

Université de Montréal

Variations polarimétriques d'étoiles binaires jeunes

par

Nadine Manset

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Avril, 2000

©Nadine Manset, 2000



QC
3
U54
2000
v.012
t.1

Document number 1000

Document number 1000

Document number 1000

Document number 1000

Document number 1000



Document number 1000

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Variations polarimétriques d'étoiles binaires jeunes

présentée par:

Nadine Manset

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis,	président-rapporteur
Daniel Nadeau,	remplaçant de N. St-Louis
Pierre Bastien,	directeur de recherche
Claude Carignan,	membre du jury
Kenneth Nordsieck,	examineur externe
Anthony Moffat,	représentant de K. Nordsieck
Jean Meunier,	représentant du doyen

Thèse acceptée le:

Sommaire

Cette recherche concerne des étoiles jeunes (ou pré-série principale) formant des systèmes binaires à très courtes périodes (inférieures à environ 50 jours). Le but ultime de cette thèse est de trouver l'inclinaison orbitale de ces systèmes binaires, à l'aide de laquelle il devient alors possible de déduire, en utilisant des mesures de vitesses radiales, les masses absolues des étoiles. Ces masses peuvent ensuite être comparées aux prédictions théoriques de formation de systèmes stellaires multiples, et aux masses calculées pour ces étoiles à partir de modèles évolutifs, permettant ainsi de tester plusieurs théories et modèles existants.

Des modèles analytiques, en particulier le modèle "BME", ont été développés pour trouver l'inclinaison orbitale de systèmes binaires à partir d'observations des variations polarimétriques périodiques causées par le mouvement orbital circulaire de deux étoiles entourées d'enveloppes constituées d'électrons.

Deux douzaines d'étoiles binaires jeunes à courtes périodes, la presque totalité de ce type d'objets observables de l'Hémisphère Nord, ont donc été sélectionnées et observées entre 1994 et 1999 à l'Observatoire Astronomique du Mont Mégantic (QC) à l'aide du polarimètre *La Belle et La Bête*. Ces données constituent les premières courbes polarimétriques jamais obtenues pour ce type d'étoiles.

Cependant, les conditions qui prévalent dans les systèmes binaires jeunes sont différentes de celles étudiées par les modèles analytiques. Les étoiles jeunes sont entourées de grains de poussière et non d'électrons; ces deux diffuseurs ont des propriétés polarisantes différentes. De plus, la plupart des étoiles binaires jeunes ont des orbites excentriques, et non circulaires. Certaines modifications au

modèle BME ont été déjà effectuées, mais aucune ne tient compte à la fois de la diffusion sur des grains de poussière et des orbites excentriques. Par conséquent, le modèle BME ne peut pas *a priori* être utilisé.

Des simulations numériques ont alors été entreprises pour voir si le modèle fonctionne quand même dans le cas de la diffusion sur des grains de poussière et des orbites excentriques. Heureusement, c'est généralement le cas, à l'intérieur de certaines limites. Ces simulations ont également permis de comprendre quels paramètres (inclinaison ou excentricité orbitale, géométrie de l'enveloppe circuminaire, etc.) influencent le niveau et l'amplitude des variations polarimétriques. Par contre, ces simulations ont montré que, pour pouvoir utiliser le modèle BME, les données doivent être de très bonne qualité, avec des erreurs d'observation faibles, des variations amples et surtout avec peu de bruit (peu de dispersion autour de la courbe moyenne).

Les observations polarimétriques effectuées ont montré que certaines étoiles jeunes présentent des variations périodiques, ce qui n'avait jamais été observé auparavant. Plusieurs caractéristiques de ces courbes polarimétriques (amplitude, présence de variations simplement et doublement périodiques) peuvent être directement reliées aux résultats obtenus des simulations numériques, par exemple à l'excentricité orbitale. De plus, les variations sont en général moins claires et moins prononcées que pour les objets étudiés jusqu'ici (étoiles chaudes ou évoluées), probablement à cause de la nature des diffuseurs (poussières) et à leur distribution spatiale. Les modulations sont également entachées de variations non-périodiques qui rajoutent du bruit, rendant l'utilisation du modèle BME plus difficile. Une solution possible consiste à obtenir les données sur un court intervalle de temps (une à quatre semaines) pour s'affranchir des modifications à la surface des étoiles (taches, accréation) et dans le milieu circumstellaire (apparition, disparition et mouvement de condensations) qui sont en partie responsables des variations non-périodiques indésirables.

Table des matières

Sommaire	iii
Table des matières	v
Liste des tableaux	xviii
Liste des figures	xxiv
Liste des abréviations	xxx
Chapitre 1: Polarisation de la lumière	1
1.1 La polarisation de la lumière	1
1.2 Les paramètres de Stokes	3
1.3 Vecteurs de Stokes pour certains états simples de polarisation	6
1.4 Polarisation linéaire exprimée dans le plan du ciel	7
1.5 Les matrices de Mueller	8
1.6 Mécanismes de polarisation	9
1.6.1 Diffusion de Thomson	11
1.6.2 Diffusion de Mie	12
Bibliographie	17

Chapitre 2: <i>La Belle et la Bête</i>: le polarimètre de l'Université de Montréal	18
2.1 Description de l'instrument	18
2.1.1 Optique	20
2.1.1.1 Matrice de Mueller du prisme de Wollaston	23
2.1.1.2 Matrices de Mueller des retardateurs	25
2.1.1.3 Analyse de l'optique par matrices de Mueller	27
2.1.1.4 Détails des calculs de polarisation linéaire	30
2.1.2 Mécanique et électronique	33
2.1.3 Programme de contrôle et d'acquisition des données	35
2.2 Performances	37
2.2.1 Efficacité de mesure de la polarisation	37
2.2.2 Réglage de la tension de la cellule de Pockels	38
2.2.3 Stabilité du chauffage de la cellule de Pockels	40
2.2.4 Bruit de fond et rapport signal/bruit	42
2.2.5 Temps d'intégration	42
2.2.6 Stabilité des mesures de polarisation	44
2.3 Points forts et points faibles	46
2.3.1 Points forts	47
2.3.2 Points faibles	49

2.4 Projets menés avec <i>La Belle et la Bête</i>	50
2.4.1 Géométrie des enveloppes circumstellaires des étoiles évoluées	51
2.4.1.1 Présentation du projet	51
2.4.1.2 Utilisation de <i>La Belle et La Bête</i>	52
2.4.1.3 Aperçu des résultats	52
2.4.2 Etoiles magnétiques des types Ap et Bp	53
2.4.2.1 Présentation du projet	53
2.4.2.2 Utilisation de <i>La Belle et La Bête</i>	53
2.4.2.3 Aperçu des résultats	54
2.4.3 Comètes Hyakutake et Hale-Bopp	54
2.4.3.1 Présentation du projet	54
2.4.3.2 Utilisation de <i>La Belle et La Bête</i>	55
2.4.3.3 Aperçu des résultats	56
2.4.4 Etoiles variables cataclysmiques	57
2.4.4.1 Présentation du projet	57
2.4.4.2 Utilisation de <i>La Belle et La Bête</i>	58
2.4.4.3 Aperçu des résultats	58
2.4.5 Polarimétrie du milieu interstellaire	59
2.4.5.1 Présentation du projet	59

2.4.5.2	Utilisation de <i>La Belle et La Bête</i>	59
2.4.5.3	Aperçu des résultats	60
2.5	Améliorations possibles de l'instrument	60
Bibliographie		62
Chapitre 3: Formation et caractéristiques des étoiles jeunes simples et multiples		64
3.1	Rappels historiques	64
3.2	Formation des étoiles jeunes	65
3.2.1	Nuages moléculaires	65
3.2.2	Effondrement des nuages moléculaires	66
3.2.3	Proto-étoiles	66
3.2.4	Vents, jets et flots	68
3.3	Caractéristiques des étoiles jeunes	68
3.3.1	Etoiles T Tauri (ETT)	69
3.3.1.1	Etoiles T Tauri classiques (ETTC)	70
3.3.1.2	Etoiles T Tauri à raies faibles (ETTRF)	70
3.3.1.3	Etoiles de type FU Orionis et YY Orionis	71
3.3.2	Etoiles Ae/Be de Herbig (EAeBeH)	71
3.4	Disques circumstellaires	72

3.4.1	Évidence de disques circumstellaires	72
3.4.2	Fréquence et caractéristiques des disques circumstellaires	74
3.4.2.1	Fréquence	74
3.4.2.2	Température	74
3.4.2.3	Masse des disques	74
3.5	Binarité chez les étoiles jeunes	75
3.5.1	Fréquence des systèmes binaires	76
3.5.2	Excentricité des orbites	77
3.5.3	Masse des compagnons	78
3.5.4	Disques circumstellaires et circumbinaires	79
3.5.4.1	Détection des disques	79
3.5.4.2	Masse des disques	80
3.5.4.3	Influence des compagnons stellaires	81
3.6	Polarimétrie des étoiles jeunes	81
3.6.1	Observations polarimétriques	82
3.6.2	Corrélations et interprétations	83
	Bibliographie	84
	Chapitre 4: Modèles analytiques des variations polarimétriques d'étoiles binaires	89

4.1	Méthode polarimétrique de base appliquée aux étoiles doubles	89
4.2	Précision, biais et intervalles de confiance	92
4.3	Raffinements, applications à des cas moins simples	94
4.4	Exemples	95
4.5	Discussion sur la polarimétrie des étoiles binaires jeunes	95
	Bibliographie	98
	Chapitre 5: Simulations numériques des variations polarimétriques d'étoiles binaires produites par diffusion de Mie	99
5.1	Programme de diffusion de Mie	99
5.1.1	Paramètres d'entrée	100
5.1.2	Système de coordonnées	100
5.1.3	Étapes de calcul	102
5.2	Calculs de la polarisation par matrices de Mueller	105
5.3	Une étoile décentrée dans son enveloppe	108
5.4	Orbites circulaires	109
5.5	Diffusion de Thomson	110
5.6	Orbites excentriques	110
5.7	Fichiers de sortie	112
	Bibliographie	113

Chapitre 6: Variations polarimétriques d'étoiles binaires. I. Simulations numériques pour des étoiles en orbites circulaires ou excentriques dans des enveloppes à diffusion de Thomson	114
6.1 Introduction	116
6.2 The scattering model	119
6.2.1 Parameters	119
6.2.2 Scattering calculations	120
6.2.3 Orbit calculations	121
6.2.4 Canonical simulation	123
6.3 The BME model	123
6.3.1 The uncertainty and confidence intervals for the inclination found by the BME model	125
6.4 Thomson Scattering, circular orbits	128
6.4.1 Choice of grid size	128
6.4.2 Effect of true orbital inclination on the level of polarization and on polarimetric variations	128
6.4.3 Effect of the true orbital inclination on the inclination found by the BME model	130
6.4.4 Effects of optical depth	131
6.4.5 Effects of the geometry of the envelope	131
6.4.6 Effects of the size of the orbits	133

6.4.7	Interpretation of the moments γ_i	133
6.5	Thomson scattering, eccentric orbits	136
6.5.1	Effects of eccentricity on the level of polarization and on polarimetric variations	136
6.5.2	The BME model and non-circular orbits	138
6.5.3	Effect of periastron	139
6.6	Extrapolation to the case $m_2 \ll m_1$	139
6.7	The effect of stochastic noise	140
6.8	The uncertainty on the inclination found by the BME model	142
6.9	Discussion	144
REFERENCES		150
Chapitre 7: Variations polarimétriques d'étoiles binaires. II. Simulations numériques pour des étoiles en orbites circulaires ou excentriques dans des enveloppes à diffusion de Mie		180
7.1	Introduction	182
7.2	The scattering model	183
7.3	The BME model	184
7.4	Mie Scattering, circular orbits	185
7.4.1	Choice of grid size	185

7.4.2	Effects of the type and size of the spherical dust grain on polarization level and variations	186
7.4.3	Effect of true orbital inclination on level of polarization and polarimetric variations	187
7.4.4	Effects of true orbital inclination, type and size of the spherical dust grain on the orbital inclination found by the BME model	189
7.4.5	Effect of optical depth	189
7.4.6	Effect of the size of the orbits	190
7.5	Mie scattering, eccentric orbits	190
7.5.1	Effect of eccentricity on level of polarization and polarimetric variations	190
7.5.2	The BME model and non-circular orbits	191
7.5.3	Effect of periastron	191
7.6	Comparison between the numerical simulations and polarimetric observations of binary young stars	192
7.7	Discussion	193
REFERENCES		195
Chapitre 8: Variations polarimétriques d'étoiles binaires. III. Polarimétrie d'étoiles binaires pré-série principale		199
8.1	Introduction	201

8.2	Sample of binary young stars	202
8.3	Polarimetric observations	204
8.4	Polarimetric variability	206
8.4.1	Variability tests	206
8.4.1.1	Maximum and minimum values	207
8.4.1.2	Variance test	207
8.4.1.3	Z test	208
8.4.1.4	Skewness and kurtosis tests	209
8.4.1.5	σ_1 and σ_2 tests	210
8.4.1.6	χ^2 test	210
8.4.2	Variability results	211
8.5	Correlations between variations and other parameters	212
8.6	Presence/absence of disks/circumstellar material	214
8.7	Estimation of the interstellar polarization	216
8.8	Periodic variations	217
8.9	Comments on individual stars	221
8.9.1	V773 Tau = HBC 367 = HD 283446	221
8.9.2	LkCa 3 = HBC 368	223
8.9.3	V826 Tau = HBC 400 = TAP 43	224

