



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15345-TDI/1381

**A INFLUÊNCIA DO CAMPO MAGNÉTICO
INTERESTELAR NA FORMAÇÃO ESTELAR
ASSOCIADA A JATOS ÓPTICOS**

Cristiane Godoy Targon

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada
pela Dra. Cláudia Vilega Rodrigues, aprovada em 1 de agosto de 2008.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2008/07.18.21.05>>

INPE
São José dos Campos
2008

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:

Presidente:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Membros:

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15345-TDI/1381

**A INFLUÊNCIA DO CAMPO MAGNÉTICO
INTERESTELAR NA FORMAÇÃO ESTELAR
ASSOCIADA A JATOS ÓPTICOS**

Cristiane Godoy Targon

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada
pela Dra. Cláudia Vilega Rodrigues, aprovada em 1 de agosto de 2008.

Registro do documento original:

<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2008/07.18.21.05>

INPE
São José dos Campos
2008

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

T174i Targon, Cristiane Godoy.

A influência do campo magnético interestelar na formação estelar associada a jatos ópticos/ Cristiane Godoy Targon. – São José dos Campos: INPE, 2008.

160p. ; (INPE-15345-TDI/1381)

1. Campo magnético. 2. Formação estelar. 3. Jatos. 4. Meio interestelar. 5. Objetos Herbig-Haro. 6. Polimetria.
I. Título.

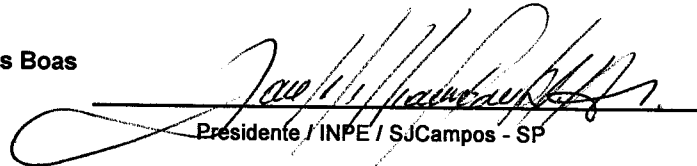
CDU 52-126

Copyright © 2008 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, microfílmico, reprográfico ou outros, sem a permissão escrita da Editora, com exceção de qualquer material fornecido especificamente no propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2008 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, microfilming, recording or otherwise, without written permission from the Publisher, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

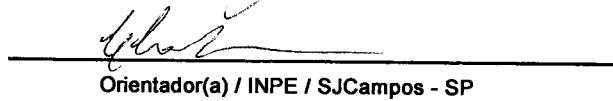
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestre em
Astrofísica

Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas



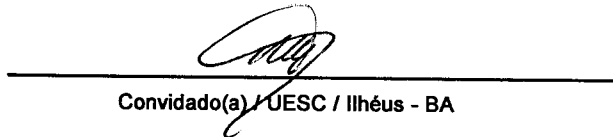
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues



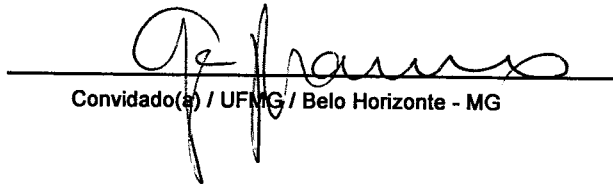
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Adriano Hoth Cerqueira



Convidado(a) / UESC / Ilhéus - BA

Dr. Gabriel Armando Pellegatti Franco



Convidado(a) / UFMG / Belo Horizonte - MG

Aluno (a): Cristiane Godoy Targon

São José dos Campos, 01 de agosto de 2008

“Pense por si mesmo. Seu custo será fazê-lo. Sua recompensa será tê-lo feito.”

MÁRIO BUNGE

Dedico este trabalho à mais fofo dentre as mães, a minha
:D

AGRADECIMENTOS

Agradeço:

à Cláudia Vilega Rodrigues, pela eterna disponibilidade, extrema clareza, enfim, pela orientação como um todo. Como eu costumava dizer, e acho que você nem sabia: ‘uma pessoa tão pequena com uma risada tão grande...’ :D;

ao Reinaldo Ramos de Carvalho, pelo ‘chacoalhão’ num momento mais que crucial;

ao José Carlos Neves de Araújo, por acreditar tanto em mim :D;

ao José Williams dos Santos Vilas Boas, por ‘viajar’ tanto, e também me estimular a fazê-lo :P;

à Priscilla Firmino Polido, a Pri, pelas profundas discussões sobre ‘a vida, o universo e tudo mais’ (ADAMS, 2004) madrugadas adentro... Puxa! :D;

às máquinas de lavar da ‘República das Cataporas’, uma lição de vida;

aos amigos de São Carlos, verdadeiros calmantes em meio às turbulências da vida;

à minha sobrinha, por ser tão fofa;

a todos os outros amigos, colegas, professores, familiares que, mesmo sem fazer idéia, às vezes com uma só palavra, mudaram o curso de minha vida e deste trabalho. *TODOS* foram importantes. *MESMO*. Em sua maneira peculiar de me mostrar cada reentrância de cada detalhe da vida cada um é, simplesmente, insubstituível;

e à CAPES, pelo apoio financeiro.

‘Citando’ a Pri numa brincadeirinha que resume bem o mestrado:

-Puxa, Pri, acho que já vejo uma luz no fim do túnel!

-Bom, Cris... tomara que não seja um trem!!!

Agora vamos à minha tese, que ganhou corpo. Muito corpo. Aliás, corpo demais. É uma tese obesa. Ah, esses problemas da vida moderna... Bem, ao menos não é simplesmente uma tese. É uma tesão :P

Boa leitura :D

RESUMO

Em regiões de formação estelar de nossa Galáxia, encontramos os objetos Herbig-Haro, que resultam do choque supersônico de efluxos (*outflows*) originados em estrelas jovens com o meio interestelar adjacente. O mecanismo que se acredita ser responsável pela geração dos jatos (processo de aceleração magneto-centrífuga) envolve a presença de um campo magnético possivelmente remanescente do colapso gravitacional que deu origem ao sistema disco-protostrela. A propagação do jato no MI também pode ser influenciada pelas características do campo magnético interestelar. Este trabalho é um estudo observacional baseado em polarimetria óptica CCD para a procura de correlações entre as características do campo magnético do meio interestelar nas vizinhanças de objetos Herbig-Haro e as propriedades desses objetos e de suas fontes centrais. Nossa amostra é composta de 28 campos contendo 1 ou mais objetos Herbig-Haro. Os resultados obtidos foram: o alinhamento entre a geometria do objeto estelar jovem e o campo magnético depende da idade do objeto, sendo que é observado alinhamento para objetos de Classe 0 e I, mas não para objetos de Classe II e III; jatos mais extensos tendem a ser perpendiculares ao campo magnético do meio interestelar; a dispersão média do campo magnético do meio interestelar é maior para objetos mais evoluídos, evidenciando que a formação estelar deve transferir momentum para o meio; objetos de maior massa tendem a se localizar em locais com maior dispersão do campo magnético, sendo provável que essa maior dispersão seja uma característica da região anterior à formação estelar de alta massa, influenciando-a; a polarização média dos campos cresce com o avermelhamento em regiões de baixa massa, mas decresce em regiões de alta massa.

THE ROLE OF THE INTERSTELLAR MAGNETIC FIELD IN THE STAR FORMATION ASSOCIATED TO OPTICAL JETS

ABSTRACT

Herbig-Haro objects result from the shocks of outflows from young stellar objects with the surrounding interstellar medium of our Galaxy. The mechanism believed to be responsible for the generation of jets (magneto-centrifugal acceleration) involves the presence of a magnetic field. It can be remnant from the interstellar magnetic field in the parent molecular cloud from which the protostellar object has been formed. Moreover, the interstellar magnetic field may influence the outflow propagation. We present an optical polarimetric study for the search of correlations between the interstellar magnetic field and the characteristics of Herbig-Haro objects and its central sources. Our sample is composed of 28 fields having one or more Herbig-Haro objects. We have found that there is an alignment between the jet and the interstellar magnetic field for Class 0 and Class I objects, but not for Class II and Class III objects. The most extended jets in our sample tend to be perpendicular to the magnetic field. The average dispersion of the magnetic field in the studied regions is larger for older objects, showing that the star formation process can transfer momentum to the medium. From a point of view of the mass of the central source, larger magnetic field dispersions are found in regions containing high mass objects. We suggest that the observed dispersion is a characteristic of the region prior to star formation, playing a role on the collapse of this kind of object. The mean interstellar polarization grows with extinction in low mass star forming regions, but decreases in the high mass ones. It could be explained by a smaller polarizing efficiency in these regions.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	27
1.1 - Um pouco de história	27
1.2 - Evolução pré-seqüência principal e efluxos	28
1.3 - Objetos Herbig-Haro	32
1.3.1 - Outros observáveis relacionados a objetos Herbig-Haro	34
1.4 - Campo magnético do meio interestelar	37
1.4.1 - Determinação do campo magnético no meio interestelar através da polarimetria	38
1.4.2 - O papel do campo magnético na formação estelar	39
1.4.3 - Alinhamento entre a direção do CM e eixos de simetria de OEJs	41
1.5 - Justificativa deste trabalho	45
CAPÍTULO 2 - NOS BASTIDORES DA POLARIMETRIA	47
2.1 - História	47
2.2 - Polarização da radiação eletromagnética	48
2.3 - Polarimetria	52
2.3.1 - Fenômenos ópticos	52
2.3.2 - Elementos ópticos	53
2.4 - Instrumento utilizado neste trabalho	56
CAPÍTULO 3 - DADOS OBSERVACIONAIS	61
3.1 - Obtenção e redução dos dados	61
3.1.1 - Correção das imagens CCD	62
3.1.2 - Fotometria de abertura	63
3.1.3 - Cálculo da polarização	64

3.1.4 - Calibração polarimétrica	67
3.2 - Análise da polarimetria dos campos	68
CAPÍTULO 4 - INFORMAÇÕES PRÉVIAS DOS OBJETOS DA AMOSTRA	75
CAPÍTULO 5 - RESULTADOS E DISCUSSÃO	91
5.1 - Correlações entre a diferença de ângulo de posição do jato e do campo magnético do meio interestelar e as propriedades dos jatos e OEJs	92
5.2 - Correlações entre a dispersão do campo magnético do meio interestelar e propriedades dos jatos e OEJs	96
5.3 - Correlações entre a polarização média do meio interestelar e as propriedades dos jatos e OEJs	99
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	101
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	103
APÊNDICE A - DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DA POLARIZAÇÃO NOS CAMPOS OBSERVADOS	119
APÊNDICE B - ARTIGO	151

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Região de HH46/47. Exemplo de jato e extinção interestelar.	29
1.2 Classificação espectral associada com a sequência evolutiva para objetos de baixa massa.	31
1.3 Caminhos evolucionários de estrelas pré-SP.	32
1.4 Modelo de Myers <i>et al.</i> (1998) para sequência evolutiva de FE.	32
1.5 Imagem de HH336, um jato afetado pelas condições do MI.	33
1.6 Imagem de HH92. Exemplo de fluxo gigante e das dificuldades com a nomenclatura.	34
1.7 Imagem de um núcleo denso protoestelar no submilimétrico.	35
1.8 Modelos de efluxos moleculares.	36
1.9 Imagem de HH211 no IV distante e milimétrico. Este objeto poderia ser observado como HH óptico em ambiente menos denso.	37
1.10 Imagem em de CLR618, uma estrela pós-AGB	37
2.1 Elipse de polarização.	48
2.2 Imagem de HD94851. Cada objeto aparece duplicado devido à separação dos feixes ordinário e extraordinário pelo prisma de calcita.	57
2.3 Exemplo de modulação de X_i , a razão entre a diferença de intensidade entre os feixes ordinário e extraordinário e a intensidade total.	59
3.1 Imagem de <i>bias</i> : Variações de baixa frequência espacial.	63
3.2 Resultados da polarimetria para um dos campos observados.	69

3.3	Exemplos de histogramas das direções de polarização.	71
3.4	Polarização \times Magnitude para estrelas no campo de HH135 e 136.	72
4.1	Exemplo onde a direção do jato foi obtida pelos nós de emissão.	78
4.2	Exemplo onde a direção do jato é obtida visualmente.	78
5.1	Histograma cumulativo da diferença entre as direções do CMI e do eixo do HH ($\Delta\theta$).	93
5.2	Histogramas cumulativos de $\Delta\theta$ para diferentes estágios evolutivos.	94
5.3	Histogramas cumulativos de $\Delta\theta$ para diferentes massas.	94
5.4	Gráfico da L_{bol} do OEJ \times extensão do jato.	95
5.5	Gráfico da classe do OEJ \times extensão do jato.	95
5.6	Gráfico de $\Delta\theta$ \times extensão do jato.	96
5.7	Gráfico de dispersão do CMI \times extensão do jato.	97
5.8	Histograma cumulativo das dispersões do CMI para todos os objetos, para os objetos em estágios iniciais de FE e para os objetos de classe II e III.	97
5.9	Gráfico da dispersão do CMI \times luminosidade bolométrica do OEJ.	98
5.10	Histograma cumulativo das dispersões para todos os objetos, para os objetos de massa intermediária e alta e para os objetos de baixa massa.	98
5.11	Gráfico de dispersão \times polarização média.	99
5.12	Gráfico da polarização média do MI \times extinção do MI com destaque para objetos de diferentes massas.	99

A.1	Histograma dos ângulos de posição da polarização para a região de HH19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 37, 70. Este histograma contém os ângulos de posição para os Campos 1 e 2.	119
A.2	Distribuição espacial dos vetores de polarização próximos à região de HH19 a 27, 37 e 70. Campo 1 à esquerda e Campo 2 à direita.	120
A.3	Região próxima à HH52, 53 e 54. À direita vemos a distribuição espacial dos vetores de polarização. À esquerda temos o histograma dos ângulos de posição da polarização para este campo.	121
A.4	Idem Figura A.3 para HH55.	122
A.5	Idem Figura A.3 para HH56 e 57.	123
A.6	Idem Figura A.3 para HH68 e 69.	124
A.7	Idem Figura A.3 para HH72.	125
A.8	Idem Figura A.3 para HH73 e 74.	126
A.9	Idem Figura A.3 para HH75.	127
A.10	Idem Figura A.3 para HH82, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 104, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736 e 860.	128
A.11	Idem Figura A.3 para HH59, 60 e 83.	129
A.12	Idem Figura A.3 para o Campo 1 de HH90, 91, 92, 93, 597 e 598.	130
A.13	Idem Figura A.12, para o Campo 2.	131
A.14	Idem Figura A.3 para HH120. Esse histograma é para o tempo de exposição igual a 300 s.	132
A.15	Idem Figura A.14, no filtro I.	133
A.16	Idem Figura A.3 para HH133.	134
A.17	Idem Figura A.3 para HH135 e 136.	135

A.18 Idem Figura A.3 para HH137 e 138.	136
A.19 Idem Figura A.3 para HH139, 76 e 77.	137
A.20 Idem Figura A.14 para HH140, 141, 142 e 143.	138
A.21 Idem Figura A.3 para HH160.	139
A.22 Idem Figura A.3 para HH171.	140
A.23 Idem Figura A.3 para HH188 e 246.	141
A.24 Idem Figura A.3 para HH217.	142
A.25 Idem Figura A.3 para HH240 e 241.	143
A.26 Idem Figura A.1 para HH271, 272 e 273.	144
A.27 Idem Figura A.3 para o Campo 1 de HH271, 272 e 273.	145
A.28 Idem Figura A.3 para o Campo 2 de HH271, 272 e 273.	146
A.29 Idem Figura A.3 para HH289.	147
A.30 Idem Figura A.3 para HH320 e 321.	148
A.31 Idem Figura A.3 para HH399.	149
A.32 Idem Figura A.3 para HH444, 445, 446 e 447.	150

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Informações polarimétricas e avermelhamento interestelar para os campos observados	65
3.2 Estrelas padrão observadas	67
4.1 Novas coordenadas sugeridas para HH140, 141, 142, 143	79
4.2 Informações sobre os objetos da amostra - Nome do OEJ; L_{bol} do OEJ; Massa do OEJ; Classe.	80
4.3 Informações sobre os objetos da amostra - Distância; Extensão do jato; Ângulo de posição do jato.	85

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

$\Delta\theta$	– Diferença entre a direção do campo magnético do meio interestelar e a direção do jato
σ_B	– Dispersão do campo magnético
A(R)	– Avermelhamento, extinção (no filtro R)
adu	– <i>Analog-to-digital unit</i>
BM	– Baixa massa
CM	– Campo magnético
CMI	– Campo magnético do meio interestelar
CCD	– <i>Charge Coupled Device</i>
D	– Distância
E	– Extensão
F _{Cum}	– Fração cumulativa
FE	– Formação estelar
<i>fwhm</i>	– <i>Full Width at Half Maximum</i>
HH	– Objeto Herbig-Haro
HR	– Hertzsprung-Russell
IV	– Infravermelho
IRAF	– <i>Image Reduction and Analysis Facility</i>
k_{s1}	– Teste de Kolmogorov-Smirnov comparando uma distribuição de dados com uma distribuição aleatória hipotética
k_{s2}	– Teste de Kolmogorov-Smirnov comparando se duas distribuições de dados podem provir de uma mesma distribuição
LNA	– Laboratório Nacional de Astrofísica
MHD	– Magnetohidrodinâmico
MI	– Meio interestelar
MIA	– Massa intermediária e/ou alta
NED	– Nasa/Ipac Extragalactic Database
NOAO	– <i>National Optical Astronomy Observatories</i>
NW	– Noroeste
OEJ	– Objeto estelar jovem
$\langle P_{MI} \rangle$	– Polarização média do meio interestelar
SITe	– <i>Scientific Imaging Technologies</i>
SP	– Sequência principal
TT	– Objeto T Tauri

LISTA DE SÍMBOLOS

α	–	Ascensão reta
δ	–	Declinação
ρ	–	Densidade de massa
CO	–	Monóxido de carbono
H_2	–	Hidrogênio molecular
L_{bol}	–	Luminosidade bolométrica
L_{\odot}	–	Luminosidade solar
pc	–	Parsec
PA	–	Ângulo de posição
UA	–	Unidade astronômica

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Este é um trabalho observacional cujo objetivo é verificar a existência de correlações entre as propriedades do campo magnético do meio interestelar (CMI) de nossa galáxia e as características associadas à estrelas em formação com objetos Herbig-Haro (HH) associados. O presente capítulo apresenta uma revisão dos temas pertinentes a este trabalho. Iniciamos com uma visão histórica da formação estelar (FE) (seção 1.1) e a apresentação de alguns conceitos sobre a FE e a evolução pré-sequência principal (SP) (seção 1.2). Em seguida, introduzimos os HHs, que motivaram este estudo (seção 1.3), o CMI, sua importância no contexto de FE e como medi-lo (seção 1.4), e, para finalizar, a seção 1.5 apresenta a justificativa deste trabalho.

1.1 Um pouco de história

Nesta seção, apresentamos um resumo histórico do conhecimento sobre FE. As principais referências utilizadas foram o livro de [Stahler e Palla \(2004\)](#) e os trabalhos de revisão de [Bachiller \(1996\)](#) e [Reipurth e Bally \(2001\)](#).

Os primeiros resultados quantitativos sobre o nascimento das estrelas são relativamente recentes, remontando a menos de um século. Começando nos anos 40, os objetos T Tauri (TT) foram observados. Hoje sabe-se que essas variáveis representam uma fase primitiva de evolução das estrelas de tipo solar. Também parecia que esses objetos deviam ter se condensado das nuvens escuras em que eram encontrados. Por volta de 1950, [Herbig \(1951\)](#) e [Haro \(1952\)](#) descobriram pequenas nebulosidades com um espectro peculiar em linhas de emissão, os hoje chamados 'objetos Herbig-Haro' (HH) (vide seção 1.3). Estes objetos foram logo associados a ventos estelares ([OSTERBROCK, 1958](#)), e assim começou o estudo de fenômenos de perda de massa em estrelas jovens. A década seguinte mostrou avanços no entendimento da física básica do colapso de nuvens. Os passos de descoberta aceleraram-se rapidamente nos anos 70, como resultado, principalmente, de nova instrumentação. A astronomia no infravermelho (IV) permitiu observar-se através da poeira e ver objetos ainda mais jovens. Observações no milimétrico, em raios-X e detectores mais sensíveis no óptico e IV próximo todas tiveram seu impacto. Nesse meio tempo, a pesquisa teórica avançou rapidamente, com estudos cobrindo desde reações químicas no ambiente das nuvens até a estrutura de estrelas jovens. Observou-se que os objetos HH estavam

associados à interação de um vento estelar supersônico com o material ambiente (SCHWARTZ, 1975). Medidas de movimentos próprios (CUDWORTH; HERBIG, 1979) confirmaram que a ejeção se origina de uma estrela recém formada. Nos anos 80 notou-se a natureza bipolar dos efluxos e observações de nuvens moleculares em linhas de CO levaram à detecção de um grande número de efluxos. Desde meados de 1990, as observações revelam planetas gigantes em torno de estrelas jovens. Também busca-se um entendimento mais geral do processo de formação de planetas e como esses corpos se formam a partir dos discos circunstelares que aparecem durante o colapso do objeto estelar central.

A FE também é observada no contexto extragaláctico. Podemos traçar observacionalmente essa transformação em galáxias próximas e distantes. O padrão de FE numa galáxia é uma característica fundamental que às vezes determina sua estrutura. Em nossa galáxia, por exemplo, os braços espirais são um aumento temporário da densidade do disco, levando a um aumento na taxa de FE. Assim, quando a onda espiral passa, a taxa de FE cai novamente. Os jatos também são observados em outras fases da evolução estelar, como em binárias de raios-X, ou mesmo em centros de galáxias ativas. Nesses casos, o fenômeno também é associado ao acréscimo de matéria. Ou seja, jatos são comuns em diversas escalas e observáveis em vários comprimentos de onda. Assim, o que era visto como um fenômeno local (tanto a FE quanto os jatos) é agora apreciado como verdadeiramente global!

1.2 Evolução pré-seqüência principal e efluxos

O nascimento das estrelas acontece no meio interestelar (MI), que é a matéria existente entre as estrelas dentro de uma galáxia. Ele difere do meio intergaláctico, que é muito mais tênue e atinge temperaturas muito maiores. As estrelas formam-se das regiões mais densas do MI, as nuvens moleculares (0,1 - 30 pc), que contém principalmente hidrogênio molecular graças à suas baixas temperaturas (10 - 30 K) e altas densidades ($10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Partes dessas regiões podem colapsar gravitacionalmente para dar origem a estrelas, que podem originar jatos, como mostrado na Figura 1.1. Esta imagem também ilustra a alta extinção (região mais escura, sem estrelas), provocada pelo adensamento de matéria associado a uma região de FE. Iniciaremos dando uma visão geral do processo de colapso. O papel do CMI na FE será abordado na seção 1.4.

Inicialmente, o gás se contrai pela gravidade e neste processo irradia parte da ener-



FIGURA 1.1 - Composição de imagens em [SII] e $H\alpha$ de HH46/47 e o glóbulo de Bok ESO 210-6A (BOK, 1978) associado. Note a extinção (região central, sem estrelas) causada pelo material do meio, e o jato, na parte superior esquerda. Esse objeto faz parte de nossa amostra.

FONTE: [Stahler e Palla \(2004\)](#)

gia interna do gás para o ambiente. Nesse estágio, a condensação ($\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ pc), com temperaturas da ordem de 20 K, pode ser detectada nos regimes milimétrico e submilimétrico. Chamamos este objeto, que já possui jatos, de protoestrela. Conforme o colapso continua, o núcleo se aquece, pois a radiação térmica, agora, não mais escapa, graças à crescente densidade e profundidade óptica. Isso retarda o colapso até serem atingidas sucessivamente as temperaturas de dissociação do hidrogênio molecular e de ionização do hidrogênio e outros elementos. Esses processos absorvem a energia térmica, levando a mais colapso do núcleo. Quando todo o material já está ionizado, a pressão térmica cresce o suficiente para competir com a pressão gravitacional, de modo que um equilíbrio hidrostático quasi-estável é atingido. Uma estrela pré-SP nasce (estrela+disco $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ pc). Nesse estágio, grande parte do envelope de poeira já se dissipou, e o objeto estelar jovem (OEJ) atinge temperaturas da ordem de 2000K, podendo ser observado no IV.

Entretanto, com o colapso, e considerando a conservação do momento angular, a rotação tenderia a crescer drasticamente, opondo-se ao colapso. Desse modo, o momento angular precisa ser removido para que possamos acumular matéria no objeto central. Os jatos e efluxos associados a OEJs seriam formas de remover eficientemente o excesso de momento angular.

Observacionalmente (vide Figura 1.2) classificam-se os estágios de formação de uma estrela por sua distribuição espectral de energia. Essa classificação é baseada nos OEJs de baixa massa (BM) já que eles são mais fáceis de investigar do que os de alta massa, que evoluem muito rapidamente. O primeiro estágio corresponde a objetos de *Classe 0*, que são condensações de alta extinção visual (as fontes mais profundamente embebidas). Tais objetos ainda têm envelopes de massas comparáveis à massa do objeto central. Todos os objetos de *Classe 0* estão associados a efluxos moleculares altamente colimados. Os objetos de *Classe I* ainda estão profundamente embebidos em núcleos moleculares densos e não são opticamente visíveis. São frequentemente associados a efluxos moleculares bipolares. Os objetos de *Classe II*, ou estrelas *TTauri* (TT) *Clássicas*, têm um disco de acréscimo, mas não têm envelopes em queda e, às vezes, tem jatos. Finalmente, objetos de *Classe III* têm uma fotosfera com vento estelar e são livres de quantidades significativas de material circunstelar.

As luminosidades de OEJs de BM podem ser até centenas de vezes maiores que o valor de luminosidade que o objeto possuirá na SP (Figuras 1.3 e 1.4). Objetos de massa intermediária e alta (MIA) possuem essa diferença menos pronunciada. Essas figuras também mostram que a luminosidade bolométrica tende a ser maior nas fases O, I e II com relação à fase III. Em particular, os modelos de Myers *et al.* (1998) - Figura 1.4 - indicam que os objetos de classe I podem ser aqueles onde as maiores luminosidades bolométricas são alcançadas.

As *TT* são resultado da FE de BM ($< 2 M_{\odot}$) enquanto os objetos pré-SP de massa um pouco maior ($2 - 8 M_{\odot}$) são chamados *Herbig-Ae/Be*. Os objetos ainda mais massivos ($> 8 M_{\odot}$) não são facilmente observáveis no estágio pré-SP, pois, quando se tornam visíveis, dispersando o gás e poeira em seu entorno, o hidrogênio em seu centro já iniciou a fusão termonuclear, e são, portanto, objetos de SP.

Como visto acima, a FE, em seus estágios iniciais, produz efluxos de matéria partindo do objeto central. Acredita-se, atualmente, que todos os OEJ's têm períodos de grande perda de massa. As observações mostram, em muitos casos, que os efluxos

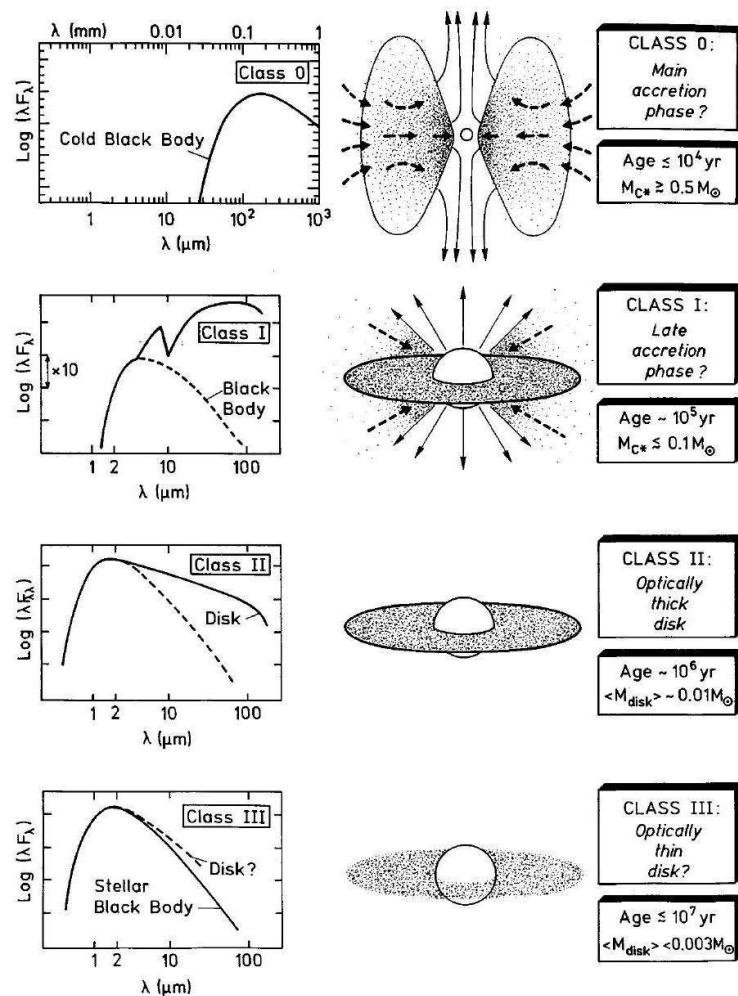


FIGURA 1.2 - Classificação espectral associada com a sequência evolutiva para objetos de baixa massa proposta por [Andre e Montmerle \(1994\)](#).
 FONTE: [Bachiller \(1996\)](#)

emergem bipolarmente. Esses ventos rápidos e bem colimados varrem o gás molecular ambiente em suas vizinhanças, formando duas cavidades orientadas em direções opostas com respeito à estrela central. Para regiões muito densas ou distantes tal atividade pode ser o melhor meio de revelar a presença de um OEJ. Quando esses efluxos possuem velocidades supersônicas com relação ao MI adjacente, são chamados de jatos, e temos a formação de choques. Os objetos HH, presentes em nosso trabalho, são manifestações em comprimentos de onda visíveis desses choques. Descrevemos com mais detalhes esses objetos na seção 1.3, a seguir.

Para mais detalhes sobre o tema desta seção, consulte [Andre et al. \(2000\)](#), [Lery et](#)

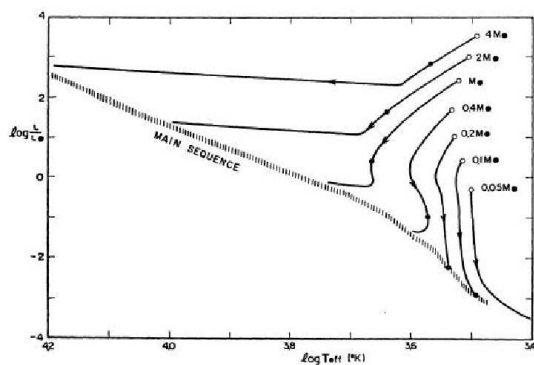


FIGURA 1.3 - Caminhos evolucionários de estrelas pré-SP.
 FONTE: Hayashi (1966)

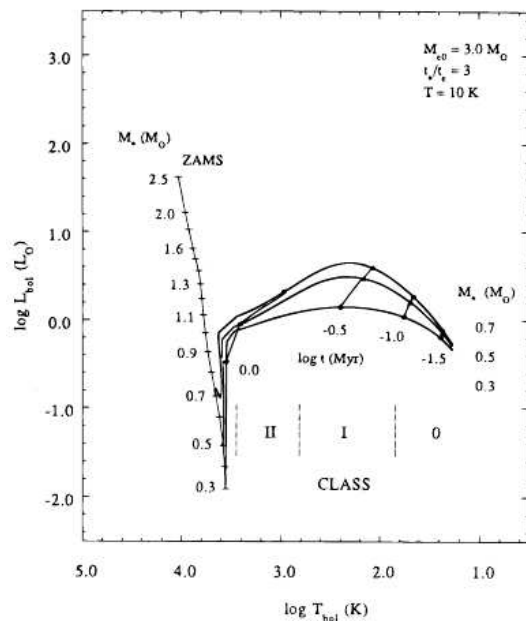


FIGURA 1.4 - Modelo de Myers *et al.* (1998) para sequência evolutiva de FE.
 FONTE: Myers *et al.* (1998)

al. (2004), Bachiller (1996) e Stahler e Palla (2004).

1.3 Objetos Herbig-Haro

Herbig (1951) e Haro (1952) notaram, independentemente, a presença, em Órion, de dois “caminhos” nebulosos brilhantes em $H\alpha$, de espectro não usual, numa área já conhecida por conter muitas estrelas TT. Adicionalmente a $H\alpha$ e outras linhas de Balmer, os objetos emitiam em algumas transições ópticas proibidas: [S II], [N II], [Fe II], [O I], [O II] entre outras. Sabia-se, da observação de supernovas, que esse tipo de espectro era devido a choques. As camadas próximas a um choque compreendem um grande intervalo de condições físicas conforme o gás se resfria, passando de ionizado a atômico, e, então, ao estado molecular (DOPITA; SUTHERLAND, 2003). Esses objetos mostraram-se bastante comuns em regiões de FE, e foram chamados de ‘objetos Herbig-Haro’ (HH). Eles ocorrem em regiões de FE tanto de alta quanto de BM (REIPURTH; BALLY, 2001).

Os HHs apresentam-se normalmente como pequenas nebulosidades alinhadas chamadas de nós de emissão. Os tamanhos típicos da cadeia de nós vão de 0,01 a 1 pc. O movimento próprio desses nós mostra que suas velocidades (10 - 1000 km/s)

são comparáveis às velocidades de ventos estelares, sendo plausível que eles estejam traçando o fluxo de um jato. Sua morfologia depende das características do MI: distribuição de matéria, presença de ventos e/ou emissão ionizante, por exemplo. Na Figura 1.5 vemos um jato altamente afetado por essas condições. Essa imagem também ilustra os nós de emissão.

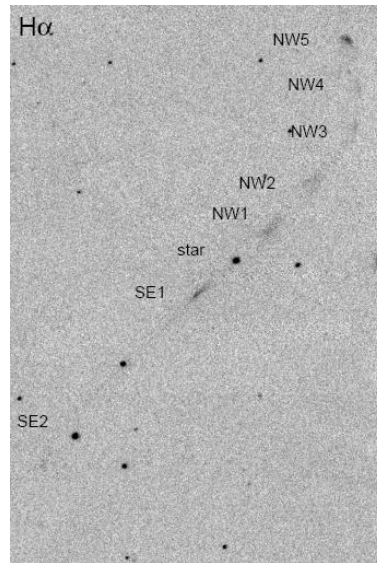


FIGURA 1.5 - Imagem de HH336. A direção do jato é afetada pelas condições do MI. Note a deflexão da extremidade noroeste (NW) do jato. Os nós de emissão também estão indicados por seus nomes (SE1, NW2, etc) na imagem.

FONTE: [Bally e Reipurth \(2001\)](#)

Os objetos HH são denominados seguindo o padrão “HHxxx”, onde xxx corresponde a um número que segue a seqüência temporal de descoberta. Inicialmente associava-se um número a cada nó de emissão. Depois, ao descobrir-se que vários deles faziam parte do mesmo sistema físico, como no caso do sistema HH7-11 ([REIPURTH, 1994](#)), notou-se que seria mais prático utilizar um mesmo número para um conjunto físico de nós, com cada nó geralmente sendo distinguido pelo acréscimo de uma letra, como por exemplo HH135A, HH135B. Mesmo assim, ainda foram encontradas dificuldades, já que objetos HH inicialmente não associados entre si mostraram-se fazendo parte de um mesmo sistema físico. Exemplos são os jatos gigantes, que se estendem até vários parsecs da estrela original. Na Figura 1.6 vemos uma pequena parte de um fluxo gigante do qual fazem parte os HHs 90, 91, 92, 93, 597, 598 e a fonte IRAS 05399-0121, que é o OEJ que dá origem ao jato.

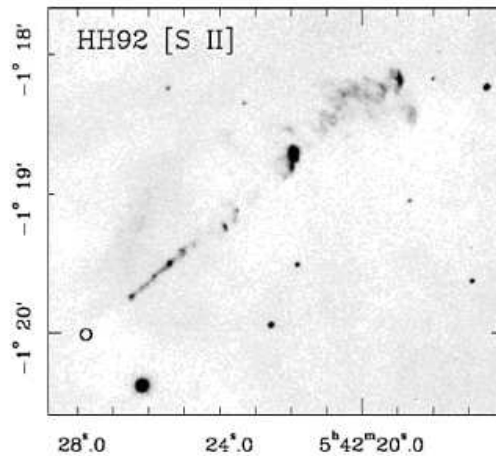


FIGURA 1.6 - Imagem de HH92. Ele faz parte de um fluxo gigante (4pc) que compreenderia HH90, HH91, HH93, HH597, HH598 e a fonte IRAS 05399-0121. Esse objeto faz parte de nossa amostra.

FONTE: [Bally et al. \(2002\)](#)

A melhor forma de identificar inequivocamente um objeto nebuloso numa região de FE como HH é tomar seu espectro. Porém, a técnica mais eficiente para descobrir objetos HH é através de imageamento por filtros estreitos, principalmente em linhas [SII]. Se o objeto observado aparece forte em [SII], então é muito provável que se trate de um objeto HH. Para mais detalhes e outras técnicas consultar [Reipurth \(1994\)](#).

1.3.1 Outros observáveis relacionados a objetos Herbig-Haro

Há outras emissões associadas aos HHs, já que eles são uma pequena parte da morfologia de um OEJ como um todo. Os HHs apresentam-se como nebulosidades com espectros típicos de choque no óptico, IV e ultravioleta. Entretanto, se queremos estudar a região mais próxima à estrela de origem, devemos observar comprimentos de onda que podem atravessar a poeira na qual o objeto está embebido.

Em rádio, vemos linhas moleculares nos efluxos e contínuo livre-livre nas vizinhanças de suas fontes ([REIPURTH; BALLY, 2001](#)). Essas emissões não são necessariamente associadas a choques, mas podem estar presentes em OEJs que apresentam o fenômeno HH. A alta resolução angular dessas observações nos permite, muitas vezes, achar a fonte central, ou obter sua localização mais exata. Esses efluxos moleculares são gás da nuvem colocado em movimento por um OEJ. Parece que praticamente

todos os OEJs embebidos tem efluxos moleculares em algum nível (STHALER; PALLA, 2004). Esses efluxos podem ter ângulos de abertura grandes ou pequenos. Assim, podem ter relação com a origem dos jatos, que são efluxos que mantêm uma estrutura relativamente estreita e têm velocidades suficientes para gerar choque. Associados aos HHs também podem existir masers (REIPURTH; BALLY, 2001).

Instrumentos operando no milimétrico e submilimétrico com capacidade de medir fluxo e polarização com boa resolução angular têm fornecido informações importantes sobre as estruturas de pequena escala em regiões de FE, indicando, por exemplo, uma compressão das linhas de CM em núcleos densos protoestelares. Girart *et al.* (2006) observaram uma geometria de “ampulheta” para o CM próximo a NGC1333 IRAS 4A, conforme ilustrado na Figura 1.7.

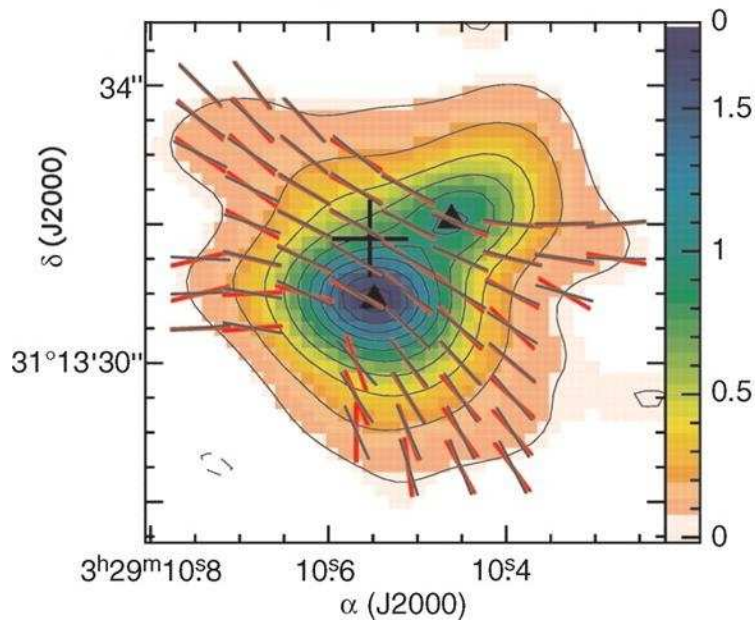


FIGURA 1.7 - Imagem de NGC1333 IRAS 4A, um sistema binário protoestelar, em 345 GHz (submilimétrico) com resolução de 360 UA. Os contornos são emissão de poeira. As barras vermelhas representam a direção do CM. As linhas cinza são o melhor ajuste a um modelo.

FONTE: Girart *et al.* (2006)

Ainda não está claro como se formam os efluxos em OEJs. Porém, o mapeamento de suas propriedades físicas com alta resolução espacial é importante para distinguir entre os diferentes modelos propostos na literatura, já que as previsões teóricas são bastantes distintas (vide Figura 1.8).

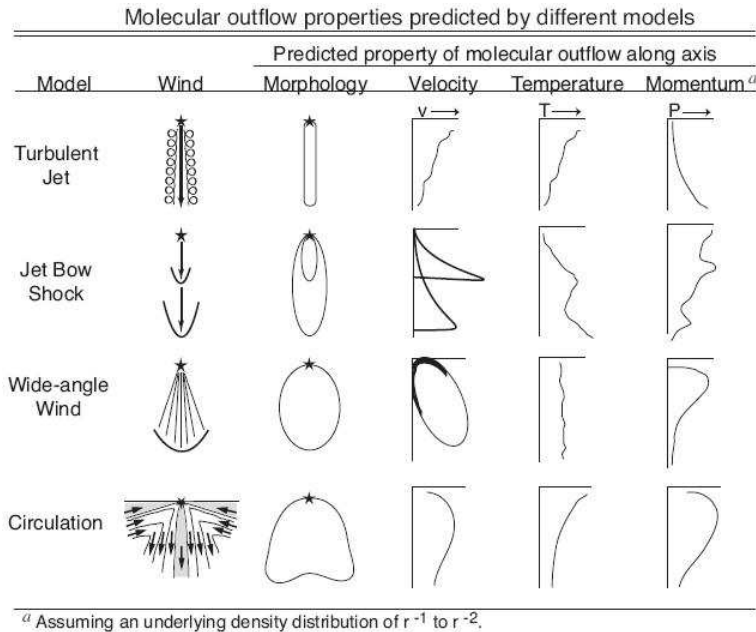


FIGURA 1.8 - Propriedades observáveis preditas pelas 4 grandes classes de modelos de efluxos moleculares.
 FONTE: [Arce et al. \(2007\)](#)

Com o advento dos detectores IVs, notou-se que muitos objetos HH emitem também nesses comprimentos de onda com morfologias similares às observadas no óptico. Alguns efluxos moleculares apresentam emissão de H_2 no IV, típica de choque, sem que haja emissão no óptico. É provável que esses objetos difiram de objetos HH ordinários só na quantidade de extinção ao longo da linha de visada. Entretanto, muito trabalho nas propriedades IVs dos objetos HH ainda precisa ser feito antes que se justifique expandir a definição de objeto HH para incluir todos os objetos detectados só no IV. A Figura 1.9 mostra um exemplo de objeto incluído como HH, cuja morfologia sugere que o H_2 traça *bow shocks* criados pelo jato. Essa é uma região que poderia ter sido um objeto HH óptico se estivesse em um ambiente menos denso.

Nos anos recentes um número crescente de regiões em choque foram encontradas em associação com estrelas evoluídas. Cinematicamente e morfologicamente esses objetos não parecem diferir muito de objetos HH (vide Figura 1.10), mas a abundância química indica que se trata de uma estrela evoluída. Esses objetos não são, portanto, incluídos como HHs já que estes são, historicamente, considerados como um fenômeno estritamente de FE ([REIPURTH, 1994](#)).

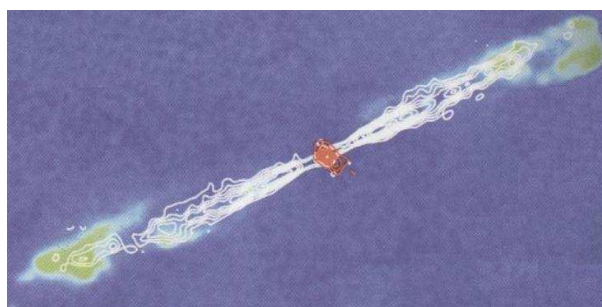


FIGURA 1.9 - Efluxo molecular HH211. Os contornos brancos representam emissão rotacional de CO. Os contornos vermelhos traçam emissão contínua em 1,3mm. A emissão na linha de $2,12\mu m$ do H_2 , indicativa de choque, é mostrada em verde. Este objeto poderia ser observado como HH óptico em ambiente menos denso.
 FONTE: [Stahler e Palla \(2004\)](#)

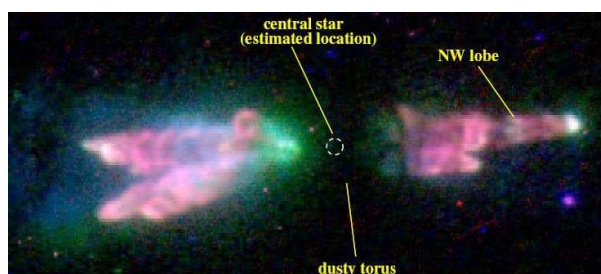


FIGURA 1.10 - Imagem em $[OI]\lambda 6300 + H\alpha$ de CLR618, uma estrela pós-AGB
 FONTE: [Lee et al. \(2003\)](#)

1.4 Campo magnético do meio interestelar

As principais evidências da existência de um CM no MI são a rotação de Faraday ([SPITZER, 1978](#)), o efeito Zeeman em regiões de FE ([CRUTCHER et al., 1993](#); [VLEM-MINGS, 2008](#)) e a polarização interestelar. Através do efeito Zeeman, podemos determinar o CM na linha de visada. Uma outra técnica utiliza razões de larguras de linha ([HOUDE et al., 2002](#)) para obter a inclinação do CM com relação à linha de visada. Neste trabalho, utilizaremos a polarização interestelar para determinar a direção do CMI no plano do céu, através da polarimetria óptica. A polarimetria óptica se baseia na hipótese de que a direção da polarização interestelar no óptico é paralela à direção do CM no plano do céu. Veremos mais detalhes de como obtê-la na seção 1.4.1. Em seguida apresentamos uma pequena revisão sobre o papel do CMI na FE (seção 1.4.2). Finalizamos com os trabalhos sobre alinhamento entre direções de CM e o eixo de simetria de OEJs (seção 1.4.3), e, na seção 1.5, mostramos onde nosso trabalho inserir-se-á neste cenário.

1.4.1 Determinação do campo magnético no meio interestelar através da polarimetria

Para determinar a direção do CMI no plano do céu, podemos utilizar a polarização interestelar no óptico. É consenso que a polarização interestelar no óptico é produzida por grãos interestelares, que de algum modo produzem um meio dicróico (vide seção 2.3.1.2). A hipótese mais aceita é que a anisotropia do MI seja causada pelo alinhamento de grãos não esféricos pelo CM, e o mecanismo mais aceito para gerar esse alinhamento é o proposto por [Davis e Greenstein \(1951\)](#). Nesse caso, os grãos são paramagnéticos, e o método de alinhamento é tal que pequenos torques não conservativos são usados para amortecer as nuações e causar precessão não circular, que levará o eixo a uma posição preferencial. Essa tendência à orientação devido à relaxação paramagnética é contrariada pelas colisões dos átomos com os grãos de poeira, que ocorrem em direções aleatórias. Se ambos, torques e colisões, agem, o sistema vai atingir um estado de equilíbrio em que os grãos estarão com seus eixos menores parcialmente alinhados com o CM, gerando uma *absorção dicróica* no meio (seção 2.3.1.2). O mecanismo de [Davis e Greenstein \(1951\)](#) só é eficiente se os grãos possuírem inclusões paramagnéticas ([JONES; SPITZER, 1967](#)). Além desse, há outros mecanismos de alinhamento possíveis ([DRAINE; WEINGARTNER, 1997](#)), alguns dos quais podem prever alinhamento de grãos paralelamente ao CMI ([LAZARIAN, 1994](#)) (nesse caso em regiões com fluxo supersônico). Isso pode ser importante ao compararmos regiões de FE de alta e BM, por exemplo.

