientação ($\theta \sim 90^\circ$). Acredita-se que esta variação tenha alguma ligação com IRc2, uma das proto-estrelas mais massivas na nuvem e que se encontra neste núcleo. A idéia de um campo magnético toroidal devido ao disco circunstelar denso associado a IRc2 não era bem aceita pois isto implicaria em uma variação gradual das linhas de campo, ao invés de abrupta, conforme os resultados mostraram. Com isso, Rao et al. preferiram considerar que os já conhecidos jatos bipolares supersônicos lançados por IRc2 possam ter alinhado os grãos (mecanismo de Gold, §2.2.3.1) paralelamente ao campo magnético dos jatos. Este modelo mantém a uniformidade de campo magnético ao longo de todo o filamento (figura 6.3).

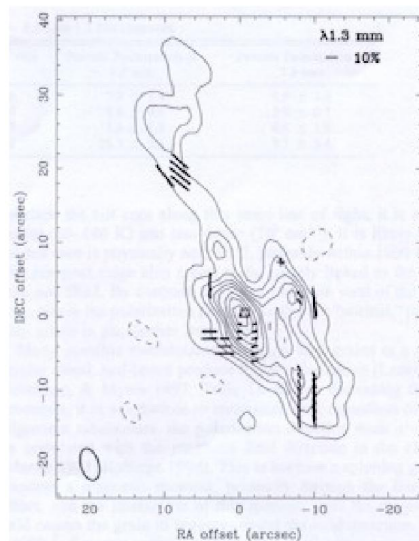


Figura 6.3: Mapeamento polarimétrico para a nuvem molecular Orion (Rao et al, 1998). O pequeno quadrado indica a posição de IRc2 ($\alpha = 5^{\text{h}}35^{\text{m}}14,505^{\text{s}}$ e $\delta = -5^{\circ}22'30,45''$, J2000).

Não foi realizada nenhuma procura por objetos Herbig-Haro ou que expelem qualquer tipo de jato na estrutura de Lupus 1 e, a princípio, um jato deste tipo não tem energia nem alcance suficiente para alinhar os grãos de uma nuvem inteira como Lupus 1. Portanto, continuará a ser levado em conta o modelo de uma formação ocorrida ao longo das linhas de campo magnético que se manteve perpendicular ao filamento maior de Lupus 1 durante sua evolução.

6.2.2 Outras condensações

Como já foi explicado anteriormente, os campos observados contêm diversas estrelas para que a confiabilidade na determinação do campo magnético local seja maior. A figura (6.4) mostra dois destes campos juntamente com os vetores polarização para cada estrela contida neles (estas regiões são facilmente identificadas na figura 6.1).

Cada vetor campo elétrico está centrado na estrela que sofreu a polarização interestelar e seu tamanho está diretamente ligado à porcentagem de polarização. Pelo mapeamento polarimétrico obtido, é nítido o paralelismo com que os vetores se dispõem, dando margem a uma baixa dispersão. Desta forma, é pertinente calcular-se uma média sobre a polarização de cada estrela e a orientação de cada vetor a fim de se obter uma dispersão baixa na configuração final do campo magnético (vetores azuis na figura 6.1).

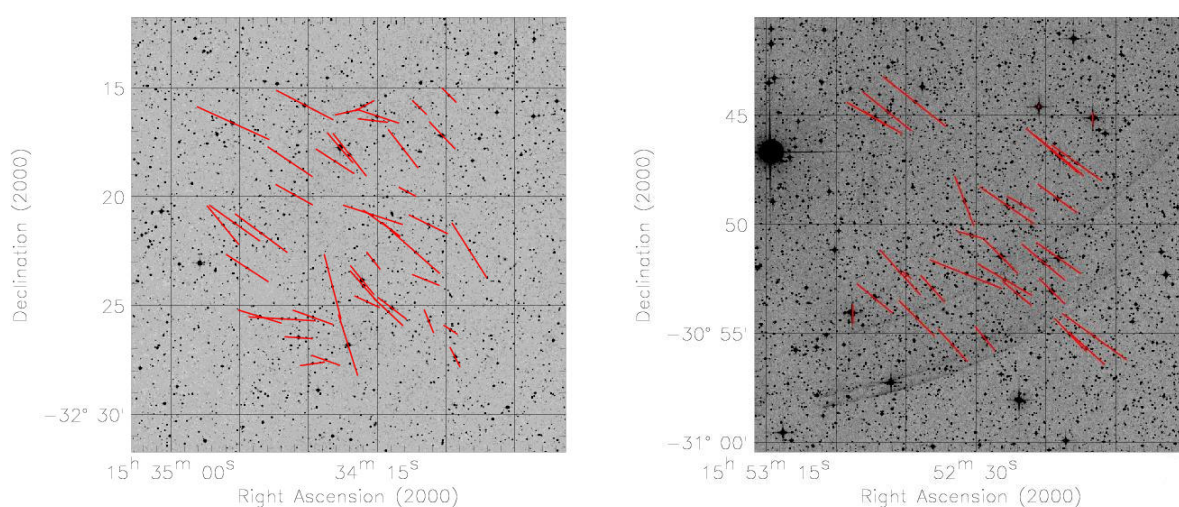


Figura 6.4: Mapeamento polarimétrico em pequena escala para os campos 28 e 108.

Ao comparar o mapeamento polarimétrico com a emissão $100\mu\text{m}$, o que se obteve foi uma boa concordância da orientação dos vetores polarização com os filamentos infravermelhos, mostrando que, nestas condensações, o campo magnético é bem comportado, uniforme e intenso. Este comportamento é claramente evidenciado na figura (6.5), onde os contornos *IRAS* (as margens mais internas indicam o local de maior emissão) de uma das nuvens filamentos adjacentes à cavidade estão projetados sobre a imagem fotográfica extraída do *DSS*. Na figura, constam investigações polarimétricas realizadas ao longo de vários pontos da nuvem e todas resultam em vetores consideravelmente paralelos em cada ponto. É possível ver que a estrutura do campo magnético está bem delineada e que suas linhas ajustam-se satisfatoriamente bem aos filamentos que compõe a nuvem.

A figura (6.6) traça um paralelo da polarização medida para cada estrela de campo (coluna da esquerda) e projetada sobre a emissão $100\mu\text{m}$ (coluna da direita) para os campos 115 e 058, respectivamente. Em todos eles, é evidente o alinhamento do campo magnético com o eixo maior de cada nuvem. A fração de polarização e a orientação médias de cada campo está indicado no mapeamento *IRAS* da figura (6.1).

Enfim, o que se pode concluir deste capítulo é que o campo magnético pode ou não

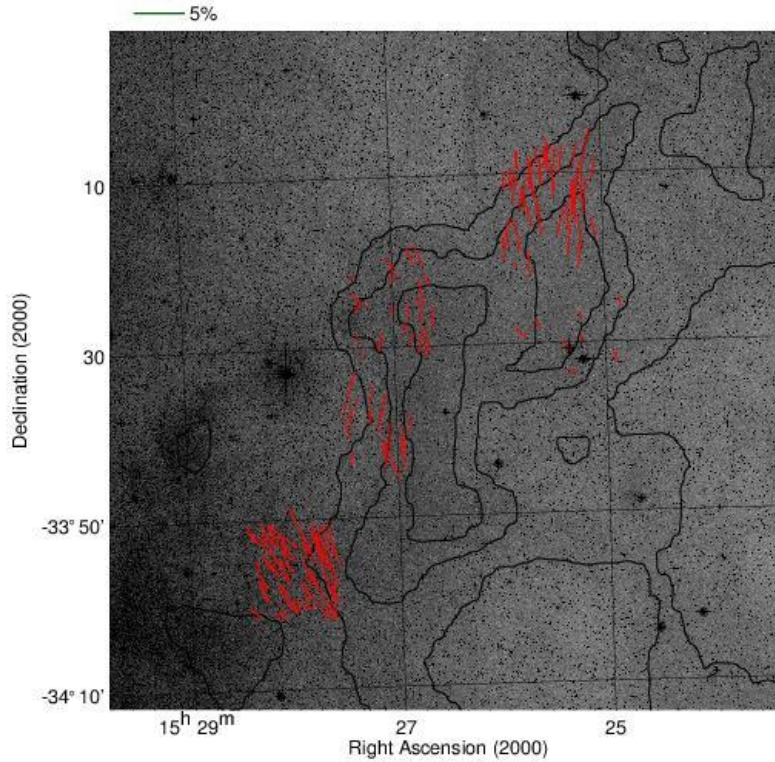


Figura 6.5: Resultado de investigações polarimétricas ao longo de um filamento adjacente à cavidade. O acompanhamento das linhas de campo magnético ao longo do filamento é bastante fiel. Estão indicados somente vetores com razão $\frac{P}{\sigma_P} \geq 5$.