8.9.4	UZ Tau E/W = HBC 52	227
8.9.5	DQ Tau = HBC 72	229
8.9.6	NTTS 045251+3016 = HBC 427 = TAP 57	230
8.9.7	GW Ori = HBC 85 = HD 244138	231
8.9.8	Par 1540 = HBC 447 = NGC 1977 334	234
8.9.9	Par 2486 = NGC 1977 1060 = BD -05 1340	235
8.9.10	Ori 429 = ORINTT 429	235
8.9.11	Par 2494 = HBC 487 = NGC 1977 1069	236
8.9.12	Ori 569 = ORINTT 569	237
8.9.13	W 134 = Walker 134 = NGC 2264 134 = VSB 92	237
8.9.14	VSB 126 = NGC 2264 169	239
8.9.15	NTTS 155808-2219 = ScoPMS 20	239
8.9.16	NTTS 155913-2233 = ScoPMS 23	240
8.9.17	NTTS 160814-1857 = HBC 630 = ScoPMS 44	241
8.9.18	NTTS 160905-1859 = HBC 633 = ScoPMS 48	242
8.9.19	Haro 1-14C = HBC 644	243
8.9.20	NTTS 162814-2427 = ROX 42 or ROX 42C	244
8.9.21	NTTS 162819-2423S = ROX 43A	246
8.9.22	AK Sco = HBC 271 = HD 152404	248

	xvi
8.9.23 EK Cep = HD 206821	250
8.9.24 MWC 1080 = HBC 318 = V628 Cas	250
8.10 Orbital inclination	252
8.11 Orientation of the orbital plane and moments of the distribution of the scatterers	255
8.12 Discussion	256
REFERENCES	260
CONCLUSION	341
 Annexe A: Observations polarimétriques des comètes C/1995 O1	
Hale-Bopp et C/1996 B2 Hyakutake	xxxix
A.1 Introduction	xxxv
A.2 Observations	xxxvi
A.2.1 Comet Hale-Bopp	xxxvi
A.2.1.1 Polarimetric observations	xxxvi
A.2.2 Comet Hyakutake	xxxix
A.3 Data - Comet Hale-Bopp	xl
A.3.1 Linear polarization	xl
A.3.1.1 Polarization in the scattering plane.	xl
A.3.1.2 Polarization as a function of the phase angle β	xli

A.3.1.3	Behavior of the polarization as a function of the aperture	xliii
A.3.1.4	Polarization as a function of wavelength	xliv
A.3.1.5	Polarization in the continuum and emission bands	xlv
A.3.1.6	Polarization in the coma and tail	xlvi
A.3.2	Circular polarization	xlvii
A.4	Data - Comet Hyakutake	xlviii
A.5	Discussion	xlviii
A.5.1	Comet Hale-Bopp	xlviii
A.5.2	Comet Hyakutake	liv
A.6	Conclusion	lvi
A.7	Appendix: Calculation of the polarization in concentric rings	lvii
A.8	Acknowledgments	lviii
A.9	References	lviii
Remerciements	xciii

Liste des tableaux

2.1	Liste et caractéristiques des filtres disponibles	24
2.2	Efficacité de mesure de la polarisation de <i>La Bête</i> pour différents filtres	39
2.3	Température moyenne et déviation standard de la cellule de Pokels chauffée en fonction de la température ambiante	40
2.4	Taux de compte dans le filtre <i>V</i> pour plusieurs étoiles	43
3.1	Caractéristiques des nuages moléculaires	66
6.1	Orbital inclinations found by the BME model as function of the grid size and for two specified orbital inclinations	152
6.2	Orbital inclinations found by the BME model, for the “canonical simulation”, and a grid size of 65	153
6.3	For a 20% central cavity, average polarization P_{ave} , peak-to-peak variations of the polarization ΔP and its position angle $\Delta\theta$, as a function of the geometry of the envelope (degree of flatness) and the orbital inclination	154
6.4	For a 50% flat envelope, average polarization P_{ave} , peak-to-peak variations of the polarization ΔP and its position angle $\Delta\theta$, as a function of the size of the cavity and orbital inclination	155

6.5	As a function of the orbital inclination, average polarization P_{ave} , peak-to-peak variations of the polarization ΔP and its position angle $\Delta\theta$, for different orbital radii inside a 20% cavity and 25% flat envelope	156
6.6	As a function of the orbital inclination and the eccentricity, ratio of the amplitudes of the first and second harmonic variations of the polarization P	157
6.7	Effect of random Gaussian noise with standard deviation σ_{noise} on the inclination found by the BME model	158
7.1	Characteristics of dust grains used in the numerical simulations	197
7.2	Average polarization and amplitude of the polarimetric variations produced by electrons and different types of dust grains with sizes of $0.1 \mu\text{m}$	198
8.1	Identification, coordinates, and location of the sample of binary young stars.	267
8.1	Continued	268
8.1	Continued	269
8.1	Continued	270
8.2	Spectroscopic and orbital information for the sample binary stars.	271
8.2	Continued	272
8.2	Continued	273
8.2	Continued	274

8.2	Continued	275
8.3	Results of the variability tests.	276
8.3	Continued	277
8.4	Classification of the observed pre-main-sequence binary stars, according to their variability.	278
8.5	Ratio of the amplitude of the single-periodic variations over the double-periodic ones for the polarization.	279
8.6	Average polarization and origin of the polarization for the binary PMS stars	280
8.6	Continued	281
8.7	Polarization data for V773 Tau	282
8.8	Polarization data for LkCa 3	283
8.9	Polarization data for V826 Tau	284
8.10	Polarization data for GW Ori	285
8.11	Polarization data for Par 1540	286
8.12	Polarization data for Par 2486	287
8.13	Polarization data for Ori 429	288
8.14	Polarization data for Par 2494	289
8.14	Continued	290
8.15	Polarization data for W 134	291

8.16 Polarization data for VSB 126	292
8.17 Polarization data for NTTS 155913-2233	293
8.17 Continued	294
8.18 Polarization data for NTTS 160814-1857	295
8.19 Polarization data for NTTS 160905-1859	296
8.19 Continued	297
8.20 Polarization data for Haro 1-14C	298
8.21 Polarization data for NTTS 162814-2427	299
8.22 Polarization data for NTTS 162819-2423S	300
8.23 Polarization data for other stars	301
8.23 Continued	302
8.24 Noise analysis and orbital inclination from the BME model for some observed binaries	303
8.25 Other parameters returned by the BME model: Ω , the orienta- tion of the orbital plane, and moments of the distribution of the scatterers.	304
A.1 Geocentric and heliocentric distances to Comet Hale-Bopp for each date of observation	lxiii
A.2 Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 684 nm(9 nm) filter	lxiv
A.2 Continued	lxv

A.3 Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 760 nm(80 nm) filter	lxvi
A.4 Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 484.5 nm(6.5 nm) filter	lxvii
A.5 Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 700 nm(17.5 nm) filter	lxviii
A.6 Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 426 nm(6.5 nm) filter	lxix
A.7 Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 406 nm(7 nm) filter	lxix
A.8 Linear and trigonometric fits of the polarization for Comet Hale- Bopp	lxx
A.9 Characteristics of the $P(\beta)$ curve for comets Hale-Bopp and Halley	lxxi
A.10 Characteristics of rings	lxxii
A.11 Linear polarization for the coma and tail of Comet Hale-Bopp on 1997 February 17 when $\beta = 34.8^\circ$, in the 684 nm(9 nm) filter and with an aperture of $15.5''$	lxxiii
A.12 Linear polarization for the coma and tail of Comet Hale-Bopp on 1997 April 12 when $\beta = 42.5^\circ$, in the 684 nm(9 nm) filter and with an aperture of $15.5''$	lxxiv
A.13 Linear polarization for the coma and tail of Comet Hale-Bopp on 1997 April 16 when $\beta = 40.0^\circ$, in the 484.5 nm(6.5 nm) filter, and with an aperture of $15.5''$	lxxv

A.14 Circular polarization for Comet Hale-Bopp	lxxvi
A.15 Linear polarization for Comet Hyakutake in the 684 nm(9 nm) filter	lxxvii

Liste des figures

1.1	Ondes électromagnétiques polarisées	3
1.2	Faisceau de lumière polarisé elliptiquement	4
1.3	Polarisation linéaire dans le plan du ciel et dans le plan QU	7
1.4	Polarisation d'origine interstellaire	10
1.5	Une particule et quatre orientations spatiales différentes	13
2.1	Vue générale de <i>La Bête</i> , le polarimètre de l'Université de Montréal	19
2.2	Vue détaillée de l'intérieur de <i>La Bête</i>	21
2.3	Schéma de l'optique de <i>La Bête</i>	22
2.4	Distribution de la température de la cellule de Pockels chauffée	41
5.1	Systèmes de coordonnées	101
5.2	Angle de diffusion	103
5.3	Anomalie excentrique	111
6.1	Ratio r/a of r , the radius of the cavity, over a , the semi-major axis of the orbit, versus the eccentricity of the orbit	159
6.2	Orbital inclinations found by the BME model as a function of the grid size of the canonical simulations	160

6.3	Output from a canonical simulation, for $i = 80^\circ$ and an orbital radius of 0.05	161
6.4	QU plot of canonical simulations, for different inclinations	162
6.5	QU plots of canonical simulations, for different inclinations	163
6.6	Orbital inclination i_{found} found by the BME model as a function of the true inclination i_{true} used for the canonical simulations	164
6.7	Orbital inclination found by the BME model as a function of the true inclination, for 3 different optical depths	165
6.8	Orbital inclination found by the BME model as a function of the true inclination, for different envelope geometries	166
6.9	Concentration in the orbital plane as measured by the quantity $H = \sqrt{\gamma_3^2 + \gamma_4^2}$, for different envelope geometries	167
6.10	Polarimetric variations for the primary star only, and an asymmetric envelope	168
6.11	Polarimetric variations as a function of orbital phase and QU plot, for a canonical simulation with orbital eccentricity $e = 0.1$, and inclination $i = 80^\circ$	169
6.12	Same as Fig. 6.11 for $e = 0.2$	170
6.13	Same as Fig. 6.11 for $e = 0.4$	171
6.14	Same as Fig. 6.11 for $e = 0.6$	172
6.15	Values of orbital inclinations found by the BME model using the second harmonics, for various eccentricities	173

6.16	Same as Fig. 6.15 for the first harmonics	174
6.17	Effect of the longitude of the periastron on the QU loop	175
6.18	Polarimetric variations as a function of orbital phase and QU plot for a canonical simulation with orbital eccentricity $e = 0.3$, incli- nation $i = 60^\circ$, and longitude of periastron $\lambda_p = 30^\circ$	176
6.19	Same as Fig. 6.18 for $\lambda_p = 60^\circ$	177
6.20	Same as Fig. 6.18 for $\lambda_p = 90^\circ$	178
6.21	Results of a canonical simulation for the primary star only, with an inclination of 60°	179
8.1	Polarimetric observations of V773 Tau	305
8.2	Polarimetric observations of LkCa 3	306
8.3	Polarimetric observations of V826 Tau	307
8.4	Polarimetric observations of GW Ori	308
8.5	Polarimetric observations of Par 1540	309
8.6	Polarimetric observations of Par 1540	310
8.7	Polarimetric observations of Par 2486	311
8.8	Polarimetric observations of Ori 429	312
8.9	Polarimetric observations of Par 2494	313
8.10	Binned polarimetric observations of Par 2494	314
8.11	Polarimetric observations of Ori 569	315

8.12	Polarimetric observations of W 134	316
8.13	Polarimetric observations of VSB 126	317
8.14	Polarimetric observations of NTTS 155808-2219	318
8.15	Polarimetric observations of NTTS 155913-2233	319
8.16	Binned polarimetric observations of NTTS 155913-2233	320
8.17	Polarimetric observations of NTTS 160814-1857	321
8.18	Polarimetric observations of NTTS 160905-1859	322
8.19	Polarimetric observations of NTTS 160905-1859 obtained in April 1997	323
8.20	Polarimetric observations of NTTS 160905-1859 obtained in June and July 1997	324
8.21	Polarimetric observations of NTTS 160905-1859 obtained in May and June 1998	325
8.22	Polarimetric observations of NTTS 160905-1859 obtained between April and June 1998	326
8.23	Polarimetric observations of Harol-14C	327
8.24	Polarimetric observations of NTTS 162814-2427	328
8.25	Binned polarimetric observations of NTTS 162814-2427	329
8.26	Polarimetric observations of NTTS 162819-2423S	330
8.27	Polarimetric observations of AK Sco	331
8.28	Polarimetric observations of EK Cep	332

8.29	Binned polarimetric observations of EK Cep	333
8.30	Polarimetric binned observations of EK Cep	334
8.31	Complete set of polarimetric observations of MWC 1080	335
8.32	Binned polarimetric observations of MWC 1080	336
8.33	Variability A as a function of orbital period and eccentricity	337
8.34	Variability of the observations as a function of the orbital period	338
8.35	Variability of the observations as a function of the orbital eccentricity	339
8.36	Ratio of the amplitude of the single-periodic variations over the double-periodic ones as a function of eccentricity	340
A.1	Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of the phase angle β for the red filters	lxxviii
A.2	Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of the phase angle β for the 484.5 nm(9 nm) filter	lxxix
A.3	Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of the phase angle β for the red filters, along with the trigonometric fit	lxxx
A.4	Some examples of the variation of the position angle of the polarization θ_{sca} in the scattering plane as a function of the aperture hole size. On 1997 April 2, the geocentric distance was 1.36 AU, the heliocentric distance, 0.91 AU, and the scale, 1000 km/arcsec, while on 1997 April 15, theses distances were 1.51 AU and 0.95 AU respectively, and the scale was 1100 km/arcsec.	lxxxix

A.5	Polarization of Comet Hale-Bopp as calculated through different concentric rings, in September 1996, February, and April 1997	lxxxiii
A.6	Polarization of Comet Hale-Bopp as calculated through different concentric rings, for the 684 nm(9 nm) filter, in February and April 1997	lxxxiii
A.7	Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of wavelength.	lxxxiv
A.8	Polarization as a function of the phase angle, for the three emission filters	lxxxv
A.9	Positions of the observations in the coma of Comet Hale-Bopp made on February 17 1997	lxxxvi
A.10	Polarization in the coma of Comet Hale-Bopp for Feb. 17 1997	lxxxvii
A.11	Positions of the observations in the coma of Comet Hale-Bopp made on April 12 1997	lxxxviii
A.12	Polarization in the coma of Comet Hale-Bopp for April 12 1997	lxxxix
A.13	Positions of the observations in the coma of Comet Hale-Bopp made on April 16 1997	xc
A.14	Polarization in the coma of Comet Hale-Bopp for April 16 1997	xc
A.15	Polarization of Comet Hyakutake as a function of phase angle β	xcii

Liste des abréviations

BAG	branche des géantes asymptotique (<i>asymptotic giant branch</i>)
CB	circumbinaire
CS	circumstellaire
EJ	étoile jeune
ETT	étoile du type T Tauri
ETTC	étoile du type T Tauri classique (<i>classical TTS</i>)
ETTRF	étoile du type T Tauri à raies faibles (<i>weak-line TTS</i>)
ETTN	étoile du type T Tauri, nue (<i>naked TTS</i>)
EAeBeH	étoile du type Ae/Be de Herbig
IR	infra-rouge
M_{\odot}	masse du Soleil
MIS	milieu interstellaire
OMM	Observatoire du mont Mégantic
OSJ	objet stellaire jeune (<i>young stellar object</i>)
PMT	tube photomultiplicateur (<i>photomultiplier tube</i>)
S/B	rapport signal sur bruit
UA	unité astronomique (distance Soleil-Terre)
UV	ultra-violet

Chapitre 1

Polarisation de la lumière

Les astronomes sont des chercheurs particuliers qui n'ont pas un accès direct aux objets qu'ils étudient. A cause des distances astronomiques qui nous séparent des étoiles et galaxies, l'astronomie est une science qui se fait à distance. Le seul (ou presque) outil permis pour comprendre notre univers est la lumière émise par les astres. Ce sont les caractéristiques de cette lumière (direction d'où elle provient, intensité, longueur d'onde, variabilité temporelle, distribution spatiale, etc.) qui fournissent la vaste majorité de l'information utilisée par les astronomes (le reste provenant d'échantillons de roches lunaires ou de météorites, par exemple). Cependant, une des propriétés de la lumière est moins exploitée que les autres, et c'est sa polarisation, peut-être parce qu'avant que l'on fasse les premières détections de lumière polarisée provenant d'étoiles (polarisation circulaire: Babcock 1947; polarisation linéaire: Hall 1949, Hiltner 1949), on ne se doutait pas de l'existence d'un tel phénomène. De nos jours, les astronomes savent de plus en plus comment tirer partie des informations contenues dans la polarisation de la lumière. Cette polarisation se révèle être un outil très puissant, outil utilisé pour la présente recherche.