Neste trabalho temos como hipótese que o mecanismo de [Davis e Greenstein \(1951\)](#) com inclusões paramagnéticas ([JONES; SPITZER, 1967](#)) alinha os grãos. Assim, *a direção da polarização no óptico, como em nossas observações, é a direção do CM*. Observe que se a polarização for por *emissão*, como no submilimétrico (Figura 1.7), a direção de polarização observada será paralela à direção do grão e, portanto, perpendicular à direção do CM.

Uma discussão recente sobre esse tema pode ser encontrada em [Lazarian e Cho \(2005\)](#).

1.4.1.1 Intensidade do campo magnético

A dispersão da direção do CM, em um dada região, pode ser utilizada para estimar sua intensidade, conforme o método proposto por [Chandrasekhar e Fermi \(1953\)](#).

Esse método é baseado no equilíbrio no MI da energia magnética com a turbulência, e prevê:

$$B = \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sigma(v)}{\sigma_B}, \quad (1.1)$$

onde ρ é a densidade média de massa do MI, $\sigma(v)$ é a dispersão da velocidade turbulenta 3D e σ_B é a dispersão da direção do CM. O valor de σ_B pode ser estimado pela largura da distribuição de ângulos de posição da polarização, conforme explicado na seção 3.2.

Uma generalização da fórmula de CF pode ser vista em Houde (2004), que também explica os vários problemas encontrados ao usar essa fórmula e dá várias referências para as diversas correções envolvidas. Algumas referências para essas correções são: Ostriker *et al.* (2001), Heitsch (2005), Matsumoto *et al.* (2006).

1.4.2 O papel do campo magnético na formação estelar

O CM pode ter um papel importante em diferentes aspectos da FE. Ele é importante no colapso que leva à formação de um objeto protoestelar ($\lesssim 0,1 - 0,01$ pc) e também em escalas estelares ($\sim 10^{-4}$ pc) como um dos ingredientes principais no mecanismo responsável pelos efluxos em OEJs, atuando como colimador. Em regiões mais distantes do OEJ ($\gtrsim 0,1$ pc) podemos perguntar se o CM tem um papel na propagação do efluxo no MI. Cada um desses aspectos é abordado nas seções seguintes.

1.4.2.1 No colapso inicial

Como as nuvens moleculares (0,1 - 30 pc), que tem massas tipicamente 10^2 a 10^4 vezes maiores que a massa de Jeans, podem se sustentar contra sua própria gravidade? Ao tentar responder a essa pergunta, nos deparamos com 2 ingredientes principais:

- a turbulência (CRUTCHER, 2005; WILLIAMS *et al.*, 2003; ELMEGREEN, 2000; KLESSEN *et al.*, 2000);
- o CM (SHU *et al.*, 1987; MOUSCHOVIAS, 1995; CIOLEK; MOUSCHOVIAS, 1995; CRUTCHER, 2005; BASU; MOUSCHOVIAS, 1995).

No caso de a turbulência ser mais importante no processo, as nuvens moleculares se formariam e dispersariam, com grupos de nuvens às vezes se tornando gravitacio-

nalmente ligados. Mesmo que uma turbulência original dê sustentação à nuvem, ela também a dissipa rapidamente e os núcleos colapsam para formar estrelas. Nesse cenário, não é necessário haver sustentação das nuvens por grandes períodos de tempo, e a pergunta perde sua importância.

Considerando que os CMs sejam importantes no suporte das nuvens, se toda a matéria contribuísse para a pressão magnética, contrabalançando a força gravitacional, as nuvens moleculares poderiam persistir indefinidamente e a FE não ocorreria. Os CMs estão acoplados aos íons da nuvem, mas não ao gás neutro e poeira. Assim, conforme essas partículas neutras colapsam, elas colidem com os íons. A esse processo dá-se o nome de difusão ambipolar. Ela diminui a taxa de colapso, levando a tempos de vida da nuvem muito maiores que o tempo de queda livre. O CM dificulta o colapso na direção perpendicular, mas as partículas neutras vão arrastar os íons e as linhas de CM. Isso resulta numa estrutura em forma de ampulheta nos núcleos densos, como já foi observado em algumas regiões (Figura 1.7). Além disso, o colapso não é impedido ao longo das linhas de campo, de forma que os núcleos colapsantes devem ter uma morfologia de disco.

Os princípios físicos por trás dos dois modelos são bem diferentes, mas tanto nos modelos turbulentos como nos modelos envolvendo CMs as taxas de FE são consistentes com aquelas observadas em nossa galáxia. Porém existem outras previsões, que devem ser testadas observacionalmente. Para as mesmas condições de turbulência, se o CM é fraco, as linhas de CM se distribuem aleatoriamente pelo espaço, misturadas pela turbulência. Se o CM é forte, essa mistura não ocorre, e as linhas de campo são, então, aproximadamente paralelas. Há trabalhos apoiando ambos os cenários de formação, e é possível que ambos sejam importantes em diferentes regiões de FE (CRUTCHER, 2006).

1.4.2.2 No mecanismo de formação e colimação dos jatos

Os efluxos que dão origem aos jatos podem ser gerados colimados ou ser colimados a maiores distâncias da estrela. Os mecanismos de geração e colimação de efluxos podem ser hidrodinâmicos ou magnetohidrodinâmicos (MHD). Nos mecanismos hidrodinâmicos, a matéria fluiria pelo canal de menor resistência mecânica, ou seja, pelos pólos rotacionais. Já nos mecanismos MHD, a matéria seria colimada pelos CMs próximos à estrela.

De forma geral, os modelos tendem a produzir efluxos não tão colimados quanto os observados (vide Figura 1.8). Entretanto, em TTs, por exemplo, os jatos devem ser intrinsecamente colimados, pois elas não possuem envelopes densos que possam confinar o fluxo. Até o momento, o único mecanismo físico capaz de produzir tais fluxos supersônicos unidirecionais nas escalas necessárias é o MHD. Resta saber se o mecanismo de lançamento ocorre predominantemente do disco de acreção circunestelar, da estrela em rotação ou de sua magnetosfera; ou, ainda, de uma combinação deles (FERREIRA *et al.*, 2006).

Acredita-se que o processo de acreção de massa é essencial aos jatos observados, embora a conexão física precisa ainda não seja clara (FERREIRA *et al.*, 2006). É importante salientar que jatos/efluxos existem em OEJs de todas as massas. Uma revisão de efluxos, incluindo uma discussão dos modelos propostos na literatura, é apresentada por Arce *et al.* (2007).

Vimos que o CM é importante em grandes escalas, no processo de colapso inicial, e que ele também deve ser importante nos mecanismos de geração e colimação de jatos. Entretanto, fica a seguinte pergunta: qual a origem do campo que dá origem ao efluxo? Ele pode ser remanescente do CMI existente no colapso inicial e ter alguma memória de sua direção? Na seção seguinte apresentamos uma breve revisão de trabalhos sobre o alinhamento entre direções de CM e eixos de simetria de OEJ, que tentam contribuir para responder a essa questão.

1.4.3 Alinhamento entre a direção do CM e eixos de simetria de OEJs

Nesta seção, apresentamos uma breve revisão de trabalhos sobre o alinhamento entre direções de CM e o eixo de simetria de OEJs. Para os trabalhos no *óptico*, a direção do CMI é estimada através de polarimetria fotoelétrica das estrelas de campo, realizada para poucas estrelas de uma dada região, sendo a polarização das estrelas do campo causada por *absorção dicróica*, como em nosso trabalho. As escalas dos campos observados envolvidas em nosso trabalho são em média de 2 pc, e nos trabalhos anteriores podem ser ainda maiores. Os trabalhos no *submilimétrico* tratam de regiões mais densas dentro da nuvem (*cores*), sendo a polarização nesses comprimentos de onda causada por *emissão térmica* de grãos não-esféricos alinhados. As escalas dos *cores* ficam entre 10^{-1} e 10^{-2} pc. As escalas estelares (10^{-3} - 10^{-4} pc), envolvendo estrela e disco, podem ser vistas tanto no *submilimétrico* (vide fig 1.7), por emissão da poeira, quanto no *IV* e no *óptico*; nesses dois últimos casos a

polarização não ocorre por absorção dicróica, mas é resultante de *espalhamento* por estruturas assimétricas no ambiente circunstelar. Nem sempre essas medidas tem resolução espacial; assim, a polarização medida representa a integração de todo o envoltório.

Na escala das nuvens moleculares (0,1 a 50 pc), os mapas de polarização no óptico de Myers e Goodman (1991) e Goodman *et al.* (1990) são exemplos de que há uma direção preferencial de polarização (e portanto de CMI) nas nuvens estudadas. Por exemplo a nuvem escura de *Musca* é bastante alongada na direção perpendicular ao CM traçado pela polarimetria (PEREYRA; MAGALHÃES, 2004), podendo indicar que o CMI talvez atue no processo de colapso.

Já há muito tempo, foi notada uma correlação entre a direção do CMI (medido no óptico, polarização por absorção dicróica) e a direção da polarização IV de fontes protoestelares embebidas. É importante lembrar que a polarização das fontes é proveniente do espalhamento por material circunstelar supostamente um disco. A polarização é perpendicular ao disco se este é opticamente fino, e é paralela a um disco opticamente espesso. Os trabalhos pioneiros são os de Kobayashi *et al.* (1978), Dyck e Lonsdale (1979) e Heckert e Zeilik II (1981), sendo os dois últimos com amostras da ordem de 30 objetos. Independentemente da origem da polarização intrínseca, a interpretação imediata desses resultados é que a geometria do OEJ não está desconectada da direção do CMI.

Ainda sobre a busca de correlação de polarização IV com a direção do CMI, Tamura e Sato (1989), estudando uma amostra de 39 estrelas T Tauri, encontram correlação entre a direção do CMI e a geometria do OEJ: objetos com efluxos de CO ou jatos ópticos tem polarizações IV perpendiculares à direção do CMI, enquanto as demais TT tendem a ter uma polarização IV paralela ao CMI. Se levarmos em conta a mudança esperada na profundidade óptica dos discos circunstelares conforme os OEJs evoluem, essas tendências sugerem que os planos dos discos circunstelares em torno de OEJs são alinhados perpendicularmente ao CM. Isso, por sua vez, sugere que os discos se formaram sob o efeito do CMI. Eles comparam seus resultados com aquele da polarização IV de fontes IRAS de baixa luminosidade na mesma região e sugerem uma seqüência evolucionária na polarização IV de OEJs. Hashimoto *et al.* (2008) também propõem uma possível seqüência evolucionária das estruturas circunstelares, nesse caso através de diferentes características polarimétricas das nebulosas em torno de OEJs massivos.

A correlação entre CMI e simetria do OEJ também pode ser buscada usando a direção do efluxo para caracterizar a geometria do objeto jovem. Os primeiros trabalhos também indicam alinhamento entre essas duas direções ((VRBA *et al.*, 1986), (HODAPP, 1984), (COHEN *et al.*, 1984), (STROM; STROM, 1987) e (APPENZELLER,)). Particularmente, os trabalhos de Hodapp (1984) e Tamura e Sato (1989) ambos afirmam que objetos com efluxo de CO ou jatos ópticos tem polarização IV perpendicular à direção do CMI.

Assim, até a década de 1990, a evidência observacional em favor de um alinhamento entre a geometria do OEJ e o CMI era forte. Recentemente, Ménard e Duchêne (2004) estudaram o alinhamento do eixo de simetria de 37 estrelas TT clássicas na nuvem de Touro com o CM circundante e obtiveram uma distribuição aleatória das direções relativas. Eles sugerem uma possível correlação: objetos com jatos brilhantes teriam seu eixo de simetria (direção do jato) paralelo ao CMI, enquanto objetos que ainda possuem discos mas tem jatos fracos teriam o eixo de simetria perpendicular ao CMI. Isso tornaria esses resultados consistentes com aqueles publicados até então.

Não mais que duas décadas atrás a possibilidade de realizar *polarimetria no submilimétrico* trouxe um grande número de resultados nessa área. Nesses casos, entretanto, a maioria dos trabalhos busca correlações entre a geometria do OEJ propriamente dito (elongação do *core*) e do CM na mesma região. Lembramos que a polarização nesse caso origina-se da emissão térmica de grãos anisotrópicos e alinhados. Os estudos nessa região do espectro ainda não são conclusivos sobre a existência de uma correlação entre as direções de elongação do núcleo denso (*core*) e/ou dos efluxos dos OEJs com o CM do filamento (AKESON *et al.*, 1996), (AKESON; CARLSTROM, 1997), (WARD-THOMPSON *et al.*, 2000), (MATTHEWS; WILSON, 2000) (GLENN *et al.*, 1999). Basu (2000) mostra que as observações no submilimétrico de *cores* moleculares são consistentes com nuvens achatadas na direção do CM, já incluindo os efeitos de projeção existentes nas observações. Curran e Chrysostomou (2007) faz polarimetria no submilimétrico em 16 regiões de FE de alta massa e compara com as direções dos efluxos. Não encontra alinhamento entre jato e CM associado à condensação para a amostra. Wolf *et al.* (2003) discute a possibilidade de que as diferentes orientações do CM relativamente às direções dos efluxos reflitam diferentes estágios evolucionários de glóbulos de Bok, sendo que inicialmente o CM é paralelo ao efluxo, e perpendicular num estágio evolucionário mais adiantado. Uma revisão sobre polarimetria no submilimétrico pode ser vista em Matthews (2005).

Wright (2007) tem como principal objetivo estudar a direção do CM no envoltório para discriminar entre modelos de formação de jatos. Mas, além disso, eles fazem um estudo de CMI versus direção do disco e de CMI versus direção do jato (Figura 2 dele), encontrando duas populações. Eles usam a polarização interestelar de catálogos disponíveis em áreas tipicamente de $1^\circ \times 1^\circ$ com poucos objetos, como (MÉNARD; DUCHÊNE, 2004).

Apresentamos acima uma seleção de resultados observacionais relativos ao alinhamento de CMs com o eixo de simetria de OEJs. A seguir, citamos o que as simulações indicam nesse contexto.

Para Matsumoto e Tomisaka (2004), o CM de uma estrela jovem está inclinado a não mais que 30° graus para um campo de $20 \mu G$ enquanto fica bem alinhado ($<5^\circ$) para $40 \mu G$. Mesmo para modelos com 90° entre o eixo do CM e o eixo de rotação, o efluxo é alinhado paralelamente ao CM. Em Matsumoto *et al.* (2006) o efluxo é alinhado com o campo magnético do *core* quando este ultrapassa $80 \mu G$. Assim, ambos os trabalhos indicam alinhamento entre jato e CMI para CMs acima de um dado valor.

No contexto da propagação no MI de um jato já formado, as simulações de Colle e Raga (2005) indicam que adensamentos de matéria se movendo paralelamente ao CM são mais estáveis que adensamentos com movimentos perpendiculares ao CM, enquanto as simulações de Jones *et al.* (1996) indicam o contrário. Essas simulações não consideram adensamentos suportados por pressão e representam, portanto, uma pequena fração dos objetos Herbig-Haro. Hurka *et al.* (1999) simulam a propagação de jatos no MI com o objetivo de estudar a deflexão de jatos pelo campo magnético interestelar.

É notável a grande diversidade de abordagens e resultados. Tenta-se ver em que escalas o CM seria importante, ou em que casos especiais, já que os resultados não seguem todos numa mesma direção. Fazem-se necessárias tanto mais observações quanto uma compilação de dados já presentes na literatura para termos uma visão mais geral dos fatores realmente relevantes em cada caso. Mostramos na seção 1.5, a seguir, como visamos contribuir na construção deste cenário.

1.5 Justificativa deste trabalho

Nosso objetivo é investigar se há alinhamento dos jatos com o CMI e se essa correlação é dependente de outros parâmetros, como a massa, luminosidade bolométrica e estágio evolutivo do OEJ e com a extensão do jato. Adicionalmente, veremos se outras características do MI (dispersão e polarização média) guardam correlações com esses parâmetros do OEJ.

Do ponto de vista da técnica, um aspecto relevante deste trabalho está relacionado com a utilização da polarimetria com CCD. Em primeiro lugar, essa técnica (descrita no próximo capítulo) nos permite ter uma estatística mais rica com relação aos trabalhos anteriores tanto no que concerne ao número de objetos observados por campo, descrevendo melhor estatisticamente as características do CMI, quanto no número de campos (direções de diferentes OEJs) observados por noite, possibilitando-nos observar mais objetos para este trabalho. Além disso, a simultaneidade das observações de um campo fazem a técnica muito mais eficiente que a polarimetria fotoelétrica.

Este trabalho está organizado da seguinte forma: no capítulo 2 apresentamos os detalhes da técnica polarimétrica, utilizada para medir o CMI; no capítulo 3 apresentamos nossos dados observacionais e o método de determinação das características da distribuição do CMI nos campos estudados; em seguida, no capítulo 4, mostramos como obter as direções dos jatos HH e uma compilação das outras informações da literatura; finalmente, no capítulo 5, apresentamos nossos resultados; e, no capítulo 6, as conclusões.

CAPÍTULO 2

NOS BASTIDORES DA POLARIMETRIA

Neste capítulo apresentamos a técnica polarimétrica, utilizada neste trabalho. Iniciamos com um pouco da história e das dificuldades técnicas envolvidas (seção 2.1). Continuamos com uma revisão da polarização da radiação eletromagnética (seção 2.2). A seguir, apresentamos alguns conceitos fundamentais para a compreensão da técnica (seção 2.3) e o instrumento utilizado em nossas observações (seção 2.4). As informações aqui presentes encontram-se em [Kitchin \(2003\)](#), [Rybicki e Lightman \(1979\)](#), [Tinbergen \(1996\)](#), [Serkowski \(1974a\)](#), [Serkowski \(1974b\)](#); entretanto, como não encontramos em nenhum lugar um cálculo detalhado da polarimetria da forma que nós a realizamos, achamos necessária uma apresentação mais detalhada.

2.1 História

A descoberta da polarização da radiação eletromagnética em fontes astronômicas deu-se em 1811, por [Arago e Barral \(1858\)](#), observando a luz refletida pela superfície da lua. Sabe-se que, historicamente, a polarimetria era a área da astronomia com mais resultados contraditórios ([SERKOWSKI, 1974a](#)). Os valores de polarização que mediremos (capítulo 3) são da ordem de 1%, enquanto que a polarização atmosférica pode exceder 50% quando temos contaminação por espalhamento da luz da lua ou no crepúsculo. Tal contaminação pode, ainda, ser variável tanto espacial quanto temporalmente. Essas variações podem ser bem difíceis de modelar, já que a simples passagem de uma nuvem ou uma variação na luz da lua podem modificar bastante a polarização observada. A técnica polarimétrica baseia-se na comparação entre os fluxos dos feixes ordinário e extraordinário, como será mostrada neste capítulo. A modulação dessa diferença permite o cálculo dos parâmetros de Stokes do feixe incidente no instrumento. Na polarimetria realizada com fotomultiplicadoras, muitas vezes se observa os feixes ordinário e extraordinário não simultaneamente. Assim, a variação de fluxo pode advir não apenas da polarização do feixe incidente, mas de modificações das condições atmosféricas. Para contornar esses problemas, foram desenvolvidas várias técnicas, como a observação simultânea dos dois feixes de polarização, que fazem com que a polarização atmosférica seja subtraída naturalmente já que as regiões ordinárias e extraordinárias do céu vão se sobrepor por toda a imagem ([PIIROLA, 1973](#)). Além disso, com as fotomultiplicadoras, esbarrava-se no problema do próprio alinhamento do sistema, que gerava respostas diferentes,

e com o próprio fato de usarmos fotomultiplicadoras diferentes, cujo funcionamento era variável de forma diferente no tempo. No nosso caso, com o CCD, não temos mais esses problemas, e as medidas astronômicas para os graus de polarização que mediremos são agora reprodutíveis.

2.2 Polarização da radiação eletromagnética

A radiação eletromagnética é dita polarizada quando os vetores campo elétrico num feixe de radiação distribuem-se em direções não aleatórias. No caso de feixes de radiação completamente polarizados, a polarização linear está associada a vetores de campo elétrico restritos a uma única direção, enquanto a circular refere-se a vetores que percorrem um círculo na direção perpendicular à propagação com a mesma frequência da radiação. Apesar dessa distinção, esses casos podem ser considerados como diferentes aspectos de radiação elipticamente polarizada. No caso mais geral, temos a luz parcialmente elipticamente polarizada, composta de uma componente completamente não polarizada e outra componente elipticamente polarizada.

Consideremos agora a componente polarizada. Trataremos inicialmente do caso elíptico, mais geral, e depois mostraremos o que caracteriza os casos particulares. Para isso, consideremos a Figura 2.1:

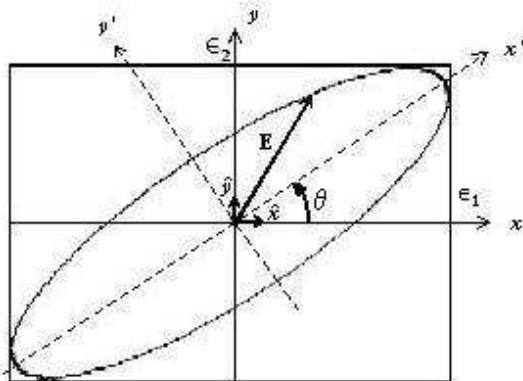


FIGURA 2.1 - Rotação das componentes x e y do campo elétrico por um ângulo θ para coincidir com os eixos principais da elipse de polarização.
 FONTE: Rybicki e Lightman (1979)

Vamos examinar o vetor campo elétrico \vec{E} num ponto arbitrário e escolher eixos

\vec{x} e \vec{y} . A direção da onda é para fora da página, indo para o observador. O vetor campo elétrico é a parte real de \vec{E} :

$$\vec{E} = (\hat{x}E_1 + \hat{y}E_2)e^{-i\omega t} \equiv \vec{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad (2.1)$$

sendo \hat{x} e \hat{y} os vetores unitários nas direções \vec{x} e \vec{y} respectivamente; ω é a frequência de oscilação no tempo do vetor campo elétrico; e E_1 e E_2 são as amplitudes complexas, que podem ser expressas como:

$$E_1 = \varepsilon_1 e^{i\phi_1} \quad e \quad E_2 = \varepsilon_2 e^{i\phi_2}, \quad (2.2)$$

sendo ε_1 e ε_2 números reais e ϕ_1 e ϕ_2 as fases, também reais. Tomando a parte real de \vec{E} , encontramos as componentes do campo elétrico ao longo de \vec{x} e \vec{y} :

$$\begin{aligned} E_x &= \varepsilon_1 \cos(\omega t - \phi_1), \\ E_y &= \varepsilon_2 \cos(\omega t - \phi_2). \end{aligned} \quad (2.3)$$

As equações para uma elipse relativa aos seus eixos principais (\vec{x}' e \vec{y}'), conforme a Figura 2.1, são:

$$\begin{aligned} E'_x &= \varepsilon_0 \cos \beta \cos \omega t, \\ E'_y &= -\varepsilon_0 \sin \beta \sin \omega t \end{aligned} \quad (2.4)$$

sendo

$$\beta = \tan^{-1} \frac{|E'_y|}{|E'_x|}. \quad (2.5)$$

A elipse pode ser traçada no sentido horário ($0 < \beta < \pi/2$) ou anti-horário ($-\pi/2 < \beta < 0$). Essas possibilidades são chamadas polarização à direita ou à esquerda (ou elipsidade positiva e negativa). Essa convenção não é universal. Os casos especiais

de polarização elíptica surgem quando:

- $\beta = \pi/4$ ($E_x = E_y$), e a elipse torna-se um círculo;
- $\beta = 0$ ou $\pi/2$, e temos polarização linear.

Para fazer a conexão entre os casos das equações 2.1 e 2.4, vamos rotacionar, na Figura 2.1, as componentes E'_x e E'_y do campo elétrico para os eixos x e y pelo ângulo θ :

$$\begin{aligned} E_x &= \varepsilon_0(\cos \beta \cos \theta \cos \omega t + \sin \beta \sin \theta \sin \omega t) \\ E_y &= \varepsilon_0(\cos \beta \sin \theta \cos \omega t + \sin \beta \cos \theta \sin \omega t). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Abrindo a equação 2.3 e igualando os termos, ficamos com:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 \cos \phi_1 &= \varepsilon_0 \cos \beta \cos \theta, \\ \varepsilon_1 \sin \phi_1 &= \varepsilon_0 \sin \beta \sin \theta, \\ \varepsilon_2 \cos \phi_2 &= \varepsilon_0 \cos \beta \sin \theta, \\ \varepsilon_2 \sin \phi_2 &= -\varepsilon_0 \sin \beta \cos \theta. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Uma forma de resolver essas equações é por meio dos Parâmetros de Stokes, definidos por:

$$\begin{aligned} I &\equiv \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 = \varepsilon_0^2, \\ Q &\equiv \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 = \varepsilon_0^2 \cos 2\beta \cos 2\theta, \\ U &\equiv 2\varepsilon_1\varepsilon_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) = \varepsilon_0^2 \cos 2\beta \sin 2\theta, \\ V &\equiv 2\varepsilon_1\varepsilon_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) = \varepsilon_0^2 \sin 2\beta, \end{aligned} \quad (2.8)$$

dos quais podemos obter os parâmetros da elipse:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= \sqrt{I} \\ \beta &= \frac{1}{2} \sin^{-1} \frac{V}{I} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q}.$$

Os significados dos parâmetros de Stokes são:

- I: Proporcional ao fluxo total de energia ou intensidade da onda e portanto não negativo;
- V: Parâmetro de circularidade. É função dos eixos principais da elipse, e se ela é percorrida num ou noutro sentido. Se $V=0$, a polarização é linear ou nula;
- Q e U: Medem o tamanho da elipse e a orientação relativa ao eixo x . A condição para polarização circular ou nula é $Q = U = 0$.

Para um feixe completamente elipticamente polarizado, temos uma relação entre os 4 parâmetros de Stokes, dada por:

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (2.10)$$

Entretanto, o caso mais geral nos diz que:

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (2.11)$$

já que podemos ter só parte da radiação polarizada (dizemos que a radiação está parcialmente polarizada). Para ondas não polarizadas, temos $Q = U = V = 0$. Assim, medimos o grau de polarização, definido como:

$$\Pi \equiv \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (2.12)$$

Podemos também definir o grau de polarização linear:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}. \quad (2.13)$$

O ângulo θ (vide Figura 2.1 e equação 2.9), dado por:

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q} \quad (2.14)$$

é dito o ângulo de polarização, e será muito importante em nosso trabalho.

2.3 Polarimetria

Os polarímetros são instrumentos que medem a polarização de um feixe de radiação. Para isso, eles contém alguns componentes que agem sobre a radiação, alterando seu estado de polarização através de alguns fenômenos ópticos, como a birrefringência e o dicroísmo, discutidos na seção 2.3.1. Esses fenômenos são propriedades de meios materiais, e, portanto, também podem ocorrer no MI, como vimos na seção 1.4.1. Os polarímetros são compostos de vários elementos ópticos, os quais podem ser classificados em três grupos: polarizadores, conversores e despolarizadores. Falaremos dos dois primeiros, que usaremos em nosso trabalho, na seção 2.3.2.

2.3.1 Fenômenos ópticos

2.3.1.1 Birrefringência

Num material birrefringente, a direção de polarização da radiação incidente com respeito à estrutura do material é importante. O raio dito ordinário segue a óptica geométrica normal. O raio dito extraordinário não segue a óptica geométrica normal e tem direção de polarização perpendicular a do raio ordinário. Há também materiais com dois feixes extraordinários. Entre os materiais birrefringentes, um bastante comum é a calcita. Como mostrado na seção 2.4, o instrumento usado neste trabalho utiliza elementos ópticos desse material.

2.3.1.2 Dicroísmo

O dicroísmo é a propriedade de um meio de ter diferentes coeficientes de absorção para luz polarizada em diferentes direções. No MI observamos polarização no óptico por dicroísmo, o que se deve provavelmente ao alinhamento de grãos assimétricos pelo CM do meio. É esse efeito que provoca a polarização da luz que medimos, através da qual estimamos o CMI (veja seção 1.4.1).

2.3.2 Elementos ópticos

O comportamento dos elementos ópticos pode ser descrito matematicamente por seu efeito sobre os parâmetros de Stokes da radiação. A esta técnica é dado o nome de cálculo de Mueller. Há também uma formulação complementar, o cálculo de Jones, que leva também em conta as fases da onda. Este é usado na faixa rádio do espectro, onde, devido aos maiores comprimentos de onda, podemos comparar as fases e realizar interferometria. Veremos aplicações do cálculo de Mueller nas seções seguintes desse capítulo.

Representaremos os parâmetros de Stokes da radiação pelas matrizes coluna:

$$\mathbf{S}_{\text{inicial}} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad \mathbf{S}_{\text{final}} = \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

que representam, respectivamente, a radiação antes de passar pelo sistema óptico e depois de sofrer sua influência, sendo a matriz quadrada \mathbf{M} a matriz do elemento óptico que modifica a radiação (e conseqüentemente seus parâmetros de Stokes) conforme a equação:

$$\mathbf{S}_{\text{final}} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{S}_{\text{inicial}}. \quad (2.16)$$

O efeito de vários componentes ópticos sobre o feixe de radiação é encontrado através da aplicação de sucessivas multiplicações matriciais pelo vetor de Stokes:

$$\mathbf{S}_{\text{final}} = \mathbf{M}_3 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{S}_{\text{inicial}}. \quad (2.17)$$

Nessa equação, a matriz do elemento óptico pelo qual a luz passa primeiro (\mathbf{M}_1) fica mais próxima ao vetor de Stokes inicial ($\mathbf{S}_{\text{inicial}}$), e as matrizes dos elementos ópticos pelos quais a luz vai passando subseqüentemente são posicionadas cada vez mais longe à esquerda de $\mathbf{S}_{\text{inicial}}$.

2.3.2.1 Analisadores

Os analisadores se dividem em dois grupos:

- POLARIZADORES: só permitem a passagem de luz linearmente polarizada em uma direção específica;
- SEPARADORES DE FEIXE: separam os feixes com polarizações distintas em raio ordinário e raio extraordinário.

Descreveremos aqui o comportamento de um polarizador. Para um separador de feixe, analisamos a luz como se tivéssemos um polarizador para o raio ordinário e outro polarizador para o raio extraordinário. Isso será ilustrado na seção 2.4.

Para um polarizador perfeito cujo eixo de transmissão está a um ângulo φ da direção de referência, nós temos:

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ \cos 2\varphi & \cos^2 2\varphi & \frac{1}{2} \sin 4\varphi & 0 \\ \sin 2\varphi & \frac{1}{2} \sin 4\varphi & \sin^2 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

Podemos construir essa equação da seguinte maneira: imagine que temos luz linearmente polarizada passando na direção de maior transmissão do polarizador; a matriz representando isso é:

$$\mathbf{M}_0 = k \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.19)$$

onde k é a transmitância do polarizador para luz não polarizada, sendo $k = \frac{1}{2}$ para um polarizador transparente perfeito. Podemos usar a matriz de rotação:

$$\mathbf{T}(2\varphi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

para fazer:

$$\mathbf{M}_\varphi = \mathbf{T}(-2\varphi) \cdot \mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{T}(2\varphi) \quad (2.21)$$

Desta forma, rotacionamos o vetor de Stokes de entrada para a direção em que há maior transmissão segundo seu vetor de Stokes, aplicamos a matriz que conhecemos para o polarizador nessa direção (equação 2.19) e então aplicamos uma rotação de volta ao vetor de Stokes. A matriz obtida através da equação 2.21 é exatamente a matriz da equação 2.18.

2.3.2.2 Conversores

Os conversores alteram as propriedades de polarização do feixe. São também conhecidos como retardadores ou lâminas retardadoras. Alterando a diferença de fase entre as duas componentes ortogonais da luz elipticamente polarizada de entrada, podemos alterar o grau de elipsidade e inclinação da elipse. As velocidades dos feixes linearmente polarizados em direções ortogonais em geral diferem quando o feixe passa por um material birrefringente. Assim, ao emergir, os raios ordinário e extraordinário se recombinaem com uma diferença de fase. Na prática, a maioria dos conversores são feitos de forma a deslocar a fase de 90° ou 180° , e são chamados, respectivamente, de lâminas de quarto de onda e de meia onda. De forma geral, os conversores são utilizáveis num pequeno intervalo de comprimentos de onda já que sua retardância depende, também, desse fator.

A matriz de Mueller para um conversor com retardância τ e eixo óptico na direção ψ é dado por:

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G + H \cos 4\psi & H \sin 4\psi & -\sin \tau \sin 2\psi \\ 0 & H \sin 4\psi & G - H \cos 4\psi & \sin \tau \cos 2\psi \\ 0 & \sin \tau \sin 2\psi & -\sin \tau \cos 2\psi & \cos \tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

onde G e H são dados por:

$$G = \frac{1}{2}(1 + \cos \tau) \quad \text{e} \quad H = \frac{1}{2}(1 - \cos \tau). \quad (2.23)$$

Assim, para uma lâmina de meia onda, devemos substituir τ por 180° , e para uma lâmina de quarto de onda, substituímos τ por 90° .

2.4 Instrumento utilizado neste trabalho

De modo geral, para fazer polarimetria, usa-se a mesma montagem que para fotometria, com a adição de um analisador e às vezes de um conversor. Neste trabalho, utilizamos o polarímetro descrito em [Magalhães *et al.* \(1996\)](#), onde é usada uma lâmina de meia onda ($\tau = 180^\circ$) como retardador (conversor) e um prisma de calcita como polarizador. Este prisma é um dispositivo separador de feixe (vide seção [2.3.2](#)); Assim, para cada integração, obtemos duas imagens de cada objeto, uma proveniente do raio ordinário e outra do extraordinário, como podemos ver na [Figura 2.2](#), e analisamos a luz como se tivéssemos um polarizador para o feixe ordinário e outro polarizador posicionado a 90° do primeiro para o feixe extraordinário.

A medida da polarização é feita com uma série de imagens como a da [Figura 2.2](#) obtidas variando-se a posição da lâmina de meia onda. Essa é a única direção variável em nosso sistema, usaremos a letra i para indicar cada posição da lâmina. Nas medidas polarimétricas apresentadas neste trabalho, usamos pelo menos 4 posições, variando de $22,5^\circ$ entre si, sendo comum usarmos 8 ou 16 posições (vide [Tabela 3.1](#)).

A seguir, vamos demonstrar como essa montagem permite obter a polarização do feixe de entrada a partir dos fluxos de saída. Podemos expressar os feixes de saída como:

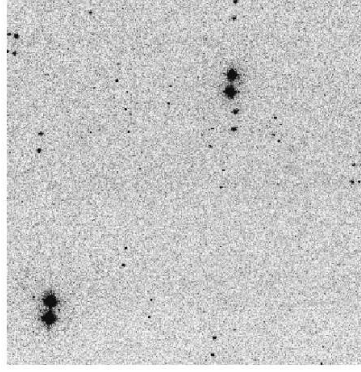


FIGURA 2.2 - Imagem de HD94851 neste trabalho. Cada objeto aparece duplicado devido à separação dos feixes ordinário e extraordinário provocada pelo prisma de calcita. HD94851 é a estrela mais brilhante acima e à direita.

$$\begin{bmatrix} I'_{o,i} \\ Q'_{o,i} \\ U'_{o,i} \\ V'_{o,i} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ \cos 2\varphi & \cos^2 2\varphi & \frac{1}{2} \sin 4\varphi & 0 \\ \sin 2\varphi & \frac{1}{2} \sin 4\varphi & \sin^2 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\psi_i & \sin 4\psi_i & 0 \\ 0 & \sin 4\psi_i & -\cos 4\psi_i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

e:

$$\begin{bmatrix} I'_{e,i} \\ Q'_{e,i} \\ U'_{e,i} \\ V'_{e,i} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -\cos 2\varphi & -\sin 2\varphi & 0 \\ -\cos 2\varphi & \cos^2 2\varphi & \frac{1}{2} \sin 4\varphi & 0 \\ -\sin 2\varphi & \frac{1}{2} \sin 4\varphi & \sin^2 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\psi_i & \sin 4\psi_i & 0 \\ 0 & \sin 4\psi_i & -\cos 4\psi_i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (2.25)$$

onde os subscritos "o" e "e" correspondem aos feixes ordinário e extraordinário respectivamente. Fazendo a multiplicação das matrizes e tomando somente as intensidades de saída dos feixes, temos:

$$\begin{aligned} I'_{o,i} &= I + Q \cos(2\varphi - 4\psi_i) - U \sin(2\varphi - 4\psi_i) \\ I'_{e,i} &= I - Q \cos(2\varphi - 4\psi_i) + U \sin(2\varphi - 4\psi_i) \end{aligned} \quad (2.26)$$

Então, para cada imagem i , que contém os fluxos dos feixes ordinário e extraordinário, fazemos a seguinte razão:

$$X_i = \frac{I'_{o,i} - I'_{e,i}}{I'_{o,i} + I'_{e,i}}, \quad (2.27)$$

e substituindo 2.26 em 2.27 obtemos:

$$X_i = \frac{Q}{I} \cos(2\varphi - 4\psi_i) - \frac{U}{I} \sin(2\varphi - 4\psi_i), \quad (2.28)$$

relembrando que φ é a direção do prisma de calcita e ψ_i é a direção da lâmina de meia onda para a imagem. Substituindo Q e U da equação 2.8, obtemos:

$$X_i = P \cos(2\theta + 2\varphi - 4\psi_i), \quad (2.29)$$

onde P é o grau de polarização linear definido pela equação 2.13. Como θ é fixo (ângulo de polarização do feixe de entrada) e φ também é fixo (direção do prisma de calcita), observamos uma modulação do nosso sinal com frequência quatro vezes maior que a frequência de rotação da lâmina, com θ e φ deslocando a fase (vide equação 2.29). O ajuste é feito através da equação 2.28 conforme mostrado em Magalhães *et al.* (1984). Na Figura 2.3 mostramos um exemplo desse tipo de medida para uma estrela padrão polarizada que usamos para calibração, conforme será explicado na seção 3.1.4.

Salientamos que, por usar medidas diferenciais, a técnica produz ótimos resultados mesmo em condições não fotométricas, isto é, com extinção relativamente alta e variável. As medidas são limitadas pelo ruído de Poisson, não existindo contribuições adicionais importantes de ruído ao sistema. A técnica também subtrai automaticamente a polarização atmosférica.

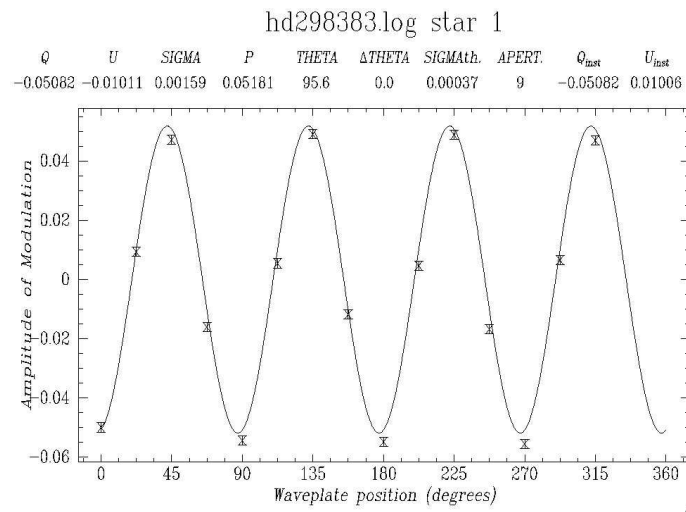


FIGURA 2.3 - Exemplo de modulação de X_i , a razão entre a diferença de intensidade entre os feixes ordinário e extraordinário e a intensidade total, observado para a estrela padrão polarizada HD298383 no dia 13 de fevereiro de 2005 (vide capítulo 3).

CAPÍTULO 3

DADOS OBSERVACIONAIS

Este capítulo descreve a polarimetria de 27 campos contendo um ou mais objetos HH. Na seção 3.1 apresentamos a obtenção e redução dos dados. A análise desses resultados é apresentada na seção 3.2.

3.1 Obtenção e redução dos dados

Nossa amostra foi selecionada a partir do catálogo de objetos HH de Reipurth (1994) usando os seguintes critérios:

- declinação negativa;
- campos relativamente ricos, de modo que se possa obter a polarização do campo a partir de um número considerável de estrelas;
- objeto HH com orientação conhecida.

A lista inicial de alvos continha 36 coordenadas centradas ou próximas a objetos HH dos quais foram observados 27 campos apresentados na Tabela 3.1, que também mostra os HHs contidos no campo ou próximos a ele, a maioria a até 10', alguns a até 20' do centro do campo; note que essa é a distância angular, e não física, entre o centro do campo observado e os objetos.

Este conjunto de dados foi colhido por Cláudia Vilega Rodrigues e Gabriel Rodrigues Hickel no Observatório Pico dos Dias do Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA) entre 11 de fevereiro de 2005 e 17 de fevereiro de 2005 e por Cláudia Vilega Rodrigues e Cristiane Godoy Targon em 7 de maio de 2007. Este projeto inclui também Adriano Hoth Cerqueira. Foi utilizado o telescópio Boller & Chivens de 60 cm usando uma câmara CCD modificada pelo módulo polarimétrico descrito em Magalhães *et al.* (1996). Os CCDs utilizados são SITE *back-illuminated*, 1024×1024 pixels. A instrumentação fornece um campo de visão de $10.5' \times 10.5'$ (1 pixel = $0.62''$). O CCD utilizado na primeira missão possui ruído de leitura = 1.1 adu e o utilizado na segunda missão, 0.82 adu . Os ganhos dos CCDs de ambas as missões eram de $5 e^-/\text{adu}$. A maioria dos dados foram obtidos com um filtro R_C e alguns com filtro I_C . Para mais detalhes sobre os detectores, vide página do LNA¹.

¹<http://www.lna.br/>

A seguir apresentaremos um pouco sobre o processo de redução dos dados, que se refere à polarimetria das estrelas de campo. A redução de dados polarimétricos inclui os procedimentos usuais de fotometria de abertura: correção de ruídos do detector CCD (seção 3.1.1) e fotometria propriamente dita (seção 3.1.2). Os fluxos das imagens ordinária e extraordinária de cada objeto são, então, utilizados para obter sua polarização (seção 3.1.3). Finalmente, o ângulo de polarização é corrigido ao referencial equatorial e alguma eventual polarização instrumental é subtraída (seção 3.1.4).

3.1.1 Correção das imagens CCD

Para fazer a redução dos dados, usamos o IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*), que é um software de análise e redução de dados astronômicos distribuído pela NOAO (*National Optical Astronomy Observatories*). Para corrigir os efeitos instrumentais do CCD, a primeira coisa que fazemos é a subtração de *bias* e a correção pelo *flat-field*.

As imagens de *bias* ou *zero* são imagens com tempo de integração nulo. Elas permitem-nos estimar o ruído de leitura e o nível de pedestal de um CCD. Para um pixel não exposto, o valor para zero fotoelétrons coletados se traduz, pela leitura e conversão analógico-digital, num valor médio com uma pequena distribuição em torno de seu ‘zero’. Para evitar números negativos na imagem de saída, a eletrônica do CCD soma um valor positivo às contagens de cada pixel. Esse valor dá o nível de zero médio, chamado de *nível de pedestal*. O ruído de leitura, por sua vez, surge das flutuações aleatórias na eletrônica do CCD ao ler o número de elétrons. O *bias* dá uma variação de baixa frequência espacial no arranjo, como podemos ver na figura 3.1. Essa variação é constante no tempo, e usualmente ocorre nas colunas mas podem haver também pequenas componentes nas linhas. Ambos os ruídos são aditivos, já que o nível de pedestal é a soma de um valor ao ‘zero’ e o ruído de leitura é a soma de elétrons espúrios às contagens. Assim uma subtração ‘*dados – bias*’ pixel a pixel é utilizada para corrigir as contagens de cada pixel desses efeitos. Uma única imagem de *bias* não mostra essa variação de forma precisa, assim, 10 ou mais imagens são recomendadas. Usamos entre 40 e 100 imagens por dia. Não foram notadas diferenças de noite a noite ou de imagem a imagem nos dados analisados. Dessa forma, usamos todas as imagens juntas para termos uma boa estimativa para essa correção.

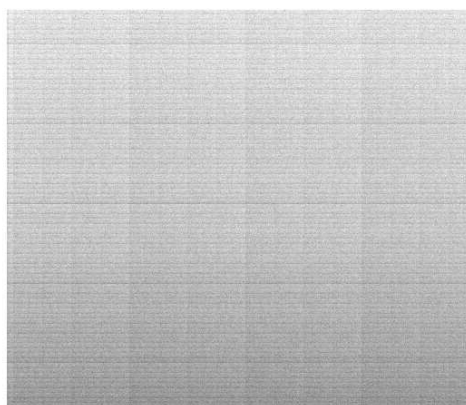


FIGURA 3.1 - Imagem de *bias* usada na primeira missão. Essa imagem foi feita usando imagens de *bias* de todas as noites, sendo uma média de 410 imagens. Podemos ver as variações espaciais de baixa frequência ao longo da imagem.

Cada pixel do CCD tem um ganho levemente diferente quando comparado a seus vizinhos. Fazemos o *flat field* para igualar a resposta relativa para cada pixel. Idealmente, uma imagem de *flat field* consiste de uma iluminação uniforme de todo o CCD por uma fonte luminosa de resposta espectral idêntica à das imagens dos objetos. Se o *flat-field* apresenta contagens diferentes de pixel a pixel, é porque deve existir uma diferença de sensibilidade entre eles, levando a diferentes respostas à incidência de um mesmo número de fótons. A imagem de *flat-field* é normalizada pela moda de modo que o valor médio das contagens esteja por volta da unidade. Os pixels com valores maiores possuem maior sensibilidade que aqueles com valores menores. Assim, esse ruído é corrigido dividindo-se pixel a pixel a imagem ‘*dados-bias*’ pela imagem de ‘*flat*’.

Depois disso, registramos as imagens, ou seja, as deslocamos de forma que um dado objeto esteja nas mesmas coordenadas em todas as imagens.

Para saber mais sobre o funcionamento dos CCDs, consulte [Howell \(2006\)](#).

3.1.2 Fotometria de abertura

A fotometria de abertura é o procedimento pelo qual se estimam os fluxos provenientes dos feixes ordinário e extraordinário que serão usados no cálculo da polarização (seção 3.1.3, a seguir).

A primeira coisa a ser feita antes de iniciar a fotometria de abertura propriamente

dita é acharmos as coordenadas dos pixels centrais das estrelas na imagem. Após achar as estrelas, outra rotina montará os pares que correspondem às estrelas do feixe ordinário e extraordinário (Figura 2.2). A ordem do par deve ser sempre a mesma. Devemos, então, tirar as estrelas saturadas. Nesse momento, estamos com N_i objetos em cada imagem. Esse número é apresentado na Tabela 3.1.

Finalmente é realizada a fotometria de abertura. Para cada estrela é feita a medida do número de contagens dentro de várias aberturas. Para estimar o céu usamos um anel circular com raio interno maior que a distância entre as duas estrelas do par, senão, para estrelas brilhantes, poderíamos ter contribuição do outro feixe em sua estimativa. Realizamos a fotometria para várias aberturas e selecionamos a que proporciona a melhor estimativa da polarização, como será detalhado na próxima seção.

3.1.3 Cálculo da polarização

Os valores de fluxo obtidos na fotometria de abertura são a entrada do *pccdgen* do pacote PCCDPACK de análise polarimétrica (PEREYRA, 2000). Ele usa os fluxos ordinário e extraordinário para calcular a polarização para cada uma das aberturas (seção 2.4).

Após esse cálculo, temos um valor de polarização, P , e um erro associado, σ_P , para cada uma das aberturas de cada um dos N_i objetos selecionados do campo. Nesse momento, outra rotina seleciona as aberturas que nos dão o menor erro no ajuste da polarização.