ser fundamental no processo de formação de uma nuvem molecular. No caso de Lupus 1, onde o campo atua como uma fonte dominante de suporte contra o colapso gravitacional da matéria, os vetores campo elétrico apresentam-se aproximadamente perpendiculares ao eixo longo da nuvem com dispersão relativamente pequena. Em um trabalho anterior, Vrba et al (1976) apresentaram medidas de polarização ótica em alguns complexos (Barnard 42 e algumas Lynds) onde os vetores dispuseram-se basicamente paralelos às porções filamentosas (assim como os resultados obtidos para a maioria dos condensados medidos neste trabalho) mas com baixa polarização, e portanto baixa eficiência de alinhamento, nas regiões mais densas e profundas da nuvem. Nestes casos, acredita-se que estes resultados possuem alguma ligação com a ocorrência de formação estelar já que, em todos os complexos, estes sítios apresentaram uma disposição aproximadamente caótica dos vetores \mathbf{E} . Para os filamentos que possuem linhas de campo paralelas a seu eixo maior, já se sabe que seu colapso não foi controlado pelo campo magnético. Apesar disso, seu papel pode ser mais efetivo em escalas menores, seja no processo de formação estelar ou em outros efeitos como, por exemplo, determinar a direção de jatos bipolares emitidos de objetos estelares jovens e, com isso, fornecer a direção do momento angular em discos proto-estelares (Vrba et al, 1988; Ménard & Duchêne, 2004).

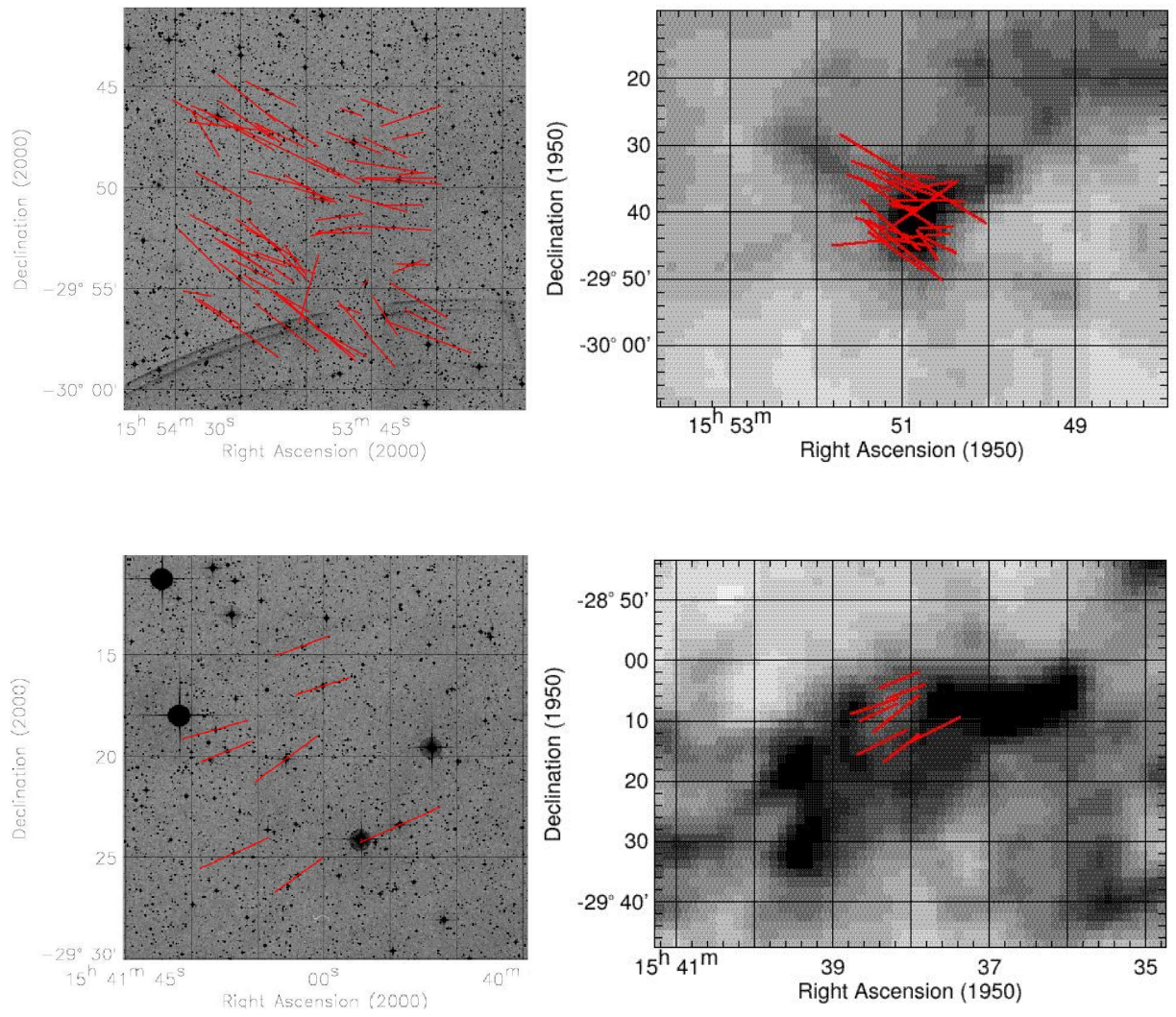


Figura 6.6: Esquerda: vetores polarização para as estrelas de campo (pequena escala, imagem extraída do *DSS*). Direita: projeção destes vetores sobre os filamentos infravermelhos (grande escala, *IRAS*).

Capítulo 7

Conclusão

Aplicar polarimetria em estrelas *Hipparcos* como um método alternativo de determinação de distância a Lupus 1 foi, além de inédito, um fator refinador dentre os diversos valores obtidos até agora para esta nuvem. Além disso, obter a geometria das linhas de campo magnético ao longo de sua estrutura e de outras nuvens filamentosas próximas forneceu pistas importantes sobre seu processo de formação.

7.1 Distância a Lupus 1

A polarimetria realizada em estrelas *Hipparcos* colocou a nuvem escura Lupus 1 a uma distância aproximada de 130-150 pc. Todos estes resultados concordam com trabalhos anteriores (Murphy et al., 1986; Franco, 1990; Krautter, 1991; Hughes et al., 1993; Rizzo et al., 1998; Crawford, 2000; Franco, 2002).