1.1 La polarisation de la lumière

La lumière est une onde électromagnétique transversale dont les vecteurs électrique et magnétique sont perpendiculaires l'un à l'autre, et à la direction de

propagation. En général, on peut ne considérer que le champ électrique de l'onde puisque c'est celui-ci qui est détecté par les instruments de mesure.

Représentons donc une onde électromagnétique (sinusoïdale) par ses deux composantes orthogonales de champ électrique \mathbf{E}_x et \mathbf{E}_y , de même fréquence ω et se déplaçant dans la même direction \mathbf{z} :

$$\mathbf{E}_x(z, t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t) \mathbf{x} \quad (1.1)$$

$$\mathbf{E}_y(z, t) = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \epsilon) \mathbf{y} \quad (1.2)$$

Selon les amplitudes E_{0x} et E_{0y} , et la différence de phase ϵ , on peut ainsi obtenir une onde polarisée:

- elliptiquement: si E_{0x} , E_{0y} et ϵ ont des valeurs quelconques
- linéairement: si les deux composantes sont en phase ou déphasées de 180° , c'est-à-dire que $\epsilon = 0^\circ$ ou $\epsilon = 180^\circ$
- circulairement: si le déphasage est de 90° et les deux amplitudes sont égales, c'est-à-dire que $E_{0x} = E_{0y}$ et $\epsilon = 90^\circ$

La figure 1.1 montre des exemples d'ondes polarisées linéairement et circulairement. La lumière est polarisée dès qu'il y a une préférence pour le plan de vibration de l'onde, ou pour le sens de rotation.

La lumière dite naturelle est une superposition de trains d'onde très courts et polarisés; mais ces trains d'onde individuellement polarisés sont impossibles à discerner les uns des autres, ce qui rend l'onde détectée non-polarisée.

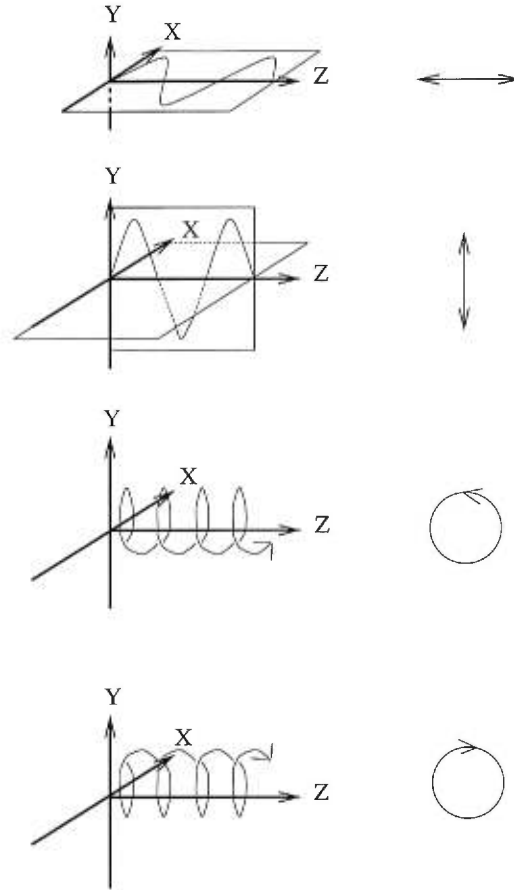


Figure 1.1 - *Représentation d'ondes électromagnétiques polarisées dans un système d'axes XYZ (à gauche), et selon ce que voit un observateur placé sur l'axe Z et regardant l'origine (à droite). De haut en bas: polarisation linéaire horizontale, polarisation linéaire verticale, polarisation circulaire gauche (ou négative) et polarisation circulaire droite (ou positive). Figure inspirée de Shurcliff & Ballard (1964).*

1.2 Les paramètres de Stokes

La lumière peut être caractérisée complètement par quatre paramètres. En effet, si on représente un faisceau de lumière général (polarisé elliptiquement) par une ellipse comme le montre la figure 1.2, on constate que quatre quantités

seulement sont nécessaires pour représenter cette ellipse: un angle pour son orientation par rapport à un système d'axes de référence, la grandeur du petit axe et celle du grand axe, et le sens dans lequel l'ellipse est parcourue (horaire ou anti-horaire). Il est à noter que la phase de l'onde n'est pas considérée.

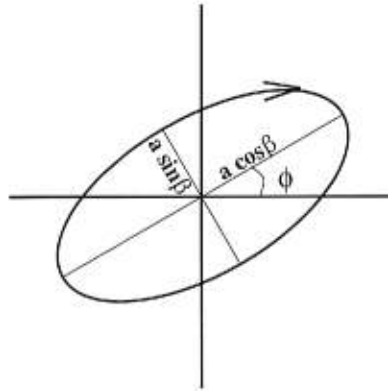


Figure 1.2 - *Faisceau quelconque de lumière, polarisé elliptiquement, et représenté par une ellipse de petit axe $a \sin \beta$, grand axe $a \cos \beta$, orientation ϕ et parcourue dans le sens horaire. Figure inspirée de van de Hulst (1981), page 42.*

La représentation mathématique de la lumière la plus utilisée est celle des paramètres de Stokes, élaborée en 1852 par Sir George Gabriel Stokes. Ces paramètres sont additifs, ce qui facilite la combinaison (l'addition) de plusieurs faisceaux, et invariants sous les rotations de coordonnées, ce qui est très approprié aux observations astronomiques. Les quatre paramètres de Stokes sont: I pour l'intensité totale du faisceau, Q et U pour sa polarisation linéaire, (Q pour la polarisation horizontale et verticale, U pour la polarisation à 45° et 135°), et finalement V pour sa polarisation circulaire. Il est à noter que $I \geq 0$, mais Q , U , et V peuvent être positifs ou négatifs. De plus, la convention de signe pour la polarisation circulaire est ambiguë; la convention de Serkowski (1962) est celle qui est la plus souvent utilisée: V est positif pour une onde qui tourne dans le sens horaire tel que vu par un observateur qui regarde le faisceau qui s'approche de lui.

Les paramètres de Stokes peuvent être placés dans un vecteur colonne, que l'on appellera un vecteur de Stokes:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

L'ensemble des paramètres répond à la condition générale suivante: $I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2$, c'est-à-dire que pour un faisceau entièrement polarisé, $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$, et pour un faisceau partiellement polarisé, $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$. Un faisceau polarisé linéairement seulement aura $Q \neq 0, U \neq 0, V = 0$, tandis qu'un faisceau polarisé circulairement aura $Q = U = 0$, et $V \neq 0$

La correspondance entre les paramètres de Stokes et les paramètres décrivant l'ellipse de la figure 1.2 est la suivante: si $\tan \beta$ est le rapport des axes de l'ellipse, alors (van de Hulst 1981):

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^2 \\ a^2 \cos 2\beta \cos 2\phi \\ a^2 \cos 2\beta \sin 2\phi \\ a^2 \sin 2\beta \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

1.3 Vecteurs de Stokes pour certains états simples de polarisation

Voici quelques exemples simples de vecteurs de Stokes pour des états de polarisation particuliers:

– Lumière non-polarisée:

$$[\mathcal{NP}] = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

– Polarisation linéaire quelconque:

$$[\mathcal{PL}] = \begin{pmatrix} \sqrt{a^2 + b^2} \\ a \\ b \\ 0 \end{pmatrix}$$

– Polarisation linéaire horizontale:

$$[\mathcal{PL}]_{\leftrightarrow} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

– Polarisation linéaire verticale:

$$[\mathcal{PL}]_{\updownarrow} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

– Polarisation linéaire à $+45^\circ$:

$$[\mathcal{PL}]_{+45^\circ} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

– Polarisation linéaire à -45° :

$$[\mathcal{PL}]_{-45^\circ} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

– Polarisation circulaire droite

$$[\mathcal{PC}]_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

– Polarisation circulaire gauche

$$[\mathcal{PC}]_- = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

1.4 Polarisation linéaire exprimée dans le plan du ciel

Au lieu d'utiliser les paramètres de Stokes Q et U pour décrire la polarisation linéaire, on utilise souvent l'amplitude du vecteur de polarisation P , exprimée en %, et son angle de position θ , mesuré à partir du nord en allant vers l'est. La transformation entre les deux systèmes de coordonnées est la suivante:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (1.5)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (1.6)$$

$$Q = P \cos 2\theta \quad (1.7)$$

$$U = P \sin 2\theta \quad (1.8)$$

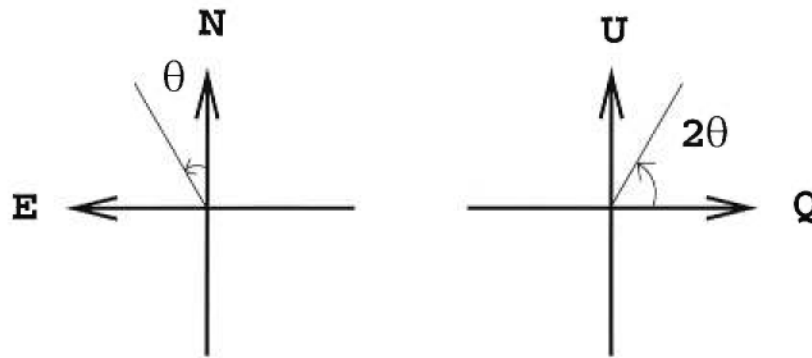


Figure 1.3 - Polarisation linéaire représentée dans le plan du ciel (à gauche) et dans le plan QU (à droite).

Comme en astronomie la convention est de mesurer les angles de façon à ce qu'ils augmentent dans le sens anti-horaire, on définit le paramètre U pour qu'il soit compatible avec cette convention; ainsi, Q est positif pour un angle dans la direction nord-sud (0°), et négatif pour la direction est-ouest (90°); U , quant à lui, est positif pour un angle de 45° et négatif pour un angle de 135° . Dans le plan QU , les angles vont donc de 0° à 360° , tandis que dans le plan du ciel, ces angles sont compris entre 0° et 180° .

1.5 Les matrices de Mueller

L'utilisation de vecteurs pour représenter un faisceau de lumière permet d'utiliser des matrices, appelées matrices de Mueller, et de dimensions 4x4, pour effectuer des transformations sur ce faisceau. Par exemple, des matrices sont utilisées pour représenter l'effet de composantes optiques (polariseurs, lames quart d'onde, etc.) ou de diffuseurs (grains de poussières, électrons, etc.) sur la polarisation de la lumière. La valeur de chaque élément de la matrice dépend des propriétés de la composante optique ou des diffuseurs. Pour trouver l'effet d'une composante optique ou d'un diffuseur sur un faisceau de lumière, il suffit alors simplement de multiplier une matrice par un vecteur. Par exemple, si on fait passer un faisceau de lumière représenté par un vecteur $[INCIDENT]$ à travers une première composante optique représenté par une matrice $[O_1]$, puis à travers une deuxième notée $[O_2]$, le faisceau sortant, représenté par le vecteur $[SORTANT]$ se calcule de la façon suivante (puisque les matrices de Mueller ne commutent pas, noter l'ordre des matrices):

$$[SORTANT] = [O_2][O_1][INCIDENT] \quad (1.9)$$

Par exemple, la matrice représentant un polariseur linéaire orienté horizontalement est (Tinbergen 1996):

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

L'effet de ce polariseur sur un faisceau de lumière non-polarisé de paramètres

de Stokes I , $Q = 0$, $U = 0$, et $V = 0$, sera donc:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}I \\ \frac{1}{2}I \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

On constate que l'intensité du faisceau est diminuée de moitié ($I' = \frac{1}{2}I$), et qu'il est polarisé linéairement à 100% ($I' = Q' = \frac{1}{2}I$) dans la direction horizontale ($Q' \neq 0$, $U' = V' = 0$).

1.6 Mécanismes de polarisation

Plusieurs processus physiques sont susceptibles de polariser la lumière: processus de diffusion (sur des électrons, molécules, particules, etc.), absorption dichroïque, réflexion sur des surfaces solides, effet Hanle (diffusion résonnante d'électrons liés dans un champ magnétique), effet magnéto-bremsstrahlung, émission synchrotron, effet Zeeman (en présence d'un champ magnétique). Voir Serkowski (1974) et Tinbergen (1996) pour plusieurs autres exemples.