TABELA 3.1 - Informações polarimétricas e avermelhamento interestelar para os campos observados

Campo	HHs no campo	Filtro	n_{im}	$t_{exp}(s)$	Data obs	N_i	p/σ_p	N_f	Direção I	Direção CM	σ_B	$\langle P_{MI} \rangle (\%)$	A(R)
1	19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 37, 70-campos1/2	RC	16	200	15fev2005	166	3	118	173	173	16,2	5,95	3,358
22	46, 47	RC	-	-	18dez1998	-	3	166	136	136	12	-	-
3	52, 53, 54	RC	12	200	16fev2005	147	3	95	108	108	14,3	1,57	3,038
4	55	RC	12	200	16fev2005	292	3	71	12	12	17,1	0,73	1,334
5A	56, 57 - 10s	RC	8	10	12fev2005	125	3	85	49	49	-	-	4,796
5B	56, 57 - 300s	RC	8	300	12fev2005	444	3	336	51	51	11,5	1,87	0,602
6	68, 69	RC	9	200	17fev2005	45	3	27	131	131	7,6	1,46	3,013
7	72	RC	16	300	13fev2005	390	3	175	116	116	21	0,42	4,948
8	73, 74	RC	8	60	07mai2007	83	3	19	135	135	5,3	0,24	10,699
9	75	RC	12	180	17fev2005	280	3	176	177	177	12,4	1,04	5,899
10	82, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 104, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736, 860	RC	8	100	07mai2007	87	3	15	20	20	23,1	0,08	2,078
11	59, 60, 83	RC	16	300	14fev2005	97	3	18	53	53	9,6	0,32	0,602
12A	90, 91, 92, 93, 597, 598 - campo1	RC	8	200	16fev2005	23	3	14	50	50	11,3	0,55	0,7845 ³
12B	90, 91, 92, 93, 597, 598 - campo2	RC	8	250	16fev2005	69	3	44	160	160	-	-	-
13A	120 - 20s	RC	8	20	14fev2005	206	3	79	27; 100	-	-	-	-
13B	120 - 300s	RC	8	300	14fev2005	469	3	234	47; 101	100	7,5	0,39	3,915
13C	120 - 20s	IC	8	20	14fev2005	179	2	103	64; 103	-	-	-	-
13D	120 - 300s	IC	8	300	14fev2005	384	3	174	39; 99	100	-	0,43	-
14	133	RC	12	250	17fev2005	349	3	289	24	24	8,3	2,24	5,339
15	135, 136	RC	16	300	12fev2005	855	3	502	60; 103	41	21,7	0,52	14,420
16	137, 138	RC	16	120	16fev2005	830	3	509	86; 170	171	11,4	0,58	10,890
17	76, 77, 139	RC	16	300	13fev2005	639	3	559	59	59	7	2,56	3,794
18A	140, 141, 142, 143 - 10s	RC	4	10	14fev2005	64	3	58	69	69	-	-	-
18B	140, 141, 142, 143 - 300s	RC	6	300	14fev2005	229	3	139	68	68	9,3	2,08	3,682
19	160	RC	8	40	17fev2005	185	2,5	72	57; 150	150	16,5	0,29	5,775
20	171	RC	16	60	15fev2005	308	3	105	142	142	7,1	0,99	6,148
21	188, 246	RC	16	300	13fev2005	157	3	129	109	109	7,8	2,92	3,811
22	217	RC	16	150	17fev2005	500	3	279	108	108	12,4	1,03	7,394
23	240, 241	RC	8	600	11fev2005	85	3	17	39	39	18,2	0,31	0,947

Continua

TABELA 3.1 – Continuação

Campo	HHS no campo	Filtro	n_{im}	$t_{exp}(s)$	Data obs	N_i	p/σ_p	N_f	Direção ¹	DireçãoCM	σ_B	$\langle P_{MI} \rangle (\%)$	A(R)
24A	271, 272, 273 - campo1	R_C	8	250	16fev2005	54	3	22	163	163	25,8	-	-
24B	271, 272, 273 - campo2	R_C	8	100	16fev2005	70	3	38	151	151	12,4	-	-
24AB	271, 272, 273 - campos1e2	R_C	-	-	16fev2005	124	3	60	152	152	16,9	0,19	1,1255
25	289	R_C	8	300	15fev2005	100	3	44	161	161	29,9	0,32	0,500
26	320, 321	R_C	16	120	16fev2005	802	3	497	102	102	9,3	1,31	4,331
27	399	R_C	8	100	07mai2007	733	3	179	175	175	14,7	0,43	49,73 ⁴
28	444, 445, 446, 447	R_C	16	250	15fev2005	78	3	51	83; 147	151	7,9	0,90	0,664

Legenda: n_{im} - Número de imagens usadas na redução

Data obs - Data da observação

p/σ_p - Critério de seleção

σ_B - Dispersão em torno da direção média do CM

\bar{P} - Polarização média do campo

'Campo 1' e 'Campo 2' - Campos espacialmente deslocados

A(R) - Avermelhamento no filtro R

t_{exp} - Tempo de exposição para cada imagem

N_i - Número inicial de estrelas

N_f - Número final de estrelas selecionadas

1 - Direção média da polarização no campo

2 - Dados de [Hickel \(2002\)](#)

3 - Média dos campos 1 e 2

4 - Valor não confiável (latitude galáctica baixa). Esse valor não é incluído nos gráficos.

(Fim)

3.1.4 Calibração polarimétrica

Pode existir uma polarização instrumental não nula que poderia nos dar um falso valor de polarização observado. Essa polarização instrumental pode ser determinada observando-se estrelas padrão *não-polarizadas*. Esse valor deve ser subtraído de todas as medidas. Observe, na Tabela 3.2, como as direções de polarização são aleatórias para HD94851, uma estrela padrão não-polarizada. Isso, junto com os baixos valores de polarização medidos, indicam que não há polarização instrumental.

TABELA 3.2 - Estrelas padrão observadas

Data	Estrela	Filtro	Polarização	Direção ^a	Polarização (%)	σ_p (%)
11fev05	HD110984	R_C	p	39,6	5,6	0,1
14fev05	HD110984	R_C	p	39,9	5,57	0,04
16fev05	HD110984	R_C	p	38,7	5,53	0,06
17fev05	HD110984	R_C	p	47,2	5,60	0,06
14fev05	HD110984	I_C	p	30,4	4,95	0,05
11fev05	HD298383	R_C	p	96,0	5,21	0,06
13fev05	HD298383	R_C	p	95,6	5,2	0,2
14fev05	HD298383	R_C	p	96,5	5,19	0,07
15fev05	HD298383	R_C	p	97	5,23	0,03
16fev05	HD298383	R_C	p	96,3	5,16	0,04
17fev05	HD298383	R_C	p	104,6	5,09	0,08
12fev05	HD126593	R_C	p	24,1	4,68	0,08
13fev05	HD126593	R_C	p	25,5	5	1
14fev05	HD126593	R_C	p	22,7	4,83	0,03
14fev05	HD126593	I_C	p	13,4	4,15	0,04
12fev05	HD94851	R_C	np	24,1	0,12	0,05
13fev05	HD94851	R_C	np	13,1	0,14	0,06
14fev05	HD94851	R_C	np	169,6	0,03	0,03
16fev05	HD94851	R_C	np	5,6	0,14	0,03
14fev05	HD94851	I_C	np	10,8	0,13	0,04
17fev05	HD98161	R_C	np	102,1	0,02	0,05
07mai07	HD176425	R_C	np	138,1	0,3	0,1
07mai07	BD-12 5133	R_C	p	158,3	3,3	0,2
07mai07	HD155197	R_C	p	22,0	4,33	0,04

Legenda: p - polarizada
 np - não polarizada
 a - ângulo de posição da polarização medida
 σ_p - erro no ajuste da polarização

As estrelas padrão *polarizadas* são medidas para obtermos uma correção dos ângulo de posição observados em nossas medidas para o referencial padrão. Os ângulos de

posição observados em nossas medidas para as estrelas padrão polarizadas estão também na Tabela 3.2. Essas direções de polarização são comparadas aos valores tabelados (SERKOWSKI *et al.*, 1975; BASTIEN *et al.*, 1988; TURNSHEK *et al.*, 1990) e as correções são aplicadas aos ângulos de posição observados nos campos dos HHs de forma a colocar todos esses ângulos de posição no referencial equatorial celeste, crescendo de norte para leste. Observe como as direções de polarização para as estrelas padrão polarizadas dos dias 11 a 16 de fevereiro de 2005 são consistentes entre si. Nos outros dias foram feitas modificações na configuração instrumental de forma que a mudança no ângulo era esperada.

3.2 Análise da polarimetria dos campos

Nossa hipótese de trabalho é a de que as características da polarização medida nos fornecem características do CMI. A estimativa dessas características é realizada utilizando apenas objetos com valores confiáveis de polarização, ou seja, é restrita aos objetos com P/σ_P acima de um dado valor, sendo P o valor da polarização e σ_P o erro do ajuste (vide seção 2.4). O erro na determinação do ângulo de posição da polarização está relacionado a essa razão por:

$$\sigma_\theta = 28,65 \frac{\sigma_P}{P} (^\circ), \quad (3.1)$$

obtida por propagação de erro (BEVINGTON, 1969) da equação 2.14. Para um $P/\sigma_P = 3$, o erro calculado por essa fórmula em θ é $9,5^\circ$. Esse valor deve ser um pouco maior pois a distribuição de polarizações não é gaussiana (NAGHIZADEH-KHOUEI; CLARKE, 1993). Após aplicarmos este critério de seleção ($P/\sigma_P \geq 3$), ficamos com um número final de estrelas, N_f (Tabela 3.1). Enfatizamos que fizemos testes para P/σ_P maiores e os valores obtidos tanto de direção quanto de largura são consistentes entre si. São construídos, então, gráficos das direções e valores de polarização sobre o campo de interesse e seus histogramas de polarização e direção, como podemos ver na Figura 3.2 para um dos casos. Os gráficos equivalentes a b) e c) da Figura 3.2 para cada campo estudado encontram-se no Apêndice A.

A função gaussiana ajustada à distribuição dos ângulos de polarização (gráfico c), Figura 3.2), é dada por:

$$f(\theta) = A \exp \left[-\frac{(\theta - \theta_0)^2}{2(\sigma_{\theta, G})^2} \right], \quad (3.2)$$

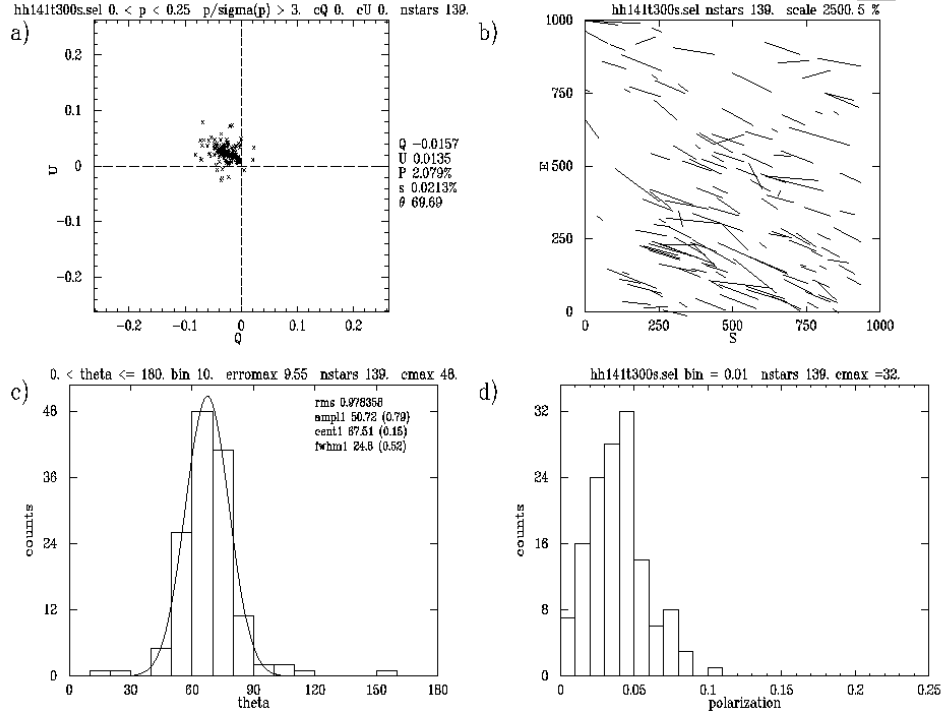


FIGURA 3.2 - Resultados da polarimetria para o campo de HH141. No gráfico a) temos os parâmetros de Stokes e a polarização média do campo; em b) temos os vetores de polarização e sua direção sobre o campo; em c) temos o número de objetos para cada intervalo de direções (histograma de ângulos de posição da polarização), uma gaussiana ajustada e seus parâmetros; e em d) um histograma de valores de polarização.

sendo θ_0 o valor médio dos ângulos de polarização (centro da gaussiana) e $\sigma_{\theta,G}$ sua dispersão, que no caso ideal deve corresponder ao σ_B da equação 1.1. É útil relembrar a relação entre a largura à meia altura (*fwhm* - *Full Width at Half Maximum*) e a dispersão de uma gaussiana. Ela é dada por:

$$fwhm = 2(\theta - \theta_0) = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{\theta,G} = 2,355\sigma_{\theta,G}. \quad (3.3)$$

O histograma é alargado devido ao erro de cada medida de θ . Assim, o valor da dispersão deve ser corrigido do erro médio dos ângulos de posição da polarização (PEREYRA; MAGALHÃES, 2007) por:

$$\sigma_B = (\sigma_{\theta,G}^2 - \langle \sigma_{\theta} \rangle^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.4)$$

sendo σ_θ o erro em ângulo relacionado à medida da polarização para cada estrela do campo e $\langle \sigma_\theta \rangle$ a média aritmética desses erros. Assim, obtemos finalmente o valor de σ_B relacionado à equação 1.1 para cada um dos campos (Tabela 3.1).

O gráfico a) da Figura 3.2 nos fornece a polarização média ($\langle P_{MI} \rangle$) do campo observado (vide também Tabela 3.1). Sabendo que a polarização numa dada direção pode estar relacionada à extinção nessa mesma direção, obtivemos também o avermelhamento (no filtro R) na direção dos campos observados. Este cálculo foi feito por Schlegel *et al.* (1998), e pode ser obtido através da interface do NED² (*Nasa/Ipac Extragalactic Database*).

Em nosso projeto, está implícita a idéia de que o CMI possui um ordenamento. Entretanto, essa hipótese poderia estar errada. Caso esse fosse o caso, as direções dos vetores de polarização estariam distribuídas de forma aleatória e não haveria sentido em estimar um valor médio da direção da polarização (e portanto do CM). Mas isso é típico do MI, como exemplificado pelo trabalho de Myers e Goodman (1991), e todos os nossos campos mostram de fato um alinhamento dos vetores de polarização, com ao menos um pico no histograma de ângulos de posição (Tabela 3.1, Apêndice A). Nos casos onde há apenas uma direção no histograma dos ângulos de posição da polarização, essa é a direção atribuída ao CM.

Algumas regiões foram observados com dois **campos deslocados** (indicados por ‘*campo1*’ e ‘*campo2*’ na Tabela 3.1). Isso nos permite verificar se o CM varia de modo importante espacialmente (Mas note que a escala de tamanho real do campo na região de FE depende da distância). Para a região de HH19 a 27, 37 e 70, a direção média de polarização não mostrou uma variação considerável. Assim, unimos as estrelas dos dois campos para construir o histograma final (Figura A.1). Já para a região de HH90, 91, 92, 93, 597 e 598, esse valor mudou bastante; como se trata de um jato gigante, utilizamos a região mais próxima à fonte, no caso, o campo 1 (Figura A.12). Para HH271, 272 e 273, também juntamos os campos já que as direções não variavam consideravelmente (Figura A.26).

Alguns campos foram observados com **dois tempos de integração** o que permite verificar se existe uma dependência importante dos resultados com a magnitude máxima observada. Nossos dados não mostram nenhuma dependência, como pode ser visto na Tabela 3.1, campos 5A e B (HH56 e 57) e 18A e B (HH140, 141, 142 e

²<http://nedwww.ipac.caltech.edu/forms/calculator.html>

143). Os campos 13A, B, C e D (HH120), por terem 2 tempos, 2 filtros e 2 gaussianas serão analisados mais à frente.

Na Figura 3.3 vemos que os dois primeiros histogramas de direção de polarização têm larguras diferentes para cada campo. Reescrevendo a equação 1.1:

$$\sigma_B = \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sigma(v)}{B}, \quad (3.5)$$

vemos que a largura da gaussiana (σ_B) pode ser afetada: 1) pela turbulência ($\sigma(v)$); 2) pela densidades (ρ); 3) pelo CM (B). Assim, regiões com maior CM tendem a afinar a gaussiana, assim como regiões de menores densidade e turbulência também tem gaussianas mais estreitas. Mais detalhes e referências sobre essa equação vide seção 1.4.1.1.

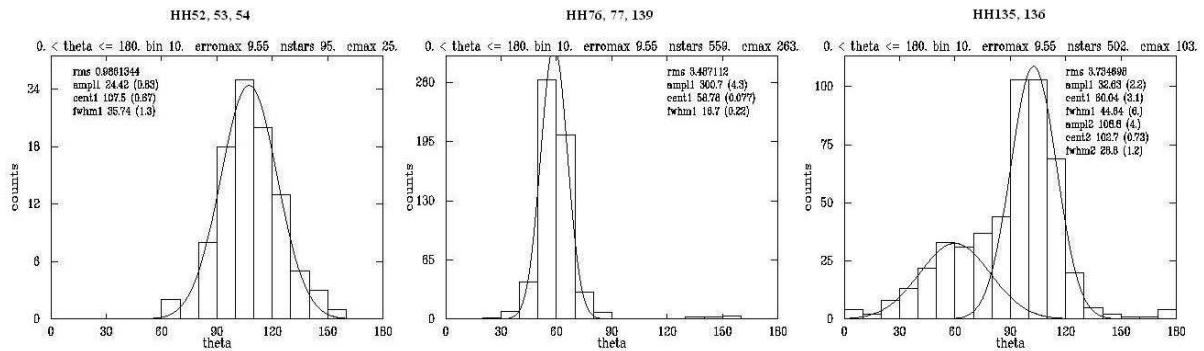


FIGURA 3.3 - Histogramas das direções de polarização nas direções de HH52, 53, 54; HH76, 77, 139 e HH135, 136 respectivamente.

Como também podemos ver na Figura 3.3 em algumas regiões foram observadas duas direções de polarização. A escolha da direção do CMI nesses casos é descrita a seguir.

Em HH135 e 136 (Figura A.17), separamos as duas populações pelo módulo da polarização. Nesse caso, a componente cujos objetos tem módulo de polarização menor que 1,5% é a que contém mais objetos. Assumimos a componente de menor módulo como correspondente a uma componente de *foreground* (isto é, entre nós e a região de FE), pois seus vetores de polarização se distribuem por todo o campo enquanto

que a outra componente, cujos objetos tem maior módulo de polarização, se concentra mais próxima à região de formação onde se encontra o objeto HH. Outro ponto a favor de considerarmos a componente de menor módulo de polarização como correspondente a uma componente de *foreground* é que, estatisticamente, a polarização tende a crescer conforme aumentamos a magnitude (e, também estatisticamente, objetos de maior magnitude - menor brilho - correspondem a distâncias maiores) (Figura 3.4). Como essa componente se encontra entre nós e a região de FE, ela deve modificar o módulo e a direção do CM medidos, adicionando-se vetorialmente. Dessa forma, devemos subtraí-la, e essa subtração deve levar em conta tanto o módulo da polarização como sua direção. Isso é feito a partir dos parâmetros de Stokes, que são medidos para cada estrela do campo. Para mais detalhes sobre esse campo, vide nosso trabalho (RODRIGUES *et al.*, 2007) (Apêndice B).

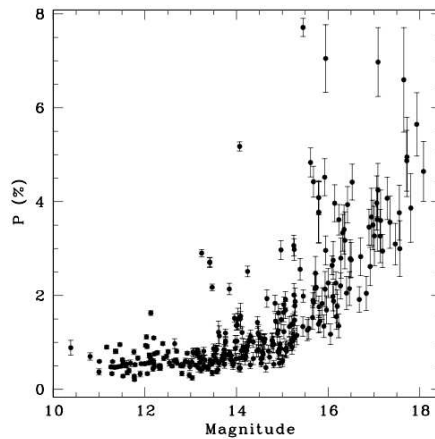


FIGURA 3.4 - Polarização na banda R versus magnitude para as estrelas no campo de HH135 e 136. FONTE: Rodrigues *et al.* (2007)

No caso de HH137 e 138 também conseguimos separar as duas populações por módulo de polarização (1%). Entretanto, diferente da região de HH135 e 136, a componente cujos objetos têm menor módulo de polarização (com centro em 86° - vide Figura A.18) contém menos objetos. Subtraímos essa componente da componente cujos objetos tem maior módulo de polarização (170°), o que alterou em apenas 1° a direção desta última, e obtivemos 171° para a direção que consideraremos como sendo aquela do CMI.

Como no caso de HH137 e 138, em HH444, 445, 446 e 447 (Figura A.32) a compo-

nente com menor módulo de polarização (nesse caso também a linha divisória ficou em 1%) contém menos objetos. Subtraindo vetorialmente essa componente daquela com maior módulo de polarização, esta última se desloca para 151° , que é a direção que atribuiremos a seu CM.

Na direção de HH120 (Figuras A.14 e A.15), observamos duas componentes tanto no filtro R_C (em 47° e 101°) quanto no filtro I_C (39° e 99°). Também neste caso não conseguimos separá-las pelo módulo da polarização. Entretanto observamos que há uma separação espacial entre as componentes, sendo que a componente de 100° está mais próxima à região onde HH120 se encontra ($\alpha \simeq 8h07m40s$ e $\delta \simeq -35^\circ56'$). Outro argumento a favor da componente de 100° como aquela que representa a região de FE pode ser encontrado em [Hickel e Vilas-Boas \(2005\)](#). A direção de 100° representa a tangente da IRAS Vela Shell. Assim se pensarmos que o campo foi arrastado pelo vento que formou a shell faz sentido esperar uma direção tangencial. Assim, usaremos essa componente como sendo a associada à região de FE de HH120.

No caso de HH160 (Figura A.21) também tínhamos duas gaussianas. A componente de 57° contém poucos objetos, porém persiste mesmo quando utilizamos apenas os objetos com razão sinal ruído muito alta ($P/\sigma_P > 5$). Quando fazemos o histograma usando apenas os objetos com valores de polarização entre 0 e 2%, apenas a componente em 150° é observada, enquanto que, ao fazer o histograma para objetos com polarização maior que 2% observamos as duas componentes. Fazendo a subtração da componente de menor polarização (150°), continuamos a ter as duas componentes, de forma que nada podemos concluir. Fazendo a subtração dos objetos com polarização maior (ou seja, temos objetos das duas componentes), não sobram objetos no histograma. Então separamos as populações por ângulo de polarização, e não por módulo: ao subtrairmos a componente de 57° , a componente anteriormente em 150° desloca-se para 158° . Já ao subtrairmos a componente de 150° não sobram objetos no histograma. Decidimos usar a componente dominante no campo, que é a de 150° para representar a região de FE.

CAPÍTULO 4

INFORMAÇÕES PRÉVIAS DOS OBJETOS DA AMOSTRA

Este capítulo contém uma compilação de informações sobre os objetos HH estudados e seus OEJs associados levantadas na literatura e são:

- nome do OEJ;
- luminosidade bolométrica do OEJ;
- massa do OEJ;
- classe do OEJ;
- distância;
- extensão do jato;
- ângulo de posição do jato.

As informações coletadas encontram-se nas Tabelas 4.2 (fonte) e 4.3 (jato). A legenda das tabelas é composta pelo número do HH e a letra inicial da informação à que se refere. Se vamos, por exemplo, complementar a informação sobre a classe de HH23, aparecerá em negrito na tabela **23C**, e aparecerá a informação complementar abaixo, na legenda.

Abaixo apresentamos alguns comentários relativos ao levantamento realizado.

Classe

Em alguns dos artigos consultados, a única informação sobre a classe do OEJ em questão era que se tratava de uma estrela T Tauri. Entretanto, sabemos que isso pode significar se tratar de objetos de Classe II ou III. Na tabela, esses objetos são denotados por TT, e nos gráficos (capítulo 5) como tendo classe 2,5.

FU Orionis é uma fase de alta atividade na estrela, sendo a luminosidade nessa fase altamente variável. Acredita-se que corresponda a uma transição da Classe I para a Classe II (HARTMANN; KENYON, 1996). São indicados por FU Ori na tabela e como de classe 1,5 nos gráficos (capítulo 5) junto com outros objetos em que não se sabe se pertencem à classe I ou II.

Extensão

As extensões de todos os jatos foram calculadas visualmente e comparadas aos valores da literatura, quando existentes. O valor presente na tabela corresponde a uma distância média entre fonte e extremidade do jato já que dois jatos de um mesmo OEJ podem não ter a mesma extensão. Para os casos em que temos a extensão total, da extremidade do jato à extremidade do contrajato, dividimos essa distância por 2. Nos casos em que não se conhece a fonte, usamos a distância entre os nós mais distantes. Note que essa última estimativa de extensão em geral será menor que o tamanho real do jato, levando a um acúmulo de pontos em extensões baixas nos gráficos envolvendo extensão. Assim, nos casos em que há duas estimativas de distância, e, portanto, também de extensão, utilizamos a menor delas, já que teremos um acúmulo aleatório de pontos em baixas extensões devido a esse e outros efeitos - como uma extremidade “mais externa” do jato não detectada, como foi por muito tempo o caso de HH 90, 91, 92, 93, 597 e 598 (BALLY *et al.*, 2002) e também o caso de HH 46, 47 (HARTIGAN *et al.*, 2005).

O único caso em que encontramos problemas no valor de extensão citado foi para HH 444, 445, 446 e 447. As dimensões citadas em Mader *et al.* (1999) estão incorretas. Os valores corretos são os de Reipurth *et al.* (1998).

Ângulo de posição

A direção do CM medida polarimetricamente restringe-se ao plano do céu (seção 1.4). É possível também obter o ângulo de inclinação *do jato* com relação ao plano do céu observando ambos o movimento próprio, no plano do céu, e velocidades radiais, na linha de visada, por efeito Doppler. Como neste trabalho nos restringimos a CMs no plano do céu, também restringiremos as direções do jato a este plano.

As direções dos jatos HH são obtidas por 3 métodos:

- diretamente da literatura;
- pelos nós de emissão;
- visualmente.

Como o próprio nome diz, obter o valor *diretamente da literatura* é considerar o valor citado em algum trabalho prévio. É a forma mais simples. Há diversos casos em que

conferimos os valores citados através dos outros métodos pelas imagens disponíveis. Em todos os casos o ângulo de posição (PA) de um dado jato calculada por diferentes autores e/ou por mim são consistentes, dando uma diferença de, no máximo, $2 - 3^\circ$.

Obtemos o valor do PA do jato a partir dos *nós de emissão* quando utilizamos suas coordenadas em ascensão reta (α) e declinação (δ) presentes na literatura. Elas só correspondem à projeção gnomônica (no plano do céu) ao longo do equador celeste ($\delta = 0$). Para projetarmos jatos nessas coordenadas no plano do céu e calcularmos seu PA, basta multiplicar a componente da ascensão reta por $\cos \delta$, conforme a equação:

$$\tan \theta_j = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\delta} \cos \delta, \quad (4.1)$$

onde $\Delta\alpha$ é a diferença entre as ascensões retas de dois nós (por exemplo), $\Delta\delta$ é a diferença entre as declinações dos mesmos nós e, como nossas projeções são pequenas ($'$), o δ em $\cos \delta$ pode ser um valor médio de declinação dos nós. O valor de θ_j obtido, se tomarmos sempre valores positivos e não levarmos em conta a direção de propagação do jato, é o PA do jato ou seu complementar, o que decidimos através da imagem, e observando sempre as direções de crescimento da ascensão reta e da declinação. Os valores presentes na tabela sempre correspondem a um ângulo entre 0° e 180° que define a direção do jato, inclusive nos casos onde, na literatura presente, se sabe a direção, e onde, portanto, os ângulos podem estar entre 0° e 360° . Um exemplo desse caso (obtenção da direção através dos nós) foram HH135 e HH136, objetos presentes em nossa amostra que já geraram um artigo (RODRIGUES *et al.*, 2007), vistos na Figura 4.1. Nesse caso, usamos a fonte central como referência, traçamos vetores ligando a fonte central a cada nó, fazendo a correção pelo $\cos \delta$ e então calculamos a média das direções, finalmente obtendo as direções dos jatos. Há também casos em que não há fonte central e só há dois nós catalogados, de forma que não temos outro jeito de achar a direção que não considerando o vetor que liga os dois nós.

Existem casos em que a direção do jato não existe explicitamente na literatura e os nós não possuem suas coordenadas publicadas. Nesse caso, a estimativa da direção é realizada *visualmente* através de uma imagem publicada. Um exemplo desse caso é visto na Figura 4.2.

Sempre que possível os resultados dos diferentes métodos foram confrontados. Assim, encontramos uma inconsistência entre as direções citadas em Ray e Eisloffel (1994)

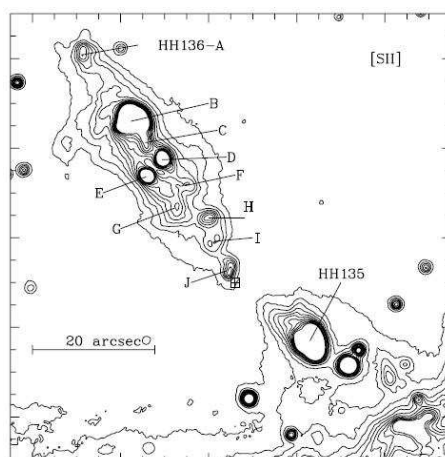


FIGURA 4.1 - HH135/136, um caso onde a direção do jato foi obtida pelos nós de emissão.
 FONTE: [Gredel \(2006\)](#)

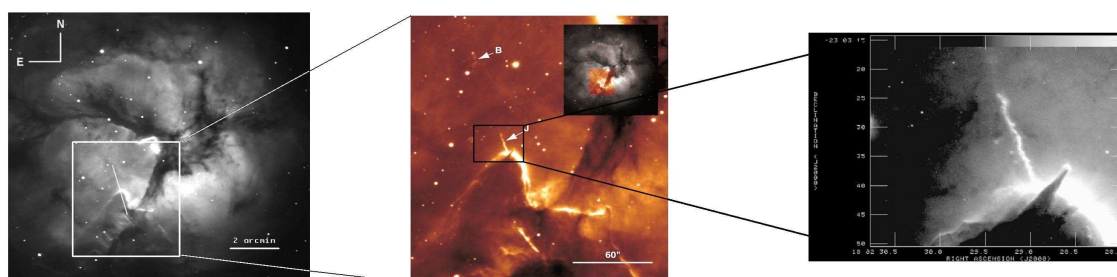


FIGURA 4.2 - Imagem de HH399, um caso onde a direção do jato é obtida visualmente.
 FONTE: As figuras são, respectivamente, de [Rosado et al. \(1999\)](#), [Cernicharo et al. \(1998\)](#) e [Yusef-Zadeh et al. \(2005\)](#).

para a região de HH140, 141, 142, 143, que não condiziam com aquela calculada pelos nós (do mesmo artigo). Obtivemos uma imagem do *Digital Sky Survey* usando a interface do *skyview*¹ e reconhecemos o campo. Chegamos à conclusão de que a direção proposta para o jato era correta, mas não suas coordenadas. Assim, propomos novas coordenadas para esses objetos na Tabela 4.1.

¹<http://skyview.gsfc.nasa.gov/>

TABELA 4.1 - Novas coordenadas sugeridas para HH140, 141, 142, 143

HH	nó	α	δ
140	C	14 59 12	-63 10 44
	D	14 59 26	-63 12 43
141	A	14 59 15	-63 12 33
	D	14 59 10	-63 12 28
142		14 59 25	-63 10 38
143		14 59 35	-63 11 52

TABELA 4.2 - Informações sobre os objetos da amostra - Fonte

Jato/ HH	Fonte				Classe
	Nome	L_{bol} (L_{\odot})	Massa		
24J,19/ 24K,27	SSV 63W(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	$< 20^{24}L$	-	I(LIS <i>et al.</i> , 1999)	
24C,20/ 24E,24M	SSV 63E(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	$< 20^{24}L$	-	I(HUÉLAMO <i>et al.</i> , 2007)	
24G	SSV 63NE(MUNDT <i>et al.</i> , 1991)	$< 20^{24}L$	baixa(HUÉLAMO <i>et al.</i> , 2007)	-	
22	-	-	-	-	
23	IRAS05436-0007(EISLOFFEL; MUNDT, 1997) = V1647 Ori (BRITAIN <i>et al.</i> , 2007)	5,6(ÁBRAHÁM <i>et al.</i> , 2004b)	baixa(ÁBRAHÁM <i>et al.</i> , 2004b)	II(ÁBRAHÁM <i>et al.</i> , 2004b); I(BRITAIN <i>et al.</i> , 2007) ^{FU Ori}	
24A/25B	HH24MMS(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	5(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	-	0(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	
25A/25D	HH25MMS(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004) = VLA2, IRAS05435-0014(LIS <i>et al.</i> , 1999)	6(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004); 24(LIS <i>et al.</i> , 1999)	-	0(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	
26A/26B	HH26IR(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	28,8(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	-	I(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	
46/47	IRAS08242-5050(REIPURTH <i>et al.</i> , 1993)	12(NORIEGA-CRESPO <i>et al.</i> , 2004); 23,6(BERRILLI <i>et al.</i> , 1989); 19(REIPURTH <i>et al.</i> , 1993)	baixa(DENT <i>et al.</i> , 1998)	I(NORIEGA-CRESPO <i>et al.</i> , 2004)	
52, 53, 54 - ?	<p>Há várias fontes nessa região, em geral de baixa massa, mas também há uma fonte de massa intermediária (IRAS 12496-7650) que poderia ser a fonte dos 3 HHs já que eles se encontram aproximadamente alinhados (NISINI <i>et al.</i>, 1996). Consideramos IRAS 12496-7650 como sendo a fonte dos 3 HHs.</p>				

Continuação

TABELA 4.2 – Continuação

Jato/ HH	Fonte				
	Nome	L_{bol} (L_{\odot})	Massa	Classe	
55	HH55star=IRAS15533-3742 (GRAHAM; CHEN, 1994; HEYER; GRAHAM, 1990)	< 0,323 (HEYER; GRAHAM, 1990) (GRAHAM; CHEN, 1994; BERRILLI <i>et al.</i> , 1989)	baixa(GRAHAM; CHEN, 1994)	M3,5(GRAHAM; CHEN, 1994)	
56	Re 13(PRUSTI <i>et al.</i> , 1993)	50(PRUSTI <i>et al.</i> , 1993)	-	I(PRUSTI <i>et al.</i> , 1993)	
57	V346 Nor(NIELBOCK; CHINI, 2005)	135(variável)(PRUSTI <i>et al.</i> , 1993)	baixa(ÁBRAHÁM <i>et al.</i> , 2004a)	I(NIELBOCK; CHINI, 2005)FU Ori	
59	-	-	-	-	
60	IRAS05299-0627c(DENT <i>et al.</i> , 1998)	0,89(COHEN, 1990)	-	-	
68	IRAS05391-0627c(COHEN, 1990), ou HH68b(AVILA <i>et al.</i> , 2001), ou ?	9,87(COHEN, 1990)	-	-	
69	IRAS05393-0632(COHEN, 1990) - ?	24,7(COHEN, 1990)	-	-	
72	IRAS07180-2356(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	316(COHEN, 1990); 170(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	-	I(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	
73	não conhecida(PODIO <i>et al.</i> , 2006)	-	-	-	
74	IRAS09003-4438C(COHEN, 1990)	5,57(COHEN, 1990)	-	-	
75	IRAS09094-4522(COHEN, 1990) - ?	130(COHEN, 1990)	intermediária(THI <i>et al.</i> , 2006)	I(THI <i>et al.</i> , 2006)	
76	IRAS14563-6250(REIPURTH <i>et al.</i> , 1993)	21(COHEN, 1990)	-	I(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	
77	IRAS14564-6254(COHEN, 1990)	47(REIPURTH; GRAHAM, 1988)	-	-	
82	S CrA(binária)(REIPURTH; GRAHAM, 1988)	1,8(REIPURTH <i>et al.</i> , 1993)	baixa	TT(REIPURTH; GRAHAM, 1988)	
83	IRAS05311-0631(PODIO <i>et al.</i> , 2006)	8,9(JIJINA <i>et al.</i> , 1999)	baixa(BALLY <i>et al.</i> , 1994)	TT(CONNELLEY <i>et al.</i> , 2007)	

Continuação

TABELA 4.2 – Continuação

Jato/ HH	Fonte				
	Nome	L_{bol} (L_{\odot})	Massa	Classe	
90, 91, 92, 93, 597, 598	IRAS05399-0121(BALLY <i>et al.</i> , 2002)	10(BALLY <i>et al.</i> , 2002)	baixa(BALLY <i>et al.</i> , 2002)	I(CONNELLEY <i>et al.</i> , 2007)	
96, 97, 98, 100, 101	IRS1 / HH100 - IRS (WANG <i>et al.</i> , 2004)	3,1(FORBRICH; PREIBISCH, 2007)	-	I(WANG <i>et al.</i> , 2004)	
99, 104C-D, 730, 860	IRS 6(WANG <i>et al.</i> , 2004)	0.5(FORBRICH; PREIBISCH, 2007)	-	II(FORBRICH; PREIBISCH, 2007)	
120	IRAS08076-3556(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	13-19(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	baixa(PERSI <i>et al.</i> , 1994)	I(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	
133	-	-	baixa(OGURA, 1990) - ?	-	
135/136	IRAS11101-5829(WU <i>et al.</i> , 2002)	14000(OGURA; WALSH, 1992)	alta(OGURA; WALSH, 1992)	10 ⁶ anos(RODRIGUES <i>et al.</i> , 2007)	
137 e 138 ^{137e8}	não encontrada(OGURA, 1993)	-	-	-	
139	IRAS14568-6304(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	133(DOBASHI <i>et al.</i> , 1998) ^{139L}	baixa(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	TT(II)(GYULBUDAGHIAN; MAY, 2005); I(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	
140	IRAS14592-6311(WU <i>et al.</i> , 2002)	2400(RAY; EISLOEFFEL, 1994)	intermediária(RAY; EISLOEFFEL, 1994)	-	
141	-	-	-	-	
142, 143 - ?	-	-	-	-	
160	Z Cma = IRAS07013-1128 (DENT <i>et al.</i> , 1998)	3500(POETZEL <i>et al.</i> , 1989); 3000(VELÁZQUEZ; RODRÍGUEZ, 2001)	2 - 3M _⊙ (POETZEL <i>et al.</i> , 1989)	FU Ori(POETZEL <i>et al.</i> , 1989)	
171	IRAS09469-5443(OGURA; NOUMARU, 1994) - ?	-	-	-	

Continuação

TABELA 4.2 – Continuação

Jato/ HH	Fonte				Classe
	Nome	L_{bol} (L_{\odot})	Massa		
188	IRAS08194-4925(GIRART; VITI, 2007)	30(GIRART; VITI, 2007)	baixa(GIRART; VITI, 2007)	0/I(GIRART; VITI, 2007)	
217	IRAS08159-3543(REIPURTH, 1994)	2400(FELLI <i>et al.</i> , 1998)	F0aG0(FELLI <i>et al.</i> , 1998)	I(FELLI <i>et al.</i> , 1998)	
240/241	IRAS05173-0555(DAVIS <i>et al.</i> , 1997)	17-26,6(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	baixa(BOHIGAS <i>et al.</i> , 1993)	I(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	
246	HD180617(GRAHAM, 1986)	-	baixa(M3.5)(GRAHAM, 1986)	-	
271, 272 ^{271,2}	Bretz 4(CARBALLO; EIROA, 1992) = IRAS06103-0612(BELTRÁN <i>et al.</i> , 2001)	4,3(BELTRÁN <i>et al.</i> , 2001)	baixa (M) (CARBALLO; EIROA, 1992)	TT(CARBALLO; EIROA, 1992); II(BELTRÁN <i>et al.</i> , 2001)	
273	-	-	-	-	
289	IRAS05355-0146(MADER <i>et al.</i> , 1999)	13(MADER <i>et al.</i> , 1999)	-	-	
320	BHR71(IRS2)(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	1-3(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	baixa(CORPORON; REIPURTH, 1997)	I(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	
321	BHR71-MM(IRS1)(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	7,9-10(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	baixa(CORPORON; REIPURTH, 1997)	0(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	
399	TC2(RHO <i>et al.</i> , 2006)	600(RHO <i>et al.</i> , 2006)	alta(LEFLOCH <i>et al.</i> , 2002)	0/I(RHO <i>et al.</i> , 2006)	
444	V510 Ori(MADER <i>et al.</i> , 1999)	variável(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	tipo K(ANDREWS <i>et al.</i> , 2004)	TT(MADER <i>et al.</i> , 1999)	
445	A0976-357(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	-	tipo K(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	TT(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	
445X	A0976-357(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	-	tipo K(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	TT(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	
446	-	-	tipo K(ANDREWS <i>et al.</i> , 2004)	TT(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	
447	Haro5-39(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	-	tipo M(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	TT(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	
729	S CrA(binária)(WANG <i>et al.</i> , 2004)	1,8(REIPURTH; GRAHAM, 1988)	baixa	TT(REIPURTH; GRAHAM, 1988)	
731	IRS1, 2 ou 5(WANG <i>et al.</i> , 2004)- ?	-	-	I(WANG <i>et al.</i> , 2004)	
732	-	-	-	-	

Continuação

TABELA 4.2 – Conclusão

733	T CrA(WANG <i>et al.</i> , 2004)	3,4(FORBRICH; PREIBISCH, 2007)	baixa	II(FORBRICH; PREIBISCH, 2007)
734	K-ex ou WMB 55(WANG <i>et al.</i> , 2004)	-	-	-
735, 736 - ?	IRS7 ou MMS19(WANG <i>et al.</i> , 2004) - ?	-	-	-
1-100	-	-	-	-

Legenda:

?: indica incerteza;

Na coluna 1, **dois HHs separados por /** correspondem a jato e contra-jato e **HHs separados por ,** fazem parte do mesmo sistema físico.

FU Ori: Objetos na fase *FU Orionis*. Mais detalhes, vide texto.

24L: A luminosidade da fonte SSV63 como um todo é: $L_{bol}(SSV\ 63) = 21(LIS\ et\ al.,\ 1999), 24(REIPURTH\ et\ al.,\ 1993)$

83L: Há diversas determinações. Na tabela apresentamos o valor mais próximo da média. Os outros valores são: 7,3329(CONNELLEY *et al.*, 2007); 8(BALLY *et al.*, 1994); 10,6(OGURA; WALSH, 1991);

9,5(ROLPH *et al.*, 1990); 10,5(REIPURTH, 1989); 7,9(REIPURTH *et al.*, 1993)

137e8: Não se pode ainda decidir se estão fisicamente correlacionados ou não (OGURA, 1993)

139L: Luminosidade calculada levando em conta uma distância de 1260pc.

271,2: Pensa-se ser o mesmo sistema físico, sendo HH272 uma deflexão de HH271 pelo meio.

(Fim)

TABELA 4.3 - Informações sobre os objetos da amostra - Jato

Jato/ HH	Distância (pc)	Jato	
		Extensão (pc)	PA (°)*
24J,19/ 24K,27	450(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	0,95(EISLOFFEL; MUNDT, 1997) 0,68(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	0,815 134 - visual 129 - visual
24C,20/ 24E,24M	450(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	1,09(EISLOFFEL; MUNDT, 1997) 0,11(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	0,6 155(MUNDT <i>et al.</i> , 1991) 150(MUNDT <i>et al.</i> , 1991)
24G	500(MUNDT <i>et al.</i> , 1991)	0,24(MUNDT <i>et al.</i> , 1991)	0,24 38(MUNDT <i>et al.</i> , 1991)
22	450(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	0,40(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	0,4 76 - visual
23	450(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	0,37(EISLOFFEL; MUNDT, 1997)	0,37 8 - nós
24A/25B	400(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	0,26 (ambos; assimétricos)	0,13 40 - visual
25A/25D	400(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	0,13 (ambos; assimétricos)	0,065 164 - visual
26A/26B	400(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	0,14 (ambos; assimétricos)	0,07 50 - visual
46/47	460(DAVIS <i>et al.</i> , 1997) 450(REIPURTH; CERNICARO, 1995)	2,6(ambos) (HARTIGAN <i>et al.</i> , 2005)	1,3 Nordeste:54; Sudoeste:58 (REIPURTH; HEATHCOTE, 1991; STANKE <i>et al.</i> , 1999)
52, 53, 54	130(BERRILLI <i>et al.</i> , 1989)	0,39	0,39 60 - visual
55	250 ou 150(GRAHAM; CHEN, 1994)	55°N e 35°S(GRAHAM; CHEN, 1994)=0,05 e 0,03	0,04 160(GRAHAM; CHEN, 1994)
56	700(PRUSTI <i>et al.</i> , 1993); 900(BERRILLI <i>et al.</i> , 1989) - ?	0,76(ambos) (REIPURTH <i>et al.</i> , 1997)	0,38 jato:35; contrajato:37 - nós
57	700(PRUSTI <i>et al.</i> , 1993); 900(BERRILLI <i>et al.</i> , 1989) - ?	0,02	0,02 19 - nós

Continuação

TABELA 4.3 – Continuação

Jato/ HH	Distância (pc)	Jato		
		Extensão (pc)	PA (°)*	
59	460(COHEN, 1990)	22°(REIPURTH; GRAHAM, 1988)	0,049	0(COHEN, 1990)
60	460(COHEN, 1990)	3,5°(COHEN, 1990)	0,47	124(COHEN, 1990)
68	460(RODRIGUEZ; REIPURTH, 1994)	0,29	0,145	156(COHEN, 1990)
69	460(COHEN, 1990)	0,26	0,26	?-158(COHEN, 1990)
72	1500(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	0,88	0,44	fenda:79(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)
73	450(PODIO <i>et al.</i> , 2006)	70°(PODIO <i>et al.</i> , 2006)	0,15	146 - visual
74	450(COHEN, 1990)	0,13	0,13	93 - nós
75	450(COHEN, 1990); 870 ± 80 (REIPURTH; GRAHAM, 1988)	1 (se IRAS09094-4522 for a fonte e estivermos a 450 pc)	1 - ?	150a154(COHEN, 1990)
76	700(BALLY <i>et al.</i> , 1999); 500 a 1000 (REIPURTH; GRAHAM, 1988)	0,04 (distância do nó a ao b (REIPURTH; GRAHAM, 1988) a 725 pc) ^{76B}	0,04	144a152(COHEN, 1990)
77	700(BALLY <i>et al.</i> , 1999); 750 (COHEN, 1990)	-	-	116a122(COHEN, 1990)
82	129(REIPURTH; GRAHAM, 1988); 170(WANG <i>et al.</i> , 2004)	0,065	0,065	100(REIPURTH; GRAHAM, 1988)
83 - jato/ 83 - contra-jato	470(BALLY <i>et al.</i> , 1994); 480 (MIESCH; BALLY, 1994)	0,27(MUNDT <i>et al.</i> , 1991) ≥ 0,58(MUNDT <i>et al.</i> , 1991)	0,425	116(MUNDT <i>et al.</i> , 1991) 133(MUNDT <i>et al.</i> , 1991)

Continuação

TABELA 4.3 – Continuação

Jato/ HH	Distância (pc)	Jato		PA (°)*	
		Extensão (pc)			
90, 91, 92, 93, 597, 598	415(BALLY <i>et al.</i> , 2002)	4,1(BALLY <i>et al.</i> , 2002)	2,05	131(BALLY <i>et al.</i> , 2002)	131
96, 97, 98, 100, 101	129(REIPURTH; GRAHAM, 1988); 170(WANG <i>et al.</i> , 2004)	>4,25'(ambos)	>0,09	32 - visual	32
99, 104C-D, 730, 860	129(REIPURTH; GRAHAM, 1988); 170(WANG <i>et al.</i> , 2004)	12'(ambos) (WANG <i>et al.</i> , 2004)	0,26	56 e 60 - visual	58
120	450(CARATTI o GARATTI <i>et al.</i> , 2006)	6"(SCHWARTZ; GREENE, 2003)=0,013pc	0,013	110 - visual (GREDEL, 1994)	110
133	870±80(OGURA, 1990)	0,32	0,32	105(OGURA, 1990)	105
135/ 136	2700-2900 (OGURA; WALSH, 1992)	0,5(OGURA; WALSH, 1992) 46"(0,6)(OGURA; WALSH, 1992)	0,55	40(RODRIGUES <i>et al.</i> , 2007) 37,9(RODRIGUES <i>et al.</i> , 2007)	38,95
137	2200(OGURA, 1993)	0,84	0,84	103(OGURA, 1993)	103
138	2200(OGURA, 1993)	0,23	0,23	106 - nós	106
139	700(BALLY <i>et al.</i> , 1999); 1500(GYULBUDAGHIAN; MAY, 2005)	1,5"= 0,005 ou 0,01	0,005	100(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	100
140	2900(RAY; EISLOEFFEL, 1994); 700(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	1,8 ou 0,43	0,43	135 - visual	135
141	2900(RAY; EISLOEFFEL, 1994); 700(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	0,42 ou 0,1	0,1	95 - visual	95

Continuação

TABELA 4.3 – Continuação

Jato/ HH	Distância (pc)	Jato			
		Extensão (pc)	PA (°)*		
142,143 - ?	2900(RAY; EISLOEFFEL, 1994); 700(BALLY <i>et al.</i> , 1999)	1,31 ou 0,32	0,32	135(RAY; EISLOEFFEL, 1994)	135
160	1150(REIPURTH, 2000)	3,6(azul:1,6; vermelho:2) (POETZEL <i>et al.</i> , 1989)	1,8	60(VELÁZQUEZ; RODRÍGUEZ, 2001)	60
171	-	-	-	60(OGURA; NOUMARU, 1994)	60
188	450(GIRART; VITI, 2007)	10 ⁷ (1,2)(GIRART; VITI, 2007)	1,2	149(GIRART; VITI, 2007)	149
217	4300(NECKEL; STAUDE, 1995)	38 ⁰⁰ (NECKEL; STAUDE, 1995)=0,79	0,395	60 - visual	60
240/ 241	460(O'CONNELL <i>et al.</i> , 2004); 500(DAVIS <i>et al.</i> , 1997)	180 ⁰⁰ (0,40)(DAVIS <i>et al.</i> , 1997) 179 ⁰⁰ (0,39)(DAVIS <i>et al.</i> , 1997)	0,395	105 - visual 100 - visual	102,5
246	450(GRAHAM, 1986)	10 ⁰⁰ (GRAHAM, 1986)=0,02	0,02	115(GRAHAM, 1986)	115
271, 272 - ?	830(CARBALLO; EIROA, 1992)	0,72 (CARBALLO; EIROA, 1992) ^{271,2E}	0,72	165 - visual ^{271,2A}	165
273	830(CARBALLO; EIROA, 1992)	-	-	-	-
289	470(320a500)(MADER <i>et al.</i> , 1999)	1,23(MADER <i>et al.</i> , 1999)	0,615	65 - visual	65
320	200(BOURKE, 2001)	0,06	0,06	144(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	144
321	200(BOURKE, 2001)	0,08	0,08	0(GIANNINI <i>et al.</i> , 2004)	0
399	1680(RHO <i>et al.</i> , 2006) 1670 a 2670(YUSEF-ZADEH <i>et al.</i> , 2005)	18 ⁰⁰ (YUSEF-ZADEH <i>et al.</i> , 2005)	0,14	20 - visual	20
444	360a470(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	0,35(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	0,35	66 - nós	66
445	360a470(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	0,28(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	0,28	103 - visual	103

Continuação

TABELA 4.3 – Conclusão

445X	360a470(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	0,027pc	0,027	78 - visual	78
446	360a470(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	11"(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	0,025	168 - visual	168
447	360a470(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	7"(REIPURTH <i>et al.</i> , 1998)	0,016	32 - visual	32
729	129(REIPURTH; GRAHAM, 1988); 170(WANG <i>et al.</i> , 2004)	0,067	0,067	115(WANG <i>et al.</i> , 2004)	115
731		-	-	-	-
732		>0.03	>0,03	157 - visual	157
733		0,16	0,16	35 - visual	35
734		-	-	129 - visual	129
735, 736 - ?		-	-	-	-
1-100		-	-	-	-

Legenda:

*: Entre 0 e 180°, com Norte = 0 e crescendo pra Leste (esquerda)

?: indica incerteza;

Na coluna 1, **dois HHs separados por /** correspondem a jato e contra-jato e **HHs separados por ,** fazem parte do mesmo sistema físico.