A partir destes valores de distância, as estrelas medidas apresentaram alta polarização interestelar, atingindo picos de 1,35%, enquanto na direção da cavidade *IRAS*, os valores não passaram de 0,3%, confirmando sua existência. Além disso, esta cavidade, existente no material mais tênue anterior a Lupus 1, pode estar associada à interface de interação entre a Bolha Local e Loop1 e pode representar o desprendimento de material ocorrido devido à diferença de pressão entre os dois meios (Franco, 2002).

7.2 Campo magnético em Lupus 1

A disposição obtida para os vetores campo elétrico ao longo das nuvens filamentosas na direção do mapeamento infravermelho *IRAS* próximo a Lupus 1 indicaram a presença de um campo magnético localmente uniforme. Na média, as linhas de campo apresentaram-se perpendiculares ao filamento maior de Lupus 1, sugerindo que sua formação tenha ocorrido ao longo das linhas de campo. Nas condensações adjacentes, os vetores estenderam-se ao longo do filamento maior, sugerindo um campo magnético congelado em cada nuvem.

Em larga escala, os vetores \vec{E} se dispuseram de uma forma aproximadamente caótica, indicando um padrão complexo de orientação das linhas de campo. Esse resultado é

esperado uma vez que as estrelas *Hipparcos* não estão tão distantes e, com isso, não há muitas nuvens na linha de visada para polarizar a luz (para medidas de \vec{E} em longas distâncias, a componente uniforme prevalece porque as aleatórias se cancelam).

7.3 Futuras contribuições

É importante ressaltar que todos estes resultados são parciais e que são necessários mais dados para que o trabalho esteja completo. Isto é, isso é só um bom começo mas ainda há muito trabalho a ser feito. Para isso, novas missões ao LNA já estão marcadas para este ano de 2004. O que se pretende é observar novamente algumas estrelas que apresentaram um erro considerável de medida e aumentar a quantidade de campos observados a fim de se conhecer melhor a estrutura do campo magnético nas regiões próximas à cavidade *IRAS*. Todos estes resultados serão incluídos no artigo que será fruto desta dissertação e que logo estará pronto para publicação.

Um novo trabalho também já foi iniciado. Algumas medidas de polarização interestelar estão sendo feitas na direção da Pipe Nebula (Nebulosa do Cachimbo) a fim de determinar sua distância. Resultados preliminares a colocam a 150 pc do Sol, apesar de ainda faltarem muitas estrelas do catálogo utilizado para serem medidas. Este novo projeto será desenvolvido durante o curso de doutorado.

7.4 Considerações finais

De um modo geral, trabalhar com astrofísica observacional pode ser considerado um desafio à paciência de qualquer pesquisador já que a qualidade dos dados coletados não só depende do instrumento utilizado mas, principalmente, das condições climáticas enfrentadas durante uma missão. Além disso, existem projetos que requerem um certo acompanhamento do objeto estudado (por exemplo, medir períodos de sistemas múltiplos e de estrelas variáveis) e uma boa qualidade do tempo torna-se imprescindível para a obtenção de resultados confiáveis.

Particularmente, o Brasil não é um bom sítio para se fazer astrofísica observacional devido a seu caráter tropical. Mesmo nos melhores pontos de observação, existem meses inteiros ao longo do ano que praticamente não possibilitam a prática devido a chuvas constantes, umidade relativa do ar alta e presença permanente de nuvens. Já em outros períodos, é possível céu de qualidade aceitável mas ainda sujeito a contratempos ao longo da missão.

Por estes motivos, a pesquisa realizada para que esta dissertação fosse escrita pode ser considerada nobre: todos as medidas foram realizadas em território nacional e forneceram dados de boa qualidade. Como esperado, houve noites perdidas por causa do mau tempo, inclusive missões inteiras. Apesar disso, o objetivo foi alcançado. Todos os obstáculos naturais foram superados e um trabalho inteiro de pesquisa pôde ser feito no Brasil. Além de tudo, a ótima estrutura oferecida pelo Laboratório Nacional de Astrofísica assim como o conforto e a hospitalidade que o observatório oferece ao pesquisador também foram importantes para a realização deste projeto.

Por fim, este trabalho deve ser encarado como um fruto dos investimentos e confiança depositados na astrofísica observacional brasileira. Isto mostra que o país já tem capacidade para suportar projetos importantes, fornecendo a infra-estrutura adequada para tal,

e gerar uma ciência reconhecida no mundo todo. Além disso, como tem sido observado nos projetos Gemini e SOAR, a comunidade científica nacional já possui a qualificação ideal para dar sua contribuição aos grandes investimentos.

Referências

- Arago, D. F. J., 1854-1862, Oeuvres **10**, 564
- Andreazza, C. M., Vilas-Boas, J. W. S., 1996, A&AS **116**, 21
- Axon, D. J., Ellis, R. S., 1976, MNRAS **177**, 499
- Bohlin, R. C., 1975, ApJ **200**, 402
- Breitschwerdt, D., Egger, R., Freyberg, M. J., Frisch, P. C., Vallergera, J. V., 1996, Space Science Reviews **78**, 183
- Breitschwerdt, D., Freyberg, M. J., Egger, R., 2000, A&A **361**, 303
- Cambrésy, L., 1999, A&A **345**, 965
- Colomb, F. R., Dubner, G. M., Giacani, E. B., 1984, A&A **130**, 294
- Cox, D. P., Reynolds, R. J., 1987, ARA&A **25**, 303
- Cowie, L. L., Songaila, A., 1986, ARA&A **24**, 499
- Crawford, I. A., 1988, MNRAS **233**, 923
- Crawford, I. A., 2000, MNRAS **317**, 996
- Davis, L. J., Greenstein, J. L., 1951, ApJ **114**, 206
- Debye, P., 1909, Ann. Phys., NY **30**, 59
- Dolginov, A. Z., 1972, Ap&SS **18**, 337D
- Draine, B. T., 1996, Polarimetry of the interstellar medium, ASP Conf. Ser. **97**, 16
- Egger, R. J., Aschenbach, B., 1995, A&A **294**, L25
- ESA 1997, The Hipparcos and Tycho Catalogue, ESA SP-1200. ESA Publications Division Noordwijk
- Franco, G. A. P., 2002, MNRAS **331**, 474
- Franco, G. A. P., 1990, A&A **227**, 499
- Frisch, P. C., 1981, Nature **293**, 377
- Frisch, P. C., 1993, Nature **364**, 395
- Fruscione, A., Hawkins, I., Jelinsky, P., Wiercigroch, A., 1994, ApJS **94**, 127
- Gahm, G. F., Gebeyehu, M., Lindgren, M., Magnusson, P., Modigh, P., Nordh, H. L., 1990, A&A **228**, 477
- Gehrels, N., Chen, W., 1993, Nature **361**, 706
- Gold, T., 1952, MNRAS **112**, 215
- Goodman, A. A., Jones, T. J., Lada, E. A., Myers, P. C., 1995, ApJ **448**, 748
- Hall, J. S., 1949, Science **109**, 166
- Hall, J. S., Serkowski, K., 1963, Basic Astronomical Data, ed. K Aa Strand (University of Chicago Press)

Hartquist, T. W., 1994, *Ap&SS* **216**, 185

Harwit, M., 1988, *Astrophysical Concepts*, Springer-Verlag New York Inc., New York

Hecht, E., 2002, *Optics*, Addison-Wesley, San Francisco

Heiles, C., Jenkins, E. B., 1976, *A&A* **46**, 333

Hiltner, W. A., 1949, *ApJ* **109**, 471

Hiltner, W. A., 1956, *ApJS* **2**, 389

Hughes J., Hartigan P., Clampitt, L., 1993, *AJ* **105**, 571

Hughes J., Hartigan P., Krautter, J., Kelemen, J., 1994, *AJ* **108**, 1071

Iwan, D., 1980, *ApJ* **239**, 316

Jackson, J. D., 1999, *Classical Eledrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., New York