En général, dès qu'on observe une situation où il y a une asymétrie, il y a de fortes chances que de la lumière polarisée soit présente (Tinbergen 1996), même si cette polarisation est trop faible pour être mesurée avec les instruments actuels. Lorsque l'asymétrie est de nature scalaire (par exemple, la valeur d'un champ magnétique longitudinal qui donne lieu à l'effet Zeeman), la polarisation résultante sera circulaire. Si l'asymétrie est de nature vectorielle, avec une magnitude et une orientation (nuage non sphérique de diffuseurs, grains non-sphériques alignés, nuage sphérique de diffuseurs illuminé par une source de lumière non isotrope, etc.), la polarisation résultante sera linéaire. Comme l'a noté Tinbergen, la présence d'une asymétrie macroscopique n'est pas une garantie de polarisation, car il faut en plus un processus microscopique pour causer la polarisation

de la lumière. Néanmoins, cette notion d'asymétrie peut être utile pour dépister la présence de polarisation.

Dans le cas des observations polarimétriques effectuées dans le cadre de cette recherche, deux mécanismes contribuent à polariser la lumière: l'extinction dichroïque et la diffusion.

L'extinction dichroïque est due à l'absorption sélective de lumière par des grains de poussières interstellaires allongés et alignés par un champ magnétique (voir la figure 1.4). La composante de la lumière polarisée parallèlement au grand axe de ces grains sera absorbée, alors que la composante polarisée perpendiculairement passera sans être absorbée. La polarisation résultante, dite interstellaire, sera donc perpendiculaire à l'orientation des grains. Si on observe qu'une étoile est polarisée, il peut donc s'agir de polarisation extrinsèque, d'origine interstellaire, et non intrinsèque; cette étoile serait alors située derrière des grains de poussières.

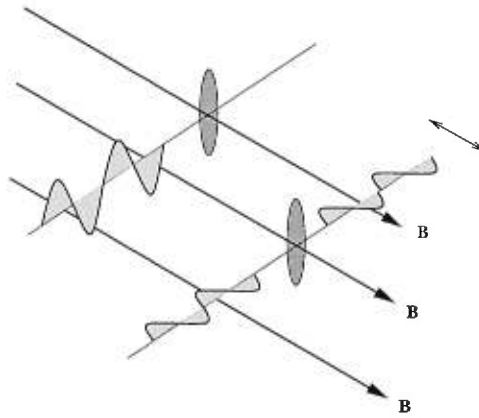


Figure 1.4 - *Polarisation d'origine interstellaire causée par des grains de poussières allongés et alignés par un champ magnétique \mathbf{B} , perpendiculairement à celui-ci. La lumière polarisée parallèlement au grand axe des grains est absorbée, alors que celle polarisée perpendiculairement n'est pas absorbée. Illustration inspirée de Shu (1982).*

En ce qui concerne les étoiles jeunes, qui sont entourées de disques et d'enve-

loppes de poussières et/ou d'électrons, les processus de diffusion sont ceux qui sont le plus susceptibles de polariser leur lumière. Les étoiles jeunes les plus froides (du type T Tauri) seront affectées par la diffusion sur des grains de poussière, processus qui est traitée par la théorie de Mie, qui suppose cependant que les grains de poussières sont sphériques. Pour les étoiles jeunes plus chaudes (du type Ae/Be de Herbig), la diffusion sur des électrons peut également jouer un rôle important. Etudions donc les matrices de Mueller de ces deux processus de diffusion, matrices qui seront utilisées ultérieurement pour établir les équations servant à calculer, à l'aide de modèles numériques, la polarisation produite par un système binaire entouré de matière circumstellaire (Chapitre 5).

1.6.1 Diffusion de Thomson

La diffusion sur des électrons est appelée diffusion de Thomson. Soit σ_0 , la section efficace de diffusion de l'électron, r , la distance entre l'électron et l'observateur, et χ , l'angle de diffusion, c'est-à-dire l'angle entre la source de lumière, l'électron et l'observateur. La matrice de Mueller qui représente une diffusion d'un angle χ est (van de Hulst 1981):

$$\frac{\sigma_0}{r^2} \begin{pmatrix} 1 + \cos^2 \chi & 1 - \cos^2 \chi & 0 & 0 \\ 1 - \cos^2 \chi & 1 + \cos^2 \chi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \cos \chi \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

L'effet de la diffusion d'un faisceau de lumière non-polarisé sur un électron est donc:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{\sigma_0}{r^2} \begin{pmatrix} 1 + \cos^2 \chi & 1 - \cos^2 \chi & 0 & 0 \\ 1 - \cos^2 \chi & 1 + \cos^2 \chi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \cos \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

$$= \frac{\sigma_0}{r^2} \begin{pmatrix} I \times (1 + \cos^2 \chi) \\ I \times (1 - \cos^2 \chi) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

$$(1.15)$$

Le faisceau diffusé est donc polarisé linéairement ($Q \neq 0$), et le taux de polarisation P sera fonction de l'angle de diffusion χ :

$$P = \frac{Q'}{I'} = \frac{1 - \cos^2 \chi}{1 + \cos^2 \chi} \quad (1.16)$$

Si l'observateur est placé à $\chi = 90^\circ$, la polarisation est de 100%, alors que s'il est placé à $\chi = 180^\circ$ (l'électron étant entre la source de lumière et l'observateur), la polarisation est nulle. Le pourcentage de polarisation ne dépend donc que de l'angle de diffusion χ .

1.6.2 Diffusion de Mie

La diffusion sur des grains de poussières est plus complexe à traiter que la diffusion sur des électrons. Alors que le pourcentage de polarisation dans ce dernier cas ne dépend que de l'angle de diffusion χ , celui de la diffusion sur des grains de poussières dépend des propriétés physiques et optiques des grains (forme et dimensions des grains, et indice de réfraction complexe), de la longueur d'onde d'observation et de l'angle de diffusion. La forme et la composition chimique d'un grain de poussière pouvant varier à l'infini, les effets diffusants de chaque type de grain doivent être calculés séparément.

La forme générale de la matrice de diffusion d'une particule s'exprime sous

la forme suivante (van de Hulst 1981, p. 47) à l'aide de 16 éléments de matrice:

$$\begin{pmatrix} a_1 & b_1 & b_3 & b_5 \\ c_1 & a_2 & b_4 & b_6 \\ c_3 & c_4 & a_3 & b_2 \\ c_5 & c_6 & c_2 & a_4 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Cette matrice peut être simplifiée si on peut supposer que le nuage de diffuseurs contient des particules toutes identiques les unes aux autres, ayant des propriétés de symétrie particulières, et orientées spatialement selon des directions différentes mais non arbitraires. Par exemple, si on peut supposer que le nuages ne contient que des particules orientées de 4 façons différentes tel qu'illustré sur la figure 1.5, alors la matrice de diffusion peut s'exprimer à l'aide de 6 éléments seulement:

$$\begin{pmatrix} a_1 & b_1 & 0 & 0 \\ b_1 & a_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_3 & b_2 \\ 0 & 0 & -b_2 & a_4 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

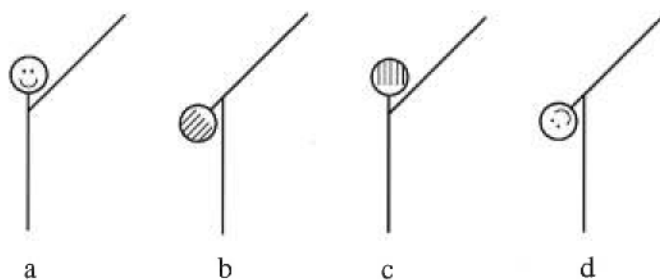


Figure 1.5 - Une particule et quatre orientations spatiales différentes qui permettent de simplifier la matrice de Mueller. Schéma tiré de van de Hulst (1981), p. 48.

Le calcul des éléments de matrice doit faire appel à des théories analytiques ou à des simulations numériques. La seule théorie analytique permettant de calculer les effets diffusants de grains de poussières est celle de Mie, qui étudie les

grains de forme sphérique seulement. On peut également traiter des grains de forme cylindrique et infiniment allongés de façon analytique. Pour des formes plus complexes, il existe des traitement approximatifs.

Trois suppositions sont contenues dans la théorie de Mie. Tout d'abord, à propos des grains, on suppose qu'ils sont sphériques, qu'ils ont un indice de réfraction complexe et isotrope, et qu'ils diffusent la lumière selon les équations de Maxwell. Ensuite, les diffusions doivent être indépendantes les unes des autres, c'est-à-dire que les propriétés diffusantes des grains ne sont pas influencées par la présence des grains voisins. Finalement, on ne considère que la diffusion simple (par opposition à la diffusion multiple).

Les particules sphériques étant très symétriques, la matrice de diffusion de Mie, notée $[\mathcal{MIE}]$, n'a que quatre éléments indépendants:

$$[\mathcal{MIE}] = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & -S_{34} \\ 0 & 0 & S_{34} & -S_{33} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Si on note par S_1 et S_2 les amplitudes des champs électriques respectivement perpendiculaire et parallèle au plan de diffusion, dans le cas de particules sphériques, on a:

$$S_{11} = \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2) \quad (1.20) \qquad S_{33} = \operatorname{Re}(S_1 S_2^*) \quad (1.22)$$

$$S_{12} = \frac{1}{2}(|S_2|^2 - |S_1|^2) \quad (1.21) \qquad S_{34} = \operatorname{Re}(S_2 S_1^*) \quad (1.23)$$

Les amplitudes $|S_1|^2$ et $|S_2|^2$, aussi appelées intensités de van de Hulst, sont calculées à l'aide des formules suivantes:

Soit:

a : le rayon du grain de poussière sphérique

m : l'indice de réfraction complexe du grain

λ : la longueur d'onde d'observation

θ : l'angle de diffusion

P_n^1 : les polynômes de Legendre

ψ_n et ζ_n : des fonctions de Riccati-Bessel

Alors:

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (1.24)$$

$$a_n = \frac{\psi_n'(mx)\psi_n(x) - m\psi_n(mx)\psi_n'(x)}{\psi_n'(mx)\zeta_n(x) - m\psi_n(mx)\zeta_n'(x)} \quad (1.25)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n'(mx)\psi_n(x) - \psi_n(mx)\psi_n'(x)}{m\psi_n'(mx)\zeta_n(x) - \psi_n(mx)\zeta_n'(x)} \quad (1.26)$$

$$\pi_n = \frac{1}{\sin\theta} P_n^1(\cos\theta) \quad (1.27)$$

$$\tau_n = \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos\theta) \quad (1.28)$$

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n\pi_n + b_n\tau_n) \quad (1.29)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n\pi_n + a_n\tau_n) \quad (1.30)$$

Pour une diffusion, il faut donc utiliser le produit matriciel suivant:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & -S_{34} \\ 0 & 0 & S_{34} & -S_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Pour traiter les diffuseurs dans leur ensemble, il faut utiliser la profondeur optique d'extinction τ_{ext} . Une fraction égale à $e^{\tau_{ext}}$ du faisceau sort directement du nuage de diffuseurs, alors que la fraction restante, $1 - e^{\tau_{ext}}$ est diffusée. Pour une densité de colonne N , la profondeur optique d'extinction est:

$$\tau_{ext} = \int_{l_1}^{l_2} N \pi a^2 Q_{ext} dl \quad (1.32)$$

où Q_{ext} est la section efficace d'extinction.

Tout comme les intensités de van de Hulst, les sections efficaces de diffusion Q_{sca} , d'extinction Q_{ext} et d'absorption Q_{abs} sont également calculées à l'aide des fonctions présentées aux équations 1.24, 1.25 et 1.26:

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (1.33)$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} Re(a_n + b_n) \quad (1.34)$$

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca} \quad (1.35)$$

Bibliographie

Babcock, H. W. 1947, ApJ, 105, 105

Hall, J. S. 1949, Science, 109, 166

Hiltner, W. A. 1949, Science, 109, 165

Serkowski, K. 1962, Adv. Astron. Astrophys., 1, 289

Serkowski, K. 1974, "Polarization Techniques" dans *Methods of Experimental Physics, vol. 12, Astrophysics, Part A: Optical and Infrared*, édité par N. Carleton (New York: Academic Press, Inc.)

Shu, F. 1982, *The Physical Universe: an Introduction to Astronomy* (Mill Valley, California: University Science Books)

Shurcliff, W. A. & Ballard, S. S. 1964, *Polarized Light* (Princeton, New Jersey: D. Van Nostrand Company Inc.)

Tinbergen, J. 1996, *Astronomical Polarimetry* (New York: Cambridge University Press)

van de Hulst, H. C. 1981, *Light Scattering by Small Particles* (New York: Dover Publications, Inc.)

Chapitre 2

La Belle et la Bête: le polarimètre de l'Université de Montréal

Ce chapitre se veut une description générale¹ de l'instrument affectueusement baptisé *La Belle et La Bête* (Manset & Bastien 1995) qui a été utilisé pour obtenir les données nécessaires à ce projet. Construit vers la fin des années 1970 sous la direction de Peter Martin (Université de Toronto, David Dunlap Observatory) et John Landstreet (Université Western Ontario), cet appareil a ensuite été envoyé à l'observatoire du télescope Canada-France-Hawaii, où il ne fut cependant jamais utilisé. En 1993, Pierre Bastien, du département de physique de l'Université de Montréal, s'est porté acquéreur de l'instrument, dans le but de remplacer celui qui était alors en service à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM). Le projet de maîtrise de l'auteur a consisté à remettre en fonction le polarimètre et à l'adapter pour qu'il puisse être utilisé à l'OMM.

2.1 Description de l'instrument

Ce polarimètre fut construit sur le modèle de celui de Angel et Landstreet (Angel & Landstreet 1970). C'est un instrument à deux canaux, contrôlé par un ordinateur Macintosh (*La Belle*), ayant un prisme de Wollaston comme analyseur,

1. Une description très détaillée de l'instrument se trouve dans *La Bête, Manuel de référence*, N. Manset, 1998. Un chapitre du *Manuel d'opération* de l'Observatoire Astronomique du mont Mégantic (Lamontagne *et al.* 1997) contient également le mode d'emploi de cet appareil.

une cellule de Pockels comme modulateur, une lame quart d'onde optionnelle et deux tubes photomultiplicateurs (PMTs) RCA Ga-As comme détecteurs. Diverses combinaisons de filtres et filtres neutres peuvent être utilisées. Cet instrument est en service à l'OMM depuis 1994. La figure 2.1 montre un schéma de *La Bête*, la partie de l'instrument qui s'installe au télescope.