76E: Determinação visual. As coordenadas da fonte são iguais às do HH (só tem um valor de coordenada catalogado).

271,2E: Corresponde à extensão total do jato, incluindo a parte anterior e a posterior à deflexão.

271,2A: Este ângulo corresponde à direção antes da deflexão citada na tabela das fontes.

(Fim)

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nos capítulos anteriores, apresentamos várias grandezas associados ao MI, ao OEJ e a seu jato. De nossos dados (Capítulo 3), estimamos o CMI, sua dispersão e o valor médio da polarização em um dado campo. Da literatura (Capítulo 4), obtivemos a distância, o avermelhamento interestelar na direção do HH, a massa, luminosidade e classe dos OEJ, bem como extensão e ângulo de posição do jato. Neste capítulo discutiremos se existe relação entre essas grandezas.

Grande parte de nossos resultados são apresentados na forma de histogramas cumulativos. Eles representam a fração acumulada de uma dada quantidade. Com relação aos histogramas, que apresentam o número de ocorrências dentro de um dado *bin*, os histogramas cumulativos possuem a vantagem de prescindirem da definição do tamanho de *bin*, o que é relevante no nosso caso, pois não temos um número muito grande de objetos. Além disso, histogramas cumulativos ilustram o teste de Kolmogorov-Smirnov que utilizamos na análise dos dados. Este teste estatístico quantifica a probabilidade de duas distribuições não serem as mesmas através de sua diferença máxima - vide Press *et al.* (1986). Chamaremos de ks_1 o teste para ver o quanto os dados diferem de uma distribuição randômica hipotética. O teste para ver se duas distribuições de dados provêm de uma mesma distribuição será denotado por ks_2 .

Separamos a discussão sobre as correlações em três partes: uma relacionada à diferença entre o ângulo de posição do jato e do CMI ($\Delta\theta$); outra relacionada com a dispersão dos ângulos de posição do campo (σ_B); e uma terceira procurando correlações com a polarização média dos campos ($\langle P_{MI} \rangle$). Para a correta avaliação de nossos resultados, é importante saber as escalas de tamanhos dos campos observados: os HHs de nossa amostra possuem distância entre 130 e 4300 pc; para campos de 10' isso corresponde, respectivamente, a 0,38 e 12,5 pc. A média de distância dos HHs é 749 pc (imagem com 2,18 pc de lado) e dos campos é 966 pc (imagem de 2,81 pc de lado).

5.1 Correlações entre a diferença de ângulo de posição do jato e do campo magnético do meio interestelar e as propriedades dos jatos e OEJs

Nesta seção buscamos correlações entre $\Delta\theta$ e as outras propriedades buscadas na literatura. Relembrando, $\Delta\theta$ denota o valor da diferença entre o ângulo de posição do CMI e o ângulo de posição do jato. O ângulo de posição do CMI é apresentado na coluna 11 da Tabela 3.1 e o ângulo de posição do jato é apresentado na última coluna da Tabela 4.3. Os valores desses ângulos estão entre 0° e 180° . Ao tomarmos sua diferença, esse valor, em módulo, estará entre 0° e 180° também. Como nosso objetivo é comparar duas direções, se o ângulo entre elas for maior que 90° , seu complementar (que é, portanto, menor que 90°) é equivalente para fazer essa comparação. Assim, nossos valores de $\Delta\theta$ estão entre 0 e 90° .

Inicialmente, apresentamos a distribuição cumulativa de $\Delta\theta$ (Figura 5.1) para todos os nossos HHs. Temos 57 HHs em nossa amostra. A linha tracejada corresponde à distribuição cumulativa esperada para uma distribuição uniforme. Visualmente, as duas distribuições são muito semelhantes, o que é corroborado pelo teste de Kolmogorov-Smirnov (nesse caso o k_{s_1}), que fornece 82% de chance da distribuição de $\Delta\theta$ ser aleatória. Esse resultado concorda com o trabalho de Ménard e Duchêne (2004), que usa uma amostra de objetos T Tauri, porém não concorda com uma série de trabalhos anteriores que mostravam correlação (vide seção 1.4.3). Qual a razão desses resultados discrepantes? Para investigar a condição na qual o CMI desempenha um papel relevante, analisamos, a seguir, se há correlações para alguns subconjuntos da amostra.

Na Figura 5.2 apresentamos os histogramas cumulativos para todos os objetos que tem sua classe determinada (35 dos 57), para os objetos mais jovens (Classe 0 e I, 23 dos 57) e para objetos em estágios mais avançados de FE (Classe II e III, 12 dos 57). Os objetos em que havia dúvida se pentenciam à Classe I ou II (vide Tabela 4.2) foram considerados como estando nos estágios iniciais, juntamente com os objetos de Classe 0 e I. Os resultados não se alteram se esses objetos são classificados juntamente com os de Classe II e III. k_{s_1} fornece 28% de chance de que a distribuição nos estágios mais embebidos seja randômica e dá 74% de chance de ser aleatória para as TTauris. O k_{s_2} dá uma chance de 48% de os dois conjuntos de dados pertencerem à mesma distribuição. No histograma para estágios iniciais os objetos se acumulam por cima da linha reta pontilhada, indicando que esses objetos tendem a possuir

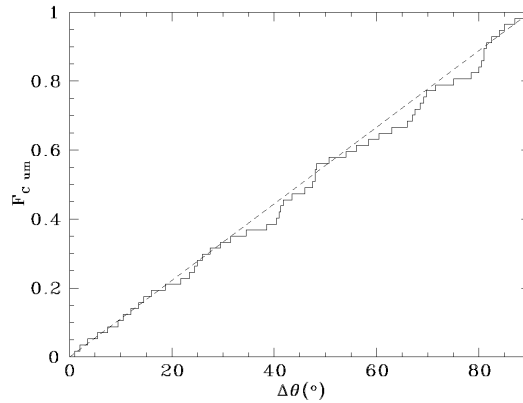


FIGURA 5.1 - Histograma cumulativo da diferença entre as direções do CMI e do eixo do HH ($\Delta\theta$). F_{Cum} representa a fração cumulativa.

preferencialmente valores pequenos de $\Delta\theta$ com relação a uma distribuição uniforme. Logo, esses histogramas, junto com o teste de Kolmogorov, indicam que OEJs nas fases iniciais tem jatos preferencialmente paralelos ao CMI enquanto aqueles mais próximos à SP tem jatos em direções aleatórias com relação ao CMI. Lembramos que, se o colapso do objeto protoestelar acontece na direção perpendicular às linhas de campo, teremos a formação de um disco perpendicular ao CMI, e um jato paralelo do CMI. Assim, isso indica que o CMI deve afetar os estágios iniciais de formação e ir perdendo importância para outros mecanismos físicos conforme o sistema evolui.

Gostaríamos de lembrar que para Classes II e III só temos objetos de baixa massa (BM), mas para Classes 0 e I temos ambas as massas. Nossa amostra é composta principalmente de objetos de BM: 24 dos 57 (42%), enquanto não sabemos a massa para 26 deles (46%) e somente 7 deles (12%) são de massa intermediária e alta (MIA). O resultado geral da Figura 5.2 é, conseqüentemente, dominado pelos objetos de BM. Como poucos objetos tem massa e classe determinados ao mesmo tempo, não pudemos testar conclusivamente subamostras de alta e BM entre os objetos nos estágios iniciais de FE.

Mesmo assim, testamos se há correlação para objetos de massas diferentes fazendo os histogramas cumulativos apresentados na Figura 5.3. Visualmente os histogramas são uniformes, tanto para BM como para MIA. O teste ks_1 nos dá 64% de chance da distribuição de BM ser aleatória e 96% para a de MIA ser aleatória. Ao fazermos ks_2 para comparar as duas distribuições, obtemos que elas provêm de uma mesma distribuição com probabilidade de 89%. Esse resultado poder indicar que ambas as

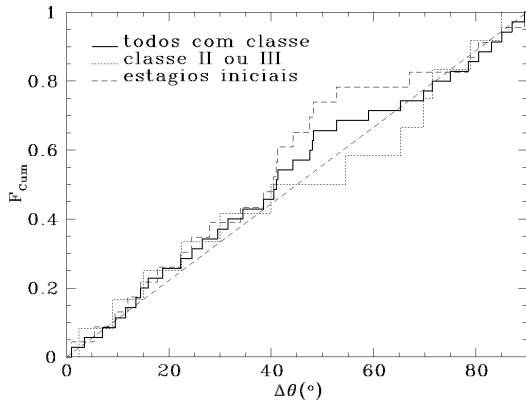


FIGURA 5.2 - Histogramas cumulativos de $\Delta\theta$ para todos os objetos que tem classe determinada, para objetos nos estágios iniciais de FE (Classe 0 e I) e para objetos nos estágios finais de FE (Classes II e III).

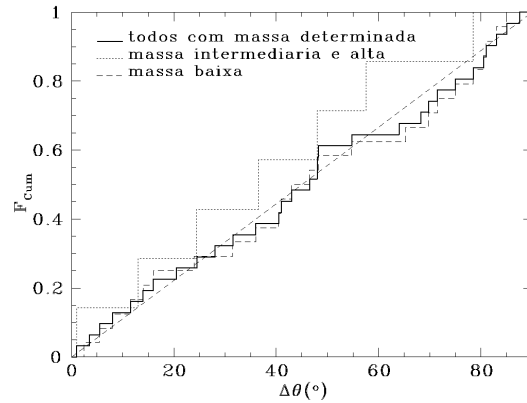


FIGURA 5.3 - Histogramas cumulativos de $\Delta\theta$ para todos os objetos que tem massa determinada, para os objetos de massa baixa e para os objetos de massa intermediária e alta.

distribuições são aleatórias e que o CMI não deve se correlacionar diferentemente para objetos de alta e BM. Entretanto, temos poucos objetos de MIA, de forma que este resultado pode mudar em estudos com amostras maiores.

A Figura 5.4, apresenta a extensão dos jatos como função da luminosidade bolométrica da fonte para todos os objetos da amostra. Foram utilizados pontos diferentes para representar os diferentes estágios e/ou massas dos OEJs (vide legenda). Objetos de luminosidades muito altas correspondem a objetos de maior massa. Os objetos de BM concentram-se em luminosidades mais baixas ($\lesssim 100$), estando os objetos mais jovens no extremo superior de luminosidades e os objetos mais velhos (mais próximos à SP), no extremo inferior de luminosidades, à esquerda (vide Figuras 1.3 e 1.4). Esse gráfico reforça nossa afirmação de que o resultado da Figura 5.2 (objetos mais jovens se alinham na direção do CMI) deve ser dominado por OEJs de BM, já que objetos sem classe e/ou massa determinados caem principalmente do lado esquerdo ($\log(L_{bol}/L_{\odot}) < 2$) do gráfico, junto com os objetos de BM em diversos estágios de FE.

Um fator que pode ser importante na busca de correlação entre objetos de diferentes massas é a colimação do jato. Ela é medida pela extensão do jato dividida por sua largura. Lembramos que efluxos de protoestrelas de alta massa parecem menos colimados que efluxos e jatos de protoestrelas de BM (WU *et al.*, 2004). Esses autores

sugerem que isso ocorre por um efeito do ângulo de abertura, não da extensão, o que é confirmado por nossa Figura 5.4, pois, na média, jatos de OEJs de alta massa tendem a ser mais extensos. Assim, os eixos dos jatos de OEJs de alta massa podem não ser tão bem determinados, fazendo com que seja mais difícil encontrar uma correlação para esses objetos, mesmo que ela exista.

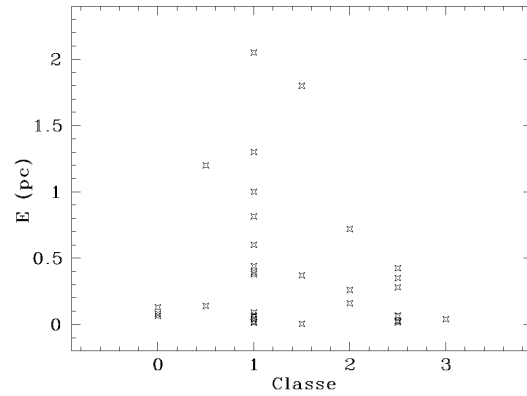
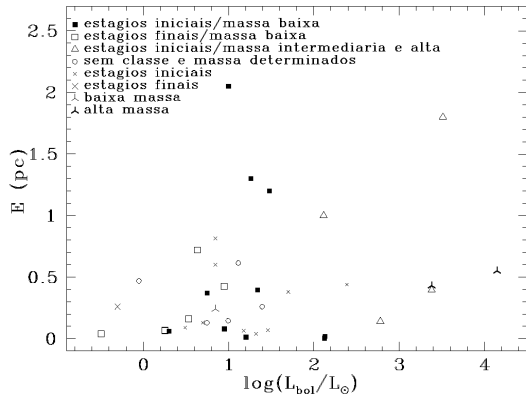


FIGURA 5.4 - Gráfico da L_{bol} do OEJ \times extensão do jato. **FIGURA 5.5** - Gráfico da classe do OEJ \times extensão do jato.

Ménard e Duchêne (2004) propuseram que objetos mais brilhantes/extensos/bem colimados estariam associados a jatos mais alinhados. Nossos dados mostram que OEJs de BM em estágios mais embebidos de FE tem jatos mais alinhados ao CMI (Figura 5.2). Pelas Figuras 5.4 e 5.5, vemos que essas afirmações são equivalentes. Isso torna nosso resultado consistente ao mesmo tempo com os primeiros trabalhos (vide seção 1.4.3), que encontravam correlação para objetos embebidos, e com Ménard e Duchêne (2004), que não encontravam correlação para objetos T Tauri.

A Figura 5.6 mostra $\Delta\theta$ versus a extensão do jato: jatos mais extensos se alinham a ângulos mais próximos a 90° do CM. Se nossos jatos correspondessem a adensamentos de matéria se movendo no MI, nosso gráfico concordaria com a simulação de Jones *et al.* (1996). Porém, essa simulação não considera o suporte de pressão não sendo, portanto, adequada para representar os jatos HH.

A transferência de momento do jato para o MI pode ser estudada pela análise do comportamento da dispersão da direção do CMI, o que será apresentado na próxima seção.

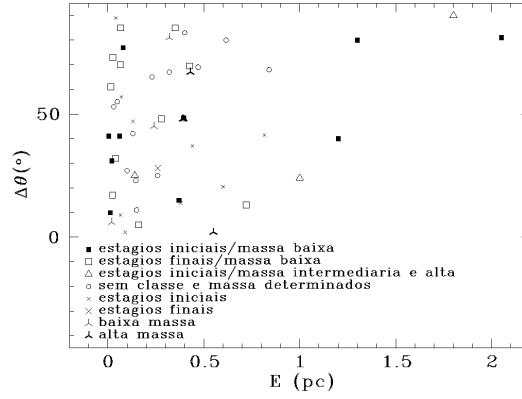


FIGURA 5.6 - Gráfico de $\Delta\theta \times$ extensão do jato.

5.2 Correlações entre a dispersão do campo magnético do meio interestelar e propriedades dos jatos e OEJs

Nesta seção, procuramos correlações envolvendo a dispersão do CMI. O valor da dispersão do CM será denotado por σ_B . Este valor encontra-se na coluna 12 da Tabela 3.1. Antes de começar a analisar nossos dados, relembremos a equação 3.5:

$$\sigma_B = \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sigma(v)}{B}. \quad (5.1)$$

Nela vemos que menores dispersões podem estar relacionadas a regiões ou com CMs maiores ou com densidade e turbulência menores.

Retomando a discussão sobre a relação entre a extensão e outras quantidades, plotamos a extensão contra a dispersão na Figura 5.7. Os jatos mais longos estão associados a baixos valores da dispersão do CM. Uma questão é se os jatos longos são uma consequência das características do MI ou se a influência do jato no MI pode ser quantificada por sua extensão. No primeiro caso (vide equação 5.1), os jatos se propagam por longas distâncias se estiverem em regiões menos densas, menos turbulentas ou com maiores CMs. No segundo caso, o jato gera essas características no MI.

Em nossos dados (Figura 5.8) há um indicativo de que os jatos em OEJs mais próximos à SP ocorrem em regiões com maiores valores de dispersão do CMI. Os estágios

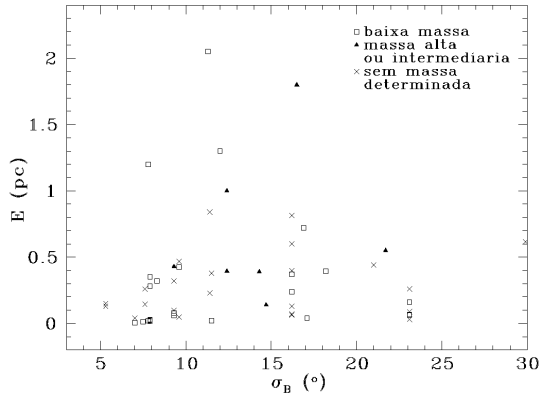


FIGURA 5.7 - Gráfico de dispersão do CMI \times extensão do jato.

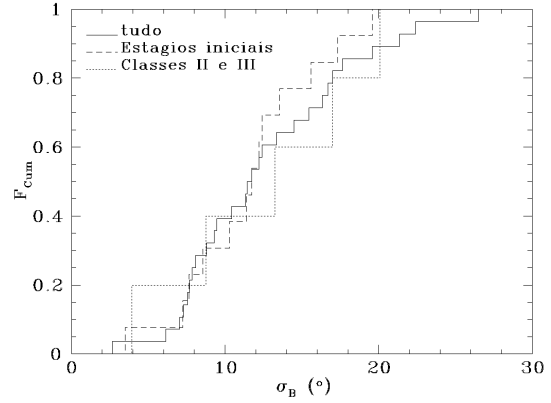


FIGURA 5.8 - Histograma cumulativo das dispersões do CMI para todos os objetos, para os objetos em estágios iniciais de FE e para os objetos de classe II e III.

iniciais e finais tem 36% de chance de seguirem a mesma distribuição: enquanto os estágios iniciais se acumulam por cima (menores dispersões), os estágios finais se acumulam por baixo (maiores dispersões). Isso também pode ser ilustrado/reforçado pela média das dispersões, que é menor nos estágios iniciais (13 ± 4 , sendo 12 ± 5 para BM e 14 ± 2 para MIA) que nos estágios finais (15 ± 3). Lembramos que o que consideramos como estágios evoluídos é a partir de Classe II. Pela Figura 1.2, o tempo para a formação de um OEJ de Classe II é 10^6 anos. Isso indica que jatos injetam turbulência no meio nessa escala de tempo. Consistentemente, muitos estudos mostram que a energia dos efluxos pode regenerar os movimentos turbulentos em nuvens moleculares em escalas de tempo de $\simeq 10^6$ anos (REIPURTH; BALLY, 2001).

Vários parâmetros relativos à intensidade do efluxo (luminosidade, massa, força) aumentam quando a luminosidade do OEJ aumenta (WU *et al.*, 2004). Dessa forma, fizemos a Figura 5.9 para testar se há correlação entre L_{bol} e σ_B . O gráfico aparenta não ter tendência alguma, assim como as médias para diferentes intervalos de luminosidade ($\langle \sigma_B \rangle_{\log(L_{bol}/L_{\odot}) < 2} = 14 \pm 6$ e $\langle \sigma_B \rangle_{\log(L_{bol}/L_{\odot}) > 2} = 14 \pm 5$). Todavia, sabe-se que objetos de luminosidades muito altas ($10^3 - 10^4 L_{\odot}$) são objetos de MIA. Assim, é interessante verificar se a dispersão do CMI depende da massa do OEJ. A Figura 5.10 apresenta os histogramas cumulativos para as dispersões de todos os 28 campos, para os campos contendo objetos de BM (15 campos) e para aqueles que contém objetos de MIA (7 campos). Comparando as distribuições de alta e BM,

obtivemos apenas 10% de chance de as distribuições serem iguais. Isso indica que regiões de FE de alta massa se comportam diferentemente de regiões de BM no que concerne à dispersão do CM. Pela figura, os objetos de MIA se acumulam por baixo, apresentando maiores dispersões. As médias das dispersões ($\langle\sigma_B\rangle_{BM} = 12 \pm 5$ e $\langle\sigma_B\rangle_{MIA} = 15 \pm 3$) também ilustram este resultado.

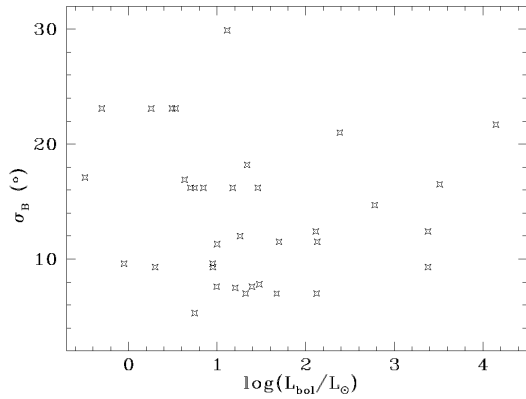


FIGURA 5.9 - Gráfico da dispersão do CMI \times luminosidade bolométrica do OEJ.

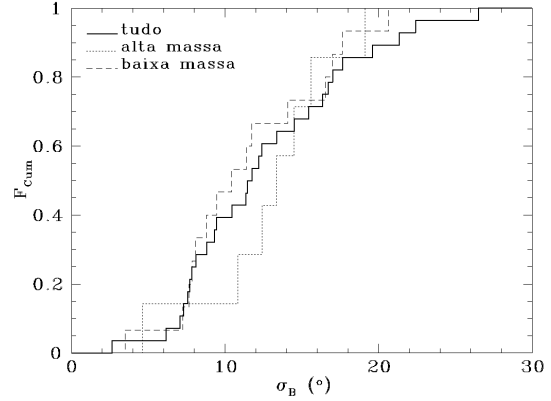


FIGURA 5.10 - Histograma cumulativo das dispersões para todos os objetos, para os objetos de massa intermediária e alta e para os objetos de baixa massa.

Os nossos resultados indicam que os jatos podem ser fontes importantes de dispersão do CMI (Figura 5.8) e também que a FE de MIA ocorre em regiões com maior dispersão do CMI (Figura 5.10). Contudo, essa dispersão não exibe correlação com a L_{bol} do OEJ (Figura 5.9). Uma possível interpretação desses resultados é que a injeção de momentum no MI necessita de algum tempo para ocorrer. Considerando que a evolução de objetos de MIA é rápida, e que, portanto, essa injeção pode ainda não ter ocorrido, a alta dispersão observada nessas regiões deve ser uma propriedade da nuvem molecular pré-FE. Dessa forma, a FE de MIA é uma consequência da alta dispersão (maiores densidades/turbulências e/ou menores CMs estimulando/não impedindo o colapso), e não uma causa. Todavia, mais estudos são necessários para confirmar essa hipótese.

5.3 Correlações entre a polarização média do meio interestelar e as propriedades dos jatos e OEJs

Nesta seção tomamos os valores médios de polarização dos campos (coluna 13 da Tabela 3.1) e plotamos contra as outras características dos campos e dos OEJs e seus jatos em busca de correlações.

Inicialmente, plotamos $\sigma_B \times \langle P_{MI} \rangle$ na Figura 5.11. O valor máximo que $\langle P_{MI} \rangle$ assume para uma dada dispersão decresce com o aumento da dispersão. Isso é esperado já que em regiões menos ordenadas (com dispersões maiores) a polarização média deve diminuir devido à soma de vetores em diferentes direções. Esse resultado pode ser comparado com a polarimetria da *Pipe Nebula* apresentada por [Alves et al. \(2008\)](#). Essa nuvem apresenta regiões com e sem FE que apresentam comportamentos diferentes relativos à polarização do MI. Na região sem FE, as dispersões são tipicamente menores que 5° , com módulo da polarização maior que 5%, no regime subcrítico. Na região onde há FE, os vetores de polarização apresentam as maiores dispersões (da ordem de 10°) e menores graus de polarização (menor que 4%), no regime supercrítico. Esses últimos valores são consistentes com os de nossa amostra.

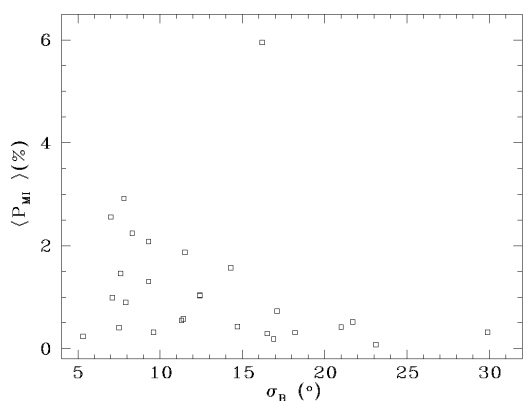


FIGURA 5.11 - Gráfico de dispersão × polarização média.

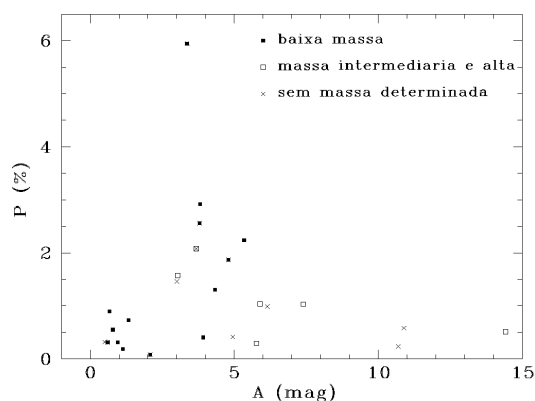


FIGURA 5.12 - Gráfico da polarização média do MI × extinção do MI com destaque para objetos de diferentes massas.

Na Figura 5.12 podemos observar que, em regiões de baixa massa, a polarização média cresce com o avermelhamento, enquanto que, em regiões de alta massa, ao aumentarmos o avermelhamento, a polarização diminui. A polarização média obser-

vada pode ser menor devido à diminuição da eficiência de alinhamento dos grãos. Esse alinhamento depende do módulo do CM, da densidade e da turbulência do MI. Uma mudança na forma dos grãos, no sentido de torná-los mais esféricos, também pode ser responsável pela diminuição da polarização média observada. Talvez isto tenha um paralelo no efeito de diminuição da polarização observado em direção ao centro de *cores* no submilimétrico.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

O objetivo deste trabalho foi buscar correlações entre as características do meio interestelar e as características de objetos estelares jovens e seus respectivos jatos. Para isso, realizamos polarimetria óptica CCD no filtro R (capítulo 2) de 28 campos contendo 57 objetos Herbig-Haro. Cada campo é caracterizado por: uma direção média da polarização que corresponde à direção da projeção do campo magnético do meio interestelar (CMI) no plano do céu; uma dispersão da polarização que pode ser associada à dispersão desse campo; e a uma polarização média (capítulo 3). Posteriormente foram compiladas da literatura (capítulo 4) outras informações: massa, luminosidade bolométrica e estágio evolutivo do objeto estelar jovem; extensão e direção do jato. Os resultados obtidos foram apresentados e discutidos no capítulo 5. Apresentamos agora um resumo dos principais resultados obtidos e algumas perspectivas de continuação deste trabalho.

Os principais resultados obtidos foram:

- O alinhamento entre a geometria do OEJ e CMI é uma função da idade (classe) do OEJ: há uma tendência de alinhamento dos jatos com o CMI nos estágios iniciais de formação estelar enquanto que jatos de objetos de Classe II e III não parecem ser alinhados. Isso concorda ao mesmo tempo com os trabalhos de [Kobayashi *et al.* \(1978\)](#) e [Strom e Strom \(1987\)](#), que encontraram correlação entre a geometria de objetos jovens embebidos e o CMI, e com o trabalho de [Ménard e Duchêne \(2004\)](#), que não encontrou correlação no caso de objetos T Tauri;
- Jatos mais longos tendem a ser perpendiculares ao CMI.
- A dispersão média do CMI é maior para objetos mais próximos da sequência principal. Isso evidencia que a formação estelar, provavelmente através de efluxos de massa, transfere momentum para o MI. Essa transferência deve ocorrer em escalas de tempo da ordem de 10^6 anos;
- Objetos de maior massa tendem a se localizar em regiões com maior dispersão do CMI, sendo que essa maior dispersão pode ser uma característica da região anterior à formação estelar de alta massa, influenciando-a, portanto.

- Para valores maiores de dispersão do CMI, a polarização média medida é menor. Os valores de σ_B e $\langle P_{MI} \rangle$ medidos são consistentes com os encontrados por [Alves et al. \(2008\)](#) nas regiões de formação estelar da *Pipe Nebula*.
- A polarização cresce com o avermelhamento em regiões de baixa massa, mas decresce em regiões de alta massa. O primeiro caso está de acordo com o esperado, de que maior extinção implica em maior polarização. O segundo caso pode ser explicado por uma menor eficiência de alinhamento dos grãos ou por grãos mais esféricos.

Além disso, um dos campos da nossa amostra, que se refere a um objeto provavelmente de alta massa (HH135/HH136), foi estudado em separado e deu origem a uma publicação ([RODRIGUES et al., 2007](#)) (vide Apêndice B).

Uma continuidade interessante deste trabalho seria comparar o CMI, observado no óptico, com a direção do CM observada no submilimétrico para regiões de diferentes idades. Dizemos isso motivados por HH24 MMS, uma fonte de Classe 0 que está presente em nosso trabalho e em [Greaves et al. \(1997\)](#), que fazem polarimetria no submilimétrico. Os campos magnéticos estimados no óptico e no submilimétrico são alinhados. Assim, a direção inicial do CM (óptico, grande escala) não mudou com o colapso (submilimétrico, escala de condensações).

As dispersões apresentadas neste trabalho, em conjunto com as densidades e turbulências das regiões, nos fornecem uma estimativa do módulo do CMI, o que possibilitaria um aprofundamento de nosso estudo. Além disso, esse valor poderia ser utilizado para calcularmos a razão entre a pressão do gás e a pressão magnética, o β , que nos ajuda a diferenciar entre regiões sub- e super-críticas e para remover outras ambiguidades de interpretação em vários dos casos que estudamos.

Outra continuação interessante seria buscar correlações utilizando outras características do jato, como número de Mach e luminosidade.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ÁBRAHÁM, P.; KÓSPÁL, Á.; CSIZMADIA, S.; KUN, M.; MOÓR, A.; PRUSTI, T. Long-term evolution of FU Orionis objects at infrared wavelengths. **A&A**, v. 428, p. 89–97, dec 2004. [81](#)

ÁBRAHÁM, P.; KÓSPÁL, Á.; CSIZMADIA, S.; MOÓR, A.; KUN, M.; STRINGFELLOW, G. The infrared properties of the new outburst star IRAS 05436-0007 in quiescent phase. **A&A**, v. 419, p. L39–L42, may 2004. [80](#)

ADAMS, D. N. **Guia do mochileiro das galáxias**. [S.l.]: Rio de Janeiro: Sextante, 2004. [9](#)

AKESON, R. L.; CARLSTROM, J. E. Magnetic field structure in protostellar envelopes. **ApJ**, v. 491, p. 254–+, dec 1997. [43](#)

AKESON, R. L.; CARLSTROM, J. E.; PHILLIPS, J. A.; WOODY, D. P. Millimeter interferometric polarization imaging of the young stellar object NGC 1333/IRAS 4A. **ApJL**, v. 456, p. L45+, jan 1996. [43](#)

ALVES, F. O.; FRANCO, G. A. P.; GIRART, J. M. Optical polarimetry toward the Pipe nebula: revealing the importance of the magnetic field. **ArXiv e-prints**, v. 806, jun 2008. [99](#), [102](#)

ANDRE, P.; MONTMERLE, T. From T Tauri stars to protostars: circumstellar material and young stellar objects in the rho Ophiuchi cloud. **ApJ**, v. 420, p. 837–862, jan 1994. [31](#)

ANDRE, P.; WARD-THOMPSON, D.; BARSONY, M. From prestellar cores to protostars: the initial conditions of star formation. **Protostars and planets IV**, p. 59–+, may 2000. [31](#), [32](#)

ANDREWS, S. M.; REIPURTH, B.; BALLY, J.; HEATHCOTE, S. R. The irradiated herbig-haro jets near σ Orionis. **ApJ**, v. 606, p. 353–368, may 2004. [83](#)

APPENZELLER, I. Collimated flows from young objects. In: **Modeling the stellar environment: how and why?** [S.l.: s.n.]. [43](#)

ARAGO, D. F. J.; BARRAL, J. A. **Oeuvres, 10. : Memoires scientifiques**. [S.l.]: Paris ; Leipzig : Griec et Weigel, 1858; 1 v. ; in 8.; DCCC. 4. 235X, 1858. [47](#)

ARCE, H. G.; SHEPHERD, D.; GUETH, F.; LEE, C.-F.; BACHILLER, R.; ROSEN, A.; BEUTHER, H. Molecular outflows in low- and high-mass star-forming regions. In: Reipurth, B.; Jewitt, D.; Keil, K. (Ed.). **Protostars and planets V**. Tucson: University of Arizona Press, 2007. p. 245–260. [36](#), [41](#)

AVILA, R.; RODRÍGUEZ, L. F.; CURIEL, S. VLA detection of the exciting sources of the HH 211 and HH 68 outflows. **RMxAA**, v. 37, p. 201–211, oct 2001. [81](#)

BACHILLER, R. Bipolar molecular outflows from young stars and protostars. **ARA&A**, v. 34, p. 111–154, 1996. [27](#), [31](#), [32](#)

BALLY, J.; CASTETS, A.; DUVERT, G. The HH 83 molecular cloud: gone with the wind. **ApJ**, v. 423, p. 310–319, mar 1994. [81](#), [84](#), [86](#)

BALLY, J.; REIPURTH, B. Irradiated herbig-haro jets in the Orion nebula and near NGC 1333. **ApJ**, v. 546, p. 299–323, jan 2001. [33](#)

BALLY, J.; REIPURTH, B.; ASPIN, C. The highly collimated HH 92 jet and parsec-scale outflow from IRAS 05399-0121. **ApJL**, v. 574, p. L79–L82, jul 2002. [34](#), [76](#), [82](#), [87](#)

BALLY, J.; REIPURTH, B.; LADA, C. J.; BILLAWALA, Y. Multiple CO outflows in Circinus: the churning of a molecular cloud. **AJ**, v. 117, p. 410–428, jan 1999. [81](#), [82](#), [86](#), [87](#), [88](#)

BASTIEN, P.; DRISSEN, L.; MENARD, F.; MOFFAT, A. F. J.; ROBERT, C.; ST-LOUIS, N. The variability of polarized standard stars. **AJ**, v. 95, p. 900–910, mar 1988. [68](#)

BASU, S. Magnetic fields and the triaxiality of molecular cloud cores. **ApJL**, v. 540, p. L103–L106, sep 2000. [43](#)

BASU, S.; MOUSCHOVIAS, T. C. Magnetic braking, ambipolar diffusion, and the formation of cloud cores and protostars. III. Effect of the initial mass-to-flux ratio. **ApJ**, v. 453, p. 271–+, nov 1995. [39](#)

BELTRÁN, M. T.; ESTALELLA, R.; ANGLADA, G.; RODRÍGUEZ, L. F.; TORRELLES, J. M. Radio spectral indices of the powering sources of outflows. **AJ**, v. 121, p. 1556–1568, mar 2001. [83](#)

- BERRILLI, F.; CECCARELLI, C.; LISEAU, R.; LORENZETTI, D.; SARACENO, P.; SPINOGLIO, L. The evolutionary status of young stellar mass loss driving sources as derived from IRAS observations. **MNRAS**, v. 237, p. 1–15, mar 1989. [80](#), [81](#), [85](#)
- BEVINGTON, P. R. **Data reduction and error analysis for the physical sciences**. New York: McGraw-Hill, 1969, 1969. [68](#)
- BOHIGAS, J.; PERSI, P.; TAPIA, M. Bipolar structure of the Herbig-Haro object RNO 40. **A&A**, v. 267, p. 168–176, jan 1993. [83](#)
- BOK, B. J. Star formation in or very close to a southern globule. **PASP**, v. 90, p. 489–490, oct 1978. [29](#)
- BOURKE, T. L. IRAS 11590-6452 in BHR 71: a binary protostellar system? **ApJL**, v. 554, p. L91–L94, jun 2001. [88](#)
- BRITTAIN, S.; RETTIG, T. W.; SIMON, T.; BALSARA, D. S.; TILLEY, D.; GIBB, E.; HINKLE, K. H. Post-outburst observations of V1647 Orionis: detection of a brief warm molecular outflow. **ApJL**, v. 670, p. L29–L32, nov 2007. [80](#)
- CARATTI o GARATTI, A.; GIANNINI, T.; NISINI, B.; LORENZETTI, D. H_2 active jets in the near IR as a probe of protostellar evolution. **A&A**, v. 449, p. 1077–1088, apr 2006. [81](#), [82](#), [83](#), [87](#)
- CARBALLO, R.; EIROA, C. A Herbig-Haro flow associated with the T Tauri star Bretz 4 in GGD 17. **A&A**, v. 262, p. 295–301, aug 1992. [83](#), [88](#)
- CERNICHARO, J.; LEFLOCH, B.; COX, P.; CESARSKY, D.; ESTEBAN, C.; YUSEF-ZADEH, F.; MENDEZ, D. I.; ACOSTA-PULIDO, J.; LOPEZ, R. J. G.; HERAS, A. Induced massive star formation in the Trifid nebula? **Sci**, v. 282, p. 462–+, oct 1998. [78](#)
- CHANDRASEKHAR, S.; FERMI, E. Magnetic fields in spiral arms. **ApJ**, v. 118, p. 113–+, jul 1953. [38](#)
- CIOLEK, G. E.; MOUSCHOVIAS, T. C. Ambipolar diffusion, interstellar dust, and the formation of cloud cores and protostars. IV. Effect of ultraviolet ionization and magnetically controlled infall rate. **ApJ**, v. 454, p. 194–+, nov 1995. [39](#)

- COHEN, M. IRAS observations of the exciting stars of Herbig-Haro objects. II - The Reipurth and Graham sample and low-resolution spectra. **ApJ**, v. 354, p. 701–707, may 1990. [81](#), [86](#)
- COHEN, R. J.; ROWLAND, P. R.; BLAIR, M. M. The source of the bipolar outflow in Cepheus A. **MNRAS**, v. 210, p. 425–438, sep 1984. [43](#)
- COLLE, F. D.; RAGA, A. C. Interaction of Herbig-Haro objects with molecular cloud and generation of Alfvén waves. **MNRAS**, v. 359, p. 164–170, may 2005. [44](#)
- CONNELLEY, M. S.; REIPURTH, B.; TOKUNAGA, A. T. Infrared nebulae around young stellar objects. **AJ**, v. 133, p. 1528–1559, apr 2007. [81](#), [82](#), [84](#)
- CORPORON, P.; REIPURTH, B. Herbig–Haro objects in SA 136. In: IAU SYMPOSIUM. **Herbig-Haro flows and the birth of stars**. [S.l.]: Reipurth, B. and Bertout, C., 1997. v. 182, p. 85P–+. [83](#)
- CRUTCHER, R. Magnetic fields and star formation. In: **The magnetized plasma in galaxy evolution**. [S.l.]: Chyzy, K. T. and Otmianowska-Mazur, K. and Soida, M. and Dettmar, R.-J., 2005. p. 103–110. [39](#)
- CRUTCHER, R. M. Testing star formation theory. **Sci**, v. 313, p. 771–772, aug 2006. [40](#)
- CRUTCHER, R. M.; TROLAND, T. H.; GOODMAN, A. A.; HEILES, C.; KAZES, I.; MYERS, P. C. OH Zeeman observations of dark clouds. **ApJ**, v. 407, p. 175–184, apr 1993. [37](#)
- CUDWORTH, K. M.; HERBIG, G. Two large-proper-motion Herbig-Haro objects. **AJ**, v. 84, p. 548–551, apr 1979. [28](#)
- CURRAN, R. L.; CHRYSOSTOMOU, A. Magnetic fields in massive star-forming regions. **MNRAS**, v. 382, p. 699–716, dec 2007. [43](#)
- DAVIS, C. J.; RAY, T. P.; EISLOEFFEL, J.; CORCORAN, D. Near-IR imaging of the molecular outflows in HH24-26, L1634(HH240-241), L1660(HH72) and RNO15FIR. **A&A**, v. 324, p. 263–275, aug 1997. [83](#), [85](#), [88](#)
- DAVIS, L. J.; GREENSTEIN, J. L. The polarization of starlight by aligned dust grains. **ApJ**, v. 114, p. 206–+, sep 1951. [38](#)

- DENT, W. R. F.; MATTHEWS, H. E.; WARD-THOMPSON, D. The submillimetre colour of young stellar objects. **MNRAS**, v. 301, p. 1049–1063, dec 1998. [80](#), [81](#), [82](#)
- DOBASHI, K.; SATO, F.; MIZUNO, A. Nest of molecular outflows in the Circinus cloud. **PASJ**, v. 50, p. L15–L19, dec 1998. [82](#)
- DOPITA, M. A.; SUTHERLAND, R. S. **Astrophysics of the diffuse universe**. Berlin, New York: Springer, 2003. Astronomy and astrophysics library, ISBN 3540433627, 2003. [32](#)
- DRAINE, B. T.; WEINGARTNER, J. C. Radiative torques on interstellar grains. II. Grain alignment. **ApJ**, v. 480, p. 633–+, may 1997. [38](#)
- DYCK, H. M.; LONSDALE, C. J. The relationship between the infrared polarization of protostellar sources and nearby interstellar polarization. **AJ**, v. 84, p. 1339–1348, sep 1979. [42](#)
- EISLOFFEL, J.; MUNDT, R. Parsec-scale jets from young stars. **AJ**, v. 114, p. 280–287, jul 1997. [80](#), [85](#)
- ELMEGREEN, B. G. Star formation in a crossing time. **ApJ**, v. 530, p. 277–281, feb 2000. [39](#)
- FELLI, M.; TAYLOR, G. B.; NECKEL, T.; STAUDE, H. J. The ionized wind of IRAS 08159-3543. **A&A**, v. 329, p. 243–248, jan 1998. [83](#)
- FERREIRA, J.; DOUGADOS, C.; CABRIT, S. Which jet launching mechanism(s) in T Tauri stars? **AA**, v. 453, p. 785–796, jul 2006. [41](#)
- FORBRICH, J.; PREIBISCH, T. Coronae in the Coronet: a very deep X-ray look into a stellar nursery. **A&A**, v. 475, p. 959–972, dec 2007. [82](#), [84](#)
- GIANNINI, T.; MCCOEY, C.; CARATTI o GARATTI, A.; NISINI, B.; LORENZETTI, D.; FLOWER, D. R. On the excitation of the infrared knots along protostellar jets. **A&A**, v. 419, p. 999–1014, jun 2004. [80](#), [81](#), [85](#), [86](#), [88](#)
- GIRART, J. M.; RAMPRASAD, R.; MARRONE, D. P. Magnetic fields in the formation of sun-like stars. **Sci**, v. 313, p. 812–814, aug 2006. [35](#)
- GIRART, J. M.; VITI, S. The origin of the molecular emission around the southern hemisphere Re 4 IRS - HH 188 region. **A&A**, v. 470, p. 633–638, aug 2007. [83](#), [88](#)

GLENN, J.; WALKER, C. K.; YOUNG, E. T. Magnetic fields in star formation regions: 1.3 millimeter continuum polarimetry. **ApJ**, v. 511, p. 812–821, feb 1999.