Jones, T. J., 1989, *ApJ* **98**, 2062

Kim, S. H., Martin, P. G., 1995, *ApJ* **444**, 293

Klare, G., Neckel, Th., Schnur, G., *A&AS* **5**, 239

Krautter, J., 1991, in Reipurth B., ed., *Low Mass Star Formation in Southern Molecular Clouds*, ESO Scientific Report **11**, 127

Lazarian, A., 2003, *JQSRT* **79**, 881

Lazarian, A., Goodman, A. A., Myers, P. C., 1997, *ApJ* **490**, 273

Lazarian, A., Efroimsky, M., 1999, *MNRAS* **303**, 673

Leroy, J. L., 1993, *A&A* **274**, 203

Mathewson, D. S., Ford, V. L., 1970, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **74**, 139

Mathis, J. S., 1986, *ApJ* **308**, 281

Ménard, F., Duchêne, G., 2004, *A&A* **425**, 973

Mie, G., 1908, *Ann. Phys.*, NY **25**, 377

Murphy, D. C., Cohen, R., May, J., 1986, *A&A* **167**, 234

Rao, R., Crutcher, R. M., Plambeck, R. L., Wright, M. C. H., 1998, *ApJ* **502**, L75

Riegler, G. R., Agrawal, P. C., Gull, S. F., 1980, *ApJ* **235**, L71

Rizzo, J. R., Morras, R., Arnal, E. M., 1998, *MNRAS* **300**, 497

Savage, B. D., Bohlin, R. C., Drake, J. F., Budich, W., 1977, *ApJ* **216**, 291

Schneider, S., Elmegreen, B. G., 1979, *ApJS* **41**, 87

Serkowski, K., 1974, *Methods Of Experimental Physics*, Volume 12 - Part A: Astrophysics - Optical And Infrared, cap.8, Academic Press, New York

Serkowski, K., Mathewson, D. L., Ford, V. L., 1975, *ApJ* **196**, 261

Sfeir, D. M., Lallement, R., Crifo, F., Welsh, B. Y., 1999, *A&A* **346**, 785

Smith, R. K., Cox, D. P., 2001, *ApJS* **134**, 283

Snowden, S. L., Cox, D. P., MacCmmon D., Sanders, W. T., 1990, *ApJ* **354**, 211

Sofue, Y., Fujimoto, M., Wielebinski, R., 1986, *ARA&A* **24**, 459

Tody, D., 1986, *em Instrumentation in Astronomy VI: Proceedings of the Meeting*, 733, Society of Photo-Optical Instrumentation Engines, Bellingham

Vrba, F. J., Strom, S. E., Strom, K. M., 1976, *AJ* **81**, 958V

Vrba, F. J., Strom, S. E., Strom, K. M., 1988, *AJ* **96**, 680V

Whittet, D. C. B., 1992, *Dust in the Galactic Environment*, IOP Publishing, New York

Yoshioka, S., Ikeuchi, S., 1990, *ApJ* **360**, 352

Apêndice A

Os Parâmetros de Stokes

A.1 Solução para a onda plana monocromática

A solução para o campo elétrico da equação de onda plana é dada por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}. \quad (\text{A.1})$$

Considerando-se um meio isotrópico onde \vec{k} e \vec{E}_0 são perpendiculares e que a direção de propagação está orientada ao longo do eixo z , pode-se afirmar então que o vetor de onda reduz-se a $\vec{k} = k\hat{z}$ e que a onda plana de polarização arbitrária pode ser representada por:

$$\vec{E}(\vec{z}, t) = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{bmatrix} e^{i(kz - \omega t)} = (E_{0x}\hat{x} + E_{0y}\hat{y})e^{i(kz - \omega t)} \quad (\text{A.2})$$

onde E_{0x} e E_{0y} são as amplitudes complexas das componentes ao longo dos eixos x e y , respectivamente. Isto é:

$$E_{0x} = \varepsilon_x e^{i\varphi_x} \quad (\text{A.3})$$

$$E_{0y} = \varepsilon_y e^{i\varphi_y}. \quad (\text{A.4})$$

A relação entre E_{0x} e E_{0y} descreve a polarização da onda. Se, por exemplo, a componente y do campo é zero, a onda plana é dita ser linearmente polarizada ao longo do eixo x . Luz linearmente polarizada pode ter qualquer orientação no plano xy e isso ocorre toda vez que E_{0x} e E_{0y} possuem a mesma fase complexa (mais ou menos um inteiro vezes π).

Somente a parte real da equação (A.2) é fisicamente relevante. As amplitudes complexas das componentes oscilantes do campo elétrico controlam sua fase. Em geral, as fases complexas de E_x e E_y podem ser diferentes. Quando isso ocorre, a onda em uma direção atrasa ou adianta em relação à onda na outra direção :

$$\tilde{E}(z, t) = \text{Re}[\vec{E}(z, t)] = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \cos(kz - \omega t + \varphi_x) \\ \varepsilon_y \cos(kz - \omega t + \varphi_y) \end{bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Tomando-se $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ (diferença de fase), é possível reescrever a equação para E_y como $E_y = \varepsilon_y [\cos(kz - \omega t + \varphi_x) \cos \varphi - \sin(kz - \omega t + \varphi_x) \sin \varphi]$. Junto a isso, pode-se usar a equação $E_x = \varepsilon_x \cos(kz - \omega t + \varphi_x)$ para que a parte temporal seja eliminada. Dessa forma, chega-se a:

$$E_y = \varepsilon_y \left[\frac{E_x}{\varepsilon_x} \cos \varphi - \left(1 - \frac{E_x^2}{\varepsilon_x^2} \right)^{1/2} \sin \varphi \right]$$

ou

$$\frac{E_y}{\varepsilon_y} = \frac{E_x}{\varepsilon_x} \cos \varphi - \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{\varepsilon_x^2}} \sin \varphi. \quad (\text{A.6})$$

Essa equação pode ser reescrita como:

$$\frac{E_x^2}{\varepsilon_x^2} + \frac{E_y^2}{\varepsilon_y^2} - \frac{2E_x E_y}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (\text{A.7})$$

que é uma equação quadrática em E_x e E_y .

A equação quadrática geral $ax^2 + bxy + cy^2 + dx + ey = f$ pode representar uma elipse, uma parábola ou uma hipérbole, dependendo do discriminante $b^2 - 4ac$ ser negativo, zero ou positivo, respectivamente.

No presente caso, o discriminante é $-\left(\frac{2\sin\varphi}{\varepsilon_x \varepsilon_y}\right)^2$. Ou seja, a ponta do vetor campo elétrico descreve uma elipse no plano xy enquanto avança na direção z :

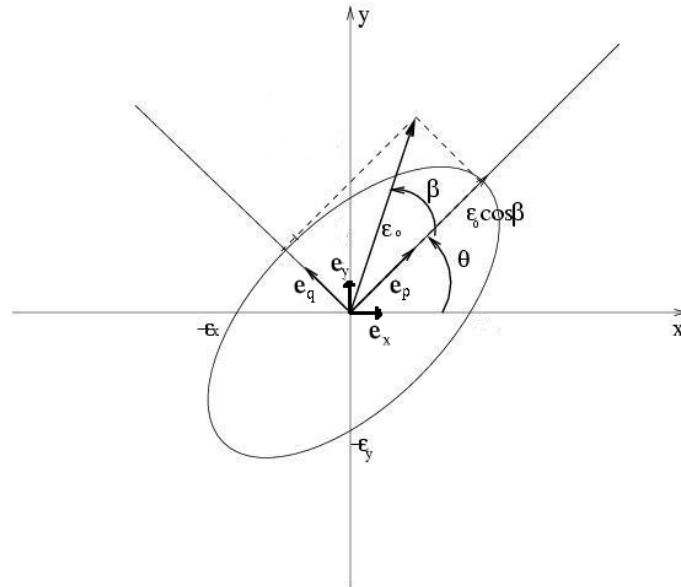


Figura A.1: Projeção do vetor campo elétrico no plano xy .