Les sections qui suivent traitent tout d'abord des caractéristiques optiques, mécaniques et électroniques de l'instrument, puis du programme de contrôle et d'acquisition des données. Une analyse de la performance de l'instrument ainsi que de ses points forts et points faibles suit. Quelques projets menés à l'aide de cet instrument sont ensuite brièvement exposés pour illustrer la versatilité et les différentes utilisations possibles de l'instrument. Finalement, quelques améliorations possibles sont mentionnées.

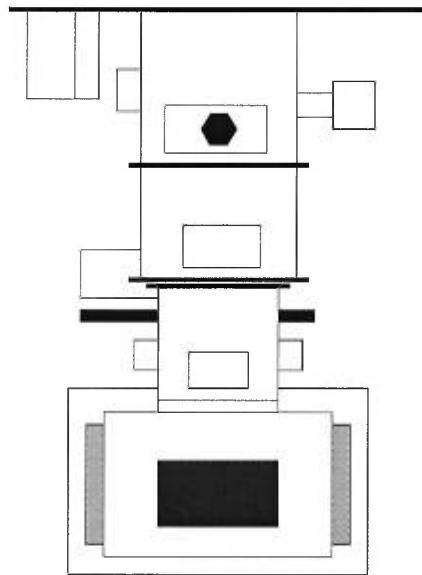


Figure 2.1 - *Vue générale de la partie de La Bête, le polarimètre de l'Université de Montréal, qui s'installe au télescope de l'Observatoire Astronomique du mont Mégantic.*

2.1.1 Optique

La Belle et La Bête est utilisé avec le télescope de 1.6 mètres de l'OMM. Le télescope focalise la lumière, et le polarimètre reçoit un faisceau convergent de rapport focal $f/8$. Ce faisceau traverse ensuite les composantes optiques du polarimètre, dans l'ordre suivant: (voir également les figures 2.2 et 2.3):

- diaphragme ou prisme polarisant ou miroir
- filtres neutres (facultatifs)
- lentille collimatrice
- lame quart d'onde (facultative) ou polariseur circulaire (facultatif)
- cellule de Pockels
- prisme de Wollaston
- filtre
- filtres interférentiels (facultatifs)
- obturateur
- lentilles de Fabry

Les photons sont ensuite détectés par deux PMTs, dont les signaux sont filtrés et amplifiés avant d'être envoyés à des compteurs.

Le **prisme de Wollaston** est un cristal qui, à cause de sa structure anisotrope, sépare la lumière incidente polarisée linéairement en deux faisceaux de polarisations orthogonales. C'est un *analyseur*.

La **cellule de Pockels**, qui est optiquement alignée par rapport au prisme de Wollaston, est un retardateur variable. Soumise à des tensions de l'ordre de 1000-2000 volts, elle agit comme une lame quart d'onde; elle transforme donc la lumière incidente polarisée circulairement en lumière polarisée linéairement, et vice versa. Les tensions doivent être ajustées en fonction de la longueur d'onde d'observation et de la température du cristal. Celle-ci, qui est lue par l'ordinateur, est contrôlée par des résistances chauffantes, ce qui garde la cellule à une température relati-

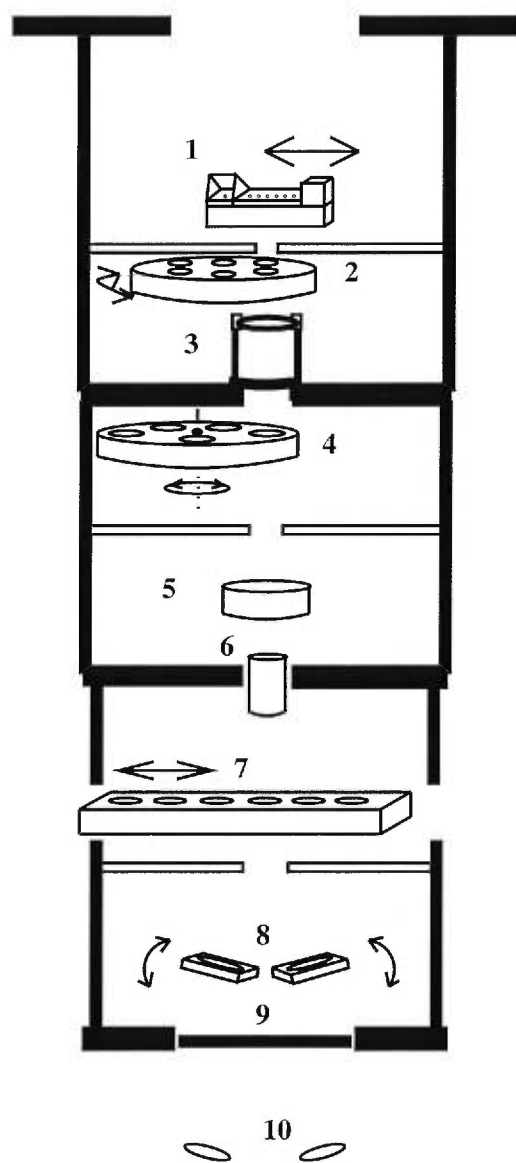


Figure 2.2 - *Vue détaillée de l'intérieur de La Bête et des composantes optiques. (1) Chariot des diaphragmes, qui permet d'utiliser un diaphragme, le miroir (utilisé conjointement avec une lumière interne) ou un prisme polarisant (2) Roue à filtres neutres (3) Lentille collimatrice (4) Roue à lames quart d'onde (5) Cellule de Pockels (6) Prisme de Wollaston (7) Tiroir à filtres (8) Filtres interférentiels inclinables (9) Obturateur (10) Lentilles de Fabry.*

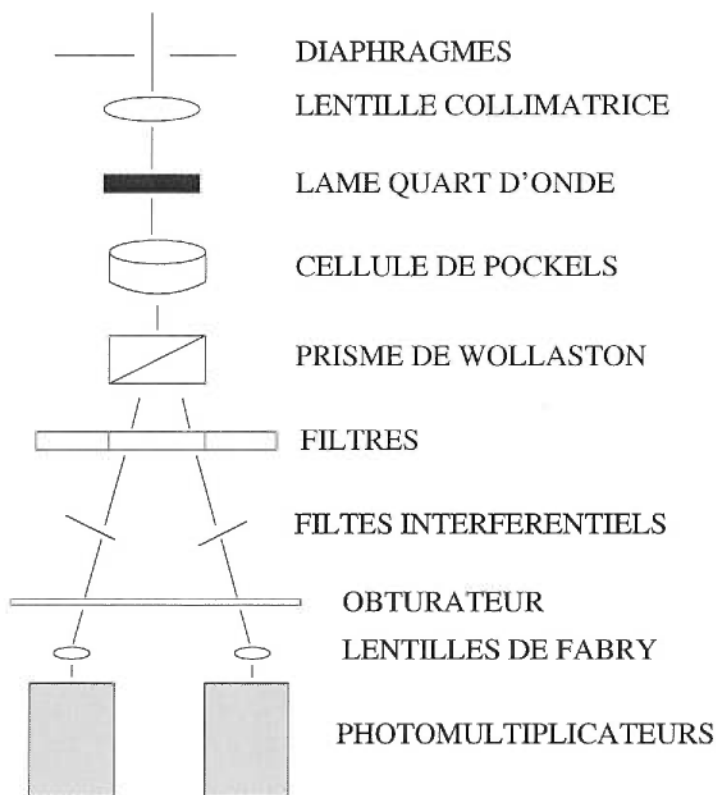


Figure 2.3 - Schéma de l'optique de La Bête.

vement constante et à quelques degrés au-dessus de 0°C , et facilite l'ajustement de la haute tension.

La polarité de la haute tension est inversée plusieurs fois par seconde à l'aide d'une onde carrée. Cette modulation rapide du signal (≈ 63 Hz) permet de combattre les effets de la turbulence atmosphérique, ainsi que les lents changements des caractéristiques des détecteurs et les erreurs de guidage (Serkowski 1962).

Lorsqu'on veut mesurer la polarisation circulaire d'un objet, celle-ci est tout d'abord transformée en polarisation linéaire par la cellule de Pockels. Cette polarisation linéaire peut ensuite être analysée par le prisme de Wollaston. Cependant, pour travailler en polarisation linéaire, il faut ajouter une autre **lame quart d'onde**, qui se trouve dans la roue à lames quart d'onde, et peut ainsi être faci-

lement mise dans ou ôtée du faisceau.

Les **diaphragmes** permettent d'isoler les étoiles observées ou d'inclure plus ou moins de ciel (ou des nébulosités) dans la mesure. Six diaphragmes sont disponibles. Leur diamètre physique est compris entre 0.343 et 1.930 mm, ce qui correspond à des diamètres, en secondes d'arc, de $5''.52$, $8''.18$, $10''.63$, $15''.54$, $22''.49$ et $31''.08$, lorsque le télescope est utilisé en configuration $f/8$.

Au lieu d'utiliser un diaphragme, on peut sélectionner un **prisme polarisant** (pour mesurer avec quelle efficacité le polarimètre peut détecter la polarisation) ou un **miroir**, qui est alors utilisé conjointement avec une source de lumière interne d'intensité variable (pour effectuer des tests).

La **lentille collimatrice** reçoit le faisceau convergent $f/8$ du télescope et transmet un faisceau parallèle au reste du système optique. On peut utiliser soit des **filtres** ordinaires (dont la liste est donnée dans la Table 2.1) soit des **filtres interférentiels** inclinables qui permettent de balayer des raies spectrales. Les **lentilles de Fabry** reçoivent des faisceaux parallèles et focalisent les images sur les PMTs. Ces lentilles étant situées avec les PMTs dans une boîte froide refroidie à -70°C par de la glace sèche, elles sont chauffées pour empêcher toute formation de givre.

Une analyse détaillée de l'optique par matrices de Mueller est présentée dans les sections suivantes.

2.1.1.1 Matrice de Mueller du prisme de Wollaston

Les paramètres de Stokes I' , Q' , U' et V' d'un faisceau ayant passé à travers un analyseur dont le plan principal (de transmission) est orienté selon un angle ϕ dans le plan du ciel sont reliés aux paramètres de Stokes I , Q , U et V du faisceau

NOM	TYPE	λ (Å)	$\Delta\lambda$ (Å)	λ_{PMT} (Å)	$\Delta\lambda_{PMT}$ (Å)	t_{MAX} (%)
3650(100)	comète (continu)	3650	100			25
3870(50)	comète (CN)	3870	50			20
4060(70)	comète (C ₃)	4060	70			40
4260(65)	comète (CO ⁺)	4260	65			46
4845(65)	comète (continu)	4845	65			50
6840(90)	comète (continu)	6840	90			79
7000(175)	comète (H ₂ O ⁺)	7000	175			83
4881(10)	interférentiel	4881	10			
4881(10)	interférentiel	4881	10			
6590(10)	interférentiel	6590	10			
8590(10)	interférentiel	8590	10			
RG645	bande large			7661	2411	90
RG695	bande large			7910	1911	90
RG780	bande large			8330	1082	85
RG830				8584	630	75
4300(800)	interférentiel	4300	800	4402	756	65
5900(800)	interférentiel	5900	800	5890	641	75
7600(800)	interférentiel	7600	800	7607	916	80
BG40+GG495	bande V			5480	1062	65
BG12+BG39+ GG385	bande B			4350	986	50

Tableau 2.1 - *Liste des filtres disponibles ainsi que leurs caractéristiques: les longueur d'onde centrale λ et largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (des filtres seulement), les longueur d'onde centrale λ_{PMT} et largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{PMT}$ incluant la courbe de sensibilité des PMTs, et le pourcentage maximum de transmission des filtres t_{MAX} , incluant la sensibilité des PMTs.*

incident de la façon suivante (voir par exemple Serkowski 1962, page 295):

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\phi & \sin 2\phi & 0 \\ \cos 2\phi & \cos^2 2\phi & \frac{1}{2} \sin 4\phi & 0 \\ \sin 2\phi & \frac{1}{2} \sin 4\phi & \sin^2 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Supposons, sans perdre de généralité, que l'axe rapide du prisme de Wollaston (qui est un analyseur) est orienté selon $\phi = 0^\circ$. La matrice qui représente cet axe du prisme est alors:

$$[W_{Rapide}] = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

La matrice qui représente l'axe lent du prisme de Wollaston, orienté selon $\phi = 90^\circ$ (à 90° par rapport à l'axe rapide) est:

$$[W_{Lent}] = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Pour le prisme de Wollaston, chaque axe correspond à un faisceau sortant, donc à un PMT. Par exemple, adoptons que l'axe rapide correspond au PMT1 et l'axe lent au PMT2.

2.1.1.2 Matrices de Mueller des retardateurs

Les paramètres de Stokes I' , Q' , U' et V' d'un faisceau ayant passé à travers un retardateur de retardement τ et dont l'axe optique est orienté selon un angle ψ

dans le plan du ciel sont reliés aux paramètres de Stokes I , Q , U et V du faisceau incident de la façon suivante (voir par exemple Serkowski 1962, page 297):

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G + H \cos 4\psi & H \sin 4\psi & -\sin \tau \sin 2\psi \\ 0 & H \sin 4\psi & G - H \cos 4\psi & \sin \tau \cos 2\psi \\ 0 & \sin \tau \sin 2\psi & -\sin \tau \cos 2\psi & \cos \tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

où:

$$G = \frac{1}{2}(1 + \cos \tau) \quad \text{et} \quad H = \frac{1}{2}(1 - \cos \tau) \quad (2.5)$$

Le retard de phase (ou retardement) pour une lame quart d'onde étant de $\tau = 90^\circ$, la matrice représentant un tel retardateur orienté de façon générale selon un angle ψ est:

$$[\lambda/4]_\psi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 4\psi & \frac{1}{2} \sin 4\psi & -\sin 2\psi \\ 0 & \frac{1}{2} \sin 4\psi & \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 4\psi & \cos 2\psi \\ 0 & \sin 2\psi & -\cos 2\psi & 0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

ou encore, en utilisant des identités trigonométriques:

$$[\lambda/4]_\psi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\psi & \cos 2\psi \sin 2\psi & -\sin 2\psi \\ 0 & \cos 2\psi \sin 2\psi & \sin^2 2\psi & \cos 2\psi \\ 0 & \sin 2\psi & -\cos 2\psi & 0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Pour la lame quart d'onde achromatique du polarimètre, la position n'est pas connue; on garde donc la matrice exprimée en fonction de ψ (Équation 2.7).