[43](#)

GOODMAN, A. A.; BASTIEN, P.; MENARD, F.; MYERS, P. C. Optical polarization maps of star-forming regions in Perseus, Taurus, and Ophiuchus.

ApJ, v. 359, p. 363–377, aug 1990. [42](#)

GRAHAM, J. A. Objects associated with low-mass star formation in the GUM nebula. **ApJ**, v. 302, p. 352–362, mar 1986. [83](#), [88](#)

GRAHAM, J. A.; CHEN, W. P. Aging jets from low-mass stars. **AJ**, v. 108, p. 2273–2275, dec 1994. [81](#), [85](#)

GREAVES, J. S.; HOLLAND, W. S.; WARD-THOMPSON, D. Submillimeter polarimetry of class 0 protostars: constraints on magnetized outflow models. **ApJ**, v. 480, p. 255–+, may 1997. [102](#)

GREDEL, R. Near-infrared spectroscopy and imaging of Herbig-Haro objects.

A&A, v. 292, p. 580–592, dec 1994. [87](#)

_____. HH135/HH136 - a luminous H_2 outflow towards a high-mass protostar.

A&A, v. 457, p. 157–166, oct 2006. [78](#)

GYULBUDAGHIAN, A. L.; MAY, J. CO observations of Southern molecular clouds. Outflows from young stellar objects GRV 8 and GRV 16. **Astrophysics**, v. 48, p. 79–88, jan 2005. [82](#), [87](#)

HARO, G. Herbig's nebulous objects near NGC 1999. **ApJ**, v. 115, p. 572–+, may 1952. [27](#), [32](#)

HARTIGAN, P.; HEATHCOTE, S.; MORSE, J. A.; REIPURTH, B.; BALLY, J. Proper motions of the HH 47 jet observed with the Hubble Space Telescope. **AJ**,

v. 130, p. 2197–2205, nov 2005. [76](#), [85](#)

HARTMANN, L.; KENYON, S. J. The FU Orionis phenomenon. **ARA&A**, v. 34, p. 207–240, 1996. [75](#)

HASHIMOTO, J.; TAMURA, M.; KANDORI, R.; KUSAKABE, N.; NAKAJIMA, Y.; KURITA, M.; NAGATA, T.; NAGAYAMA, T.; HOUGH, J.;

CHRYSOSTOMOU, A. Wide-field infrared imaging polarimetry of the NGC 6334

region: a nest of infrared reflection nebulae. **ApJL**, v. 677, p. L39–L42, apr 2008. [42](#)

HAYASHI, C. Evolution of protostars. **ARA&A**, v. 4, p. 171–+, 1966. [32](#)

HECKERT, P. A.; ZEILIK II, M. Polarimetry from 1 to 5 microns of compact infrared sources. **AJ**, v. 86, p. 1076–1083, jul 1981. [42](#)

HEITSCH, F. Determining the magnetic field strength from polarimetry of dense molecular clouds: theoretical considerations. In: Adamson, A.; Aspin, C.; Davis, C.; Fujiyoshi, T. (Ed.). **Astronomical polarimetry: current status and future directions**. [S.l.]: ASPC, 2005. v. 343, p. 166–+. [39](#)

HERBIG, G. H. The spectra of two nebulous objects near NGC 1999. **ApJ**, v. 113, p. 697–699, may 1951. [27](#), [32](#)

HEYER, M. H.; GRAHAM, J. A. HH55 and its energy source. **PASP**, v. 102, p. 117–123, feb 1990. [81](#)

HICKEL, G. R. **Propriedades físicas de glóbulos cometários**. Tese (Doutorado) — DAS-INPE(Divisão de Astrofísica, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Avenida dos Astronautas 1768 - 12227-010 São José dos Campos SP - BRAZIL), Abril 2002. [66](#)

HICKEL, G. R.; VILAS-BOAS, J. W. S. The environment and magnetic field of cometary globule CG30. In: de Gouveia dal Pino, E. M.; Lugones, G.; Lazarian, A. (Ed.). **Magnetic fields in the universe: from laboratory and stars to primordial structures**. [S.l.]: AIPC, 2005. v. 784, p. 736–742. [73](#)

HODAPP, K.-W. Infrared polarization of sources with bipolar mass outflow. **A&A**, v. 141, p. 255–262, dec 1984. [43](#)

HOUDE, M. Evaluating the magnetic field strength in molecular clouds. **ApJL**, v. 616, p. L111–L114, dec 2004. [39](#)

HOUDE, M.; BASTIEN, P.; DOTSON, J. L.; DOWELL, C. D.; HILDEBRAND, R. H.; PENG, R.; PHILLIPS, T. G.; VAILLANCOURT, J. E.; YOSHIDA, H. On the measurement of the magnitude and orientation of the magnetic field in molecular clouds. **ApJ**, v. 569, p. 803–814, apr 2002. [37](#)

HOWELL, S. B. **Handbook of CCD astronomy**. [S.l.]: Handbook of CCD astronomy, 2nd ed., by S.B. Howell. Cambridge observing handbooks for research astronomers, Vol. 5 Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006 ISBN 0521852153, 2006. [63](#)

HUÉLAMO, N.; MELO, C.; STERZIK, M. F.; SANTOS, N. C.; MARDONES, D. Looking into the cradle: new mid-IR observations of multiple proto-stars. **A&A**, v. 464, p. 625–629, mar 2007. [80](#)

HURKA, J. D.; SCHMID-BURGK, J.; HARDEE, P. E. Deflection of stellar jets by ambient magnetic fields. **A&A**, v. 343, p. 558–570, mar 1999. [44](#)

JIJINA, J.; MYERS, P. C.; ADAMS, F. C. Dense cores mapped in ammonia: a database. **ApJS**, v. 125, p. 161–236, nov 1999. [81](#)

JONES, R. V.; SPITZER, L. J. Magnetic alignment of interstellar grains. **ApJ**, v. 147, p. 943–+, mar 1967. [38](#)

JONES, T. W.; RYU, D.; TREGILLIS, I. L. The magnetohydrodynamics of supersonic gas clouds: MHD cosmic bullets and wind-swept clumps. **ApJ**, v. 473, p. 365–+, dec 1996. [44](#), [95](#)

KITCHIN, C. R. **Astrophysical techniques**. 4th. Bristol; Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2003. [47](#)

KLESSEN, R. S.; HEITSCH, F.; LOW, M.-M. M. Gravitational collapse in turbulent molecular clouds. I. Gasdynamical turbulence. **ApJ**, v. 535, p. 887–906, jun 2000. [39](#)

KOBAYASHI, Y.; KAWARA, K.; MAIHARA, T.; OKUDA, H.; SATO, S.; NOGUCHI, K. Infrared polarizations of CRL objects and OH 0739-14. **PASJ**, v. 30, p. 377–383, 1978. [42](#), [101](#)

LAZARIAN, A. Gold-type mechanisms of grain alignment. **MNRAS**, v. 268, p. 713–+, jun 1994. [38](#)

LAZARIAN, A.; CHO, J. Grain alignment in molecular clouds. In: **Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions**. [S.l.]: Adamson, A. and Aspin, C. and Davis, C. and Fujiyoshi, T., 2005. (ASPC, v. 343), p. 333–+. [38](#)

LEE, C.-F.; SAHAI, R.; MUNDY, L. G. Outflows from young stellar objects and post-AGB stars. In: Arthur, J.; Henney, W. J. (Ed.). **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series**. [S.l.: s.n.], 2003. (RMxAC, v. 15), p. 139–139. [37](#)

LEFLOCH, B.; CERNICARO, J.; RODRÍGUEZ, L. F.; MIVILLE-DESCHÊNES, M. A.; CESARSKY, D.; HERAS, A. The photoionization of a star-forming core in the Trifid nebula. **ApJ**, v. 581, p. 335–356, dec 2002. [83](#)

LERY, T.; COMBET, C.; MURPHY, G. The environment of YSO jets. **Ap&SS**, v. 293, p. 263–269, sep 2004. [31](#), [32](#)

LIS, D. C.; MENTEN, K. M.; ZYLKA, R. Dust continuum imaging of the HH 24 region in L1630. **ApJ**, v. 527, p. 856–865, dec 1999. [80](#), [84](#)

MADER, S. L.; ZEALEY, W. J.; PARKER, Q. A.; MASHEDER, M. R. W. New Herbig-Haro objects and giant outflows in Orion. **MNRAS**, v. 310, p. 331–354, dec 1999. [76](#), [83](#), [88](#)

MAGALHÃES, A. M.; BENEDETTI, E.; ROLAND, E. H. A photoelectric polarimeter with tilt-scanning capability. **PASP**, v. 96, p. 383–+, may 1984. [58](#)

MAGALHÃES, A. M.; RODRIGUES, C. V.; MARGONINER, V. E.; PEREYRA, A.; HEATHCOTE, S. High precision CCD imaging polarimetry. In: Roberge, W. G.; Whittet, D. C. B. (Ed.). **Polarimetry of the Interstellar Medium**. [S.l.: s.n.], 1996. (ASPC, v. 97), p. 118–+. [56](#), [61](#)

MATSUMOTO, T.; NAKAZATO, T.; TOMISAKA, K. Alignment of outflows with magnetic fields in cloud cores. **ApJL**, v. 637, p. L105–L108, feb 2006. [39](#), [44](#)

MATSUMOTO, T.; TOMISAKA, K. Directions of outflows, disks, magnetic fields, and rotation of young stellar objects in collapsing molecular cloud cores. **ApJ**, v. 616, p. 266–282, nov 2004. [44](#)

MATTHEWS, B. C. Polarimetry and star formation in the submillimeter. In: Adamson, A.; Aspin, C.; Davis, C.; Fujiyoshi, T. (Ed.). **Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions**. [S.l.: s.n.], 2005. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 343), p. 99–+. [43](#)

- MATTHEWS, B. C.; WILSON, C. D. Magnetic fields in star-forming molecular clouds. I. The first polarimetry of OMC-3 in Orion A. **ApJ**, v. 531, p. 868–872, mar 2000. [43](#)
- MÉNARD, F.; DUCHÊNE, G. On the alignment of Classical T Tauri stars with the magnetic field in the Taurus-Auriga molecular cloud. **A&A**, v. 425, p. 973–980, oct 2004. [43](#), [44](#), [92](#), [95](#), [101](#)
- MIESCH, M. S.; BALLY, J. Statistical analysis of turbulence in molecular clouds. **ApJ**, v. 429, p. 645–671, jul 1994. [86](#)
- MOUSCHOVIAS, T. C. Role of magnetic fields in the early stages of star formation. In: Ferrara, A.; McKee, C. F.; Heiles, C.; Shapiro, P. R. (Ed.). **The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium**. [S.l.: s.n.], 1995. (ASPC, v. 80), p. 184–+. [39](#)
- MUNDT, R.; RAY, T. P.; RAGA, A. C. Collimation of stellar jets - constraints from the observed spatial structure - part two - observational results. **A&A**, v. 252, p. 740–+, dec 1991. [80](#), [85](#), [86](#)
- MYERS, P. C.; ADAMS, F. C.; CHEN, H.; SCHAFF, E. Evolution of the bolometric temperature and luminosity of young stellar objects. **ApJ**, v. 492, p. 703–+, jan 1998. [17](#), [30](#), [32](#)
- MYERS, P. C.; GOODMAN, A. A. On the dispersion in direction of interstellar polarization. **ApJ**, v. 373, p. 509–524, jun 1991. [42](#), [70](#)
- NAGHIZADEH-KHOUEI, J.; CLARKE, D. On the statistical behaviour of the position angle of linear polarization. **A&A**, v. 274, p. 968–+, jul. 1993. [68](#)
- NECKEL, T.; STAUDE, H. J. IRAS 08159-3543: optical detection of the dusty, neutral bipolar wind of a luminous young stellar object. **ApJ**, v. 448, p. 832–+, aug 1995. [88](#)
- NIELBOCK, M.; CHINI, R. Star formation in Sandqvist 187 and 188. **A&A**, v. 434, p. 585–592, may 2005. [81](#)
- NISINI, B.; LORENZETTI, D.; COHEN, M.; CECCARELLI, C.; GIANNINI, T.; LISEAU, R.; MOLINARI, S.; RADICCHI, A.; SARACENO, P.; SPINOGLIO, L.; TOMMASI, E.; CLEGG, P. E.; ADE, P. A. R.; ARMAND, C.; BARLOW, M. J.;

BURGDORF, M.; CAUX, E.; CERULLI, P.; CHURCH, S. E.; GIORGIO, A. di; FISCHER, J.; FURNISS, I.; GLENCROSS, W. M.; GRIFFIN, M. J.; GRY, C.; KING, K. J.; LIM, T.; NAYLOR, D. A.; TEXIER, D.; ORFEI, R.; NGUYEN-Q-RIEU; SIDHER, S.; SMITH, H. A.; SWINYARD, B. M.; TRAMS, N.; UNGER, S. J.; WHITE, G. J. LWS-spectroscopy of Herbig Haro objects and molecular outflows in the Cha II dark cloud. **A&A**, v. 315, p. L321–L324, nov 1996. [80](#)

NORIEGA-CRESPO, A.; MORRIS, P.; MARLEAU, F. R.; CAREY, S.; BOOGERT, A.; DISHOECK, E. van; EVANS II, N. J.; KEENE, J.; MUZEROLLE, J.; STAPELFELDT, K.; PONTOPPIDAN, K.; LOWRANCE, P.; ALLEN, L.; BOURKE, T. L. A new look at stellar outflows: Spitzer observations of the HH 46/47 system. **ApJS**, v. 154, p. 352–358, sep 2004. [80](#)

O’CONNELL, B.; SMITH, M. D.; DAVIS, C. J.; HODAPP, K. W.; KHANZADYAN, T.; RAY, T. A near-infrared study of the bow shocks within the L1634 protostellar outflow. **A&A**, v. 419, p. 975–990, jun 2004. [88](#)

OGURA, K. Two Herbig-Haro objects discovered by narrow-band CCD imagery. **PASP**, v. 102, p. 1366–1371, dec 1990. [82](#), [87](#)

_____. Discovery of two Herbig-Haro objects in the small dark cloud D291.4-0.2 in Carina. **MNRAS**, v. 262, p. 735–740, jun 1993. [82](#), [84](#), [87](#)

OGURA, K.; NOUMARU, J. Discovery of an extremely high excitation Herbig-Haro object in southeastern VELA. **AJ**, v. 108, p. 1427–1431, oct 1994. [82](#), [88](#)

OGURA, K.; WALSH, J. R. Five new Herbig-Haro objects in the Orion region. **AJ**, v. 101, p. 185–195, jan 1991. [84](#)

_____. Spectacular Herbig-Haro objects in the Carina region. **ApJ**, v. 400, p. 248–259, nov 1992. [82](#), [87](#)

OSTERBROCK, D. E. Two dense nebulae. **PASP**, v. 70, p. 399–+, aug 1958. [27](#)

OSTRIKER, E. C.; STONE, J. M.; GAMMIE, C. F. Density, velocity, and magnetic field structure in turbulent molecular cloud models. **ApJ**, v. 546, p. 980–1005, jan 2001. [39](#)

PEREYRA, A. **Dust and magnetic field in dense regions of the interstellar medium**. Tese (Doutorado) — AA(Depto. de Astronomia, Instituto Astronômico e Geofísico, USP, Rua do Matão 1226 - Cidade Universitária 05508-900 São Paulo SP - BRAZIL), June 2000. [64](#)

PEREYRA, A.; MAGALHÃES, A. M. Polarimetry toward the Musca dark cloud. I. The catalog. **ApJ**, v. 603, p. 584–594, mar 2004. [42](#)

_____. Polarimetry toward the IRAS Vela Shell. II. Extinction and magnetic fields. **ApJ**, v. 662, p. 1014–1023, jun 2007. [69](#)

PERSI, P.; FERRARI-TONIOLO, M.; MARENZI, A. R.; ANGLADA, G.; CHINI, R.; KRUEGEL, E.; SEPULVEDA, I. Infrared images, 1.3 MM continuum and ammonia line observations of IRAS 08076-3556. **A&A**, v. 282, p. 233–239, feb 1994. [82](#)

PIIROLA, V. A double image chopping polarimeter. **A&A**, v. 27, p. 383–388, sep 1973. [47](#)

PODIO, L.; BACCIOTTI, F.; NISINI, B.; EISLÖFFEL, J.; MASSI, F.; GIANNINI, T.; RAY, T. P. Recipes for stellar jets: results of combined optical/infrared diagnostics. **A&A**, v. 456, p. 189–204, sep 2006. [81](#), [86](#)

POETZEL, R.; MUNDT, R.; RAY, T. P. Z CMa - A large-scale high velocity bipolar outflow traced by Herbig-Haro objects and a jet. **A&A**, v. 224, p. L13–L16, oct 1989. [82](#), [88](#)

PRESS, W. H.; FLANNERY, B. P.; TEUKOLSKY, S. A. **Numerical recipes. The art of scientific computing**. [S.l.]: Cambridge: University Press, 1986, 1986. [91](#)

PRUSTI, T.; BONTEKOE, T. R.; CHIAR, J. E.; KESTER, D. J. M.; WHITTET, D. C. B. Infrared photometry of the young stellar objects V346 Normae and RE 13. **A&A**, v. 279, p. 163–166, nov 1993. [81](#), [85](#)

RAY, T. P.; EISLÖFFEL, J. Optical outflows in the vicinity of the southern Herbig Ae/Be Star vdBH 65b. **A&A**, v. 290, p. 605–608, oct 1994. [77](#), [82](#), [87](#), [88](#)

REIPURTH, B. Herbig-Haro objects in flows from young stars in Orion. **A&A**, v. 220, p. 249–268, aug 1989. [84](#)

_____. **A general catalogue of Herbig-Haro objects**. Electronically published via anon. ftp to ftp.hq.eso.org, directory /pub/Catalogs/Herbig-Haro. 1994.

Disponível em: <<http://casa.colorado.edu/hhcat>>. 33, 34, 36, 61, 83

_____. Disintegrating multiple systems in early stellar evolution. **AJ**, v. 120, p. 3177–3191, dec 2000. 88

REIPURTH, B.; BALLY, J. Herbig-Haro flows: probes of early stellar evolution. **ARA&A**, v. 39, p. 403–455, 2001. 27, 32, 34, 35, 97

REIPURTH, B.; BALLY, J.; FESEN, R. A.; DEVINE, D. Protostellar jets irradiated by massive stars. **Natur**, v. 396, p. 343–345, nov 1998. 76, 83, 88, 89

REIPURTH, B.; CERNICCHARO, J. Herbig-Haro jets at optical, infrared and millimeter wavelengths. In: Lizano, S.; Torrelles, J. M. (Ed.). **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series**. [S.l.: s.n.], 1995. (RMxAC, v. 1), p. 43–+. 85

REIPURTH, B.; CHINI, R.; KRUGEL, E.; KREYSA, E.; SIEVERS, A. Cold dust around Herbig-Haro energy sources - a 1300-MICRON survey. **A&A**, v. 273, p. 221–+, jun 1993. 80, 81, 84

REIPURTH, B.; GRAHAM, J. A. New Herbig-Haro objects in star-forming regions. **A&A**, v. 202, p. 219–239, aug 1988. 81, 83, 86, 87, 89

REIPURTH, B.; HEATHCOTE, S. The jet and energy source of HH 46/47. **A&A**, v. 246, p. 511–534, jun 1991. 85

REIPURTH, B.; OLBERG, M.; GREDEL, R.; BOOTH, R. S. Herbig-Haro flows and molecular outflows in the HH56/57 region. **A&A**, v. 327, p. 1164–1176, nov 1997. 85

RHO, J.; REACH, W. T.; LEFLOCH, B.; FAZIO, G. G. Spectacular Spitzer images of the Trifid nebula: protostars in a young, massive-star-forming region. **ApJ**, v. 643, p. 965–977, jun 2006. 83, 88

RODRIGUES, C. V.; HICKEL, G. R.; CERQUEIRA, A. H.; TARGON, C. G. Optical polarimetry of HH 135/HH 136. **AJ**, v. 133, p. 2334–2342, may 2007. 72, 77, 82, 87, 102

RODRIGUEZ, L. F.; REIPURTH, B. The exciting source of the Herbig-Haro 111 jet complex: VLA detection of a one-sided radio jet. **A&A**, v. 281, p. 882–888, jan 1994. [86](#)

ROLPH, C. D.; SCARROTT, S. M.; WOLSTENCROFT, R. D. Optical polarization studies of Herbig-Haro objects. VI - The HH83/Re17 complex in Orion. **MNRAS**, v. 242, p. 109–111, jan 1990. [84](#)

ROSADO, M.; ESTEBAN, C.; LEFLOCH, B.; CERNICHARO, J.; LÓPEZ, R. J. G. The kinematics of the HH 399 jet in the Trifid nebula. **AJ**, v. 118, p. 2962–2973, dec 1999. [78](#)

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. New York: Wiley-Interscience, 393 p., 1979. [47](#), [48](#)

SCHLEGEL, D. J.; FINKBEINER, D. P.; DAVIS, M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. **ApJ**, v. 500, p. 525–+, jun 1998. [70](#)

SCHWARTZ, R. D. T Tauri nebulae and Herbig-Haro nebulae - evidence for excitation by a strong stellar wind. **ApJ**, v. 195, p. 631–642, feb 1975. [28](#)

SCHWARTZ, R. D.; GREENE, T. P. High spectral resolution H_2 measurements of Herbig-Haro objects 38, 46/47, and 120. **AJ**, v. 126, p. 339–347, jul 2003. [87](#)

SERKOWSKI, K. Polarimeters for optical astronomy. In: Gehrels, T. (Ed.). **IAU Colloq. 23: Planets, Stars, and Nebulae: Studied with Photopolarimetry**. [S.l.: s.n.], 1974. p. 135–+. [47](#)

_____. Polarization techniques. In: **Astrophysics. Part A: Optical and infrared**, p. 361 - 414. [S.l.: s.n.], 1974. p. 361–414. [47](#)

SERKOWSKI, K.; MATHEWSON, D. L.; FORD, V. L. Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction. **ApJ**, v. 196, p. 261–290, feb 1975. [68](#)

SHU, F. H.; ADAMS, F. C.; LIZANO, S. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. **ARA&A**, v. 25, p. 23–81, 1987. [39](#)

SPITZER, L. **Physical processes in the interstellar medium**. [S.l.]: New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p., 1978. [37](#)

STAHLER, S. W.; PALLA, F. **The formation of stars**. [S.l.]: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004. [27](#), [29](#), [32](#), [35](#), [37](#)

STANKE, T.; MCCAUGHREAN, M. J.; ZINNECKER, H. HH 46/47: Also a parsec scale flow. **A&A**, v. 350, p. L43–L46, oct 1999. [85](#)

STROM, S. E.; STROM, K. M. Mass outflows associated with young stellar objects. In: Peimbert, M.; Jugaku, J. (Ed.). **Star Forming Regions**. [S.l.: s.n.], 1987. (IAU Symposium, v. 115), p. 255–272. [43](#), [101](#)

TAMURA, M.; SATO, S. A two micron polarization survey of T Tauri stars. **AJ**, v. 98, p. 1368–1381, oct 1989. [42](#), [43](#)

THI, W.-F.; DISHOECK, E. F. van; DARTOIS, E.; PONTOPPIDAN, K. M.; SCHUTTE, W. A.; EHRENFREUND, P.; D’HENDECOURT, L.; FRASER, H. J. VLT-ISAAC 3–5 μm spectroscopy of embedded young low-mass stars. III. Intermediate-mass sources in Vela. **A&A**, v. 449, p. 251–265, apr 2006. [81](#)

TINBERGEN, J. **Astronomical polarimetry**. [S.l.]: Astronomical Polarimetry, by Jaap Tinbergen, pp. 174. ISBN 0521475317. Cambridge, UK: Cambridge University Press, September 1996., 1996. [47](#)

URNSHEK, D. A.; BOHLIN, R. C.; WILLIAMSON II, R. L.; LUPIE, O. L.; KOORNNEEF, J.; MORGAN, D. H. An atlas of Hubble Space Telescope photometric, spectrophotometric, and polarimetric calibration objects. **AJ**, v. 99, p. 1243–1261, apr 1990. [68](#)

VELÁZQUEZ, P. F.; RODRÍGUEZ, L. F. VLA observations of Z CMa: The orientation and origin of the thermal jet. **RMxAA**, v. 37, p. 261–267, oct 2001. [82](#), [88](#)

VLEMMINGS, W. H. T. A new probe of magnetic fields during high-mass star formation: Zeeman splitting of 6.7 GHz methanol masers. **ArXiv e-prints**, v. 804, apr 2008. [37](#)

VRBA, F. J.; LUGINBUHL, C. B.; STROM, S. E.; STROM, K. M.; HEYER, M. H. An optical imaging and polarimetric study of the LYND 723 and Barnard 335 molecular outflow regions. **AJ**, v. 92, p. 633–636, sep 1986. [43](#)

- WANG, H.; MUNDT, R.; HENNING, T.; APAI, D. Optical outflows in the R Coronae Australis molecular cloud. **ApJ**, v. 617, p. 1191–1203, dec 2004. [82](#), [83](#), [84](#), [86](#), [87](#), [89](#)
- WARD-THOMPSON, D.; KIRK, J. M.; CRUTCHER, R. M.; GREAVES, J. S.; HOLLAND, W. S.; ANDRÉ, P. First observations of the magnetic field geometry in prestellar cores. **ApJL**, v. 537, p. L135–L138, jul 2000. [43](#)
- WILLIAMS, J. P.; PLAMBECK, R. L.; HEYER, M. H. High-resolution imaging of CO outflows in OMC-2 and OMC-3. **ApJ**, v. 591, p. 1025–1033, jul 2003. [39](#)
- WOLF, S.; LAUNHARDT, R.; HENNING, T. Magnetic field evolution in Bok globules. **ApJ**, v. 592, p. 233–244, jul 2003. [43](#)
- WRIGHT, C. M. Mid-infrared polarisation and inferred magnetic field direction toward YSOs with outflow. **Ap&SS**, v. 311, p. 47–55, oct 2007. [44](#)
- WU, J.-W.; WU, Y.-F.; WANG, J.-Z.; CAI, K. A study of the energy sources of Herbig-Haro objects. **CHJAA**, v. 2, p. 33–42, feb 2002. [82](#)
- WU, Y.; WEI, Y.; ZHAO, M.; SHI, Y.; YU, W.; QIN, S.; HUANG, M. A study of high velocity molecular outflows with an up-to-date sample. **A&A**, v. 426, p. 503–515, nov 2004. [94](#), [97](#)
- YUSEF-ZADEH, F.; BIRETTA, J.; WARDLE, M. Proper motion of the irradiated jet HH 399 in the Trifid nebula. **ApJ**, v. 624, p. 246–253, may 2005. [78](#), [88](#)

APÊNDICE A

DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DA POLARIZAÇÃO NOS CAMPOS OBSERVADOS

Neste apêndice apresentamos a distribuição dos vetores de polarização medidos sobre o plano do céu para cada campo observado e seu respectivo histograma das direções de polarização. As imagens de fundo utilizadas para plotar esses vetores são do *Digital Sky Survey* (DSS2 Red), e foram obtidas através da interface do *SkyView*¹; a distribuição de ângulos de polarização foi utilizada para determinar a direção média do CMI e sua dispersão (vide os valores apresentados em cada histograma), conforme explicado no Capítulo 3. Nos casos em que o máximo do histograma apresenta-se próximo de 0 ou 180°, fizemos o ajuste de uma gaussiana deslocando a distribuição observada de modo a centrá-la no intervalo. Os valores corretos, e, portanto, utilizados no trabalho, são os que aparecem em cada histograma associados aos parâmetros da(s) gaussiana(s).

¹<http://skyview.gsfc.nasa.gov/>

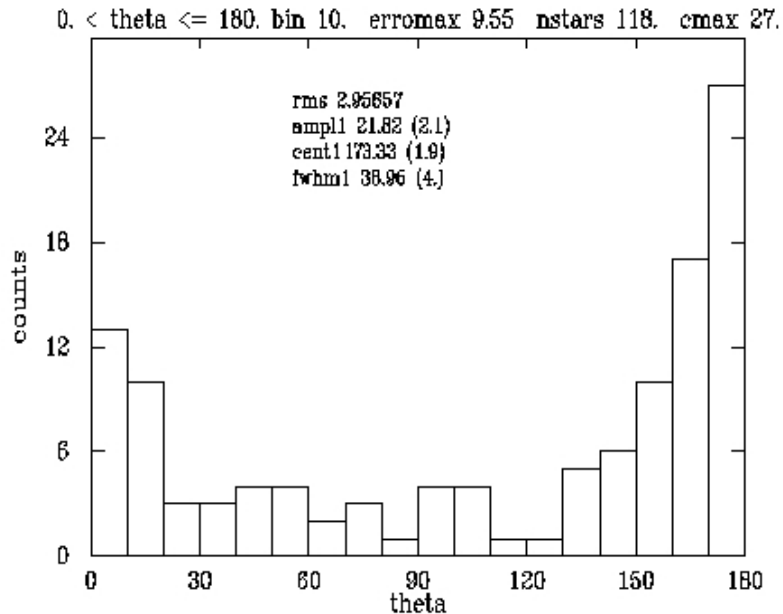


FIGURA A.1 - Histograma dos ângulos de posição da polarização para a região de HH19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 37, 70. Este histograma contém os ângulos de posição para os Campos 1 e 2.

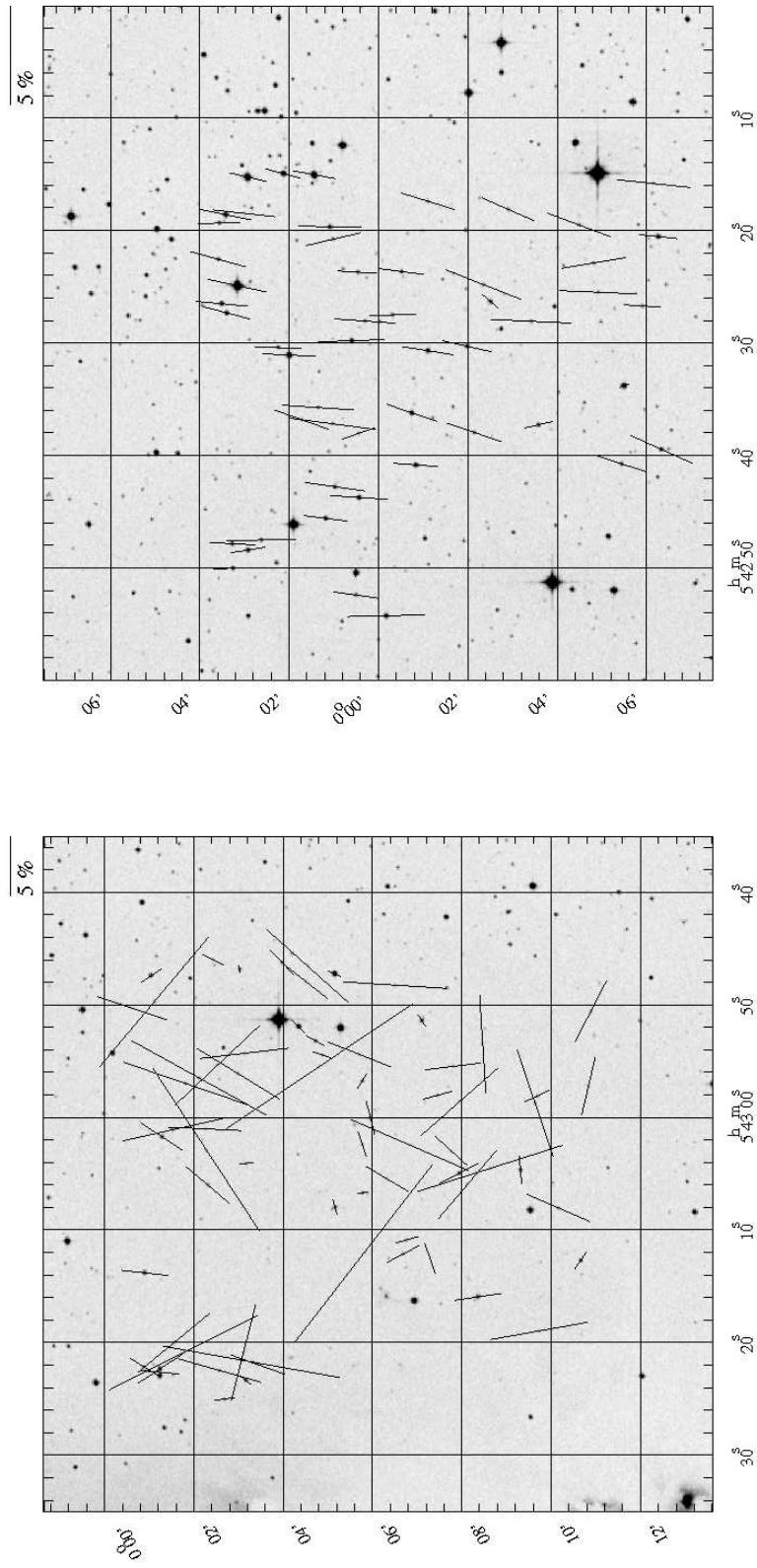


FIGURA A.2 - Distribuição espacial dos vetores de polarização próximos à região de HH19 a 27, 37 e 70. Campo 1 à esquerda e Campo 2 à direita.

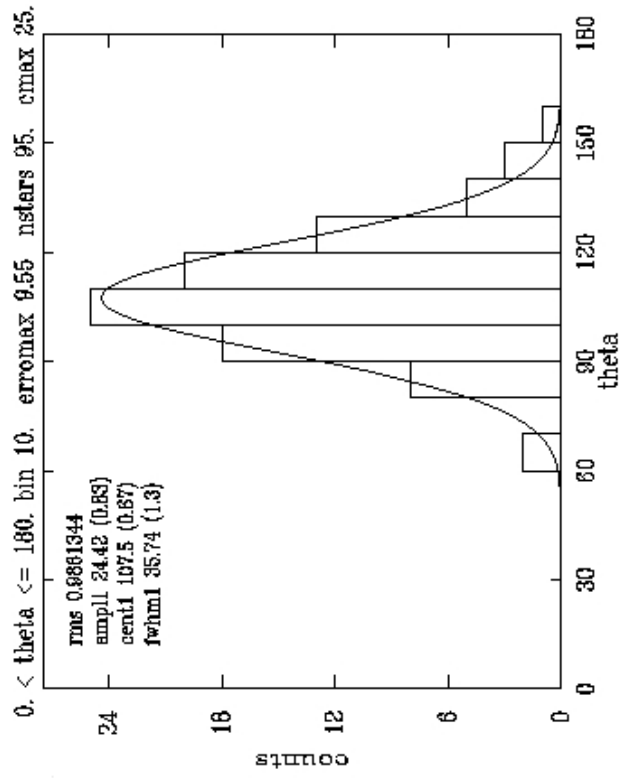
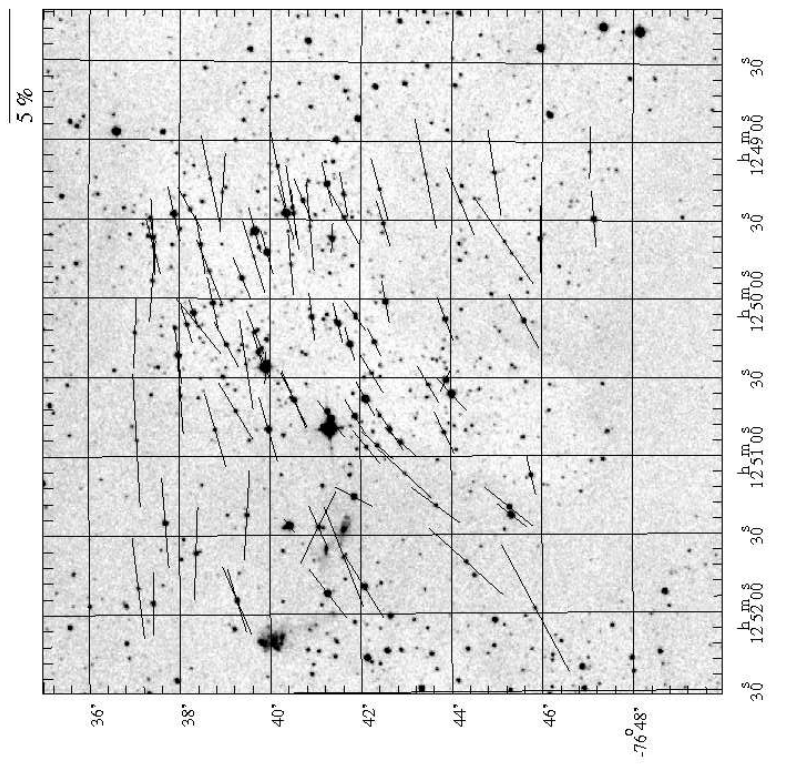


FIGURA A.3 – Região próxima à HH52, 53 e 54. À direita vemos a distribuição espacial dos vetores de polarização. À esquerda temos o histograma dos ângulos de posição da polarização para este campo.

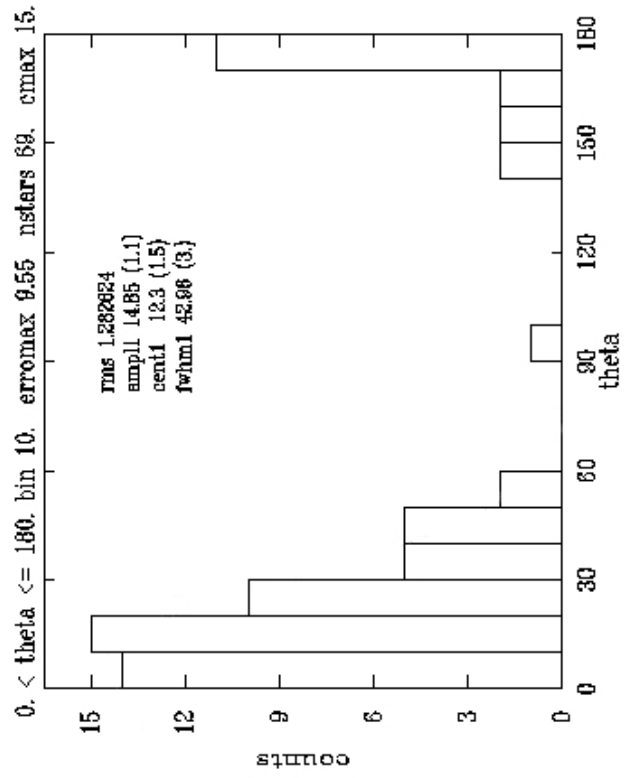
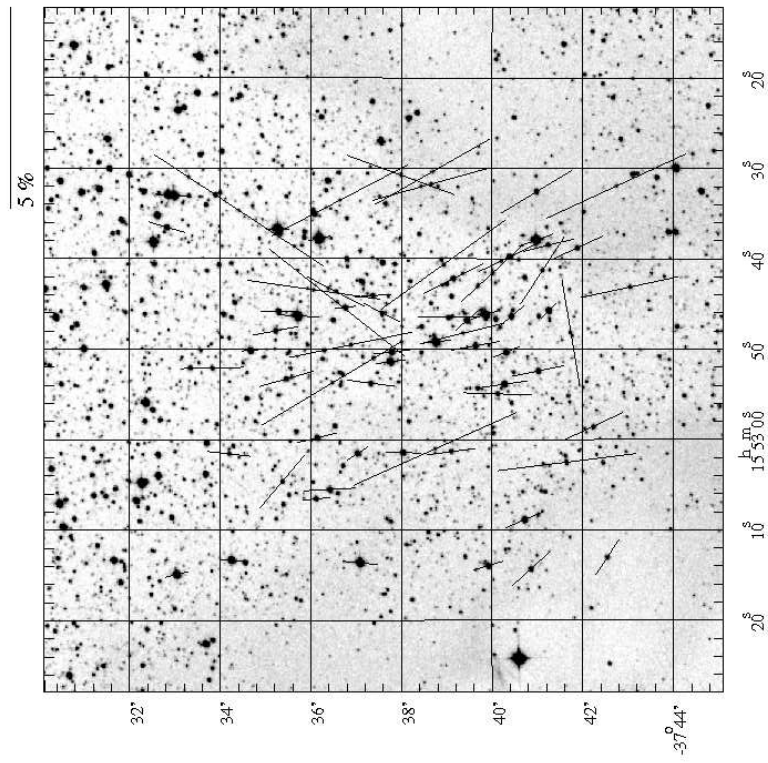


FIGURA A.4 - Idem Figura A.3 para HH55.

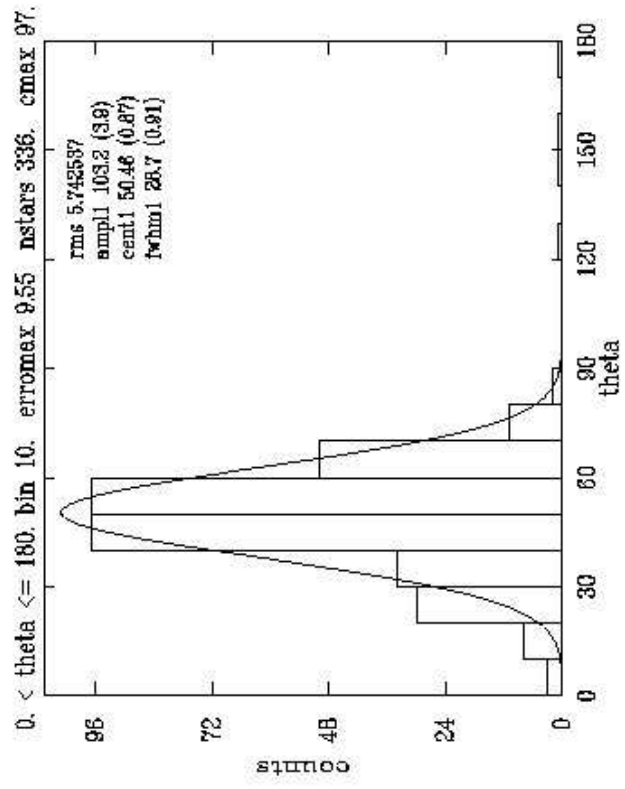
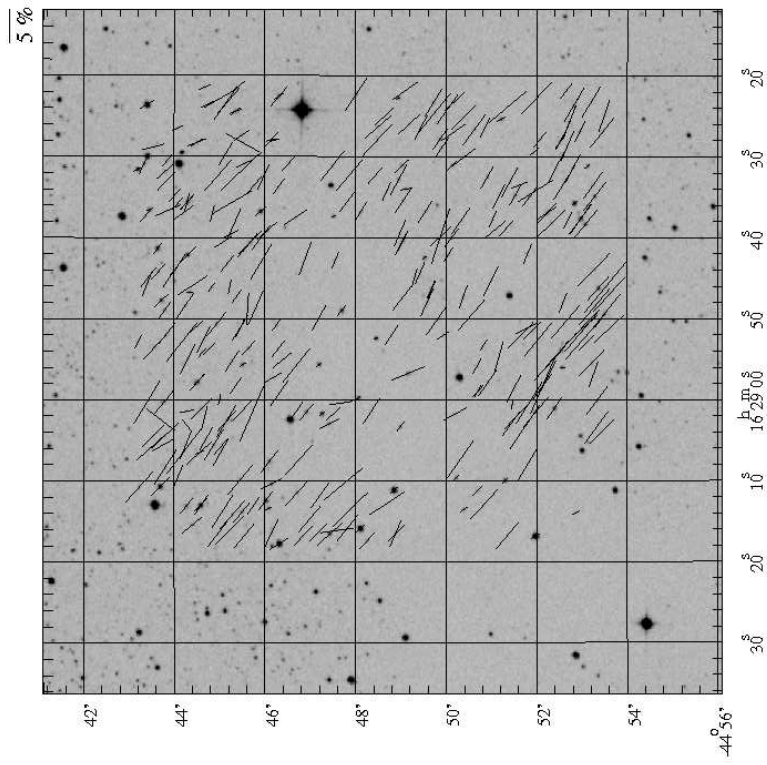


FIGURA A.5 - Idem Figura A.3 para HH56 e 57.

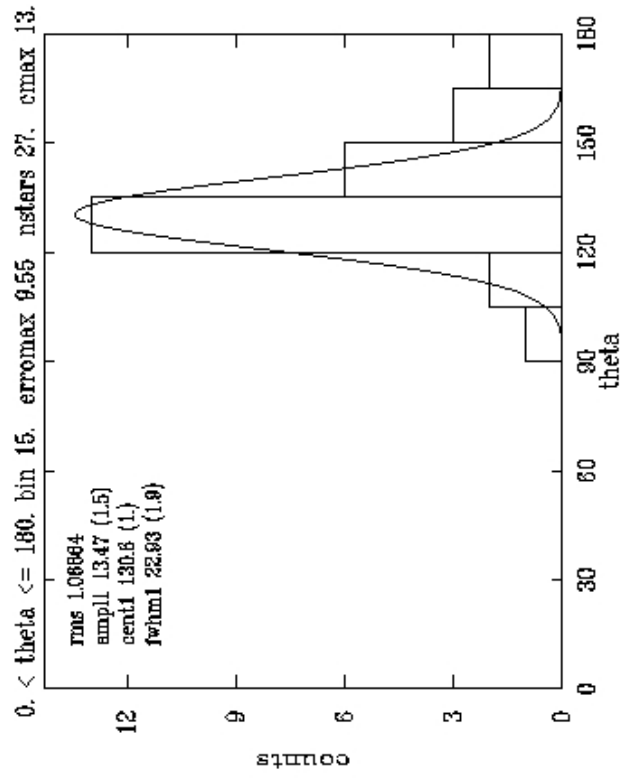
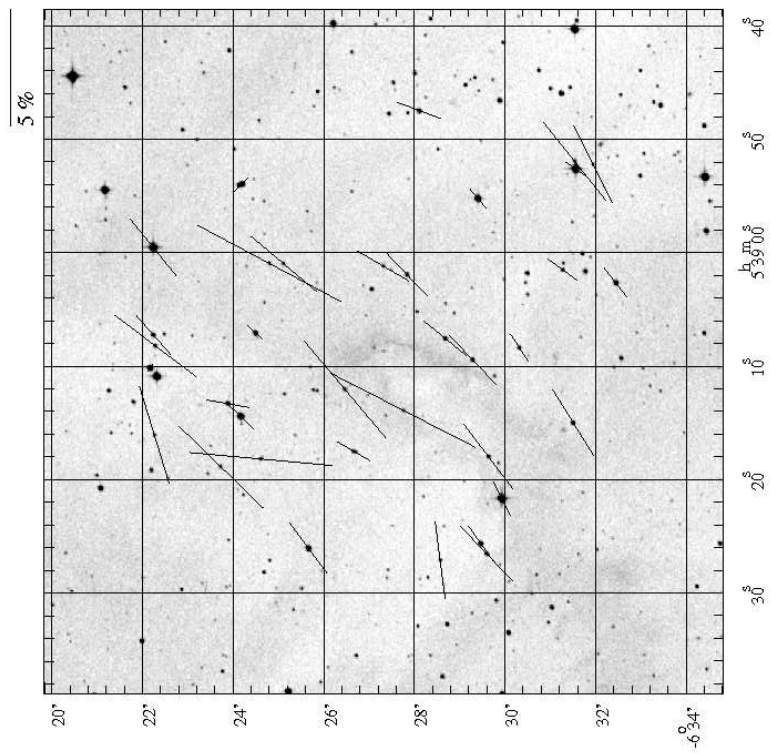


FIGURA A.6 - Idem Figura A.3 para HH68 e 69.