Se a diferença de fase φ for igual a 0 ou π , a equação (A.7) se reduz, respectivamente, a

$$E_y = \pm \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x} E_x \quad (\text{A.8})$$

que é a equação de uma reta. Ou seja, a onda é linearmente polarizada.

No caso particular em que φ é igual a $\frac{\pi}{2}$ e $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon$, a equação se reduz a

$$\frac{E_x^2}{\varepsilon^2} + \frac{E_y^2}{\varepsilon^2} = 1 \quad (\text{A.9})$$

que representa uma onda circularmente polarizada.

Os vetores unitários \hat{e}_p e \hat{e}_q (figura A.1) representam uma base ortonormal rodada de um ângulo θ em relação à base \hat{x}, \hat{y} . Já que na base \hat{e}_p, \hat{e}_q , a equação quadrática da elipse não possui o termo cruzado, é possível então determinar o valor do ângulo θ através da seguinte transformação de coordenadas:

$$E_x = E_p \cos\theta - E_q \sin\theta \quad (\text{A.10})$$

$$E_y = E_p \sin\theta + E_q \cos\theta \quad (\text{A.11})$$

Substituindo a expressão acima na equação (A.7), chega-se a:

$$\frac{E_p^2 \cos^2\theta + E_q^2 \sin^2\theta - 2E_p E_q \cos\theta \sin\theta}{\varepsilon_x^2} + \frac{E_p^2 \sin^2\theta + E_q^2 \cos^2\theta + 2E_p E_q \cos\theta \sin\theta}{\varepsilon_y^2} - \frac{2[E_p^2 \cos\theta \sin\theta - E_q^2 \cos\theta \sin\theta + E_p E_q (\cos^2\theta - \sin^2\theta)] \cos\varphi}{\varepsilon_x \varepsilon_y} = \sin^2\varphi$$

ou

$$E_p^2 \left[\frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_x^2} + \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_y^2} - \frac{2\cos\theta \sin\theta \cos\varphi}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \right] + E_q^2 \left[\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_x^2} + \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_y^2} + \frac{2\cos\theta \sin\theta \cos\varphi}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \right] - \underbrace{2E_p E_q \left[\frac{\cos\theta \sin\theta}{\varepsilon_x^2} - \frac{\cos\theta \sin\theta}{\varepsilon_y^2} + \frac{\cos^2\theta - \sin^2\theta}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \cos\varphi \right]}_0 = \sin^2\varphi.$$

O último termo da expressão acima é zero porque, nessa base (\hat{e}_1, \hat{e}_2) , os eixos da elipse não se encontram rodados. Com isso:

$$\begin{aligned} \frac{\cos\theta \sin\theta}{\varepsilon_x^2} - \frac{\cos\theta \sin\theta}{\varepsilon_y^2} + \frac{\cos^2\theta - \sin^2\theta}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \cos\varphi &= 0; \\ \frac{\varepsilon_y^2 - \varepsilon_x^2}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \cos\theta \sin\theta + (\cos^2\theta - \sin^2\theta) \cos\varphi &= 0; \\ \frac{\varepsilon_y^2 - \varepsilon_x^2}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \frac{\sin 2\theta}{2} + \cos 2\theta \cos\varphi &= 0. \end{aligned}$$

Finalmente, pode-se chegar à seguinte relação:

$$\tan 2\theta = \frac{2\varepsilon_x \varepsilon_y \cos\varphi}{\varepsilon_x^2 - \varepsilon_y^2}. \quad (\text{A.12})$$

A.2 Luz policromática

Até este ponto, só foi levada em consideração luz puramente monocromática. Tal radiação, que naturalmente não tem realidade física, tem de ser polarizada. As duas

componentes ortogonais dessa onda possuem a mesma frequência e cada uma delas possui amplitude constante. Se a amplitude de qualquer uma das componentes variasse, isso seria equivalente à presença de frequências adicionais no espectro de Fourier. Além disso, as duas componentes possuem uma diferença de fase relativa constante; isto é, são coerentes. Fontes reais de luz são policromáticas.

Uma fonte típica geralmente é constituída de uma grande coleção de átomos irradiando, que podem ser vistos como osciladores com fases diferentes em alguma frequência dominante $\bar{\nu}$. Se a luz proveniente de uma pequena região da fonte for examinada, os raios medidos no ponto de observação podem ser considerados essencialmente paralelos. Durante um tempo curto em comparação com o tempo médio de coerência, as amplitudes e fases dos trens de onda dos átomos individuais serão basicamente constantes. Isso quer dizer que, ao se olhar para a fonte, o que se vê é, ao menos por um instante, uma sobreposição coerente de ondas emitidas daquela direção. Ou seja, uma onda resultante assumindo um determinado estado de polarização. Este estado durará somente um instante menor que o tempo de coerência antes de se modificar, mas assim mesmo suficiente para corresponder a um número enorme de oscilações na frequência $\bar{\nu}$. Se a largura de banda $\Delta\nu$ é grande, o tempo de coerência ($\Delta t_c \approx 1/\Delta\nu$) será pequeno e qualquer estado de polarização terá vida curta.

Considerando-se uma onda cuja largura de banda seja muito pequena em comparação com sua frequência média (uma onda “quase monocromática”), ela poderá ser representada por componentes ortogonais cujas amplitudes e ângulos de fase iniciais são funções do tempo. A frequência e o vetor de onda serão tomados como sendo iguais aos seus valores médios no espectro presente na onda, isto é, $\bar{\omega}$ e \bar{k} . Dessa forma, pode-se escrever:

$$E_x = \varepsilon_x(t) \cos(\bar{k}z - \bar{\omega}t + \varphi_x(t)) \quad (\text{A.13})$$

$$E_y = \varepsilon_y(t) \cos(\bar{k}z - \bar{\omega}t + \varphi_y(t)) \quad (\text{A.14})$$

O estado de polarização, e correspondentemente $\varepsilon_x(t)$, $\varepsilon_y(t)$, $\varphi_x(t)$ e $\varphi_y(t)$, irão variar lentamente, permanecendo essencialmente constantes sobre um grande número de oscilações .

A.3 Definição dos parâmetros de Stokes

A representação moderna de luz polarizada tem suas origens em 1852, no trabalho de G. G. Stokes. Ele foi responsável por introduzir quatro quantidades que são funções de observáveis, unicamente, da onda eletromagnética e que são conhecidos por **parâmetros de Stokes**. O estado de polarização de um feixe luminoso (total ou parcialmente polarizado) pode ser definido em termos dessas quantidades, que são definidas como (Jackson, 1999):

$$I = \varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 \quad (\text{A.15})$$

$$Q = \varepsilon_x^2 - \varepsilon_y^2 \quad (\text{A.16})$$

$$U = 2\varepsilon_x\varepsilon_y \cos \varphi \quad (\text{A.17})$$

$$V = 2\varepsilon_x\varepsilon_y \sin \varphi \quad (\text{A.18})$$

O parâmetro I mede a intensidade relativa da onda. O parâmetro Q fornece a preponderância da polarização linear x em relação à y enquanto os parâmetros U e V fornecem

informações sobre a fase. Esses quatro parâmetros não são independentes já que dependem somente de três grandezas: ε_x , ε_y e da diferença de fase φ . Essas equações satisfazem a relação:

$$I^2 \leq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{A.19})$$

A igualdade ocorre quando a luz é totalmente polarizada. Caso contrário, isto é, quando existe uma mistura de estados de polarização diferentes, vale a desigualdade.