La cellule de Pockels étant orientée à 45° par rapport au prisme de Wollaston (par une procédure d'alignement de la cellule de Pockels) et agissant comme une

lame quart d'onde, on peut utiliser l'équation 2.7 en remplaçant ψ par 45° :

$$[P+] = [\lambda/4]_{45^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Lorsque la polarité de la cellule de Pockels est inversée, cela correspond à une rotation physique “virtuelle” de la cellule de 90° ; on peut donc prendre la matrice pour la lame quart d'onde dans laquelle on remplace ψ par $45^\circ + 90^\circ = 135^\circ$:

$$[P-] = [\lambda/4]_{135^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

2.1.1.3 Analyse de l'optique par matrices de Mueller

En polarisation linéaire, on utilise une lame quart d'onde (orientée de façon arbitraire selon un angle ψ), suivie de la cellule de Pockels puis du prisme de Wollaston, dont on supposera que l'axe rapide est orienté selon $\phi = 0^\circ$. Considérons le PMT1, qui, par exemple, correspondrait à l'axe rapide du Wollaston. Pour obtenir les paramètres de Stokes d'un faisceau passant à travers ces trois composantes, il faut multiplier le vecteur du faisceau incident par les matrices de la lame quart d'onde, de la cellule de Pockels puis du Wollaston (les matrices ne commutent pas!):

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = [W_R][P+][\lambda/4]_\psi \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned}
&= [W_R][P+] \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\psi & \cos 2\psi \sin 2\psi & -\sin 2\psi \\ 0 & \cos 2\psi \sin 2\psi & \sin^2 2\psi & \cos 2\psi \\ 0 & \sin 2\psi & -\cos 2\psi & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \\
&= [W_R] \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \cos^2 2\psi + U \cos 2\psi \sin 2\psi - V \sin 2\psi \\ Q \cos 2\psi \sin 2\psi + U \sin^2 2\psi + V \cos 2\psi \\ Q \sin 2\psi - U \cos 2\psi \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ -Q \sin 2\psi + U \cos 2\psi \\ Q \cos 2\psi \sin 2\psi + U \sin^2 2\psi + V \cos 2\psi \\ Q \cos^2 2\psi + U \cos 2\psi \sin 2\psi - V \sin 2\psi \end{pmatrix} \\
&\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix}_{PMT1,+} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I - Q \sin 2\psi + U \cos 2\psi \\ I - Q \sin 2\psi + U \cos 2\psi \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)
\end{aligned}$$

De même, lorsque la polarité de la cellule de Pockels est inversée:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix}_{PMT1,-} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I + Q \sin 2\psi - U \cos 2\psi \\ I + Q \sin 2\psi - U \cos 2\psi \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Pour chaque PMT, le nombre de photons détectés est envoyé à un compteur (ou canal) différent selon que la polarité de la cellule de Pockels était positive ou négative. Pour le PMT1, le canal 1 mesure l'intensité du faisceau lorsque la polarité de la cellule de Pockels est positive (par exemple), et le canal 2, lorsqu'elle est négative. En utilisant les équations 2.11 et 2.12, on trouve l'intensité (premier

élément d'un vecteur de Stokes) mesurée par chacun des deux canaux, notés $C1$ et $C2$:

$$C1 = \frac{1}{2}(I - Q \sin 2\psi + U \cos 2\psi) \quad (2.13)$$

$$C2 = \frac{1}{2}(I + Q \sin 2\psi - U \cos 2\psi) \quad (2.14)$$

Finalement, le paramètre de Stokes Q' s'obtient en faisant la différence sur la somme de ces deux canaux:

$$Q'_{PMT1} = \left(\frac{\Delta}{\Sigma} \right)_{PMT1} = \frac{C1 - C2}{C1 + C2} = \frac{\frac{1}{2}(-2Q \sin 2\psi + 2U \cos 2\psi)}{\frac{1}{2}(2I)} \quad (2.15)$$

$$= \frac{-Q \sin 2\psi + U \cos 2\psi}{I} \quad (2.16)$$

Il est à noter que puisque l'orientation de la lame quart d'onde n'est pas connue, le paramètre de Stokes que l'on mesure, noté Q' , est en fait une combinaison linéaire des paramètres de Stokes Q et U que l'on veut mesurer. On constate que si, par exemple, la lame quart d'onde était orientée à $\psi = 45^\circ$, on mesurerait Q (à un signe près). Une calibration (à l'aide d'étoiles standards) permettra de retrouver les paramètres Q et U désirés.

Pour pouvoir mesurer l'autre paramètre de Stokes, U' , il faut alors tourner la lame quart d'onde de 45° entre deux mesures. Pour la première mesure, la lame est donc à la position ψ , et pour la deuxième mesure, à la position $\psi+45^\circ$. On a donc:

$$Q'_{PMT1} = \left(\frac{\Delta}{\Sigma} \right)_{PMT1,0^\circ} = \frac{-Q \sin 2\psi + U \cos 2\psi}{I} \quad (2.17)$$

$$U'_{PMT1} = \left(\frac{\Delta}{\Sigma} \right)_{PMT1,45^\circ} = \frac{-Q \sin[(2(\psi + 45^\circ))] + U \cos[(2(\psi + 45^\circ))]}{I} \quad (2.18)$$

$$= \frac{-Q \cos 2\psi - U \sin 2\psi}{I} \quad (2.19)$$

La polarisation P s'obtient en faisant la somme quadratique de ces deux termes:

$$P^2 = Q'^2 + U'^2 = \left[\left(\frac{\Delta}{\Sigma} \right)_{0^\circ} \right]^2 + \left[\left(\frac{\Delta}{\Sigma} \right)_{45^\circ} \right]^2 \quad (2.20)$$

$$= Q^2 \sin^2 2\psi + U^2 \cos^2 2\psi - 2UQ \cos 2\psi \sin 2\psi + \quad (2.21)$$

$$Q^2 \cos^2 2\psi + U^2 \sin^2 2\psi + 2UQ \sin 2\psi \cos 2\psi$$

$$= Q^2 + U^2 \quad (2.22)$$

On constate donc que la position ψ de la lame quart d'onde achromatique n'a pas besoin d'être connue.

L'angle de polarisation est calculé selon l'équation 1.6.

Les calculs pour le PMT2 se font de façon similaire.

En pratique, on effectue, en plus des mesures à 0° et 45° , des mesures à 90° et 135° pour éliminer certains effets indésirables, tel la conversion de la polarisation linéaire en polarisation circulaire, jusqu'au deuxième ordre inclusivement (voir l'appendice dans Ménard *et al.* 1988). Des mesures sont effectuées sur l'objet et sur le ciel, pour pouvoir soustraire la polarisation du fond de ciel (qui peut être causée par la présence de la Lune ou d'aurores boréales). Les détails des calculs sont donnés ci-dessous.

2.1.1.4 Détails des calculs de polarisation linéaire

1. Quantités mesurées

Considérons, comme à la section précédente, un seul détecteur, PMT1, les comptes pour les canaux 1 et 2 (C1 et C2) et les 16 quantités mesurées lors d'une observation, sur l'étoile et sur le ciel:

- position 0° : *Etoile0C1* *Etoile0C2* *Ciel0C1* *Ciel0C2*
- position 45° : *Etoile45C1* *Etoile45C2* *Ciel45C1* *Ciel45C2*
- position 90° : *Etoile90C1* *Etoile90C2* *Ciel90C1* *Ciel90C2*
- position 135° : *Etoile135C1* *Etoile135C2* *Ciel135C1* *Ciel135C2*

Soit les temps d'intégration pour chacune des mesures précédentes:

- position 0°: $tEtoile0$ $tCiel0$
- position 45°: $tEtoile45$ $tCiel45$
- position 90°: $tEtoile90$ $tCiel90$
- position 135°: $tEtoile135$ $tCiel135$

2. Différence sur la somme

Cette première étape calcule des valeurs préliminaires des paramètres de Stokes Q (mesuré lorsque la lame quart d'onde est aux positions 0° et 90°), U (positions 45° et 135°) et I .

$$Q'0 = \frac{Etoile0C1 - Etoile0C2}{Etoile0C1 + Etoile0C2} \quad I'0 = Etoile0C1 + Etoile0C2$$

$$q0 = \frac{Ciel0C1 - Ciel0C2}{Ciel0C1 + Ciel0C2} \quad i0 = Ciel0C1 + Ciel0C2$$

$$U'45 = \frac{Etoile45C1 - Etoile45C2}{Etoile45C1 + Etoile45C2} \quad I'45 = Etoile45C1 + Etoile45C2$$

$$u45 = \frac{Ciel45C1 - Ciel45C2}{Ciel45C1 + Ciel45C2} \quad i45 = Ciel45C1 + Ciel45C2$$

$$Q'90 = \frac{Etoile90C1 - Etoile90C2}{Etoile90C1 + Etoile90C2} \quad I'90 = Etoile90C1 + Etoile90C2$$

$$q90 = \frac{Ciel90C1 - Ciel90C2}{Ciel90C1 + Ciel90C2} \quad i90 = Ciel90C1 + Ciel90C2$$

$$U'135 = \frac{Etoile135C1 - Etoile135C2}{Etoile135C1 + Etoile135C2} \quad I'135 = Etoile135C1 + Etoile135C2$$

$$u135 = \frac{Ciel135C1 - Ciel135C2}{Ciel135C1 + Ciel135C2} \quad i135 = Ciel135C1 + Ciel135C2$$

3. Correction pour le ciel - Pondération pour les temps

Cette étape fait la soustraction du ciel et une pondération qui compense les temps d'intégration différents pour l'étoile et le ciel. Pour le paramètre de Stokes Q et son erreur $\sigma(Q0)$:

$$Q_0 = \frac{(I'0 \cdot Q'0) - (i0 \cdot q0 \cdot tEtoile0/tCiel0)}{I'0 - i \cdot tEtoile0/tCiel0}$$

$$\sigma(Q_0) = \frac{\sqrt{I'0 + i0 \cdot (tEtoile0)^2/(tCiel0)^2} \sqrt{1 + (Q_0)^2}}{I'0 - i0 \cdot tEtoile0/tCiel0}$$

Et de même pour U45, $\sigma(U45)$, Q90, $\sigma(Q90)$, U135 et $\sigma(U135)$.

4. Moyenne sur deux positions de *La Bête*

Cette moyenne permet, en combinant les mesures de Q effectuées aux positions 0° et 90° , et celles de U effectuées aux positions 45° et 135° , d'éliminer des effets instrumentaux indésirables, tel que présenté à la section précédente (voir Section 2.1.1.3, page 30).

$$Q = \frac{Q_0/\sigma^2(Q_0) - Q_{90}/\sigma^2(Q_{90})}{1/\sigma^2(Q_0) + 1/\sigma^2(Q_{90})} \quad \sigma(Q) = \sqrt{\frac{1}{1/\sigma^2(Q_0) + 1/\sigma^2(Q_{90})}}$$

Et de même pour U et $\sigma(U)$.

5. Calculs de la polarisation P , son erreur $\sigma(P)$, l'angle de position θ et son erreur $\sigma(\theta)$

- si $\sigma(P) > P$, alors $P=0.0\%$
- si $\sigma(\theta) > \theta$, alors $\sigma(\theta) = 57.3^\circ$ (=1 radian)

$$\sigma(P) = \sqrt{\frac{(Q \cdot \sigma(Q))^2 + (U \cdot \sigma(U))^2}{Q^2 + U^2}} \quad P = \sqrt{Q^2 + U^2 - \sigma^2(P)}$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{U}{Q}\right) \quad \sigma(\theta) = 28.65^\circ \cdot \frac{\sigma(P)}{P}$$

NOTE: La correction appliquée (soustraction de $\sigma^2(P)$) permet de trouver la valeur la plus probable de la polarisation, compte tenu de la présence d'un biais statistique. Voir Serkowski (1962).

6. Moyenne des résultats obtenus avec les deux PMTs

Pour calculer la valeur moyenne de la polarisation pour les deux PMTs, ou même pour calculer la valeur moyenne de plusieurs observations, il faut d'abord retourner aux paramètres de Stokes.

Étant donné P_i , $\sigma_i(P)$, θ_i et $\sigma_i(\theta)$:

$$Q_i = P_i \cos(2\theta_i) \quad U_i = P_i \sin(2\theta_i) \quad \sigma = \sigma(Q_i) = \sigma(U_i) = \sigma(P_i)$$

Ensuite on peut calculer les moyennes pondérées des paramètres de Stokes:

$$Q = \frac{\frac{Q_1 - Q_2}{\sigma_1^2 - \sigma_2^2}}{\Sigma(1/\sigma_i^2)} \quad U = \frac{\frac{U_1 - U_2}{\sigma_1^2 - \sigma_2^2}}{\Sigma(1/\sigma_i^2)}$$

$$\sigma_Q^2 = \frac{1}{\Sigma(1/\sigma_i^2)} = \sigma_U^2 = \sigma^2(P)$$

et trouver la polarisation et son angle de position comme expliqué au point précédent.

2.1.2 Mécanique et électronique

La Belle et La Bête se compose de plusieurs modules installés au télescope ou dans la salle de contrôle de l'observatoire. Au télescope s'installent *La Bête* (dont on retrouve une illustration à la figure 2.1) et la *Split Box* (boîte de jonction entre *La Bête* et les modules électroniques situés dans la salle de contrôle, et qui permet entre autre un contrôle local des cinq premiers moteurs). Dans la salle de contrôle, on retrouve *La Belle* (l'ordinateur de contrôle), les alimentations (+5 v, +6 v, ±12 v, ±24 v), un *NIM BIN* (qui contient des modules électroniques et les alimentations de haut voltage), les compteurs, un module de contrôle digital (qui permet de lire des informations digitales ou d'envoyer des commandes à l'instrument), et l'électronique de contrôle des moteurs 6 et 7. L'ordinateur contrôle toute l'électronique de l'appareil grâce à deux interfaces, une de standard IEEE (GPIB) et l'autre de protocole I³.