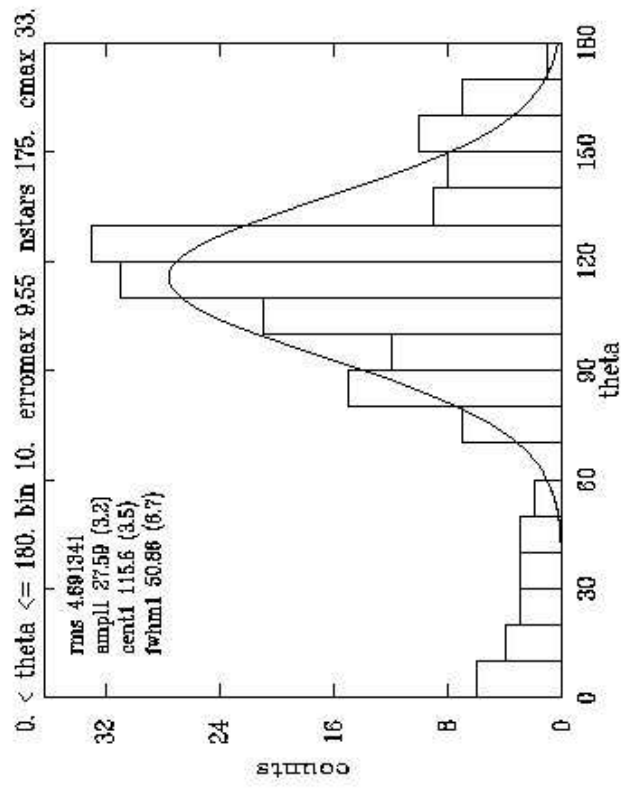
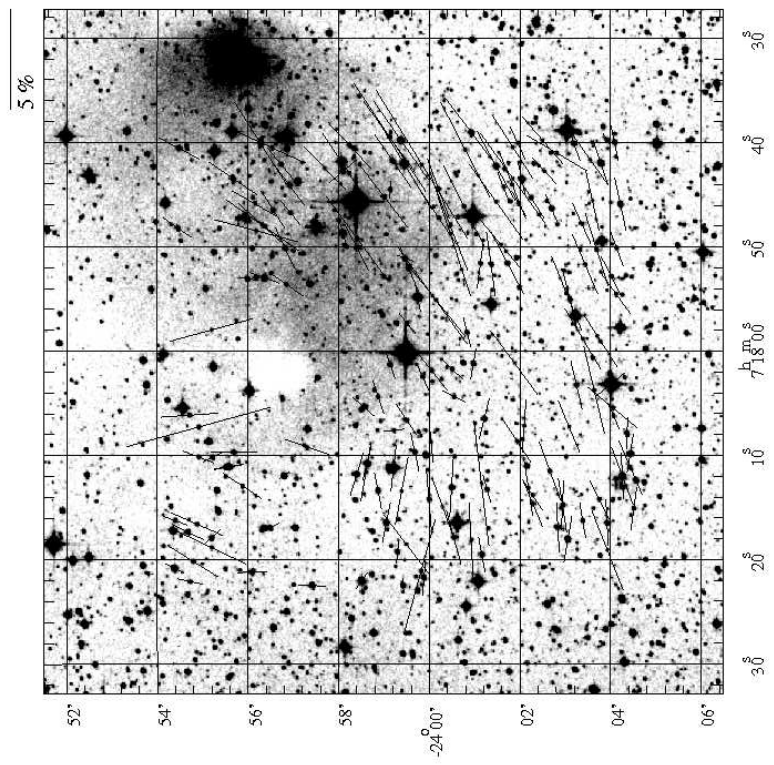


FIGURA A.7 - Idem Figura A.3 para HH72.

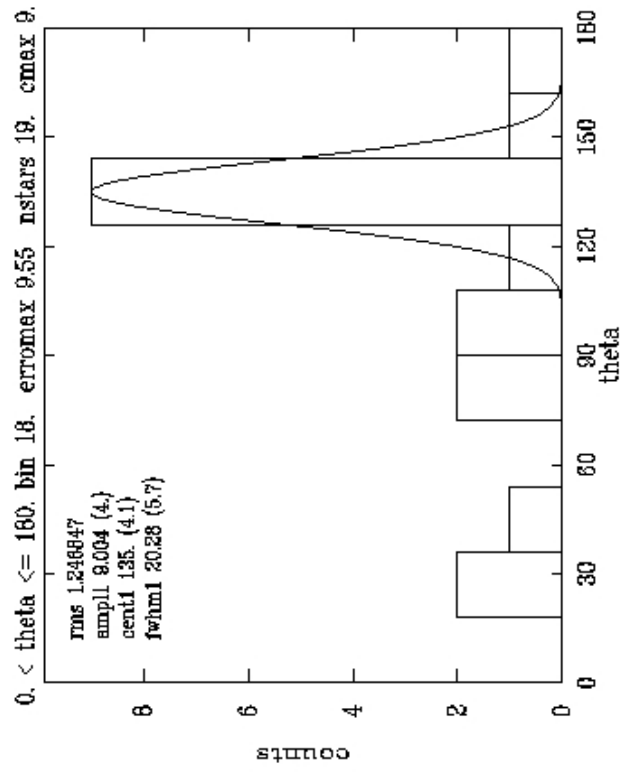
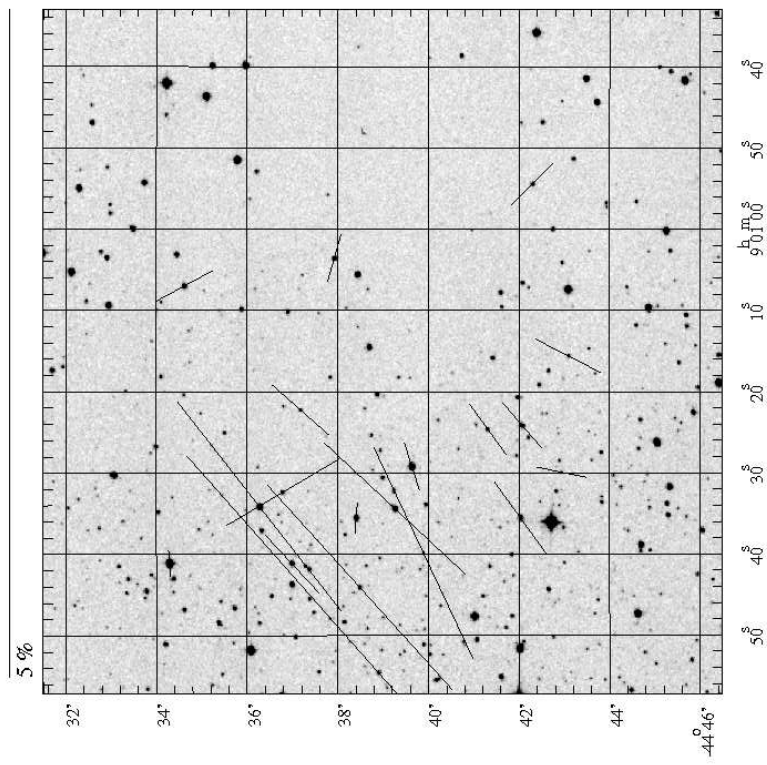


FIGURA A.8 - Idem Figura A.3 para HH73 e 74.

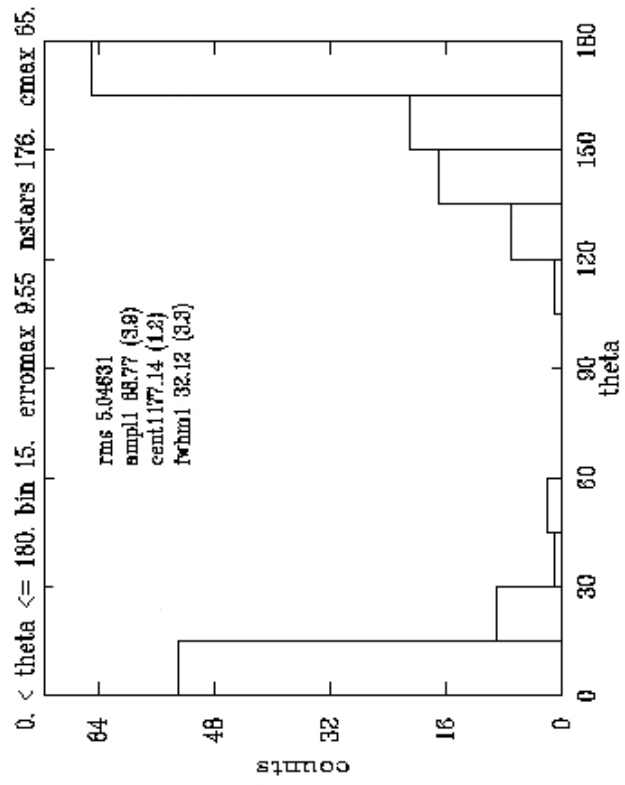
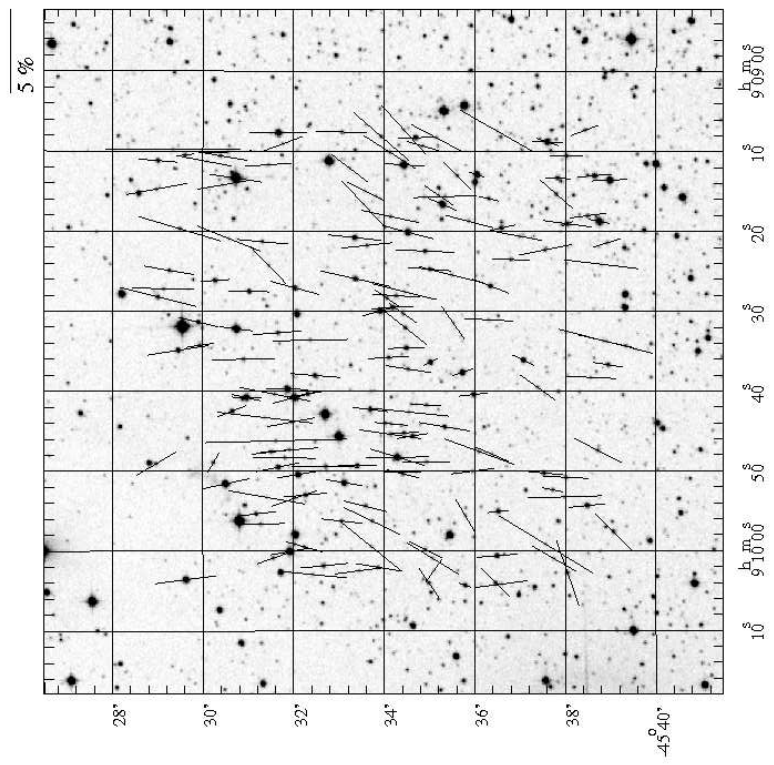


FIGURA A.9 - Idem Figura A.3 para HH75.

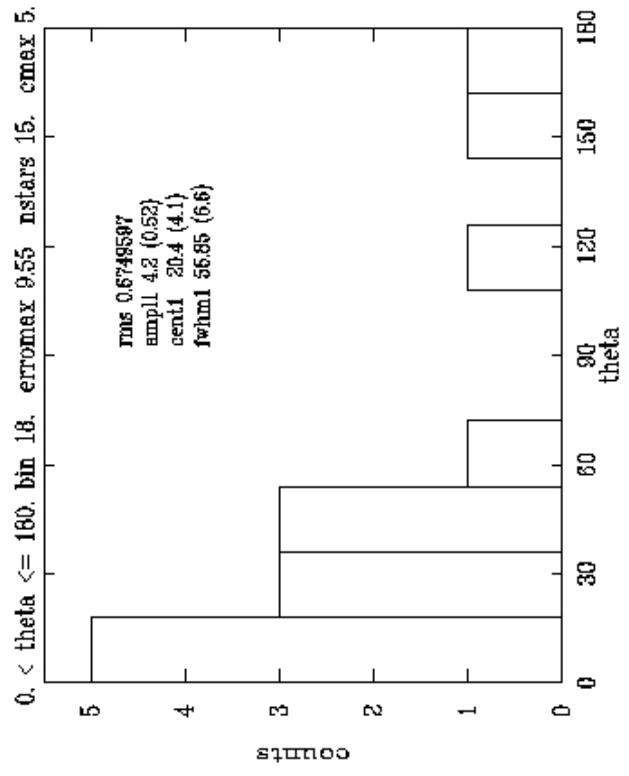
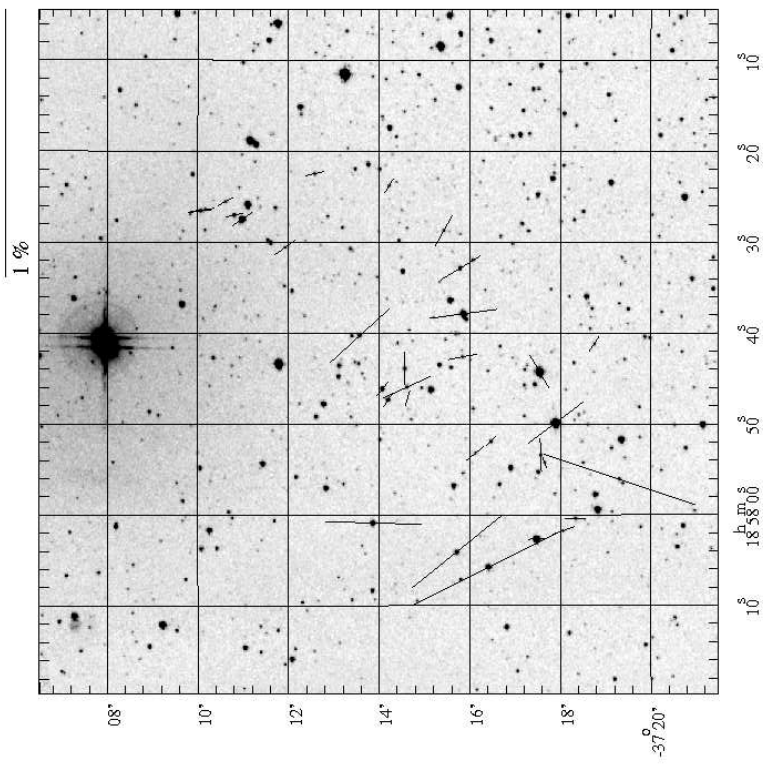


FIGURA A.10 - Idem Figura A.3 para HH82, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 104, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736 e 860.

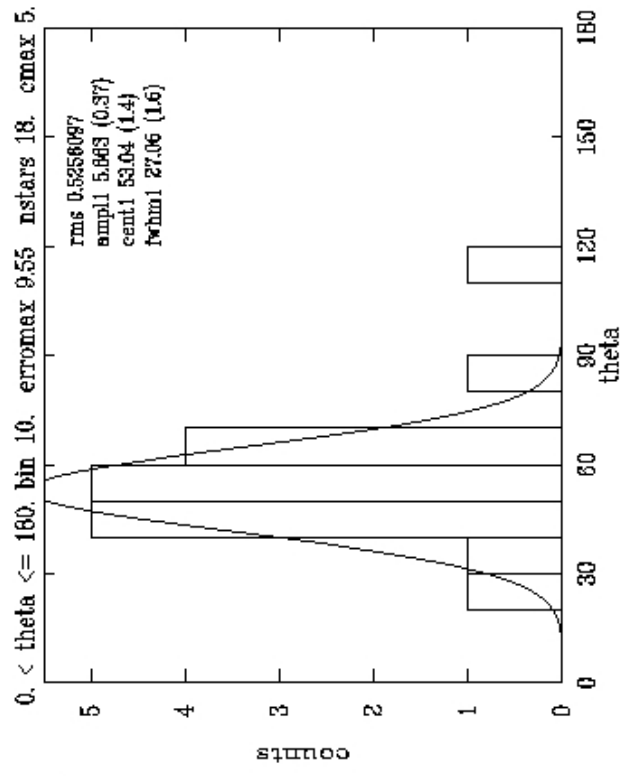
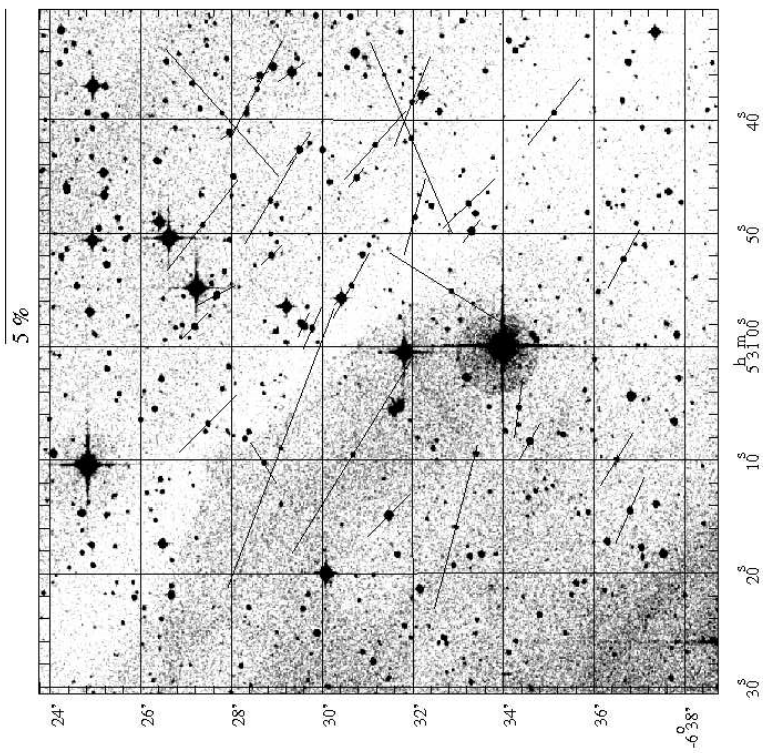


FIGURA A.11 - Idem Figura A.3 para HH59, 60 e 83.

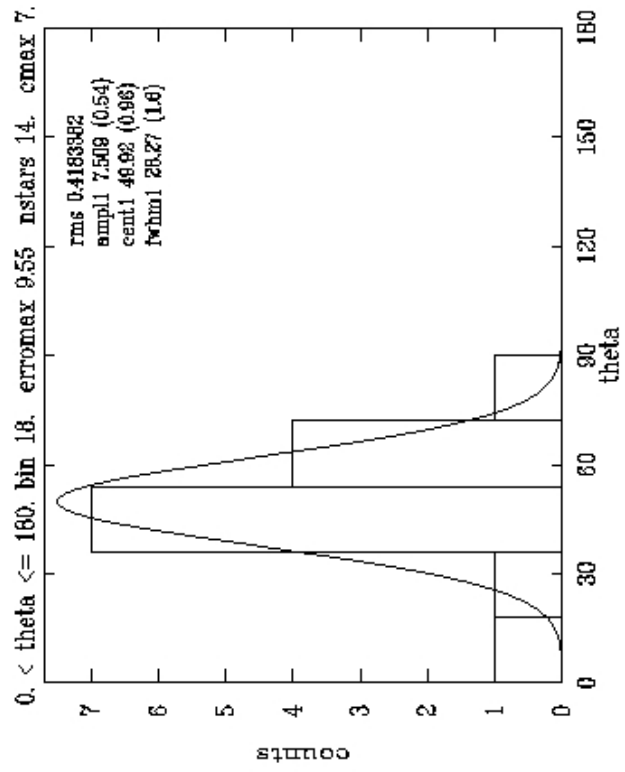
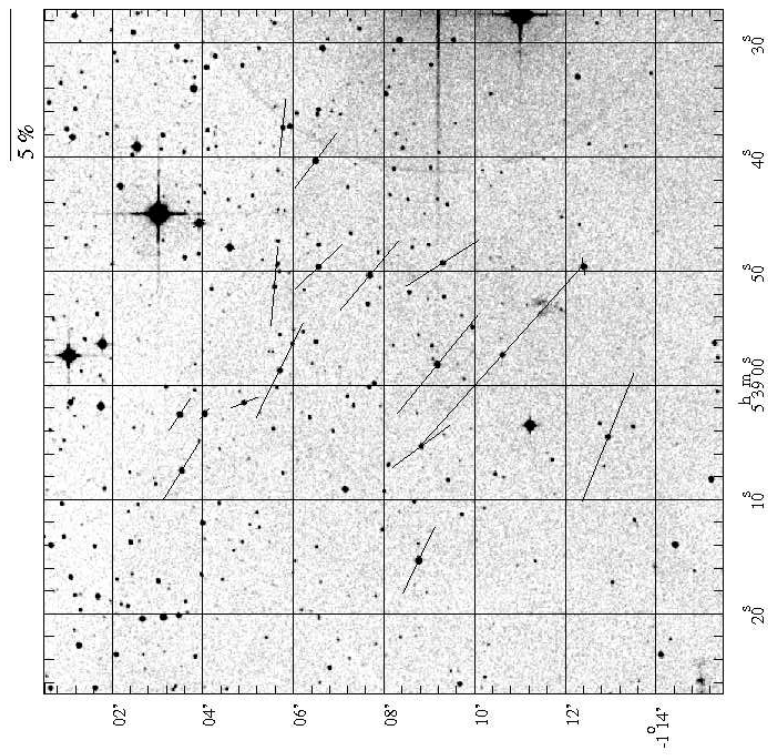


FIGURA A.12 - Idem Figura A.3 para o Campo 1 de HH90, 91, 92, 93, 597 e 598.

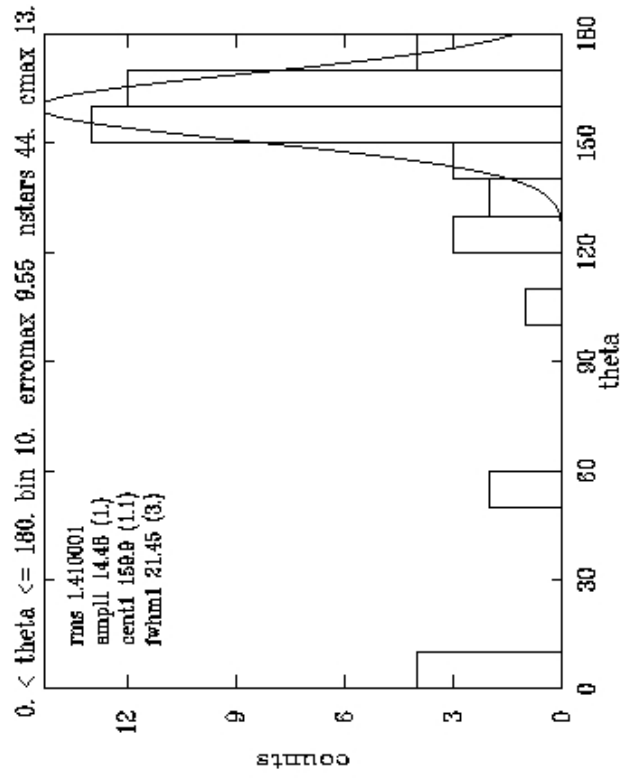
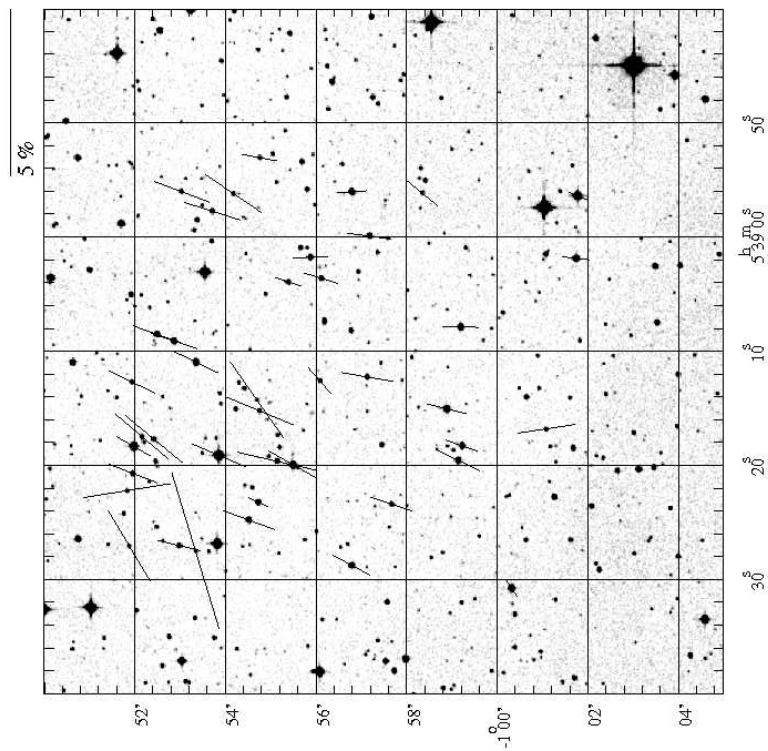


FIGURA A.13 - Idem Figura A.12, para o Campo 2.

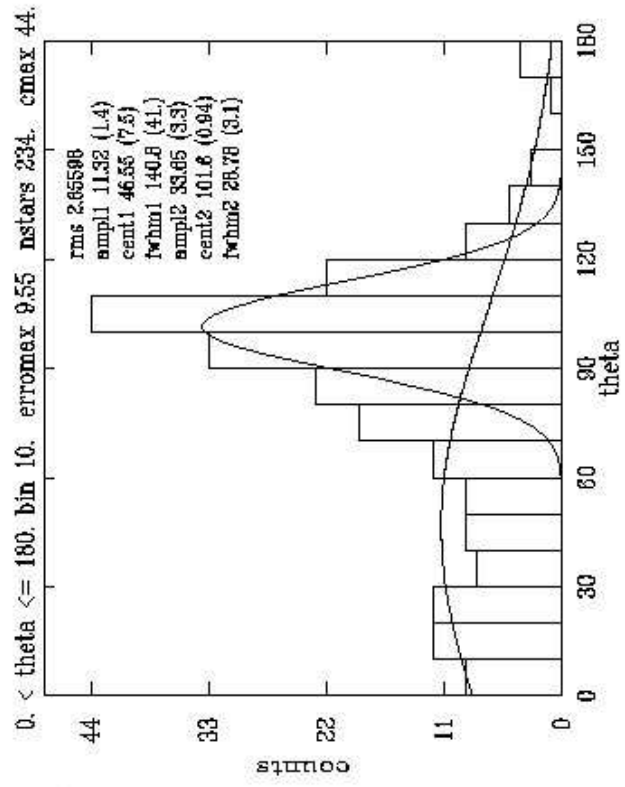
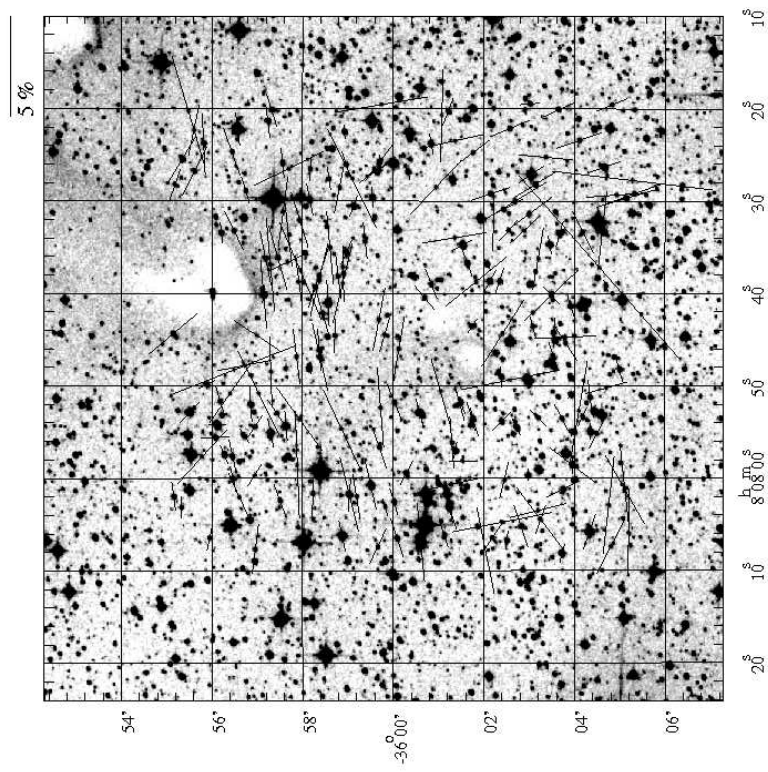


FIGURA A.14 - Idem Figura A.3 para HH120. Esse histograma é para o tempo de exposição igual a 300 s.

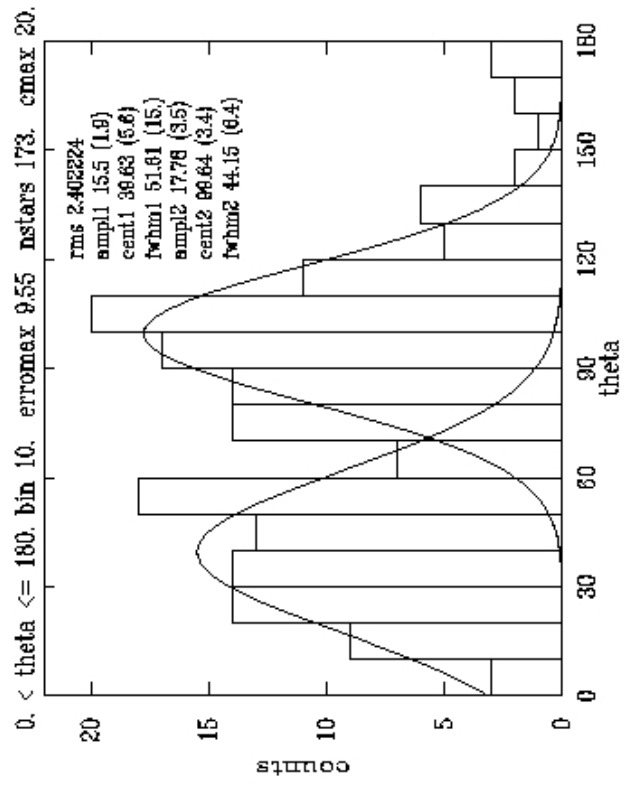
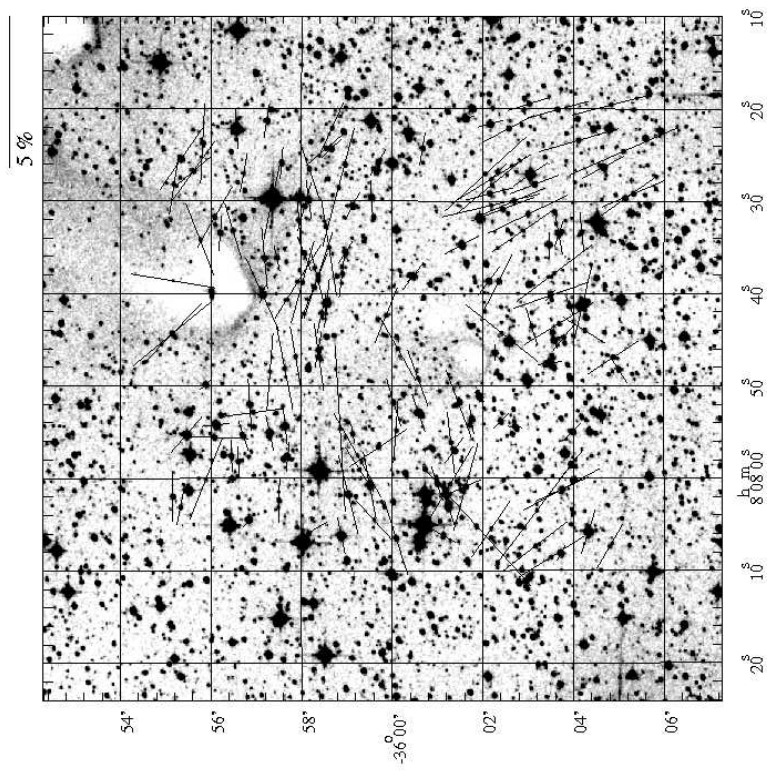


FIGURA A.15 - Idem Figura A.14, no filtro I.

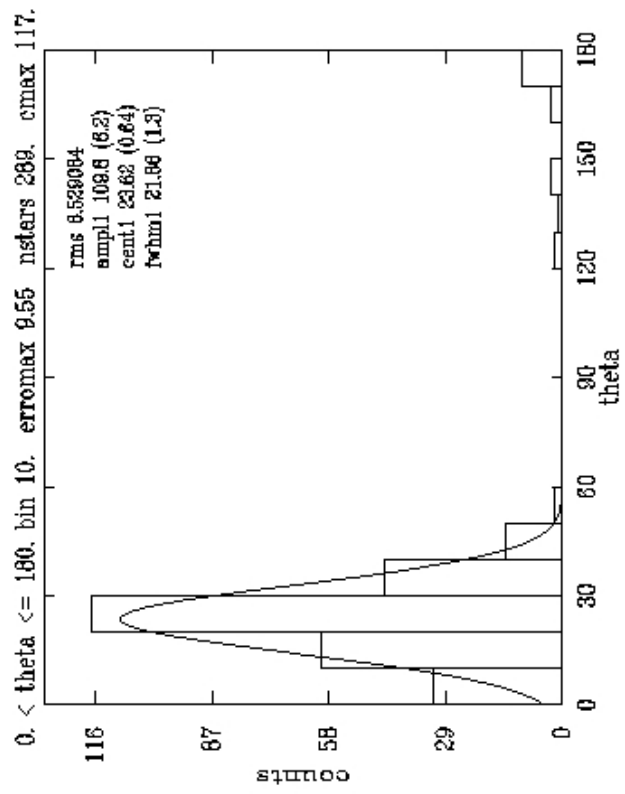
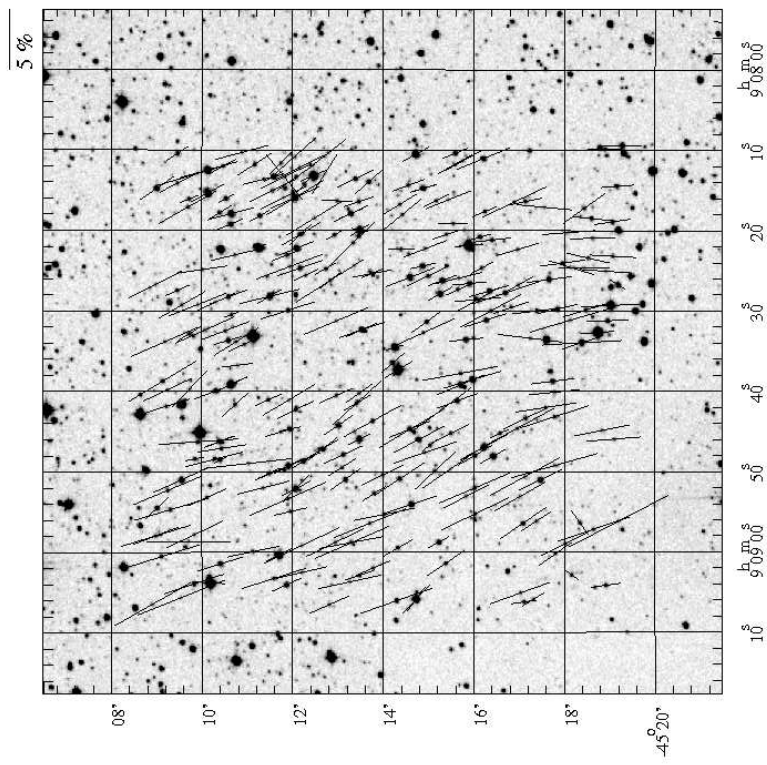


FIGURA A.16 - Idem Figura A.3 para HH133.

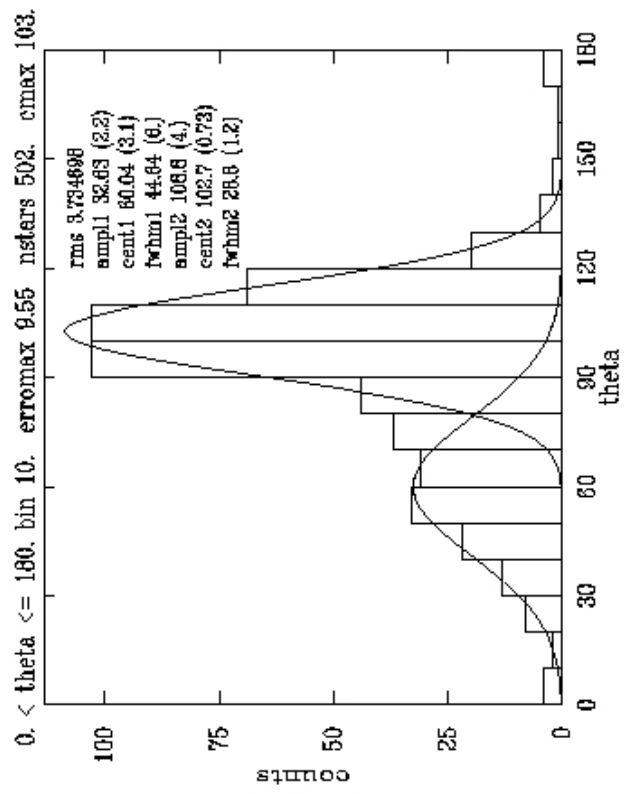
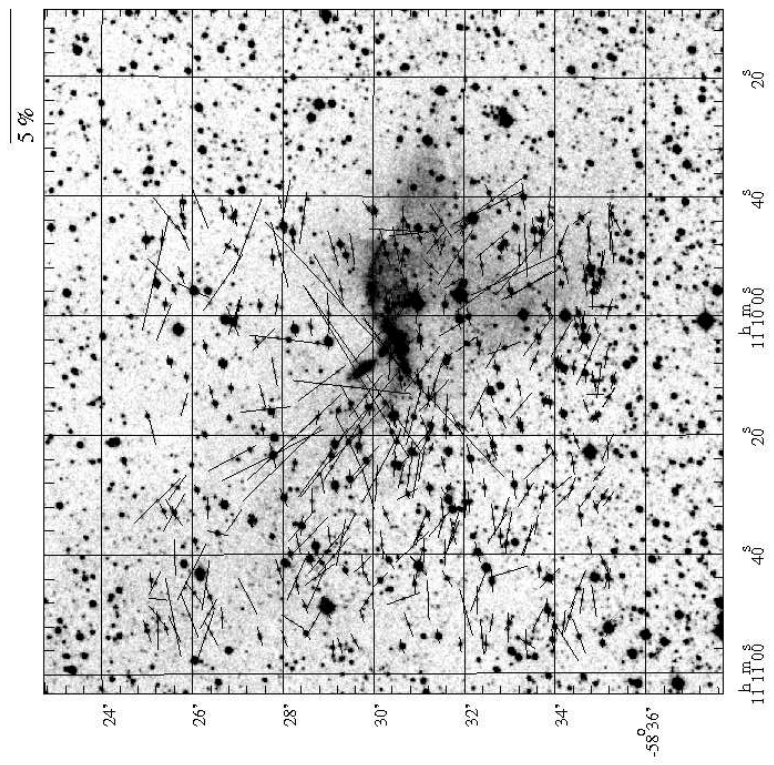


FIGURA A.17 - Idem Figura A.3 para HH135 e 136.

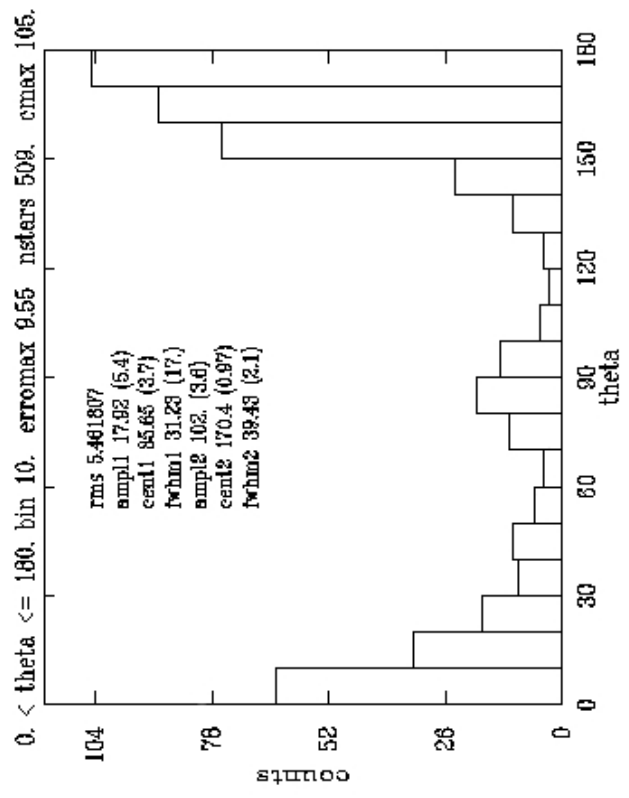
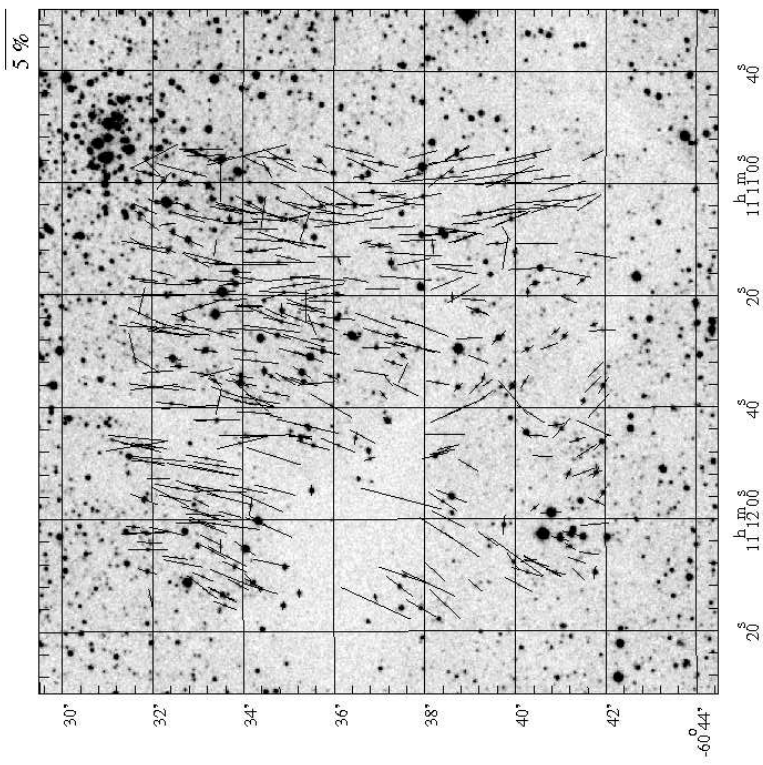


FIGURA A.18 - Idem Figura A.3 para HH137 e 138.

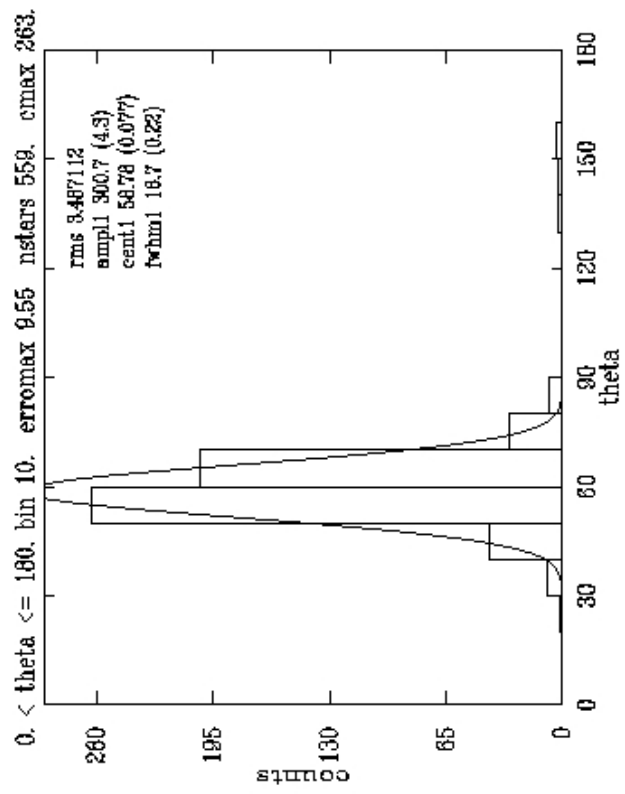
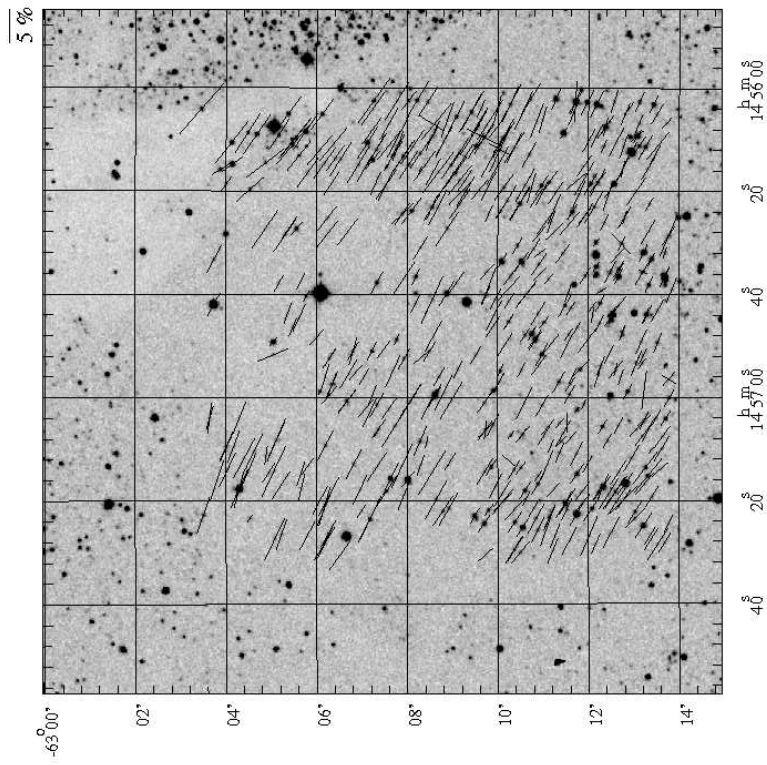


FIGURA A.19 - Idem Figura A.3 para HH139, 76 e 77.

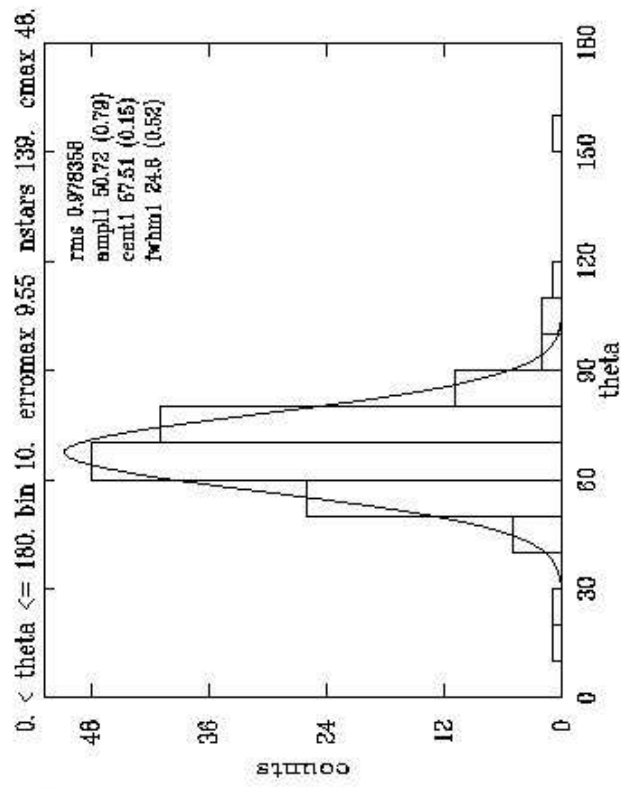
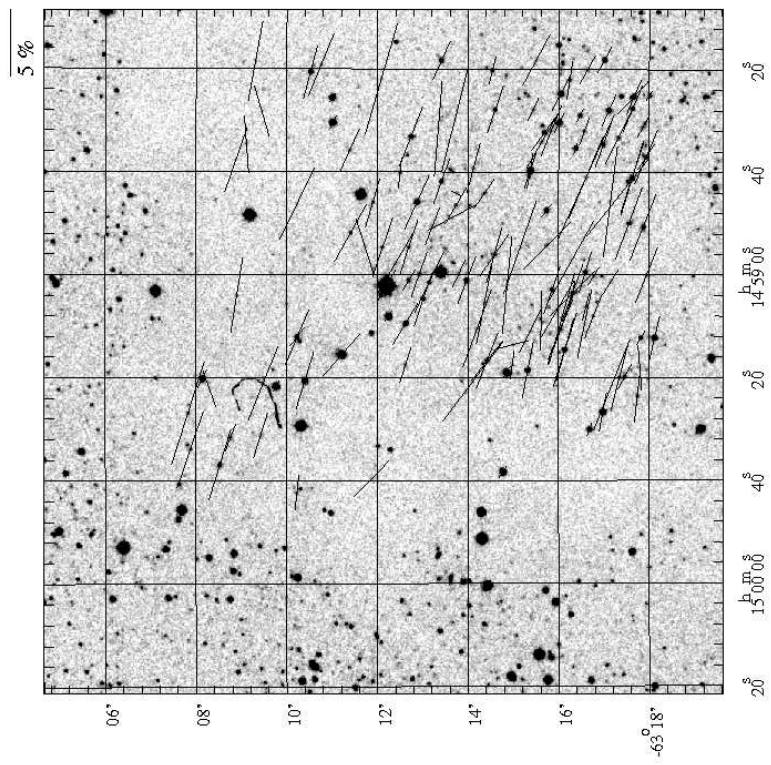


FIGURA A.20 - Idem Figura A.14 para HH140, 141, 142 e 143.