Com o auxílio da figura (A.1), podemos escrever as componentes do vetor campo elétrico com relação aos eixos xy como (equação A.5)

$$\begin{aligned} E_x &= \varepsilon_x \cos(\tau + \varphi_x) \\ E_y &= \varepsilon_y \cos(\tau + \varphi_y) \end{aligned}$$

e com relação aos eixos pq da elipse como

$$\begin{aligned} E_p &= \varepsilon_p \cos(\tau + \varphi_0) \\ E_q &= \pm \varepsilon_q \cos(\tau + \varphi_0) \end{aligned}$$

onde usamos $\tau = kz - \omega t$.

O parâmetro ε_p pode ser escrito em função de ε_x e ε_y , como

$$\varepsilon_p(\cos \tau \cos \varphi_0 - \text{sen} \tau \text{sen} \varphi_0) = \varepsilon_x(\cos \tau \cos \varphi_x - \text{sen} \tau \text{sen} \varphi_x) \cos \theta + \varepsilon_y(\cos \tau \cos \varphi_y - \text{sen} \tau \text{sen} \varphi_y) \text{sen} \theta$$

e o parâmetro ε_q , como

$$\pm \varepsilon_q(\text{sen} \tau \cos \varphi_0 + \cos \tau \text{sen} \varphi_0) = -\varepsilon_x(\cos \tau \cos \varphi_x - \text{sen} \tau \text{sen} \varphi_x) \text{sen} \theta + \varepsilon_y(\cos \tau \cos \varphi_y - \text{sen} \tau \text{sen} \varphi_y) \cos \theta$$

Igualando-se os termos em $\cos \tau$ e $\text{sen} \tau$ obtemos

$$\varepsilon_p \cos \varphi_0 = \varepsilon_x \cos \varphi_x \cos \theta + \varepsilon_y \cos \varphi_y \text{sen} \theta \quad (\text{A.20})$$

$$\varepsilon_p \text{sen} \varphi_0 = \varepsilon_x \text{sen} \varphi_x \cos \theta + \varepsilon_y \text{sen} \varphi_y \text{sen} \theta \quad (\text{A.21})$$

e

$$\pm \varepsilon_q \text{sen} \varphi_0 = -\varepsilon_x \cos \varphi_x \text{sen} \theta + \varepsilon_y \cos \varphi_y \cos \theta \quad (\text{A.22})$$

$$\pm \varepsilon_q \cos \varphi_0 = \varepsilon_x \text{sen} \varphi_x \text{sen} \theta - \varepsilon_y \text{sen} \varphi_y \cos \theta \quad (\text{A.23})$$

Utilizando-se as equações A.20 e A.21, e sabendo-se que $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$, obtemos

$$\begin{aligned} \varepsilon_p^2 &= (\varepsilon_x \cos \varphi_x \cos \theta + \varepsilon_y \cos \varphi_y \text{sen} \theta)^2 + (\varepsilon_x \text{sen} \varphi_x \cos \theta + \varepsilon_y \text{sen} \varphi_y \text{sen} \theta)^2 \\ \varepsilon_p^2 &= \varepsilon_x^2 \cos^2 \theta + \varepsilon_y^2 \text{sen}^2 \theta + 2\varepsilon_x \varepsilon_y \cos \varphi \cos \theta \text{sen} \theta \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

e com as equações A.23 e A.22 obtemos

$$\varepsilon_q^2 = \varepsilon_x^2 \text{sen}^2 \theta + \varepsilon_y^2 \cos^2 \theta - 2\varepsilon_x \varepsilon_y \cos \varphi \cos \theta \text{sen} \theta \quad (\text{A.25})$$

Podemos verificar que

$$\varepsilon_p^2 + \varepsilon_q^2 = \varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 \quad (\text{A.26})$$

Tomando-se, agora, o produto das equações A.20 e A.23, temos

$$\begin{aligned} \pm \varepsilon_p \varepsilon_q \cos^2 \varphi_0 = & \varepsilon_x^2 \cos \varphi_x \sin \varphi_x \cos \theta \sin \theta - \varepsilon_y^2 \cos \varphi_y \sin \varphi_y \cos \theta \sin \theta \\ & - \varepsilon_x \varepsilon_y \cos \varphi_x \sin \varphi_y \cos^2 \theta + \varepsilon_x \varepsilon_y \cos \varphi_y \sin \varphi_x \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

o produto das equações A.21 e A.22, nos dá, então

$$\begin{aligned} \pm \varepsilon_p \varepsilon_q \sin^2 \varphi_0 = & -\varepsilon_x^2 \cos \varphi_x \sin \varphi_x \cos \theta \sin \theta + \varepsilon_y^2 \cos \varphi_y \sin \varphi_y \cos \theta \sin \theta \\ & + \varepsilon_x \varepsilon_y \cos \varphi_y \sin \varphi_x \cos^2 \theta - \varepsilon_x \varepsilon_y \cos \varphi_x \sin \varphi_y \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

que, após alguma álgebra, fornece

$$\pm \varepsilon_p \varepsilon_q = \varepsilon_x \varepsilon_y \sin \varphi \quad (\text{A.29})$$

Introduzimos um ângulo auxiliar α ($0 \leq \alpha \leq \pi/2$), tal que

$$\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x} = \tan \alpha \quad (\text{A.30})$$

o que nos permite escrever a equação A.12 como

$$\tan 2\theta = \frac{2 \tan \alpha}{1 - \tan^2 \alpha} \cos \varphi = \tan 2\alpha \cos \varphi \quad (\text{A.31})$$

Das equações A.26 e A.29, temos

$$\pm \frac{2\varepsilon_p \varepsilon_q}{\varepsilon_p^2 + \varepsilon_q^2} = \frac{2\varepsilon_x \varepsilon_y}{\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2} \sin \varphi = (\sin 2\alpha) \sin \varphi \quad (\text{A.32})$$

Definindo-se outro ângulo auxiliar β ($-\pi/4 \leq \beta \leq \pi/4$), temos da figura (A.1) que

$$\pm \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon_p} = \tan \beta \quad (\text{A.33})$$

que levado na equação A.32, nos dá

$$\sin 2\beta = \sin 2\alpha \sin \varphi \quad (\text{A.34})$$

Utilizando-se a equação A.32, a equação A.34 pode ser reescrita como

$$\sin 2\beta = \frac{2\varepsilon_x \varepsilon_y}{\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2} \sin \varphi$$

que rearranjada fornece

$$I \sin 2\beta = 2\varepsilon_x \varepsilon_y \sin \varphi$$

que substituída na equação A.18, dá

$$V = I \sin 2\beta$$

A equação A.17 pode ser reescrita, com o auxílio da equação A.12, como

$$U = Q \tan 2\theta \quad (\text{A.35})$$

utilizando-se a igualdade dada pela equação A.19 e os resultados obtidos para U e V , podemos escrever

$$I^2 = Q^2 + Q^2 \tan^2 2\theta + I^2 \sin^2 2\beta$$

que fornece

$$Q = I \cos 2\theta \cos 2\beta$$

que substituída na equação A.35 nos dá

$$U = I \sin 2\theta \cos 2\beta$$

os parâmetros de Stokes podem ser, então, reescritos como

$$I = \varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 \tag{A.36}$$

$$Q = I \cos 2\theta \cos 2\beta \tag{A.37}$$

$$U = I \sin 2\theta \cos 2\beta \tag{A.38}$$

$$V = I \sin 2\beta \tag{A.39}$$

Apêndice B

Rotinas FORTRAN Utilizadas na Redução Polarimétrica

Os programas responsáveis pelo cálculo da polarização percentual foram escritos em FORTRAN e compilados para rodar em ambiente *IRAF*. O programa *pccd* fornece os valores dos parâmetros de Stokes Q e U , bem como a polarização percentual e a orientação θ , com seus respectivos erros, para cada abertura fotométrica aplicada na estrela. O programa *macrol* seleciona a abertura que apresenta o menor erro na polarização. Todos os resultados utilizados neste trabalho foram baseados nas saídas do *macrol*.