Les composantes optiques facultatives ou dont la position peut varier selon l'observation sont toutes contrôlées à l'aide de sept moteurs. Les moteurs 1 et 4 sont utilisés pour incliner les filtres interférentiels par pas de 0.05° , lorsqu'on désire mesurer la polarisation dans des raies spectrales. Le moteur 2 contrôle une roue à lames quart d'onde qui contient toujours au moins une lame quart d'onde (généralement achromatique) et une position vide, pour pouvoir travailler en polarisation linéaire ou circulaire (avec ou sans la lame quart d'onde). Le moteur 3 contrôle un tiroir à filtres, qui peut contenir jusqu'à six filtres circulaires ou carrés de un pouce de diamètre. Le moteur 5 fait tourner tout le bas de l'instrument à partir de la cellule de Pockels inclusivement, aux positions 0° , 45° , 90° et 135° , comme exposé à la section précédente. Le moteur 6 permet de sélectionner le miroir, le prisme polarisant ou un des six diaphragmes. Le moteur 7 permet d'utiliser les filtres à densité neutre pour atténuer l'intensité de la lumière d'objets trop brillants qui risqueraient d'endommager les détecteurs. Ces sept moteurs peuvent être contrôlés au besoin en mode local (en agissant sur les boutons de leur module de contrôle) mais leur utilisation se fait toujours en mode à distance (le contrôle est alors donné à l'ordinateur).

Le contrôle des moteurs 1 à 5 se fait à l'aide d'un module appelé *Split Box* (boîte de jonction) qui génère les signaux de commande, et d'une interface digitale qui envoie les commandes à effectuer. Les moteurs 6 et 7 sont quant à eux contrôlés d'une autre façon, à l'aide d'amplificateurs qui génèrent les signaux et à un module *Compumotor* qui gère les commandes.

Les photons détectés par les PMTs sont envoyés à des pré-amplificateurs et discriminateurs, puis à quatre compteurs de 32 bits (pouvant compter jusqu'à 2^{32} impulsions à une fréquence de 8 MHz) installés à l'intérieur de *La Belle*.

2.1.3 Programme de contrôle et d'acquisition des données

Le programme de contrôle et d'acquisition des données est un code écrit en langage C et compilé à l'aide du logiciel Think C sur le Macintosh Centris650. Le programme fonctionne sur le principe des menus (menu principal, menu pour le contrôle des sept moteurs, menu pour les observations, etc.): plusieurs choix sont offerts à l'utilisateur, et celui-ci décide ce qu'il faut faire en entrant l'entier qui correspond à l'option désirée. Ces menus, ainsi que les informations pertinentes à la tâche accomplie, sont affichés dans diverses fenêtres superposées dont la plus pertinente est toujours entièrement visible.

Entre autre, lors du lancement d'une observation, une fenêtre affiche toutes les informations pertinentes à la mesure en cours: date et heure du début de la mesure, nom de l'objet, temps d'intégration demandé, temps écoulé, composantes optiques sélectionnées (présence/absence de la lame quart d'onde, filtre neutre, filtre, diaphragme, position de la lame quart d'onde), liste des étapes accomplies et à accomplir, températures (glace sèche, cellule de Pockels), comptes enregistrés par les quatre compteurs lors de la dernière seconde et comptes totaux, calculs préliminaires de la polarisation (pour chacun des PMTs, et pour les deux), taux de comptage sur l'objet observé, et rapport signal/bruit.

Le programme installé sur *La Belle* permet essentiellement deux choses: contrôler l'instrument (moteurs, obturateur, etc.) et prendre les données (enregistrer les comptes et les sauvegarder dans des fichiers contenant toute l'information éventuellement utile à l'utilisateur).

Le contrôle de l'instrument se résume à ceci:

- initialiser les deux interfaces et tous les modules électroniques avant d'utiliser l'instrument
- bouger chacun des moteurs selon le choix de l'utilisateur, ou automatiquement (par exemple, rotation du moteur 5 lorsque la prochaine mesure doit être effectuée)

à la position de la lame quart d'onde suivante)

- ouvrir et fermer l'obturateur à la demande de l'utilisateur ou ouvrir l'obturateur automatiquement lorsqu'une intégration est demandée
- lire la température de la cellule de Pockels, des lentilles de Fabry et du compartiment à glace sèche
- lire les compteurs qui enregistrent les signaux des PMTs
- à la sortie du programme, replacer les moteurs 3, 5, 6 et 7 à leur position de référence, fermer l'obturateur

De plus, *La Belle* a un contrôle restreint des déplacements du télescope. En effet, un contrôleur conçu et construit par D. Nadeau et P. Vallée du Groupe d'Astronomie Infrarouge de l'Université de Montréal permet à un ordinateur d'effectuer des déplacements du télescope, sa mise au foyer, ainsi que plusieurs autres tâches normalement accomplies par le technicien d'observation. Lorsqu'utilisé conjointement avec le polarimètre, le contrôleur de télescope est utilisé pour effectuer les déplacements entre le ciel et l'objet. Le mouvement est restreint à un mouvement relatif maximum de 300 secondes d'arc à la fois, en direction nord ou sud seulement.

L'acquisition des données consiste à:

- enregistrer les comptes dans les variables appropriées, selon ce qui est observé (ciel ou objet), le PMT utilisé (1 ou 2), et la position du moteur 5
- sauvegarder ces comptes bruts pour utilisation ultérieure, si nécessaire
- effectuer les calculs de polarisation selon les comptes disponibles à chaque étape d'une séquence: soustraire le ciel pour chaque paire ciel-étoile, calculer la polarisation pour chaque paire 0-45°, ou 90-135°
- sauvegarder ces calculs

2.2 Performances

Quelques caractéristiques de *La Belle et La Bête* sont présentées ci-après pour donner une idée des performances de l'instrument et pouvoir le comparer à d'autres.

2.2.1 Efficacité de mesure de la polarisation

La perfection n'étant pas de ce monde, les polarimètres ne sont en général pas capables de mesurer avec 100% d'efficacité la polarisation incidente, c'est-à-dire qu'un instrument peut, par exemple, mesurer 10% de polarisation linéaire pour une source qui est en fait polarisée à 12%. Pour compenser cette imperfection, une nuit d'observation commence toujours par la mesure de l'efficacité de l'instrument, en mesurant la polarisation d'un faisceau de lumière que l'on suppose polarisé à 100%. On utilise pour cela un prisme polarisant, qui, même s'il n'est pas lui-même parfait, polarise la lumière à plus de 99%.

Ce manque d'efficacité est dû principalement à l'imperfection de l'alignement de la cellule de Pockels par rapport au prisme de Wollaston, et au fait que les lames quart d'onde (la lame quart d'onde achromatique et la cellule de Pockels) n'agissent exactement comme des lames quart d'onde que pour des longueurs d'onde précises. L'utilisation de filtres couvrant plusieurs longueurs d'onde se traduit donc par des imperfections optiques.

Le tableau 2.2 donne les efficacités minimales et maximales généralement mesurées pour différents filtres. On constate que plus le filtre est étroit, plus l'efficacité peut être élevée, et vice versa. Pour les filtres les plus rouges (RG645, RG780), l'efficacité est limitée par la tension la plus élevée que l'on peut appliquer à la cellule de Pockels sans risquer de l'endommager, soit 2200 volts. Lorsqu'il fait chaud (température ambiante $> 5^{\circ}\text{C}$), la tension optimale se situe au-delà de

2200 volts, ce qui pourrait être dangereux pour le cristal. En se limitant à des tensions inférieures à 2200 volts, on diminue l'efficacité, qui tombe alors sous les 85%.

2.2.2 Réglage de la tension de la cellule de Pockels

Comme il a déjà été mentionné, la tension qui doit être appliquée aux bornes de la cellule de Pockels dépend de la température du cristal et de la longueur d'onde d'observation. En utilisant plusieurs mesures d'efficacité obtenues au fil des ans dans des conditions différentes (température ambiante et filtres différents), on peut trouver des expressions empiriques qui permettent d'estimer la tension qu'il faudra appliquer à la cellule pour obtenir une efficacité maximale. Les relations suivantes estiment de deux façons différentes la valeur de *Catcher*, le nom donné à la tension de la cellule de Pockels, en fonction de T , la température de la cellule de Pockels en °C, et λ , la longueur d'onde d'observation (la longueur d'onde centrale du filtre) en Å:

$$Catcher(\text{volts}) = 95.9 + 12.7 * T + 0.27 * \lambda \quad (2.23)$$

$$Catcher(\text{volts}) = 117.4 + 0.26 * \lambda + 17.0 * T \quad (2.24)$$

Pour certains filtres, il existe des relations spécifiques:

$$\text{Filtre 4300(800): } Catcher = 1282.8 + 11.78 * T \quad (2.25)$$

$$\text{Filtre V: } Catcher = 1474.5 + 21.59 * T \quad (2.26)$$

$$\text{Filtre 5900(800): } Catcher = 1670.7 + 18.56 * T \quad (2.27)$$

$$\text{Filtre 6840(90): } Catcher = 1940.5 + 22.50 * T \quad (2.28)$$

Il faut cependant noter que ces relations empiriques ont été obtenues avec la cellule de Pockels présentement installée dans le polarimètre, et elles pourraient être légèrement différentes pour une autre cellule.

Filtre	λ	$\Delta\lambda$	Efficacité
4260(65)	4260 Å	65 Å	93.4-94.5%
4845(65)	4845 Å	65 Å	93.1-97.8%
6840(90)	6840 Å	90 Å	94.6-96.1%
7000(175)	7000 Å	175 Å	90.6-92.2%
RG645	7660 Å	2410 Å	74.3-91.6%
RG780	8330 Å	1080 Å	73.2-80.4%
B	4350 Å	990 Å	89.3-92.2%
V	5480 Å	1060 Å	90.3-90.8%
aucun filtre ^a			86.9%

Tableau 2.2 - *Efficacité de mesure de la polarisation de La Bête pour différents filtres.*

^a Lorsqu'aucun filtre n'est utilisé, ce sont les courbes de sensibilité des PMTs qui déterminent le domaine de transmission spectrale. Avec des PMTs Ga-As, la transmission maximale se situe dans le rouge.

2.2.3 Stabilité du chauffage de la cellule de Pockels

Puisque le réglage de la tension de la cellule de Pockels dépend de sa température et doit être ajustée lorsque celle-ci varie de plus de $\approx 1^\circ\text{C}$, il est bon de savoir avec quelle stabilité la cellule de Pockels est tenue à une température précise à l'aide des résistances chauffantes.

En janvier 1998, quelques séries de tests (500 lectures de température à toutes les secondes) ont été effectuées pour vérifier la distribution de la température de la cellule de Pockels lorsqu'elle est chauffée, pour des températures ambiantes (dans le dôme, ou salle du télescope) variant entre -15° et 0°C . Tout d'abord, la température moyenne de la cellule chauffée dépend légèrement de la température ambiante, comme le montre le tableau 2.3. Ceci est dû au fait que les résistances chauffantes ne sont pas aussi efficaces à basse qu'à haute température, mais n'a pas de conséquence pour les performances de l'instrument puisqu'il est rare que la température ambiante chute de 15°C lors d'une même nuit et que de toute façon, la variation de la température de la cellule de Pockels est inférieure à 1°C .

La figure 2.4 présente la distribution de 500 lectures de température de la cellule de Pockels. On remarque la présence d'un double pic qui s'interprète de

T_{ambiante}	T_{Pockels}	σ
$^\circ\text{C}$	$^\circ\text{C}$	$^\circ\text{C}$
-1	2.8	0.2
-4	2.7	0.3
-8	2.5	0.3
-15	2.0	0.3

Tableau 2.3 - Température moyenne T_{Pockels} et déviation standard σ de la cellule de Pockels chauffée en fonction de la température ambiante T_{ambiante} .

la façon suivante: lorsque la température est inférieure à un certain seuil (réglé électroniquement), les résistances chauffantes entrent en fonction et chauffent la cellule jusqu'à la température dictée par l'électronique. Lorsque celle-ci est atteinte, les résistances ne chauffent plus, la température reste un certain moment à la même valeur puis redescend doucement jusqu'à ce que le seuil soit de nouveau atteint. Les résistances se remettent à chauffer, la température stagne un certain moment et remonte. La période entre deux températures maximales est de l'ordre de 30-40 secondes.

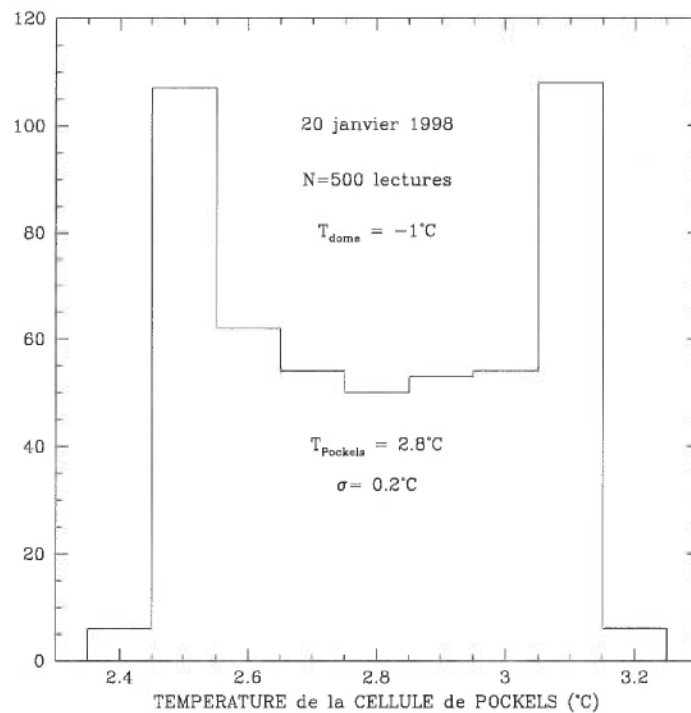


Figure 2.4 - *Distribution de 500 lectures de la température de la cellule de Pockels chauffée par ses résistances chauffantes alors que la température dans le dôme était de -1°C .*

Le système de chauffage de la cellule est donc adéquat: il peut garder la température de la cellule à une température relativement constante, ce qui permet de garder le même réglage de la tension de la cellule de Pockels pendant une très

longue période.

2.2.4 Bruit de fond et rapport signal/bruit

Le bruit de fond du polarimètre se mesure lorsque les PMTs sont refroidis et que l'obturateur est fermé. C'est donc une indication des signaux parasites qu'envoient les détecteurs alors qu'aucune lumière ne leur parvient. Lorsque la température des PMTs est de -70°C , le bruit de fond est en général de l'ordre ou inférieur à un coup par seconde par PMT, ce qui est négligeable, et implique que la précision des mesures ne dépend pas du bruit des détecteurs.