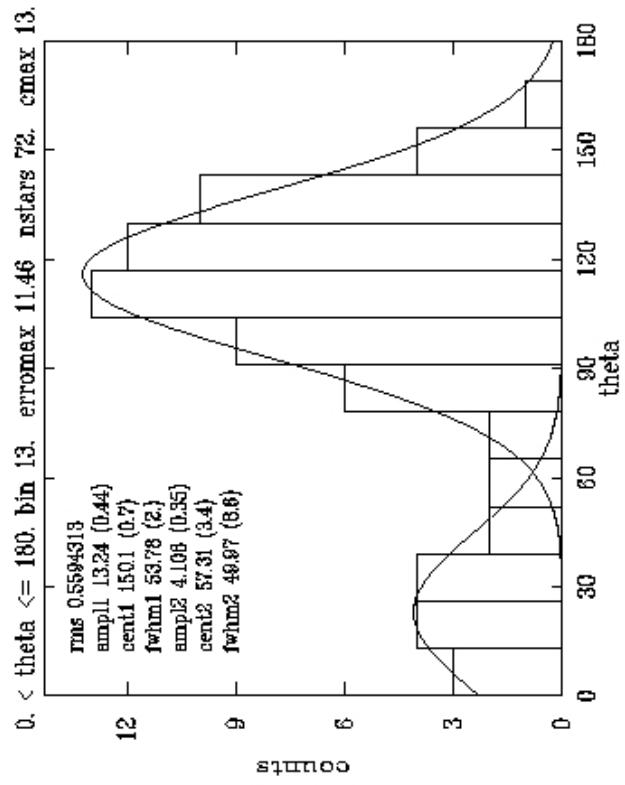
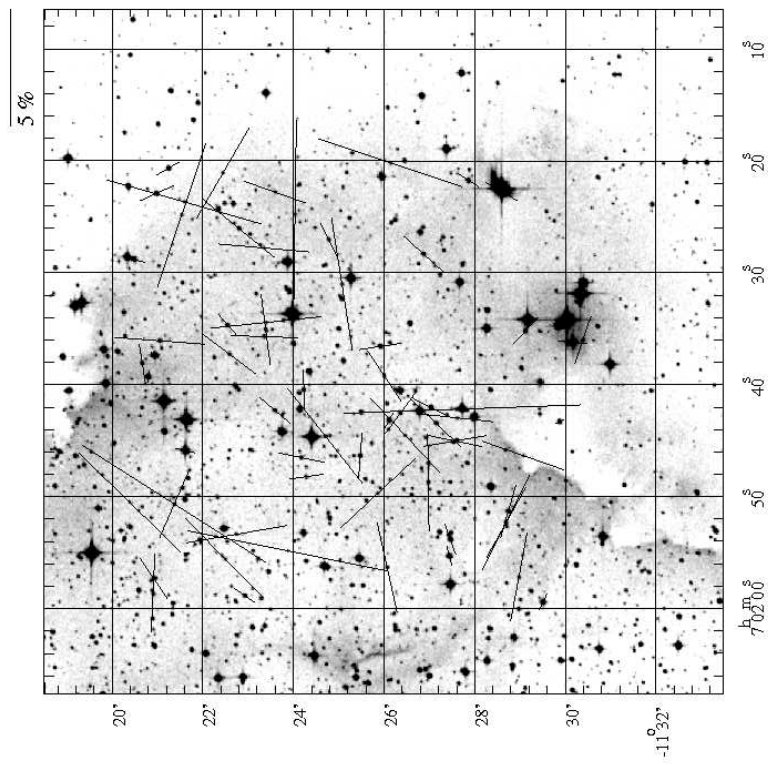


FIGURA A.21 - Idem Figura A.3 para HH160.

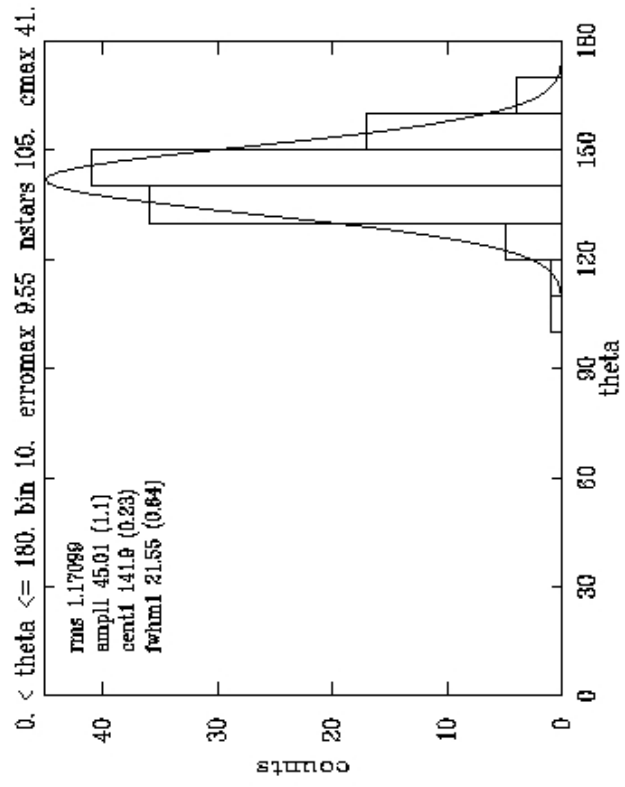
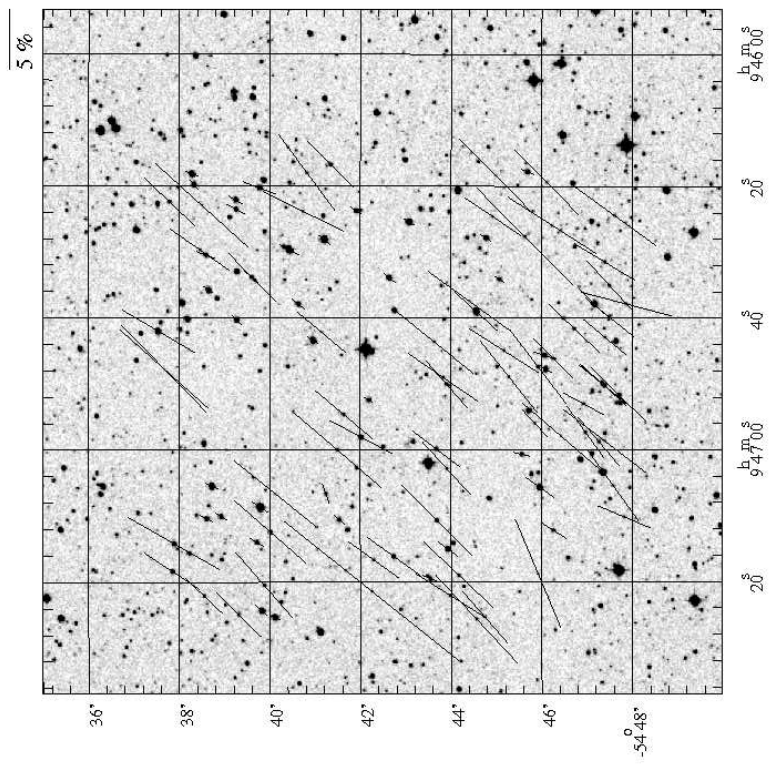


FIGURA A.22 - Idem Figura A.3 para HH171.

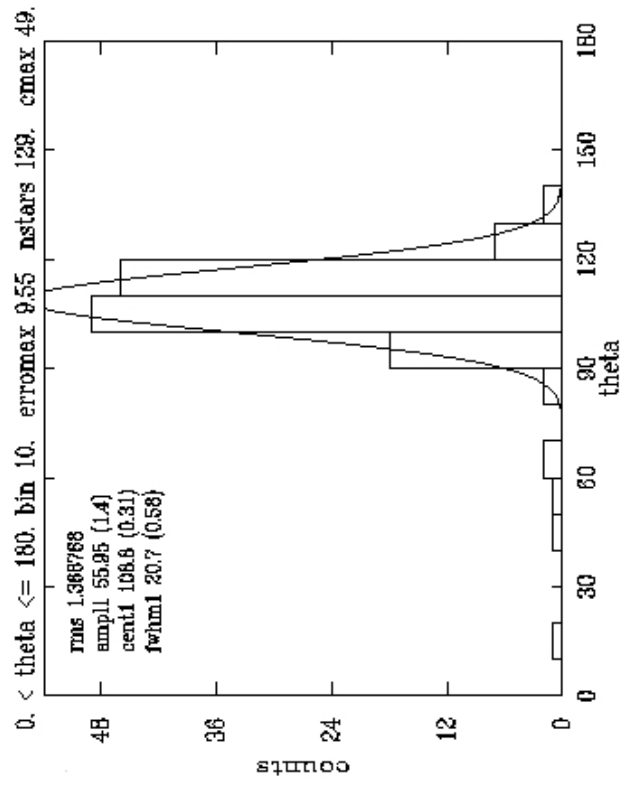
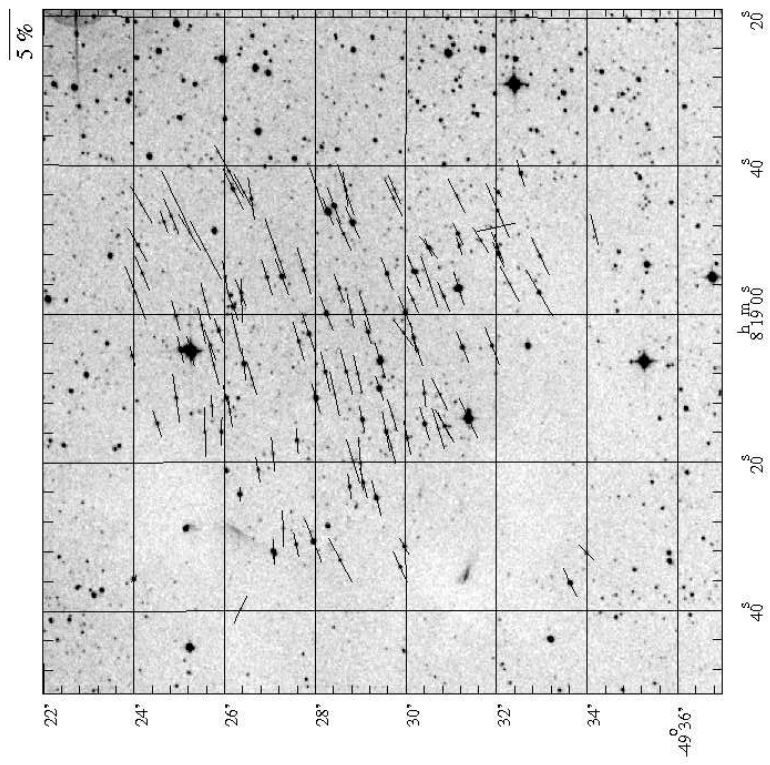


FIGURA A.23 - Idem Figura A.3 para HH188 e 246.

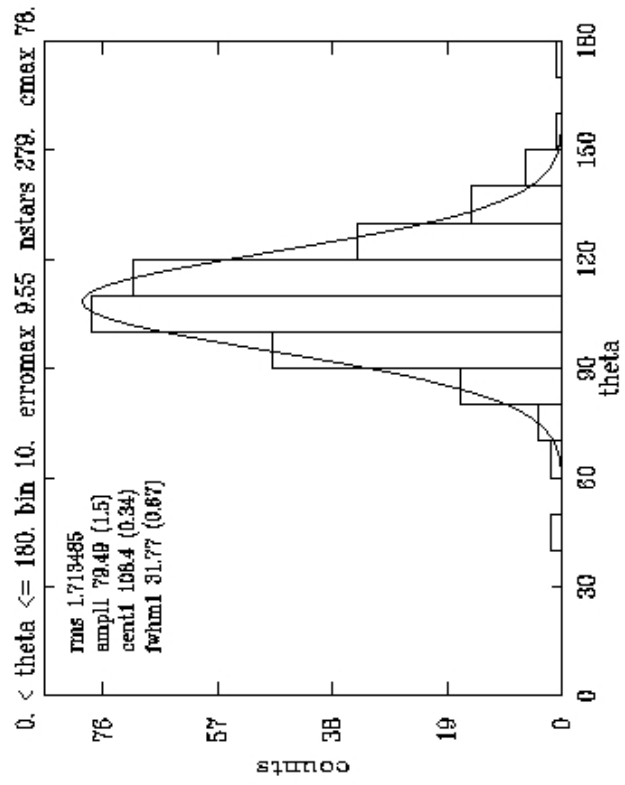
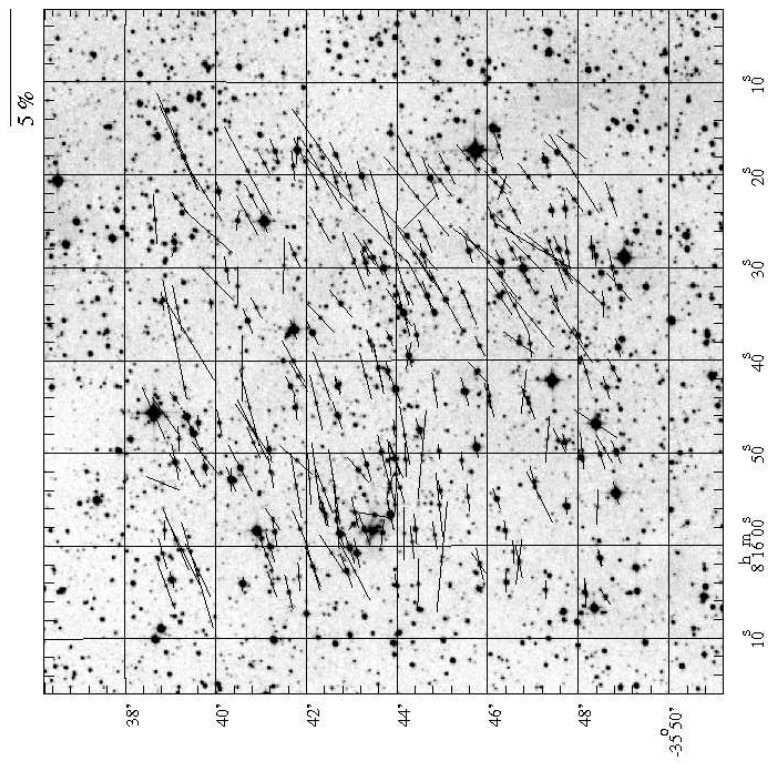


FIGURA A.24 - Idem Figura A.3 para HH217.

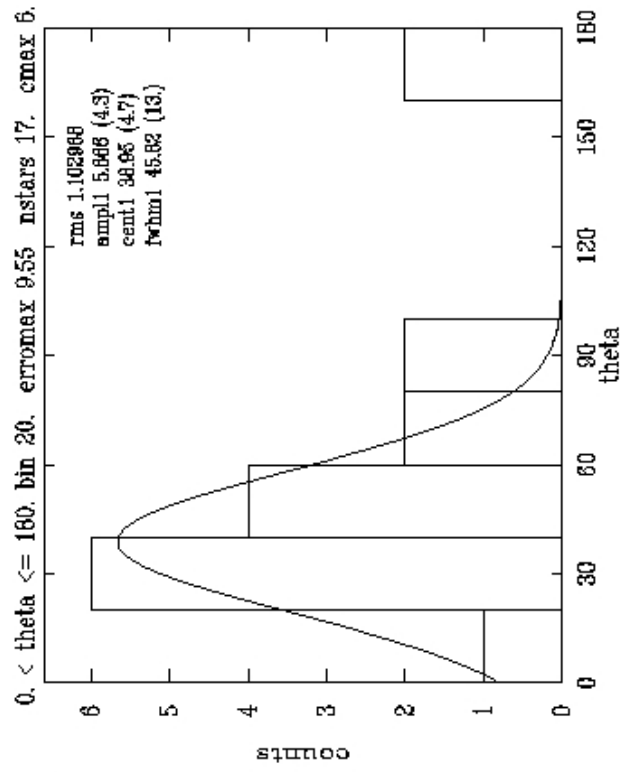
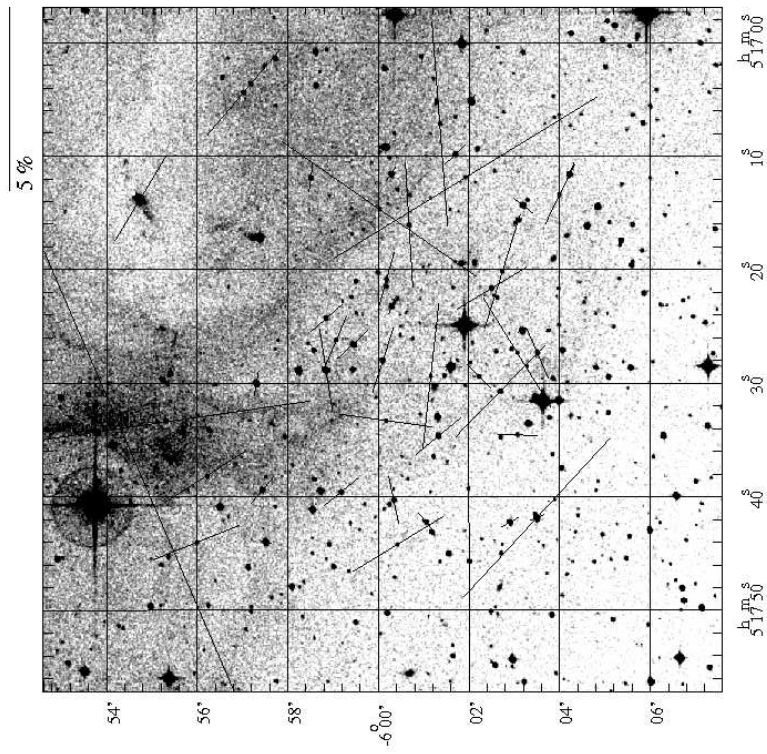


FIGURA A.25 - Idem Figura A.3 para HH240 e 241.

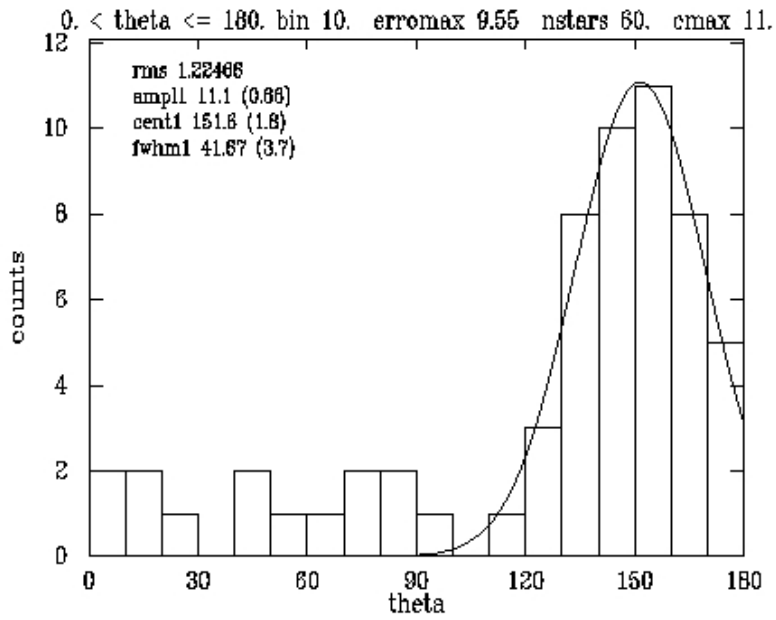


FIGURA A.26 - Idem Figura A.1 para HH271, 272 e 273.

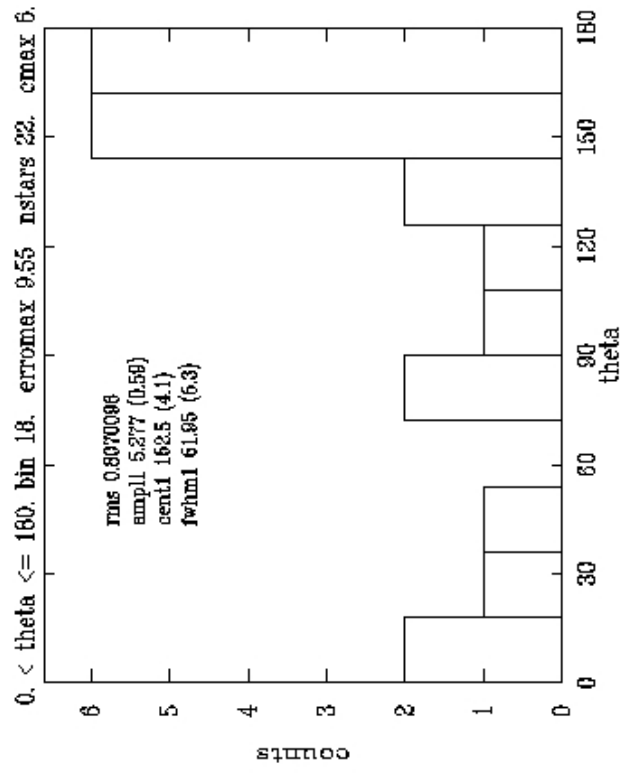
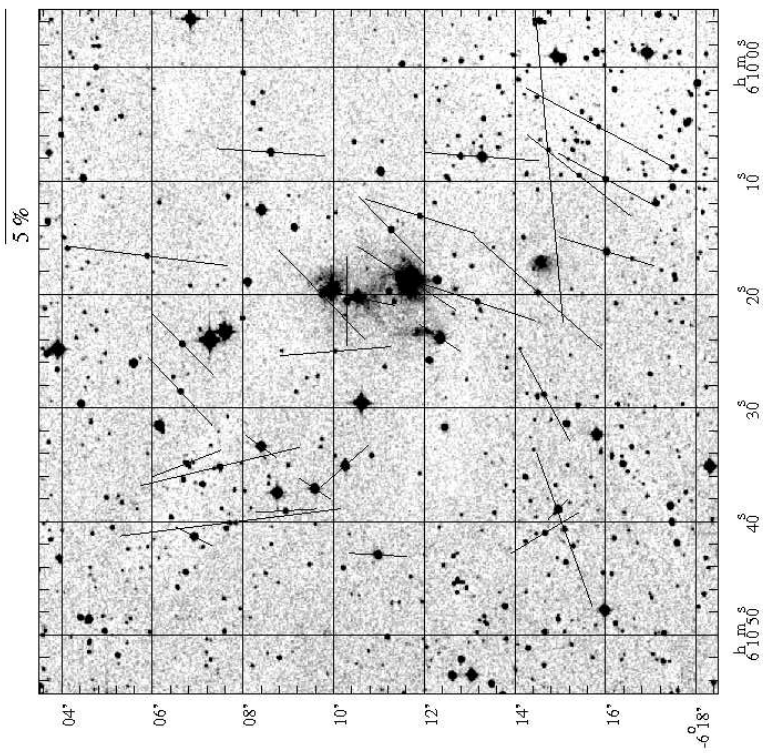


FIGURA A.27 - Idem Figura A.3 para o Campo 1 de HH271, 272 e 273.

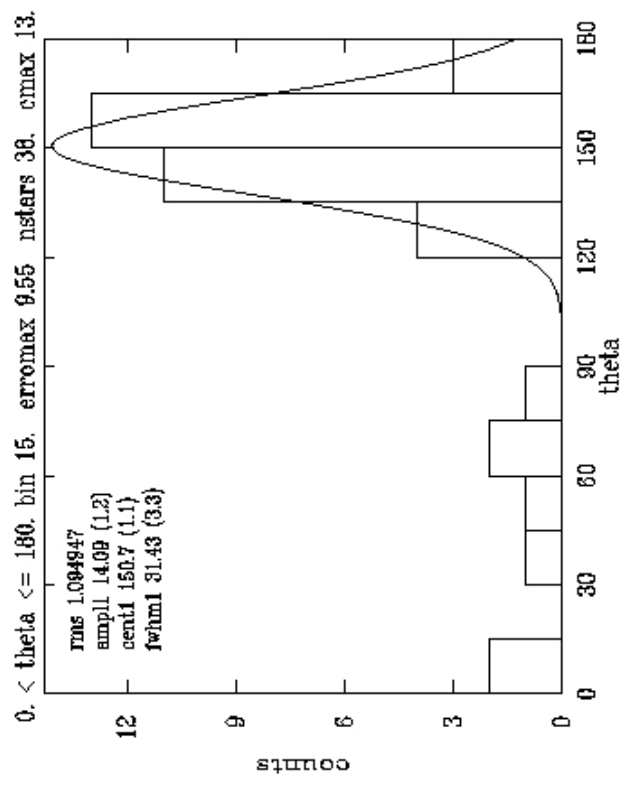
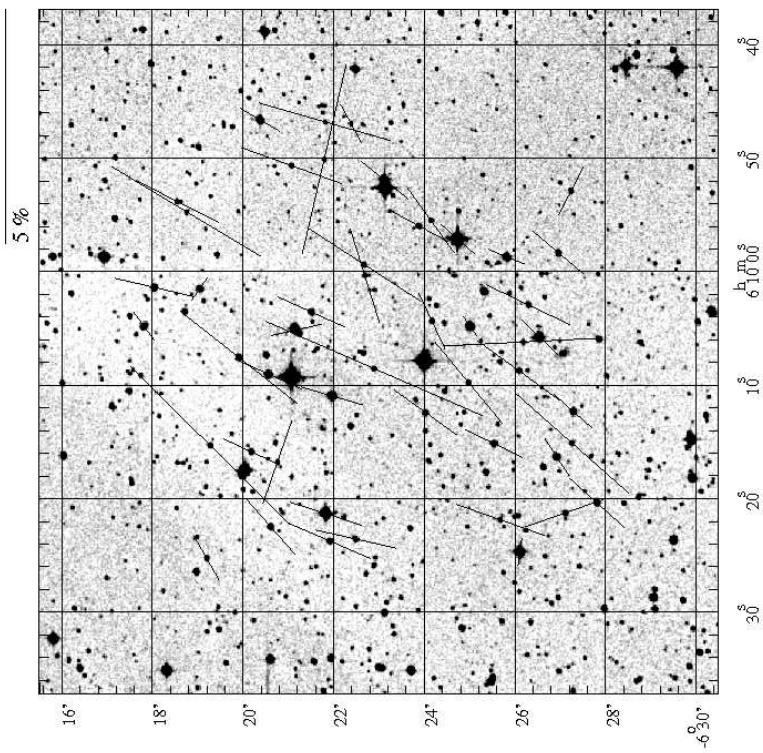


FIGURA A.28 - Idem Figura A.3 para o Campo 2 de HH271, 272 e 273.

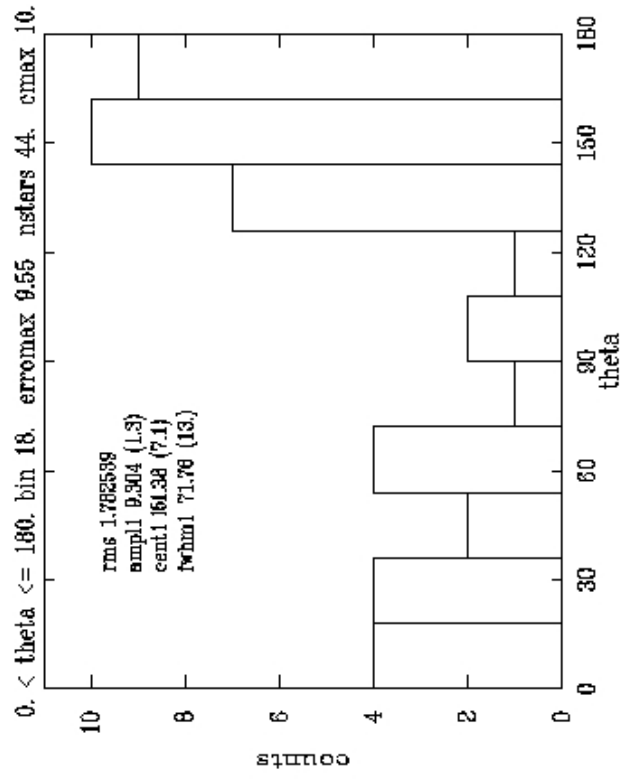
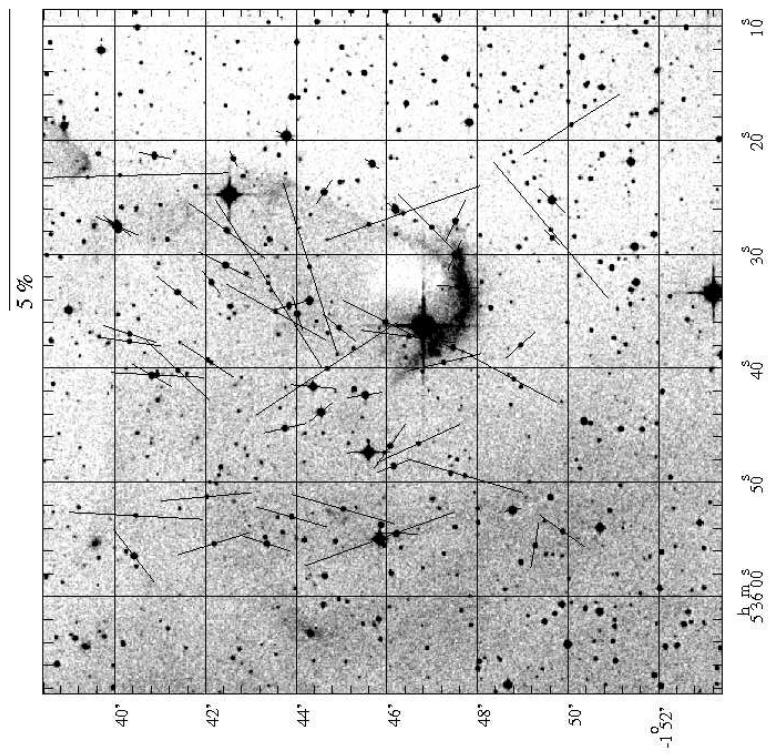


FIGURA A.29 - Idem Figura A.3 para HH289.

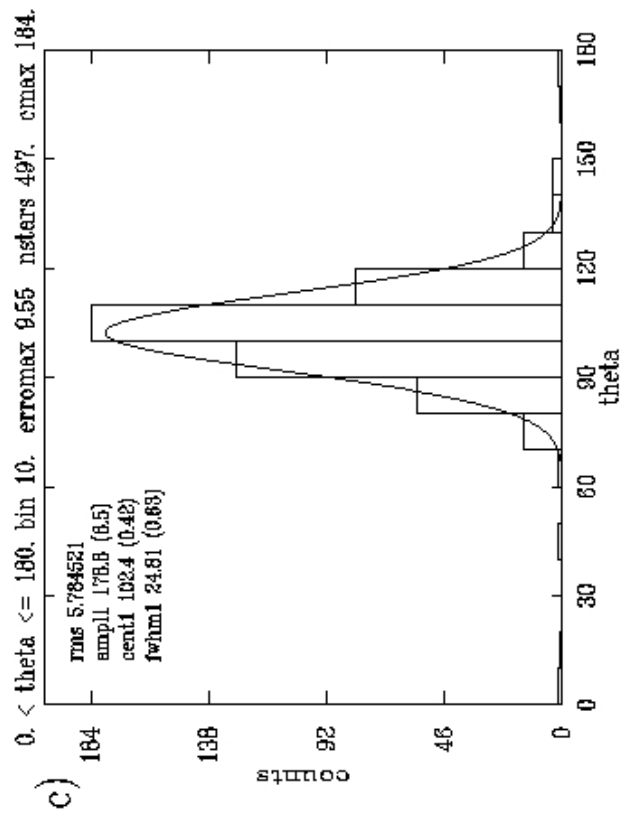
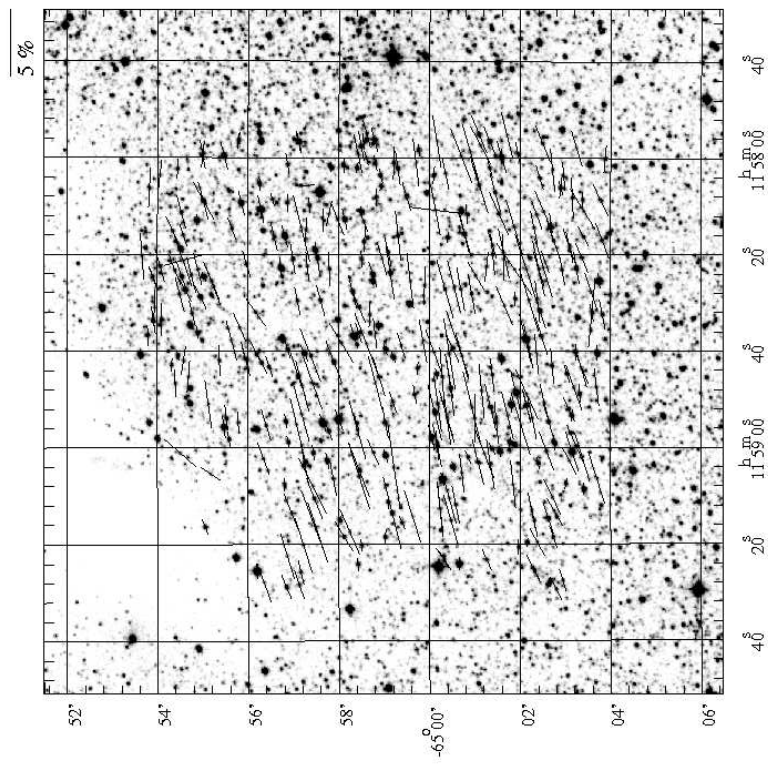


FIGURA A.30 - Idem Figura A.3 para HH320 e 321.

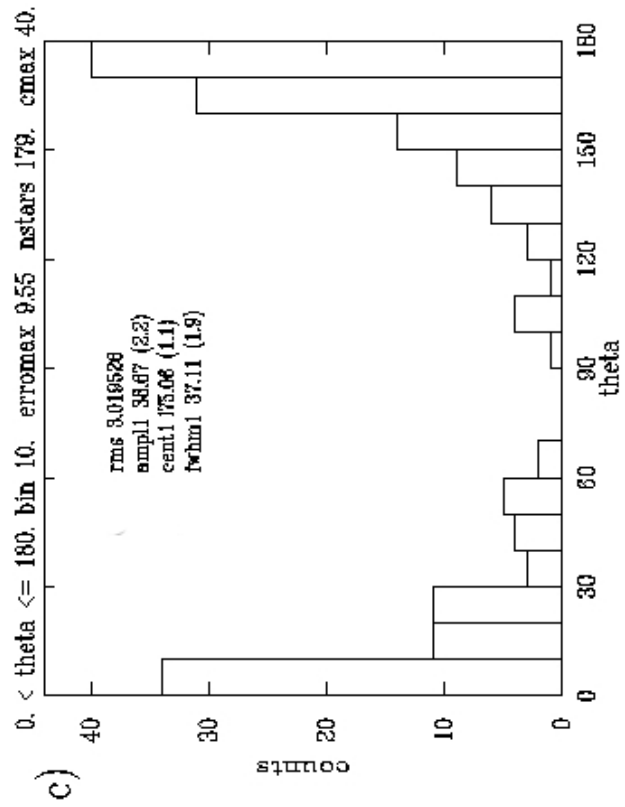
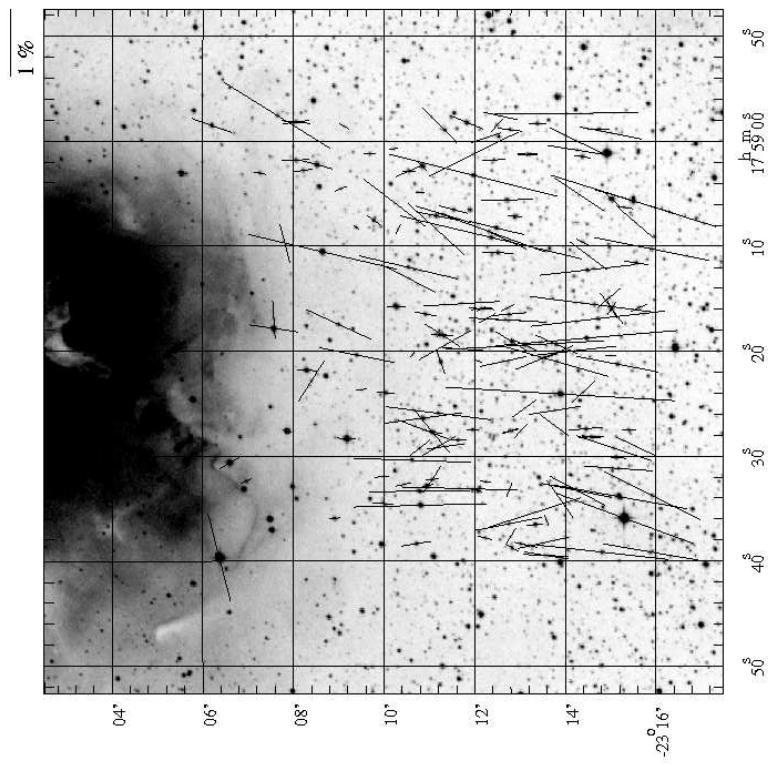


FIGURA A.31 - Idem Figura A.3 para HH399.

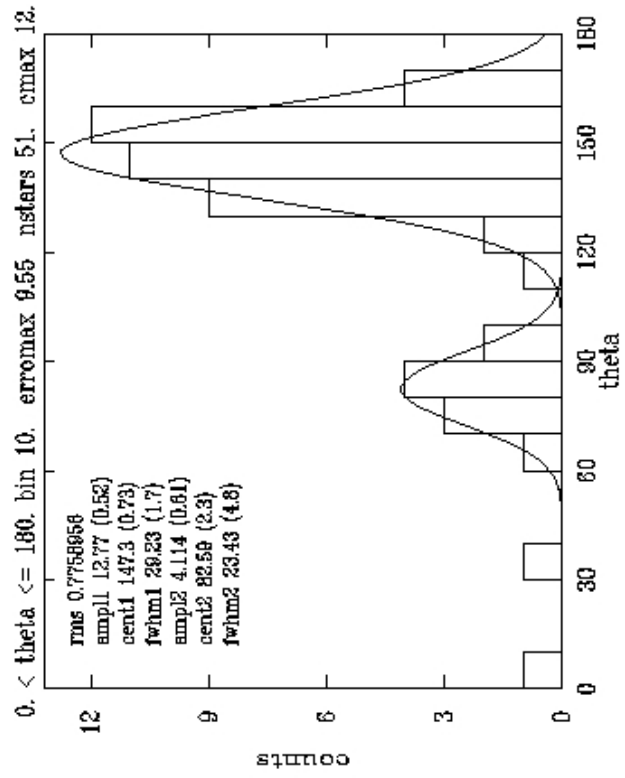
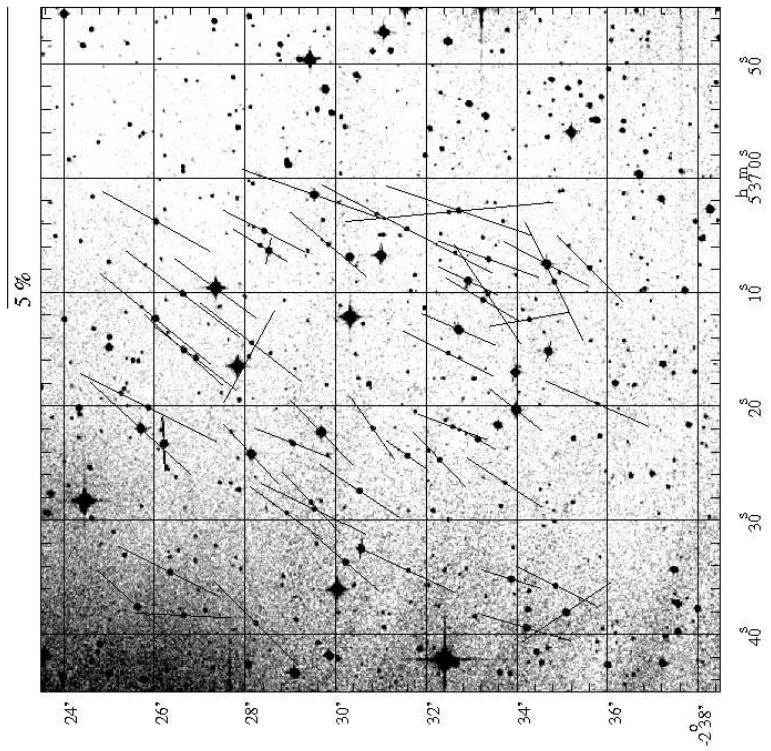


FIGURA A.32 - Idem Figura A.3 para HH444, 445, 446 e 447.

APÊNDICE B

ARTIGO

OPTICAL POLARIMETRY OF HH 135/HH 136¹

C. V. RODRIGUES,² G. R. HICKEL,³ A. H. CERQUEIRA,⁴ AND C. G. TARGON²

Received 2006 November 29; accepted 2007 January 30

ABSTRACT

We present optical linear polarimetry in the line of sight to HH 135/HH 136. The polarimetry of the field stars reveals two populations: one corresponds to a foreground interstellar component; the other originates in the interstellar medium in the vicinity of the Herbig-Haro pair and, therefore, can be used to study the magnetic field in the star-forming region. Its direction is aligned with the jet of HH 135/HH 136, which could be an indication that the interstellar magnetic field is important in the outflow collimation. The interstellar magnetic field magnitude was estimated to be of order $90 \mu\text{G}$. According to recent numerical simulations, an interstellar magnetic field of such strength can be important in the definition of the outflow direction. There is also evidence that the associated dark cloud has an elongation parallel to the magnetic field. Our image polarimetry of the extended emission associated with HH 135/HH 136 shows a centrosymmetric pattern pointing to knot E of HH 136. Previous near-infrared polarimetry traces a different illumination center, namely, IRAS 11101–5829, the probable exciting source of the system. This discrepancy can be explained if the young stellar object emission is completely blocked in optical wavelengths and the dominant optical source in the region is knot E, whose nature is uncertain. A discussion of the spectral energy distributions of HH 136-E and IRAS 11101–5829 is presented.

Key words: ISM: Herbig-Haro objects — ISM: individual (HH 135, HH 136) — ISM: magnetic fields — techniques: polarimetric

1. INTRODUCTION

Magnetic fields are believed to play a crucial role in the physics of jets and outflows in young stellar objects (YSOs). The models presently proposed to explain the outflow engine in low-mass YSOs rely on a magnetocentrifugally driven mechanism (Shang et al. 2007 and references therein; Ferreira et al. 2006). Whether the magnetic field also defines the launching mechanism and properties of jets in high-mass YSOs is still unclear.

Some observational findings suggest that the formation of intermediate- to high-mass stars also proceeds via disk accretion as in its low-mass counterparts, powering similarly highly collimated outflows (Martí et al. 1993; Brooks et al. 2003; Davis et al. 2004; Gredel 2006). On the other hand, the interstellar magnetic field can be relevant in the maintenance of jets, as is suggested by the simulations of De Colle & Raga (2005). From an observational perspective, Ménard & Duchêne (2004), based on a sample of classical T Tauri stars, suggested that the objects with bright and/or long jets might have their disk axes parallel to the interstellar magnetic field.

HH 135 and HH 136 are very luminous Herbig-Haro (HH) objects discovered by Ogura & Walsh (1992), who presented optical imaging and spectroscopy of the sources. They are located in eastern Carina in the southwestern portion of the dark cloud DCld 290.4+01.9 (Hartley et al. 1986), near the bright-rimmed H II region BBW 47 (Brand et al. 1986). The recently discovered infrared cluster 59 from Dutra et al. (2003) is also coincident with the HH pair. A more complete description of the optical objects in this region is presented by Ogura & Walsh (1992). The esti-

mated distance to the optical/infrared objects in this region is in the 2.7–2.9 kpc range. DCld 290.4+01.9, which has a size of $28' \times 12'$, is included in the CO($J = 1-0$) catalog of Otrupcek et al. (2000). This line has a well-defined Gaussian shape with a FWHM of 1.0 km s^{-1} and $V_{\text{LSR}} = -19.8 \text{ km s}^{-1}$.

Infrared observations were recently used to detect and study the physical properties of the H₂ jet by Gredel (2006). His H₂ and [Fe II] continuum-subtracted narrowband images nicely trace the line-emission morphology in the outflow. A CO molecular outflow is also present (Ogura et al. 1998). Chrysostomou et al. (2007) present imaging circular polarimetry of HH 135/HH 136 that suggests a helical magnetic field in the outflow.

The emission knots of HH 135 and HH 136 are distributed in a practically straight line (Ogura & Walsh 1992). This could be interpreted as evidence for two jets with a common origin. However, both jets are dominated by blueshifted components, which has led Ogura & Walsh (1992) to propose that each HH object has a different source. Subsequent infrared polarimetry of the extended emission associated with the HH objects has shown that they have a common illuminating source, namely, IRAS 11101–5829 (Tamura et al. 1997). The apparent contradiction of these two observations can be avoided by the scenario proposed by Ogura et al. (1998). In this picture, the HH 136 jet is deflected by a molecular cloud, changing from a redshifted jet near the IRAS source to a blueshifted one in its extremity (see Fig. 5 of Ogura et al. 1998).

IRAS 11101–5829 is a luminous ($10^4 L_{\odot}$) YSO (Ogura & Walsh 1992) associated with molecular masers of different species (Braz et al. 1989; Te Lintel Hekkert & Chapman 1996; Walsh et al. 1997). Tamura et al. (1997) suggested that it is a Herbig Ae/Be star encircled by a dust disk. In particular, the presence of a 6.7 GHz methanol maser points to a high-mass YSO (Walsh et al. 1997). The maser profiles have V_{LSR} in the range -24 to -21 km s^{-1} , indicating a kinematic distance of approximately 3 kpc. This velocity is similar to that of DCld 290.4+01.9, which suggests that the IRAS source and the dark cloud are

¹ Based on observations made at the Observatório do Pico dos Dias, Brazil, operated by the Laboratório Nacional de Astrofísica.

² Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brazil; claudiavr@das.inpe.br.

³ Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, SP, Brazil.

⁴ LATO-DCET/Universidade Estadual de Santa Cruz, Ilhéus, BA, Brazil.