A tarefa *pccd.cl* executa comandos *IRAF* e chama o executável de um programa FORTRAN, no caso, o *pccd2000.f*, que é o programa onde são feitos os cálculos da polarização. Algumas modificações foram implementadas ao programa para que um número maior de aberturas fotométricas possam ser realizadas (ao invés das 10 que foram utilizadas neste trabalho). Desta forma, podemos variar a quantidade de aberturas utilizadas e conseguir medidas mais precisas.

Rotina PCCD (*pccd2000.f* - FORTRAN):

```
Program PCCD
c
c   Calculo da Polarizacao de Estrelas a partir de
c   fotometria de abertura usando qphot ou apphot.
c
c
c
c   Numero estrelas           = 2000
c   Numero posicoes lamina = 16
c   Numero aberturas        = 20
c
c   ano(# estrelas, pos. lamina, aberturas)
c
C   Modified by FALVES 20/07/2004. We have kept the
C   real but transformed some integers to float.
c   We have changed the number of apertures from 10
c   to 20.
```

```

c
implicit real*8 (a-h, o-z)
C
implicit DOUBLE PRECISION (a-h, o-z)
dimension ano(2000,16,10), ane(2000,16,10), skyo(2000,16), skye(2000,16)
dimension ap(20), areao(2000,16,20), areae(2000,16,20), a(4000)
dimension sko(16), ske(16), ao(16), ae(16), areo(16), aree(16)
dimension z(16),areaso(2000,16),arease(2000,16)
integer nimages
character*60 filename
character*12 image
character*1 calc
character*700 line

c
common/delta/deltatheta,ganho,npsky

c
print*, '%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%'
print*, '%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%$ pccd2000.f VERSION 09/12/02 $%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%'
print*, '%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%'

c
print*, '*.dat file to reduce: '
read *, filename
c
filename = filename(1:index(filename,' ')-1)// '.dat'
print*
print*, '***** FILENAME = ',filename, '*****'
print*

c
print*, '# of stars in the file : '
read*, nstars
print*, 'No. of stars : ', nstars

c
print*, '# of waveplate positions observed : '
read*, nhw
print*, 'No. of waveplate positions : ', nhw

c
print*, '# of apertures observed : '
read*, nap
print*, 'No. of apertures observed: ', nap

c
print*, 'Calcita (c) ou polaroide (p) ? '
read*,'(a1)') calc
print*, 'Calcita (c) ou polaroide (p) ? ',calc

c
print*, 'Readnoise - ADU'
read*, readnoise
print*, 'Readnoise - ADU : ',readnoise

c
print*, 'Ganho - e/adu '
read*, ganho
print*, 'Ganho (e/adu) : ',ganho

c
print*, 'Delta do angulo : '
read*, deltatheta
print*, 'Delta do angulo : ',deltatheta

c
if ((calc.eq.'c').or.calc.eq.'C') then
    nimages=2

```

```

        else
        if ((calc.eq.'p').or.calc.eq.'P') nimages=1
end if
c
print*, 'Numero de imagens de 1 estrela: ',nimages
c
open(8, file=filename, status='old')
c
do i=1, nhw
    do j=1, nstars
c
        print*, j
        read(8,'(a)') line
        image = line(1:index(line,' '))
c
        print*, line
        read(line(index(line,' '):),*) (a(1),
$
                                l=1,2+3*nap)
c
        print*,a
c
        stop
        skyo(j,i) = a(1)
        areaso(j,i) =a(2)
d
        print*
d
        print*, skyo(j,i)
d
        print*
        if (i.eq.1 .and. j.eq.1) then
            do k=1, nap
                ap(k) = a(2+k)
            end do
        end if
        do k=1, nap
            ano(j,i,k) = a(2+nap+k)
        end do
        do k=1, nap
            areao(j,i,k) = a(2+nap+nap+k)
        end do
c
        if (nimages.eq.2) then
            read(8,'(a)') line
            image = line(1:index(line,' '))
            read(line(index(line,' '):),*) (a(1),
$
                                l=1,2+3*nap)
            skye(j,i) = a(1)
            arease(j,i) = a(2)
            do k=1, nap
                ane(j,i,k) = a(2+nap+k)
            end do
            do k=1, nap
                areae(j,i,k) = a(2+nap+nap+k)
            end do
        end if
    end do
end do
c
close (unit=8)
c
print*, 'REDUCAO CCD'
do j=1,nstars

```

```

                print*, 'STAR #',j,' *****'
                do k=1, nap
C          VARIAVEL NPSKY DECLARADA COMO REAL
                npsky=0.d+0
                do i=1, nhw
                    sko(i)=skyo(j,i)
                    if (nimages.eq.2) ske(i)=skye(j,i)
                    ao(i)=ano(j,i,k)
                    if (nimages.eq.2) ae(i)=ane(j,i,k)
                    areo(i)=areao(j,i,k)
                    if (nimages.eq.2) aree(i)=areae(j,i,k)
                    npsky=npsky+areaso(j,i)+arease(j,i)
                end do
                npsky=npsky/2.d0
                call polar(ao,ae,nhw,sko,ske,areo,aree,nimages,
$                    q,u,sigma,sigmatheor,p,theta,z,readnoise)
C
                print*, 'APERTURE = ', ap(k)
                print*, '  Q      U      SIGMA      P      THETA
$ SIGMatheor.'
                print 2000, q,u,sigma,p,theta,sigmatheor
                print*
                print*, ' Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))'
                print 3000, (z(l), l=1,nhw)
                print*
C
                end do
            end do
1000    format(a10)
2000    format(1x, 4(f9.5), 2x, f5.1, 2x, f9.5)
3000    format((1x,4(f9.5)))
C
        end
C
        Subroutine polar (ano,ane,n,skyo,skye,areao,areae,nim,
$                    q,u,sigma,sigmatheor,p,theta,z,readnoise)
C
        implicit real*8 (a-h, o-z)
C
        implicit double precision (a-h, o-z)
        integer nim
        dimension ano(n), ane(n), z(n), areao(n), areae(n)
        dimension skyo(n), skye(n)
        dimension psi(16)
C
        common/delta/deltatheta,ganho,npsky
C
        sumo=0.d0
        sume=0.d0
        an=0.d0
        sky=0.d0
        r2t=0.d0
        npstar=0.d0
C
        readnoise=9.86
        r2= readnoise*readnoise
C
        deltatheta = 91.8
C
        deltatheta = 0.d+0