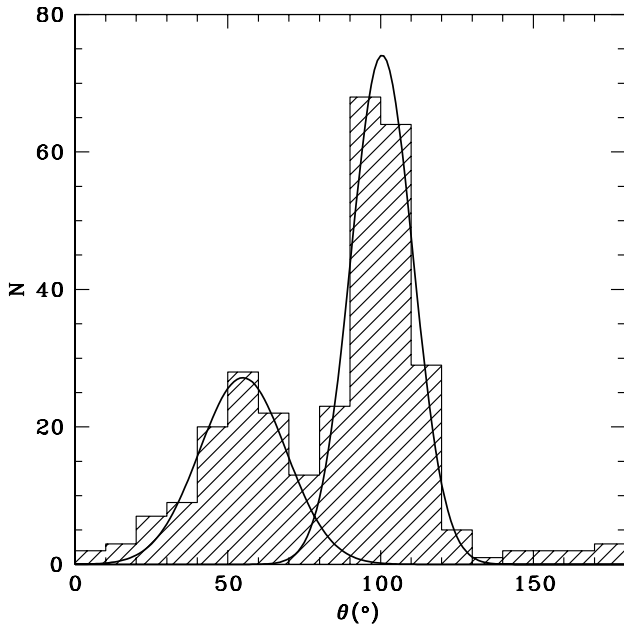


FIG. 1.—Histogram of the position angle of the observed polarization for field stars with $P/\sigma_P > 5$ in the line of sight to HH 135/HH 136. A two-Gaussian fit is shown, whose parameters can be found in Table 1.

associated. Molecular emission in CO and CS is reported by Zinchenko et al. (1995), Bronfman et al. (1996), and Ogura et al. (1998). The millimetric continuum image of this source shows evidence of more than one emission core (Hill et al. 2005). These data also indicate a total cloud mass of $230 M_\odot$, consistent with the mass estimated by Ogura et al. (1998) of $150 M_\odot$ using CO observations.

In this work we present a study of the magnetic field in the interstellar medium (ISM) around the pair HH 135/HH 136 using polarimetric optical data. Polarimetry of the optical nebula associated with HH 135/HH 136 is also obtained. A brief discussion of the IRAS 11101–5829 and HH 136-6 sources is presented. In § 2 we describe the polarimetric data and their reduction. The results and discussion are presented in § 3. In § 4 we summarize our findings.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The observations were taken on 2005 February 12 with the 0.60 m Boller & Chivens telescope at the Observatório do Pico dos Dias, Brazil, operated by the Laboratório Nacional de Astrofísica, Brazil, using a CCD camera modified by the polarimetric module described in Magalhães et al. (1996). The employed technique eliminates sky polarization (Piirola 1973; Magalhães et al. 1996). The CCD array used was a SITE back-illuminated, 1024 pixel \times 1024 pixel array. The above telescope and instrumentation give a field of view of $10.5' \times 10.5'$ (1 pixel = $0.62''$). The data were

taken with an R_C filter. Polarimetric standard stars (Serkowski et al. 1975; Bastien et al. 1988; Turnshek et al. 1990) were observed in order to calibrate the system and estimate the instrumental polarization. The measured values of the unpolarized standard stars were consistent with zero within the errors. Measurements using a Glan filter were also performed to estimate the efficiency of the instrument. They indicate that no instrumental correction is needed.

The reduction was performed using the IRAF⁵ facility. The images were corrected for bias and flat-field. Counts in the ordinary and extraordinary images of each object were used to calculate the polarization using the method described in Magalhães et al. (1984). We used the IRAF package PCCDPACK (Pereyra 2000) in the polarimetric analysis. We obtained the polarimetry of around 1600 objects in the field of view. The results are presented and discussed in § 3.

The ordinary and extraordinary images of the extended emission associated with HH 135/HH 136 did not overlap, allowing image polarimetry to be performed. It was done considering circular apertures of 2 pixel ($\approx 1.2''$) radius centered in points distant from each other by 4 pixels ($\approx 2.5''$) in each CCD direction. The results are presented in § 3.

In addition, we performed differential photometry using as calibrators USNO objects in the image: there are 490 in total. With this we can estimate R magnitudes for all objects in the field.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1. Magnetic Field Geometry

The direction of the magnetic field component in the plane of the sky can be traced by the position angle of the optical polarization. It is valid if one assumes that the polarization originates from the dichroic absorption of the starlight by nonspherical interstellar grains aligned by the superparamagnetic mechanism (Davis & Greenstein 1951; Purcell & Spitzer 1971; a recent review on grain alignment can be found in Lazarian 2003).

Figure 1 shows the number distribution of the position angle of polarization θ for objects with $P/\sigma_P > 5$, which corresponds to $\sigma_\theta < 5.7^\circ$. We have also discarded objects that have positions superposed on the outflow. Using these restrictions, we reduce our sample to 303 objects. The distribution is clearly bimodal, with peaks at approximately 55° and 100° . Therefore, we performed a two-Gaussian fit, which is also shown in Figure 1. The fitted parameters and errors for bins of 10° are shown in Table 1 (first and third rows). The results are statistically the same for smaller or larger bin widths. An inspection of the data shows that these two populations have distinct spatial distributions and

⁵ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract with the National Science Foundation.

TABLE 1
PARAMETERS OF THE GAUSSIAN FITS TO POLARIMETRIC DATA IN THE LINE OF SIGHT TO HH 135/HH 136

Suggested Origin	Mean (deg)	Standard Deviation (deg)	Data
HH 135/HH 136 region: with foreground.....	54.9 ± 1.4	14.2 ± 1.0	This work
HH 135/HH 136 region: foreground subtracted.....	41.9 ± 1.2	13.8 ± 1.0	This work
Foreground ISM: $10' \times 10'$ field.....	100.5 ± 0.4	10.2 ± 0.3	This work
Foreground ISM: $5^\circ \times 5^\circ$ field.....	107.7 ± 2.3	24.8 ± 2.9	Heiles (2000)

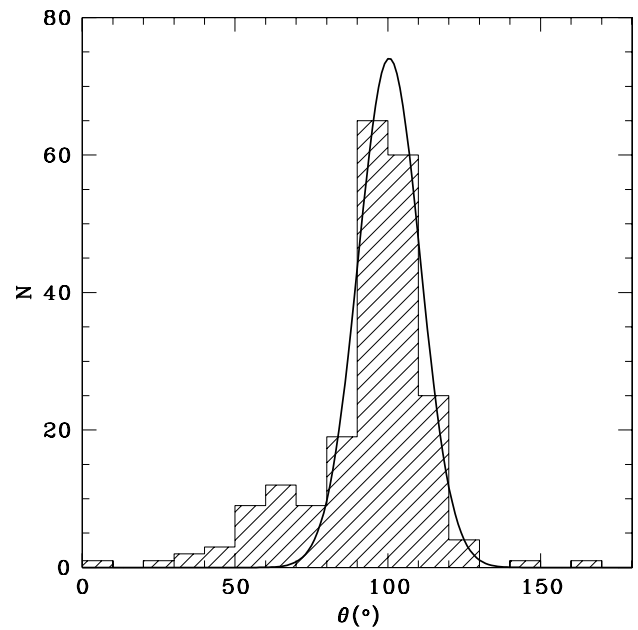
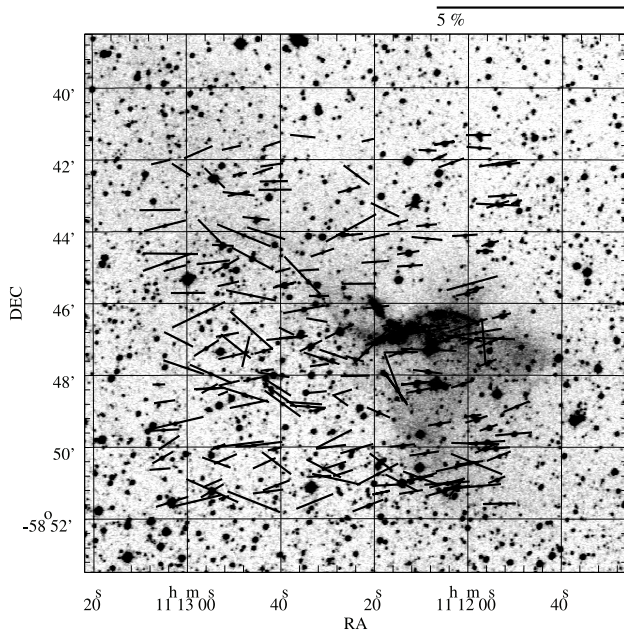


FIG. 2.—Polarimetry of field stars in the line of sight to HH 135/HH 136 with $P/\sigma_P > 5$ and $P < 1.5\%$. *Left*: Vector representation of the direction and magnitude of the polarization, the scale of which is presented in the upper right of the figure. The background image is from the DSS2 Red. The epoch of the coordinates is J2000.0. *Right*: Number distribution of the position angle of polarization for the same sample. The solid line is one of the Gaussian curves obtained in the two-Gaussian fit of Fig. 1.

polarization magnitudes. This is illustrated in Figures 2 and 3, in which we have plotted the results for objects with polarization moduli smaller and larger than 1.5% (an arbitrarily chosen number), respectively. The objects with small values of polarization tend to be distributed in regions in which the extinction is less pronounced (Fig. 2, *left*). In Figure 2 (*right*) we show the histogram of the position angle of this subsample, as well as a Gaussian curve with the same mean and dispersion as in Figure 1 centered at 100° . The agreement indicates that the population responsible for this peak in Figure 1 is well represented by polarization magnitudes smaller than 1.5%. The large vectors tend to be located in a strip running from the southwest to the north-

east of the image, which roughly corresponds to the dark cloud (Fig. 3, *left*). Again, one of the Gaussian curves in Figure 1 fits the distribution of position angles well.

Our interpretation of the above results is that the population with smaller values of polarization corresponds to foreground objects in the line of sight to the HH pair, while the more polarized objects have their polarization produced by grains associated with DC1d 290.4+01.9, and hence trace the magnetic field alignment in the star-forming region itself. To test this hypothesis, we have used the compilation of Heiles (2000) to verify the polarization behavior in a larger field of view. We selected the objects within a $5^\circ \times 5^\circ$ field centered at HH 135 and with $P/\sigma_P > 3$

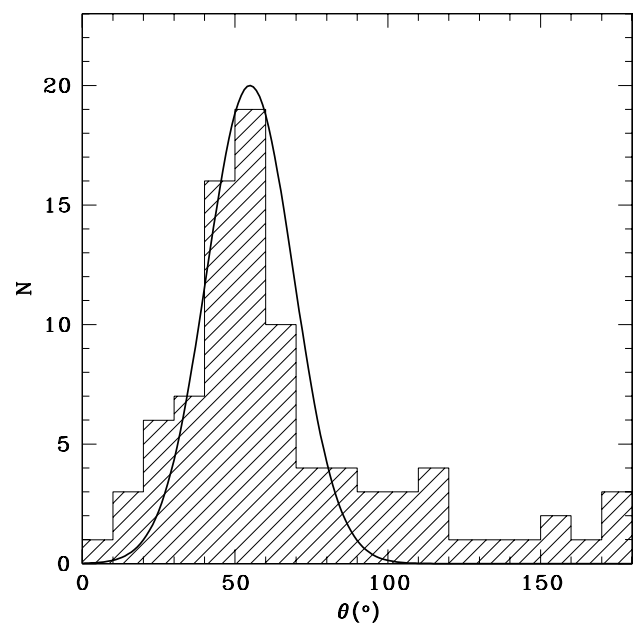
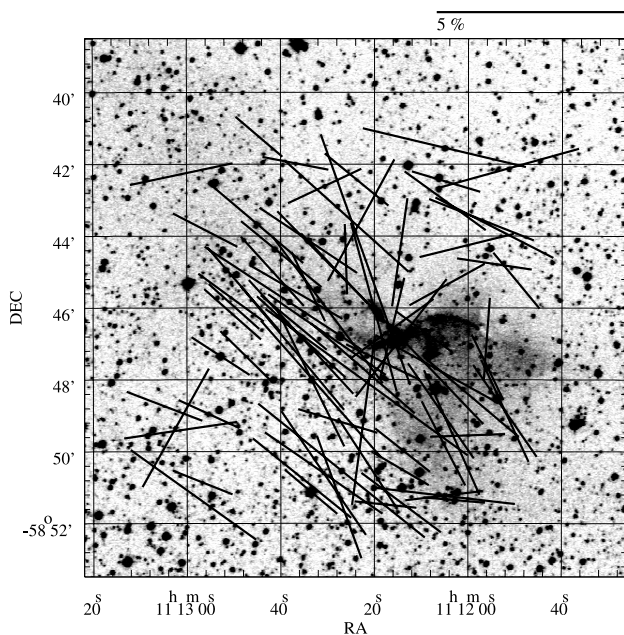


FIG. 3.—Same as Fig. 2, but for stars with $P/\sigma_P > 5$ and $P > 1.5\%$.

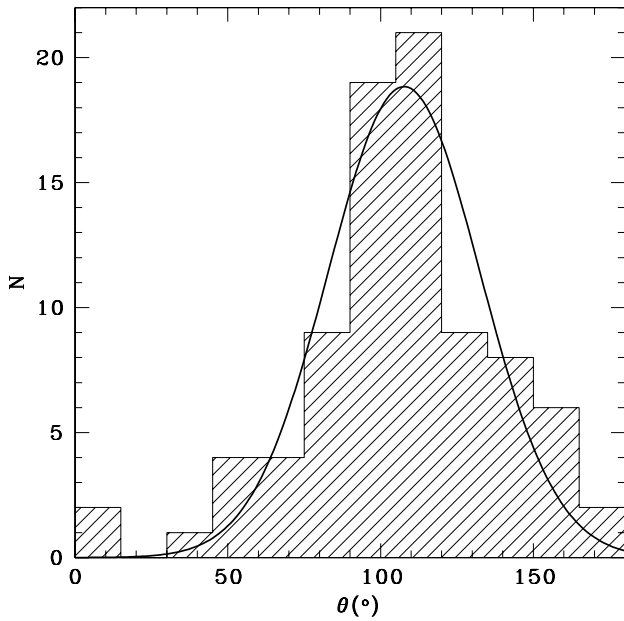


FIG. 4.—Number distribution of the position angle of the polarization for objects in the Heiles (2000) catalog within a $5^\circ \times 5^\circ$ field of view centered at HH 135 and with $P/\sigma_p > 3$. A Gaussian fit is also shown; see Table 1 for the parameters.

(85 objects). The number distribution of the position angles and a Gaussian fit are shown in Figure 4. The Gaussian parameters are presented in Table 1 (fourth row). In spite of the larger dispersion, the mean position angle of Heiles' objects compares well with that of our suggested foreground component. The mean polarization magnitude of Heiles' objects is 1%, which is also consistent with our data. These results corroborate the supposition that the population with a mean angle around 100° corresponds to the large-scale, and probably foreground, ISM.

Another way to constrain the origin of each population is to determine the behavior of the polarization with distance, which, however, cannot be properly estimated with our data. From a statistical point of view, a faint object is generally farther than a bright one. So, an alternative, but limited, approach is to check the polarization dependence on magnitude. Figure 5 shows that the polarization tends to increase with magnitude. This corroborates our hypothesis that the larger polarization values are associated with objects at larger distances.

The above discussion gives us confidence that the small polarization component is associated with the foreground ISM in the direction of the HH pair. Consequently, we should subtract this component from the observations to obtain the interstellar polarization produced by aligned dust *in* the star-forming region. To estimate a value for the foreground component we have averaged the polarization of the objects with observed polarization smaller than 1.5%. This totals 212 objects with a mean polarization of $0.59\% \pm 0.36\%$ at 93.4° (the quoted error is the standard deviation of the distribution). This value was subtracted from our sample of 303 objects. (We would like to note that all the arithmetic has been done using the Stokes parameters Q and U .) The number distribution of θ for objects with $P/\sigma_p > 3$ is plotted in Figure 6. The parameters of the Gaussian fit are shown in the second row of Table 1. This distribution, which should represent the magnetic field orientation in the HH 135/HH 136 region, is similar to the uncorrected distribution but not the same. The mean position angle is $41.9^\circ \pm 1.2^\circ$.

The direction of the interstellar magnetic field found above can be compared with the geometry of the YSO, in particular

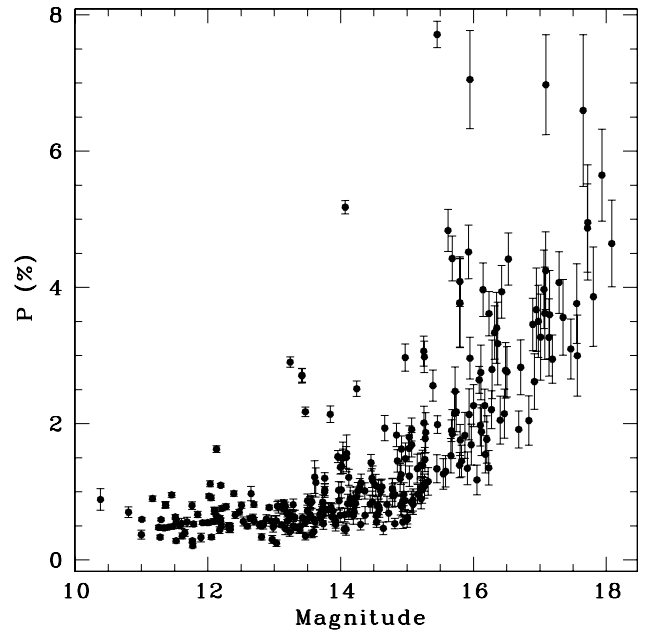


FIG. 5.—R-band polarization vs. magnitude for objects with $P/\sigma_p > 5$.

with the outflow direction. The jet position angle (from north to east in equatorial coordinates) has been estimated using the line joining IRAS 11101–5829 and given line-emitting knots: HH 135 and HH 136-A, B, D, and H. There are other knots, but their emission occurs mainly in the continuum, so they could not trace the jet. The adopted position angle for HH 136 is the average of its four knots. The resulting position angles are 40.0° for HH 135 and $37.9^\circ \pm 0.2^\circ$ for HH 136. Therefore, the component of the interstellar magnetic field in the plane of the sky ($\approx 42^\circ$) and the YSO outflow are approximately parallel.

An interstellar magnetic field aligned with the jet is the best configuration for the propagation of the outflow in the ISM, as

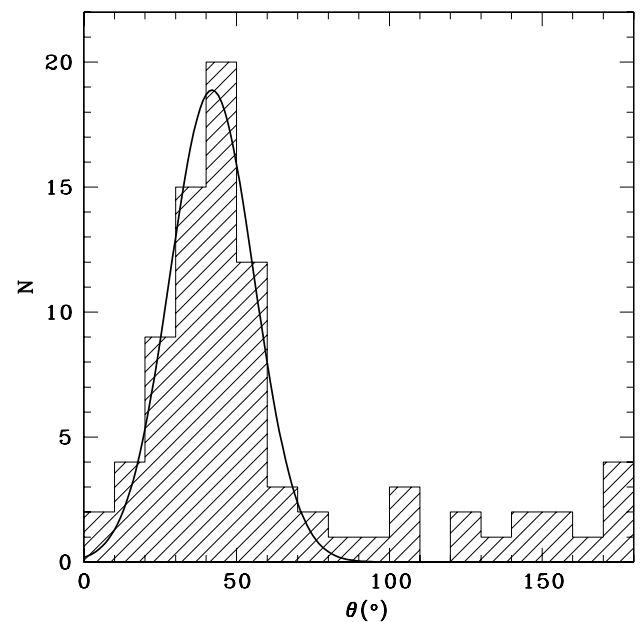


FIG. 6.—Number distribution of the position angle of the intrinsic polarization for objects in the line of sight to HH 135/HH 136 with $P/\sigma_p > 3$ after the foreground polarization subtraction. A Gaussian fit is also shown; see Table 1 for the parameters.

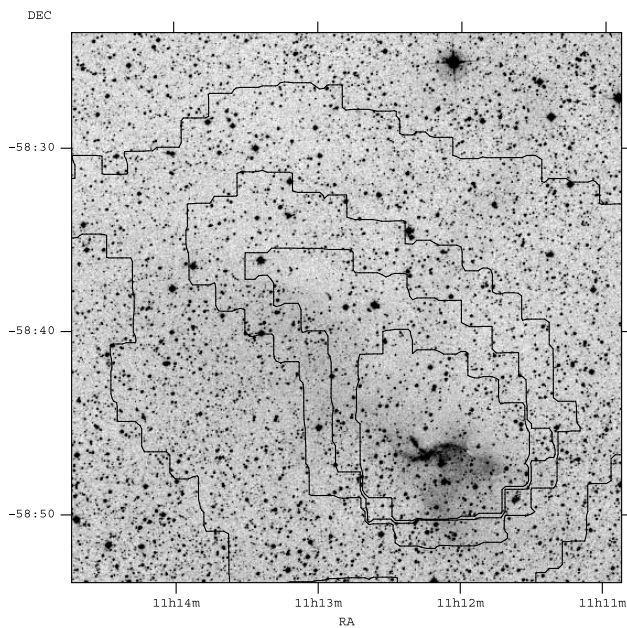


FIG. 7.—DSS2 Red view of a $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ region centered on DCld 290.4+01.9. The contour plot of $100\ \mu\text{m}$ *IRAS* is seen superposed. The epoch of the coordinates is J2000.0.

recently demonstrated by De Colle & Raga (2005). These authors conducted two-dimensional numerical simulations of clumps (which, in their models, represent time-dependent ejection from YSOs) propagating in a magnetized ISM. They found that jets moving parallel to the ambient magnetic field can propagate to much longer distances when compared with those that propagate perpendicular to the magnetic field. They claim that this could explain the correlation found by Ménard & Duchêne (2004) for classical T Tauri stars; namely, the bright and long jets tend to be parallel to the interstellar magnetic fields. The jet associated with HH 135/HH 136 has a projected size of approximately 0.5 pc and high luminosity, so in this object we could be seeing the effect of a parallel interstellar magnetic field keeping the jet. On the other hand, Chrysostomou et al. (2007) have found evidence of a helical magnetic field in the outflow of HH 135/HH 136 based on infrared circular polarization, which can also have a role in collimating the jet. The present evidence, however, cannot state unambiguously which magnetic configuration is predominantly acting as the main large-scale collimating mechanism in this high-mass YSO.

The emission lines of H_2 and $[\text{Fe II}]$ in HH 135/HH 136 indicate a fast, dissociative J-type shock (Gredel 2006). It is evidenced by the different space distributions of these emissions. In a J-type shock, the transverse (relative to the propagation direction) magnetic field is small. So the magnetic field direction inferred from our large-scale measurements may be similar to that in the ISM in which the shock propagates. However, we should again recall a possible helicoidal field in the outflow (Chrysostomou et al. 2007), which would produce a C-type shock or a J-type shock with precursors. More observations in order to constrain the detailed shock physical conditions—for instance, the $\text{H}_2\ v = 0$ transitions—may be helpful in disentangling the magnetic field geometry in the outflow region.

We could also ask whether the geometry of DCld 290.4+01.9 has some correlation with the magnetic field. Figure 7 shows a $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ DSS2 Red image centered at DCld 290.4+01.9. The lines represent the contour plot of the flux at $100\ \mu\text{m}$ from *IRAS*. HH 135/HH 136 can be seen in the lower right quadrant, north-

east of the H II region BBW 47. The denser portion of the cloud, as illustrated by the obscuration at optical wavelengths and dust emission at infrared, seems to be elongated in the northeast-southwest direction. If this is true, the interstellar magnetic field, the HH outflow, and the cloud elongation are all nearly parallel. This configuration is similar to what occurs in Lynds 1641 (Vrba et al. 1988).

3.2. Magnetic Field Strength

The strength of the magnetic field in the plane of the sky B can be estimated using

$$B = (4\pi\rho)^{1/2} \frac{v}{\Delta\theta_B}, \quad (1)$$

where ρ is the mass density of the ISM, v is the one-dimensional turbulent velocity, and $\Delta\theta_B$ is the dispersion of the magnetic field direction. This expression was proposed by Chandrasekhar & Fermi (1953) and relies on the equipartition of turbulent kinetic and magnetic energies and isotropy of the motions in the medium. The overall idea behind this formula is still accepted (Heitsch 2005), notwithstanding different effects that could lead the above equation to not be the best estimate of the actual field: large fluctuations of the magnetic field amplitude, the action of nonmagnetic forces on the gas, and inhomogeneity of the interstellar material (Zweibel 1996). Recent numerical simulations of polarimetric maps of molecular clouds indicate that this formula overestimates the magnetic field by a factor of 2 (Ostriker et al. 2001; Padoan et al. 2001; Heitsch et al. 2001; Heitsch 2005; Matsumoto et al. 2006).

The value of $\Delta\theta_B$ in the star formation region can be estimated by the standard deviation of the fitted Gaussian to the number distribution of the position angle of the intrinsic polarization (see the second row of Table 1). This number is, however, an overestimate of the dispersion of the magnetic field direction, since it includes the observational error associated with the θ measurement. Following the procedure suggested by Pereyra & Magalhães (2005), we obtain a $\Delta\theta_B$ value of 13.3° . The turbulent velocity was considered to be that of the dark cloud, measured by Otrupcek et al. (2000) as $1\ \text{km s}^{-1}$. A total mass density of $1.4 \times 10^{-20}\ \text{g cm}^{-3}$ has been estimated from the number density of H_2 presented in Zinchenko et al. (1995), which was based on CS($J = 2-1$) measurements near the *IRAS* source. Considering a factor of 0.5 applied to equation (1), as discussed above, we obtain an interstellar magnetic field strength of $90\ \mu\text{G}$. However, we would like to note that this value should be interpreted as the order of magnitude of the field. The reason is twofold. On the one hand, the observational values used in the magnetic field calculation have their own uncertainties. On the other hand, the values of the mass density, magnetic field dispersion, and turbulent velocity could be tracing different portions of the ISM. Heitsch (2005) obtained that a single estimation of B with the above procedure can be in error by a factor of 7. In addition, we would like to note that the above estimate of B should be associated with the large-scale ISM around HH 135/HH 136, not with the outflow region. This value is larger than that measured in the diffuse ISM of a few microgauss, but it is in the range obtained for star-forming regions (see, e.g., Gonatas et al. 1990; Chrysostomou et al. 1994).

Recently, Matsumoto et al. (2006) have studied the alignment of outflows with magnetic fields in cloud cores through numerical simulations. They found that the outflow tends to be aligned with the large-scale ($>5000\ \text{AU}$) magnetic field if the magnetic field *in the core* is larger than $80\ \mu\text{G}$. Our above estimate of $90\ \mu\text{G}$

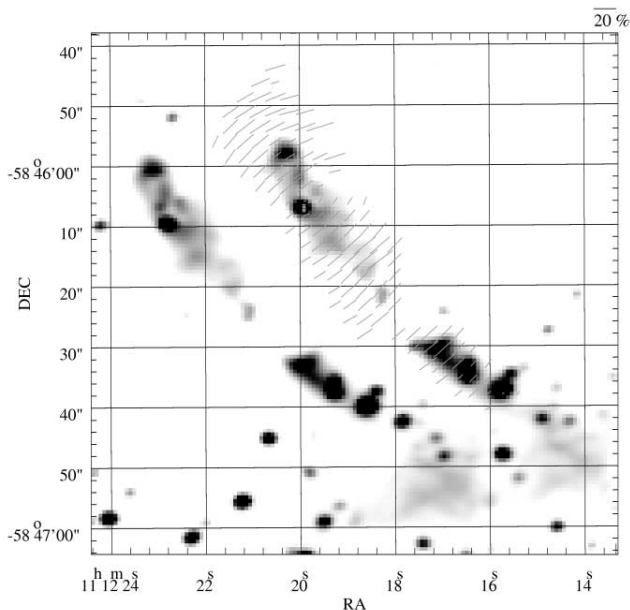


FIG. 8.—*R*-band imaging polarimetry of HH 135/HH 136. Only measurements with $P/\sigma_P > 10$ are shown. The polarization vectors, whose scale is presented in the top right corner, are superposed on our image. The two images correspond to the ordinary and extraordinary beams separated by the calcite block. The gray rectangle marks the most likely position of the illumination source. The coordinate scale is with respect to the right image and the vectors. The epoch is J2000.0.

may be interpreted as the strength in the dark cloud, i.e., the initial magnetic field before the collapse (the B_0 of Matsumoto et al. 2006). So the enhanced magnetic field in the collapsing core that originated the YSO has probably exceeded the limiting value of $80 \mu\text{G}$, making it plausible that in this region the geometry of the magnetic field in the original cloud determined the direction of the YSO outflow.

3.3. Imaging Linear Polarimetry of HH 135/HH 136

Figure 8 shows the imaging linear polarimetry of the emission nebula associated with HH 135/HH 136. The background image is from our data: the object is seen twice because of the beam splitting produced by the calcite block. Only measurements with $P/\sigma_P > 10$ are plotted. The vectors' sizes show that the polarization can be as high as 30%. The position angles define a clear centrosymmetric pattern, typical of scattering, whose center has been calculated and coincides with knot HH 136-E (following the denomination of Ogura & Walsh 1992). From north to south, this knot is the second bright source in our image. The centers calculated using the data over the HH 135 region or the HH 136 region are the same.

HH 136-E is the brightest point in the *R*-band image, having a magnitude of 14.37 mag. Knot B, the second brightest, has a magnitude of 14.78 mag, which corresponds to a flux 30% smaller than knot E. In both estimates we have used an aperture radius of 3 pixels ($=1.8''$).

Our imaging *R*-band polarimetry indicates HH 136-E as the illuminating center of the scattering pattern, so it is unequivocally associated with the region. Previous *K*-band polarimetry of the same region (Tamura et al. 1997) also shows a centrosymmetric pattern, but with a center coincident with IRAS 11101–5829. The dominant source in the infrared region is NIRS 17 (Tamura et al. 1997; see also Fig. 5 of Gredel 2006), which is coincident with knot J. They suggested that the *IRAS* source is obscured from our view by an optically thick disk, which is evidenced by

the “polarization disk,” but illuminates the associated nebula through the optically thinner pole.

The optical depth of a dusty medium grows from infrared to optical wavelengths. Therefore, in the *R* band, the disk around the *IRAS* source can be optically thick even at its pole, thus preventing any flux from escaping. This could explain why IRAS 11101–5829 is not the source of the optical light being scattered in the nebula. However, the nature of knot E remains an open question.

HH 136-E is the brightest *R*-band source in the outflow region and is associated with the infrared source NIRS 9, whose infrared colors are consistent with a pre-main-sequence object (Tamura et al. 1997). It has a very strong optical and infrared continuum, with [S II], H_2 , and [Fe II] emission being practically absent (Gredel 2006; Ogura & Walsh 1992). This makes a Herbig-Haro nature quite improbable. In spite of the suggestion from Schmidt plates that knot E has important $\text{H}\alpha$ emission, no slit spectroscopy at its exact position has been done. The spectral energy distribution (SED) of the knots HH 136-A, HH 136-B, HH 136-E, and HH 135 can be done using DENIS⁶ and 2MASS (Cutri et al. 2003) data and our photometry. None of these sources are detected in longer wavelengths. The SED of knot E has a rising slope from the *I* to the *K* band. A blackbody fit to this curve provides a bolometric luminosity of $\approx 4 L_\odot$, which would correspond to a ZAMS star of $\approx 2 M_\odot$.

To explain the nontrivial radial velocity structure of the emission knots, and considering a common exciting source for HH 135 and HH 136 as indicated by previous *K*-band polarimetry, Ogura et al. (1998) have proposed a scenario in which one of the jets from the exciting source is deflected by a nearby molecular cloud. The region of zero velocity is located around knots D, E, F, and G (Fig. 9; see also Fig. 7 of Ogura & Walsh 1992). In this region there is also a slight increase of the ^{12}CO antenna temperature (Ogura et al. 1998). In addition, there is an *MSX* source between knots F and G, which could represent the point of collision. So another possible explanation of the nature of knot E would be as the point at which the jet collides with the molecular cloud.

A spectroscopic analysis of knot E, as well as a detailed velocity study of the whole complex, can probably shed some light on what is going on in this region and on the true nature of this object.

3.4. Spectral Energy Distribution of IRAS 11101–5829

Figure 10 shows the SED of IRAS 11101–5829 based on literature data (see the figure legend for references). To estimate the bolometric luminosity of IRAS 11101–5829 we integrate a cubic spline to its SED, which provides a value of $1.32 \times 10^4 L_\odot$ at a distance of 2.7 kpc. This is in agreement with previous estimates from Ogura & Walsh (1992) of $1.39 \times 10^4 L_\odot$ and from Walsh et al. (1997) of $1.59 \times 10^4 L_\odot$. Both of them are based on *IRAS* data, but consider different corrections. The above luminosity can be used to constrain the stellar mass. Using the massive star evolutionary tracks of Bernasconi & Maeder (1996) for $Z = 0.02$, we estimate an interval of 11–25 M_\odot for the mass of the central object. The higher masses are obtained if the object is very young, with a convective envelope.

The SED of an embedded source contains more information than just the luminosity of the central object. It results from the reprocessing of the stellar flux in the circumstellar environment. To exploit this aspect, we have used the recently available grid of models of Robitaille et al. (2006) to reproduce the observed

⁶ VizieR Online Data Catalog, B/denis (N. Epchtein et al., 2005).

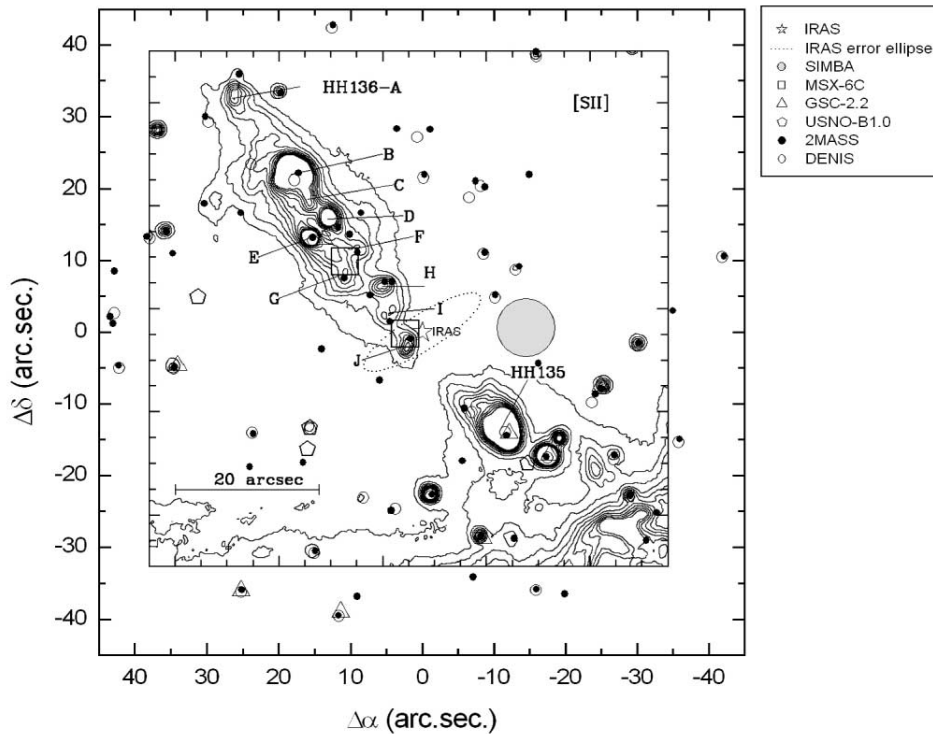


FIG. 9.—Different wavelength sources in the region of HH 135/HH 136. The contour plot is the [S II] image (continuum included) from Gredel (2006). We use different symbols to represent the data origin: see the legend at left.

SED of IRAS 11101–5829. We have concentrated on models whose parameters are as follows:

1. Luminosity $1.0 \times 10^4 L_{\odot} < L < 1.4 \times 10^4 L_{\odot}$; see discussion above.
2. Mass, $11 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot}$; see discussion above.
3. Inclination $i = 81.4^{\circ}$. Following Ogura et al. (1998) we consider that the jets make an angle with the plane of the sky of $\approx 5^{\circ}$ and that the disk is perpendicular to the jets. Among the in-

clinations provided by Robitaille et al. (2006) we chose this value as a good approximation to IRAS 11101–5829.

4. Aperture = 100,000 AU. At a distance of 2.7 kpc, this corresponds to $37''$. This is the largest aperture provided by the models. We have used it to approximate the angular resolution of *IRAS* at $\approx 90''$.

We then have 307 models that have been visually inspected. In doing this, we have selected the best 41 models for which we have calculated χ^2 values. We found that models 3020025 and 3007152 produced the smallest χ^2 values. Table 2 shows the parameters of the models; we ask the reader to see a complete description of them in Robitaille et al. (2006). This simple modeling provides a object with a mass of $\approx 13 M_{\odot}$, which puts the YSO near the ZAMS, with an age of 10^6 yr.

The above result is unexpected considering the presence of jets that are typical of a younger object. To discuss this issue, we would like to initially recall optical knot *J* (=NIRS 17). It is located $1.8''$ from the IRAS 11101–5829 center position. However, the error ellipse of this source is $19'' \times 5''$, so it includes the optical/infrared source (see Fig. 9). In the infrared and optical, the knot emission is dominated by a strong continuum and does not have [S II] emission lines (Ogura & Walsh 1992; Gredel 2006). So a Herbig-Haro nature appears to be ruled out. On the other hand, the SED presents two maxima, in ≈ 60 and $\approx 2 \mu\text{m}$. The above modeling has implicitly assumed that its near-infrared portion is caused by the circumstellar disk emission in the observer direction, and therefore, it should have the same center position as the far-infrared emission. This might not be the case for HH 135/HH 136. As proposed by Tamura et al. (1997), a possible geometry is one in which the near-infrared YSO emission (produced in disk) is obscured from the observer's direct view but can flow from the pole and illuminate the nebular material in the jet region. We propose that the near-infrared SED (knot *J*) is

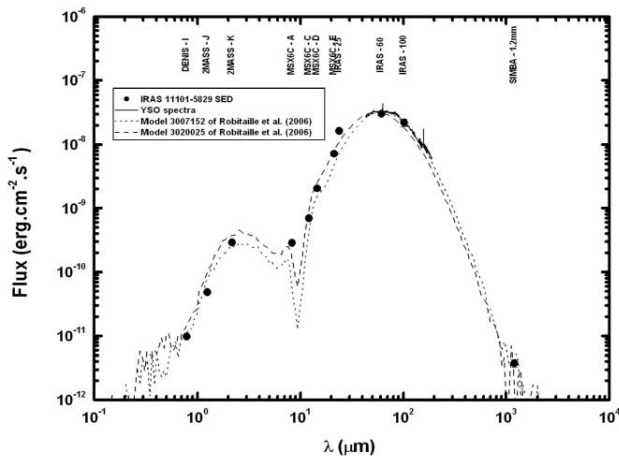


FIG. 10.—SED of IRAS 11101–5829. The observational data are from the following resources: DENIS, VizieR Online Data Catalog, B/denis (N. Epchtein et al., 2005); 2MASS, Cutri et al. (2003); *MSX*, VizieR Online Data Catalog, 5114 (M. P. Egan et al., 2003); *IRAS*, Beichman et al. (1988); SIMBA, Hill et al. (2005); *ISO*, spectrum from the *ISO* data archive (<http://www.iso.vilspa.esa.es/ida/index.html>). The dotted and dashed lines represent two models from Robitaille et al. (2006; see text for details).

TABLE 2
PARAMETERS OF ROBITAILLE ET AL. (2006) MODELS THAT BEST FIT
THE IRAS 11101–5829 SED

PARAMETER DESCRIPTION	VALUE	
	Model 3007152	Model 3020025
Stellar mass (M_{\odot})	12.87	13.01
Stellar radius (R_{\odot}).....	4.47	4.49
Stellar temperature (K).....	29,390	29,545
Envelope accretion rate ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$).....	1.04×10^{-3}	6.71×10^{-4}
Envelope outer radius (AU).....	1.00×10^5	1.00×10^5
Cavity angle (deg)	31.8	29.4
Disk mass (M_{\odot}).....	3.64×10^{-2}	1.69×10^{-2}
Disk outer radius (AU)	86.6	159
Disk inner radius (R_{\odot}).....	1.00	1.00
Disk inner radius (AU)	9.51	9.53
Scale height factor	0.837	0.996
Disk flaring power	1.073	1.104
Cavity density (cgs).....	1.25×10^{-20}	1.12×10^{-20}
Ambient density (cgs).....	6.09×10^{-21}	6.54×10^{-21}
Disk accretion rate ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$).....	5.72×10^{-6}	7.04×10^{-7}
Total $A(V)$ along line of sight.....	4.90×10^3	0.99×10^3
Total luminosity (L_{\odot}).....	1.38×10^4	1.38×10^4
Disk scale height at 100 AU.....	6.84	8.77

the YSO reflected light in the pole cavity, as seen in HH 46 (Dopita 1978). In such a case, if the YSO emission were isotropic, knot J would trace the YSO's SED. However, we should recall that the YSO emits anisotropically. Supposing the adopted inclination is correct, knot J should receive the emission from a smaller inclination, which has a larger near-infrared component. So the SED for an inclination of $\approx 81^{\circ}$, as seen from a direct view, should have smaller fluxes at these wavelengths. This would result in models having the properties of a more embedded, consequently younger object. To do a proper modeling it would be necessary to know the three-dimensional configuration of knot J and the YSO.

4. CONCLUSIONS

We have presented optical linear polarimetry of HH 135/HH 136 and the nearby ISM. Our main results are listed below.

1. The polarization of stars mapping the magnetic field in the star-forming region is nearly parallel to the Herbig Haro outflow. We suggest that the elongation of DC1d 290.4+01.9 is also parallel to the magnetic field.

2. We estimate the interstellar magnetic field strength as being of order $90 \mu\text{G}$.

3. The interstellar magnetic field direction and magnitude are adequate to play a role in determining the outflow direction and keeping the jet collimation. However, a collimation by a helicoidal magnetic field in the jet region is not discarded.

4. The *R*-band nebula associated with the HH pair has a clear reflection pattern whose center is the knot HH 136-E. It seems to be a star, but its nature could not be securely determined and deserves more observational effort.

5. A simple modeling of the IRAS 11101–5829 SED indicates a mass of $13 M_{\odot}$ and an age of 1 Myr, which is inconsistent with the presence of jets in the object. A less evolved stage might be found if knot J is assumed to be produced by the reflection of YSO light in the surrounding material.

C. V. R. would like to thank J. W. Vilas-Boas for fruitful discussions. We acknowledge the use of the USNOFS Image and Catalogue Archive operated by the United States Naval Observatory, Flagstaff Station (<http://www.nofs.navy.mil/data/fchpix/>); the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France; the VizieR catalog access tool, CDS, Strasbourg, France; the NASA Astrophysics Data System service; and NASA's SkyView facility (<http://skyview.gsfc.nasa.gov>) located at the NASA Goddard Space Flight Center. Use of the images in Figures 2, 3, and 7 is courtesy of the UK Schmidt Telescope (copyright of which is owned by the Particle Physics and Astronomy Research Council of the UK and the Anglo-Australian Telescope Board) and the Digitized Sky Survey created by the Space Telescope Science Institute, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., for NASA, and is reproduced here with permission from the Royal Observatory Edinburgh. This work was partially supported by Fapesp (C. V. R., proc. 2001/12589-1).

REFERENCES

- Bastien, P., Drissen, L., Ménard, F., Moffat, A. F. J., Robert, C., & St-Louis, N. 1988, *AJ*, 95, 900
- Beichman, C. A., Neugebauer, G., Habing, H. J., Clegg, P. E., & Chester, T. J. 1988, *IRAS Catalogs and Atlases*, Vol. 1 (Pasadena: Caltech)
- Bernasconi, P. A., & Maeder, A. 1996, *A&A*, 307, 829
- Brand, J., Blitz, L., & Wouterloot, J. G. A. 1986, *A&AS*, 65, 537
- Braz, M. A., Gregorio-Hetem, J. C., Scalise, E., Jr., Monteiro Do Vale, J. L., & Gaylard, M. 1989, *A&AS*, 77, 465
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., & May, J. 1996, *A&AS*, 115, 81
- Brooks, K. J., Garay, G., Mardones, D., & Bronfman, L. 2003, *ApJ*, 594, L131
- Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, *ApJ*, 118, 113
- Chrysostomou, A., Hough, J. H., Burton, M. G., & Tamura, M. 1994, *MNRAS*, 268, 325
- Chrysostomou, A., Lucas, P. W., Hough, J. H., & Tamura, M. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press), 8147
- Cutri, R. M., et al. 2003, The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog (Greenbelt: NASA), <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>
- Davis, C. J., Varricatt, W. P., Todd, S. P., & Ramsay Howat, S. K. 2004, *A&A*, 425, 981
- Davis, L., & Greenstein, J. L. 1951, *ApJ*, 114, 206
- De Colle, F., & Raga, A. C. 2005, *MNRAS*, 359, 164
- Dopita, A. 1978, *A&A*, 63, 237
- Dutra, C. M., Bica, E., Soares, J., & Barbuy, B. 2003, *A&A*, 400, 533
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *A&A*, 453, 785
- Gonatas, D. P., et al. 1990, *ApJ*, 357, 132
- Gredel, R. 2006, *A&A*, 457, 157
- Hartley, M., Manchester, R. N., Smith, R. M., Tritton, S. B., & Goss, W. M. 1986, *A&AS*, 63, 27
- Heiles, C. 2000, *AJ*, 119, 923
- Heitsch, F. 2005, in *ASP Conf. Ser. 343, Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions*, ed. A. Adamson (San Francisco: ASP), 166
- Heitsch, F., Zweibel, E. G., Mac Low, M.-M., Li, P., & Norman, M. L. 2001, *ApJ*, 561, 800
- Hill, T., Burton, M. G., Minier, V., Thompson, M. A., Walsh, A. J., Hunt-Cunningham, M., & Garay, G. 2005, *MNRAS*, 363, 405
- Lazarian, A. 2003, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 79, 881
- Magalhães, A. M., Benedetti, E., & Roland, E. 1984, *PASP*, 96, 383
- Magalhães, A. M., Rodrigues, C. V., Margoniner, V. E., Pereyra, A., & Heathcote, S. 1996, in *ASP Conf. Ser. 97, Polarimetry of the Interstellar Medium*, ed. W. G. Roberge & D. C. B. Whittet (San Francisco: ASP), 118
- Martí, J., Rodríguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, *ApJ*, 416, 208
- Matsumoto, T., Nakazato, T., & Tomisaka, K. 2006, *ApJ*, 637, L105
- Ménard, F., & Duchêne, G. 2004, *A&A*, 425, 973
- Ogura, K., Nakano, M., Sugitani, K., & Liljeström, T. 1998, *A&A*, 338, 576
- Ogura, K., & Walsh, J. R. 1992, *ApJ*, 400, 248
- Ostriker, E. C., Stone, J. M., & Gamie, C. F. 2001, *ApJ*, 546, 980
- Otrupcek, R. E., Hartley, M., & Wang, J.-S. 2000, *Publ. Astron. Soc. Australia*, 17, 92
- Padoan, P., Goodman, A., Draine, B. T., Juvella, M., Nordlund, Å., & Rögnvaldsson, Ö. E. 2001, *ApJ*, 559, 1005
- Pereyra, A. 2000, Ph.D. thesis, Univ. São Paulo

- Pereyra, A., & Magalhães, A. M. 2005, in *Magnetic Fields in the Universe*, ed. E. M. de Gouveia dal Pino, G. Lugones, & A. Lazarian (Melville: AIP), 743
- Pirola, V. 1973, *A&A*, 27, 383
- Purcell, E. M., & Spitzer, L. J. 1971, *ApJ*, 167, 31
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., Wood, K., & Denzmore, P. 2006, *ApJS*, 167, 256
- Serkowski, K., Mathewson, D. L., & Ford, V. L. 1975, *ApJ*, 196, 261
- Shang, H., Li, Z.-Y., & Hirano, N. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press), 261
- Tamura, M., Hough, J. H., Chrysostomou, A., Itoh, Y., Murakawa, K., & Bailey, J. A. 1997, *MNRAS*, 287, 894
- Te Lintel Hekkert, P., & Chapman, J. M. 1996, *A&AS*, 119, 459
- Turnshek, D. A., Bohlin, R. C., Williamson, R. L., II, Lupie, O. L., Koornneef, J., & Morgan, D. H. 1990, *AJ*, 99, 1243
- Vrba, F. J., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1988, *AJ*, 96, 680
- Walsh, A. J., Hyland, A. R., Robinson, G., & Burton, M. G. 1997, *MNRAS*, 291, 261
- Zinchenko, I., Mattila, K., & Toriseva, M. 1995, *A&AS*, 111, 95
- Zweibel, E. G. 1996, in *ASP Conf. Ser. 97, Polarimetry of the Interstellar Medium*, ed. W. G. Roberge & D. C. B. Whittet (San Francisco: ASP), 486

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programa de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

Pré-publicações (PRE)

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