```

```

raiz=sqrt(2.d0)
c
do i=1,n
  psi(i) = 22.5d0*float(i-1)*3.14159d0/180.d0
  skyoo = skyo(i)*areao(i)
  ano(i) = ano(i) - skyoo
  sumo = sumo + ano(i)
  if (nim.eq.2) then
    skyee = skye(i)*areae(i)
    ane(i) = ane(i) - skyee
    an = an + (ane(i) + ano(i))/2.d0
    sume = sume + ane(i)
    sky= sky + (skyee + skyoo)/2.d0
    r2t = r2t + r2*(areae(i)+areao(i))/2.d0
    npstar = npstar + (areae(i)+areao(i))/2.d0
  else
    r2t = r2t + r2*areao(i)
    npstar = npstar + areao(i)
    an = an + ano(i)
    sky = sky + skyoo
  end if
end do
ak = sume / sumo
an = an / float(n)
sky = sky / float(n)
r2t = r2t / float(n)
r2t = r2t*ganho
c
sigmatheor = an/sqrt(an + (1.d0 + npstar/npsky)*(sky + r2t))
sigmatheor = sigmatheor*sqrt(ganho)
sigmatheor = 1.d0 / sigmatheor
sigmatheor = sigmatheor / sqrt(float(n))
if (nim.eq.1.) sigmatheor=sigmatheor*2.d0
c
sumz2 = 0.d0
q = 0.d0
u = 0.d0
c
do i=1,n
  if (nim.eq.2) then
    z(i) = (ane(i) - ano(i)*ak)/(ane(i) + ano(i)*ak)
  else
    z(i) = -1.d0*(ano(i)/an - 1.d0)
  end if
  sumz2 = sumz2 + z(i) * z(i)
  q = q + z(i) * cos(4.d0*psi(i))
  u = u + z(i) * sin(4.d0*psi(i))
end do
c
q = q/(n/2.d0)
u = u/(n/2.d0)
p = sqrt(q*q + u*u)
sigma = sqrt((sumz2/(n/2.d0) - q*q - u*u)/(n-2.))
theta = atan(u/q)
theta = theta*180.d0/3.14159d0
if (q.lt.0) then

```

```

        theta = theta + 180.d0
    end if
    if (u.lt.0. .and. q.gt.0) then
        theta = theta + 360.d0
    end if
    theta = theta/2.d0
    if (theta.ge.180.) then
        theta = theta -180.d0
    end if
    theta = 180.d0 - theta + deltatheta
    if (theta.ge.180.) then
        theta = theta - 180.d0
    end if
c
    q = p*cos(2.d0*theta*3.14159d0/180.d0)
    u = p*sin(2.d0*theta*3.14159d0/180.d0)
c
    return
c
    end
c

```

Tarefa PCCD (pccd.cl - IRAF):

```

#      Calculo da Polarizacao de Estrelas a partir de
#      fotometria de abertura usando qphot ou apphot.

```

```

procedure pccd (filename)

```

```

string filename      {prompt="Arquivo de entrada (.dat)}
int    nstars        {prompt="Numero de estrelas"}
int    nhw           {prompt="Numero de posicoes lamina"}
int    nap           {prompt="Numero de aberturas"}
string calc          {enum="c|p", prompt="Calcita (c) / Polaroid (p)}
real   readnoise     {prompt="Readnoise (adu)"}
real   ganho         {prompt="Ganho (e/adu)"}
real   deltatheta    {prompt="Delta do angulo"}
string fileout       {prompt="Arquivo de saida (.log)"}
string fileexe       {prompt="Arquivo pccd (.exe)"}

```

```

begin

```

```

    string file1, file2, roda

```

```

    file1 = "entrada"
# print ("'", filename, "'", >> file1)
print (filename, >> file1)
print (nstars, >> file1)
print (nhw, >> file1)
print (nap, >> file1)
print (calc, >> file1)
print (readnoise, >> file1)
print (ganho, >> file1)
print (deltatheta, >> file1)

```

```

file2 = "roda"
print ("rm ", fileout, ">> file2)
print (fileexe, " <", file1, " >&", fileout, ">> file2)

```

```

!source roda
delete entrada
delete roda

```

end

Tarefa MACROL (macrol.cl - IRAF):

```

#
# Script MACROL (Ver 1.0)
#
# Resumo:  Extrae os dados polarimetricos da
#          abertura com menor SIGMA para cada uma das
#          estrelas do arquivo de saida (file_in.log)
#          da rotina PCCD. A saida e um arquivo (.out).
#
#          MACROL lee diretamente o numero de estrelas, posicoes
#          da lamina e aberturas usadas do cabecario do (.log).
#

procedure macrol (file_in)

string file_in      {prompt="Arquivo de saida do PCCD"}
string file_out     {prompt="Arquivo de saida MACROL"}

struct *flist

begin

int    nl = 0
int    ml = 0
int    gl = 0
int    tl = 0

real   naper = 0
int    nstar = 0
int    stars = 0
real   positions = 0
real   apertures = 0
int    nnstar = 0

real   qq = 0
real   uu = 0
real   ss = 0
real   pp = 0
real   tt = 0
real   st = 0

```

```

real ssconst = 100

real qq = 0
real uu = 0
real sss
real pp = 0
real tt = 0
real st = 0

real aperval = 0
real aperok = 0
real qq1, uu1, ss1, pp1, tt1, st1
bool primin

string outfile, lix, cadena
struct line, line10, line12, line14, line26, linedata, lineaper

sss = ssconst
lineaper = " 0.      0.      0.      0.      0.      0.      0.      "

# Define nome do arquivo de saida (.out)
outfile = file_out // ".out"

# Imprime cabecario no arquivo de saida
print ("Q  U  SIGMA  P  THETA  SIGMAtheor. APERTURE ", >> outfile)

# Inicializa o puntero de lectura 'flist' ao arquivo (.log)
flist = file_in

# Comeca letura do arquivo (.log) com 'flist'
while (fscan (flist, line) != EOF) {

# Conta o numero de linha
nl = nl + 1

# Pega os dados da linha nl
linedata = fscan (line, qq, uu, ss, pp, tt, st)

# Elimina do calculo as linhas con dados espureos
cadena = substr (line,1,4)
if (cadena == " NaN" )
    ss = ssconst

# lee o numero de estrelas do arquivo de entrada (.log)
if (nl == 10)
    line10 = fscan (line, lix, lix, lix, lix, lix, stars)

# lee o numero de posicoes do arquivo de entrada (.log)
if (nl == 12)
    line12 = fscan (line, lix, lix, lix, lix, lix, positions)

# lee o numero de aperturas do arquivo de entrada (.log)
if (nl == 14)
    line14 = fscan (line, lix, lix, lix, lix, lix, apertures)
}

```

```

# lee tamanho da abertura
if (substr(line,1,9) == " APERTURE")
    line26 = fscan (line, lix, lix, aperval)

if (substr(line,1,5) == " STAR")
    primin = no

# Verifica leitura ate o numero massimo de estrelas
if (stars > nstar) {

if (frac(positions / 4) == 0)
    gl = 6 + (positions / 4)
else
    gl = 7 + int(positions / 4)

ml = 1 + (apertures * gl)

tl = 28 + (nstar * ml) + (naper * gl)

# Verifica leitura ate o numero massimo de aberturas
if (apertures > naper) {

# Verifica sim o numero de linha contem os dados Q, U, , , ,
# e avalia cada abertura para a estrela nstar
if (nl == tl) {

naper = naper + 1
nstar = nstar + 1
print ("Evaluating...star",nstar,"of",stars,", aperture",naper,"of",apertures)

if (ss > sss)
    primin = yes

# Verifica se o SIGMA e' minimo
if (ss < sss && primin == no) {

    lineaper = line
    qqq = qq
    uuu = uu
    sss = ss
    ppp = pp
    ttt = tt
    stt = st
    aperok = aperval

    }

# Verifica se termino avaliacao de aberturas para a estrela nstar
if (naper == apertures) {

```

```

# Imprime abertura dados de abertura com menor SIGMA
print (lineaper, "          ", aperok, >> outfile)

# Atualiza variaveis para proxima leitura
nstar = nstar + 1
qqq   = 0
uuu   = 0
sss   = ssconst
ppp   = 0
ttt   = 0
stt   = 0
naper = 0
lineaper = " 0.    0.    0.    0.    0.    0.    "
}
}
}
}
}
end

```