Lorsqu'on parle de rapport signal sur bruit (S/B), le bruit est alors défini comme étant le taux de comptes mesuré sur le ciel, et le signal, celui mesuré sur l'objet.

2.2.5 Temps d'intégration

Pour donner une indication des taux de compte auxquels un observateur peut s'attendre, le tableau 2.4 indique, pour plusieurs étoiles de magnitudes différentes, les taux de comptage qui ont été mesurés avec *La Belle et La Bête*. On remarque que même si les données ont été classées en ordre décroissant de luminosité, les taux de comptes ne diminuent pas de façon progressive. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ce fait: 1/ lors des observations, les conditions du ciel n'étaient peut-être pas parfaites, 2/ la masse d'air n'était pas identique dans tous les cas, 3/ les étoiles pourraient elles-mêmes présenter des variations photométriques et 4/ les PMTs et pré-amplificateurs / discriminateurs utilisés n'étaient pas toujours les mêmes d'une fois à l'autre. Il est également à remarquer que puisque les PMTs sont plus sensibles dans le rouge que dans le bleu, une étoile qui aurait les mêmes magnitudes *B* et *I* n'aurait pas le même taux de comptage dans les filtres *B* et *I*.

Nom de l'étoile	V	Filtre neutre (mag)	Magnitude apparente	Taux de compte (Hz)
99 Her AB	5.0	2	7.0	190 000
HD 222568	7.7		7.7	87 000
HD 3940	7.3	1	8.3	183 000
η Cep	3.4	5	8.4	84 000
HD 5776	8.1	0.5	8.6	136 000
ι Peg	3.8	5	8.8	39 000
HD 4841	6.9	2	8.9	95 000
BD +59° 389	9.1		9.1	73 000
β Com	4.3	5	9.3	35 000
BD +25° 727	9.5		9.5	42 000
BD +64° 106	10.3		10.3	23 000
HD 251204	10.3		10.3	19 000

Tableau 2.4 - *Taux de compte dans le filtre V pour plusieurs étoiles.*

2.2.6 Stabilité des mesures de polarisation

Comme il sera exposé plus loin, les observations polarimétriques d'étoiles binaires jeunes montrent parfois des variations soudaines atypiques: la polarisation ou l'angle de polarisation peuvent être beaucoup plus élevés ou plus bas que l'ensemble des autres données. Ces variations sont-elles dues à un problème instrumental ou les étoiles elles-mêmes sont-elles responsables de ces comportements?

Pour répondre à cette question, on peut se servir de l'ensemble de toutes les données, autres que celles d'étoiles jeunes, prises avec *La Belle et La Bête* et vérifier si ces autres observations montrent elles aussi des variations anormales. Si c'est le cas, alors les observations bizarres peuvent probablement être attribuées à l'instrument.

L'ensemble des données utilisées comprend des observations d'étoiles standards polarisées et non-polarisées prises entre l'automne 1994 et l'été 1999, un ensemble de données prises spécialement pour répondre à la question qui nous concerne présentement, ainsi que de nombreux suivis de divers objets effectués par A. Moffat de l'Université de Montréal dans le cadre de ses projets de recherche avec le polarimètre.

Les données des étoiles standards non-polarisées (c'est-à-dire dont la polarisation est très faible, en général $\lesssim 0.02\%$) peuvent être examinées pour repérer des valeurs de polarisation qui seraient statistiquement nettement supérieures à 0.0% ; il est inutile de chercher des valeurs d'angle de position anormaux puisque pour ces étoiles très peu polarisées, l'angle de polarisation est très mal déterminé de toute façon. Vingt-cinq étoiles, observées entre une et 25 fois, constituent l'échantillon. Pour toutes les étoiles observées plus de trois fois (14 objets), une seule donnée, sur 84, serait possiblement statistiquement trop élevée (γ Boo, observée le 3 mai 1995); la valeur obtenue, $0.11 \pm 0.03\%$ pourrait cependant être statisti-

quement nulle à 3σ . Deux données trop élevées ont été prises la même nuit alors qu'un problème avec l'un des deux détecteurs était connu; deux autres données ont été accompagnées de problèmes techniques repérés dès la prise de la mesure. Deux étoiles observées chacune une seule fois présentaient des polarisations un peu trop élevées; les ayant rejetées comme étant probablement faiblement polarisées, elles n'ont pas été observées à nouveau, et il n'est donc pas possible de vérifier la cause de ces valeurs douteuses. L'ensemble des données de standards non-polarisées ne semble donc pas affecté par des problèmes instrumentaux.

Les données des étoiles standards polarisées peuvent être examinées pour trouver des valeurs de polarisation ou d'angle de polarisation anormaux. Pour une étoile donnée, il faut cependant comparer des observations prises avec le même filtre, puisqu'il est connu que la polarisation (et parfois l'angle de polarisation) de ces étoiles varie en fonction de la longueur d'onde. Il faut également noter qu'il n'est pas rare qu'un objet classifié non variable présente des variations lorsqu'un ensemble suffisamment élevé de mesures est recueilli (voir par exemple, Bastien *et al.* 1988). Vingt-huit étoiles standards polarisées constituent l'échantillon, dont treize ont été observées plus de trois fois, pour un total de 53 observations. Les valeurs de polarisation montrent une dispersion générale, mais aucun point nettement au-dessus ou au-dessous des autres. Aucune mesure d'angle de polarisation n'est anormale. Des tests statistiques de variabilité (voir Chapitre 6) ont été effectués pour les étoiles pour lesquelles un nombre suffisant de données existe. Six étoiles sur huit seraient variables en polarisation; trois sur huit seraient variables ou possiblement variables en angle de polarisation. Ces variations sont très faibles, et en fait l'ensemble des données pour les standards polarisées ne montre pas de donnée bizarre, et ne semble donc pas affecté par des problèmes d'ordre instrumental.

Une étoile brillante polarisée a été suivie pendant quelques heures pour obtenir sept données. Aucune observations anormale n'est à signaler.

Cinq ensemble de données (non-publiées) obtenues par A. Moffat constituent autant d'échantillons pouvant être examinés pour trouver des observations qui seraient anormales. L'objet SS Cyg a été observé 45 fois au cours d'une même nuit de août 1997, et 41 fois une même nuit d'octobre 1997; aucune observation bizarre n'est à signaler. L'étoile binaire WR 151 a été observée sept fois en deux nuits non-consécutives (août 1997), et huit fois sur quelques nuits en octobre 1997. Le premier ensemble de données présente un point nettement plus haut (à 7.7%) que la moyenne des autres points (6.3%); cependant, cette anomalie pourrait être imputée à des conditions d'observation (présence de la Lune, illuminée à 80%, et d'absorption variable, sous forme de brume ou de nuages fins) reconnues comme pouvant fausser des données. Le deuxième ensemble de données présente un point trop bas en polarisation, qui est dû à une erreur d'identification de l'objet observé. Le dernier ensemble est constitué de 20 mesures effectuées la même nuit, en octobre 1997, sur RX And; aucune anomalie n'est à signaler. Ce total de 121 observations ne présente aucune anomalie qui pourrait être reliée à un problème instrumental.

Ces huit échantillons montrent donc que le polarimètre est un instrument stable qui ne cause pas, à notre connaissance et selon les vérifications effectuées, d'observations "bizarres" (polarisation ou angle de polarisation nettement différents de la moyenne d'un ensemble de données).

2.3 Points forts et points faibles

Comme tout instrument, *La Belle et La Bête* a ses qualités et ses défauts. Ses qualités, ou points forts, facilitent son utilisation, permettent un large éventail de configurations et évitent autant que possible les manoeuvres dangereuses. Les défauts diminuent son efficacité.

2.3.1 Points forts

Voici une énumération des points forts de cet instrument:

1. pour pouvoir satisfaire les exigences de projets différents, l'utilisateur a un choix de six diaphragmes, de diamètres très petits ($5''52$) à très grands ($31''08$); ce choix se fait à distance et rapidement.
2. l'utilisateur a un choix de six filtres pour chaque tiroir installé; ce choix se fait à distance et rapidement. Le changement des tiroirs à filtres, qui sont au nombre de quatre, est également très facile et rapide, puisque l'instrument n'a pas besoin d'être ouvert, et qu'aucun instrument (tournevis, etc.) n'est requis.
3. l'utilisateur peut rapidement passer du mode polarisation linéaire à celui circulaire.
4. l'utilisateur a le choix de cinq filtres neutres pour pouvoir observer des objets brillants et faibles; ce choix se fait à distance et rapidement.
5. l'utilisateur peut effectuer un balayage d'une raie spectrale à l'aide des filtres interférentiels. Une routine contrôle et gère le déplacement des filtres sans que l'utilisateur doive intervenir.
6. des séquences d'observation ont été écrites pour minimiser les commandes que doit envoyer l'utilisateur: le temps d'intégration sur l'objet est entré une seule fois, le temps d'intégration sur le ciel est automatiquement calculé après une intégration courte pour optimiser le temps de télescope, l'instrument est automatiquement tourné aux bonnes positions (0° à 135°) aux bons moments, les déplacements entre le ciel et l'objet peuvent être effectués par le contrôleur de télescope ou par le technicien d'observation, l'obturateur se ferme automatiquement lorsqu'un des deux PMTs enregistre plus de 200 000 comptes en une seconde (pour protéger les détecteurs).

7. dans une séquence d'observation, le moteur 5 est tourné automatiquement à la bonne position au bon moment.
8. avant chaque intégration, le programme vérifie que l'obturateur est bel et bien ouvert.
9. chaque intégration peut être interrompue pour être continuée plus tard, recommencée ou abandonnée.
10. lorsque l'utilisateur choisit un autre filtre, le programme lui rappelle de changer la tension sur la cellule de Pockels.
11. la cellule de Pockels est chauffée pour que sa température soit gardée constante, ce qui évite d'avoir à ajuster la tension lorsque la température ambiante varie trop.
12. l'utilisateur peut effectuer des lectures de la température de la cellule de Pockels, ce qui lui permet de remesurer l'efficacité seulement si cette température a changé de façon notable.
13. l'utilisateur peut effectuer une lecture du compartiment à glace sèche, ce qui lui permet de prévoir quand il devra remettre de la glace.
14. il est possible d'effectuer des intégrations individuelles sans utiliser une séquence complète.
15. il est possible d'effectuer une intégration avec obturateur fermé, pour mesurer le bruit de fond.
16. lorsque l'utilisateur demande de quitter le programme, une confirmation est demandée, au cas où l'utilisateur un peu trop fatigué ait fait une faute de frappe.
17. l'alignement de la cellule de Pockels se fait facilement, grâce à une série de vis et d'anneaux bien placés, faciles d'accès et faciles à ajuster.

18. les diaphragmes sont percés dans une plaque de plexiglas aluminisée, ce qui permet d'utiliser le système de visualisation du télescope pour repérer les objets.
19. l'aluminium de la plaque des diaphragmes a été ôté près des trous, parce que la polarisation de la lumière d'une étoile qui tomberait à moitié dans le trou et à moitié en dehors serait faussée (P. Bastien, communication privée).
20. les effets du *seeing* et de la transparence variables de l'atmosphère sont atténués grâce à la modulation de la tension de la cellule de Pockels.
21. les compteurs 32 bits permettent d'accumuler jusqu'à 2^{32} (plus de quatre milliards) impulsions (photons), ce qui est amplement suffisant.

2.3.2 Points faibles

Voici une énumération des points faibles de l'instrument:

1. *La Belle et La Bête* est un instrument relativement compliqué à installer.
2. les spécifications de la lentille collimatrice ne sont pas connues; celle-ci est difficile à centrer par rapport à l'axe optique de l'instrument et à placer selon la longueur focale.
3. la cellule de Pockels est une composante optique fragile et onéreuse. On doit éviter les chocs mécaniques et thermiques. Elle s'use avec le temps et doit être remplacée lorsque le cristal craque ou qu'elle produit des étincelles.
4. lorsqu'il fait chaud ($> 15^\circ$) l'efficacité de l'instrument dans le rouge est faible (80-85%) parce que la tension de la cellule de Pockels est alors de 2200 volts et insuffisante, et ne peut être augmentée sans risquer d'endommager le cristal.

5. il est difficile de centrer les diaphragmes par rapport à l'axe optique.
6. le mécanisme de contrôle de l'obturateur se relâche avec l'usage et doit être démonté.
7. les pré-amplificateurs/discriminateurs causent parfois des problèmes intermittents.
8. les PMTs sont vieux: 20 ans.
9. les composantes électroniques sont vieilles (20 ans) et il pourrait être difficile, un jour, de trouver des morceaux de remplacement.
10. la mécanique du moteur 5 a du jeu et introduit une certaine flexion dans l'instrument.
11. bien que possible en théorie, la lecture de la température des lentilles de Fabry ne peut être effectuée correctement.
12. le réglage du haut voltage des PMTs et de la cellule doit se faire manuellement, bien qu'il devrait être possible de le faire à l'aide de *La Belle*.
13. une des composantes optiques semble bloquer la lumière du proche ultraviolet ($\lambda \approx 3500 \text{ \AA}$) alors que les détecteurs y sont sensibles.

2.4 Projets menés avec *La Belle et la Bête*

Malgré les défauts du polarimètre, plusieurs projets ont été menés à l'OMM grâce à cet instrument, ce qui démontre qu'il est fonctionnel, relativement aisé à utiliser, efficace, qu'il répond de façon satisfaisante à des besoins scientifiques. Pour illustrer ce que peuvent apporter les techniques polarimétriques et de quelles façons *La Bête* peut être utilisée, cinq projets (outre le projet de doctorat de l'auteur) seront présentés brièvement dans les sections suivantes.

2.4.1 Géométrie des enveloppes circumstellaires des étoiles évoluées

2.4.1.1 Présentation du projet

Les étoiles du type BAG (Branche Asymptotique des Géantes) sont des étoiles évoluées qui ont quitté la série principale et évacué leurs couches externes sous forme de coquilles. Puisque ces étoiles BAG deviendront, d'après la théorie, des nébuleuses planétaires, et que ces nébuleuses présentent rarement des géométries sphériques, il est soupçonné que l'asymétrie de la nébuleuse est en fait déjà présente lorsque les BAG soufflent leurs couches externes. Donc, si ces enveloppes ne sont donc pas sphériques, la lumière stellaire diffusée par les électrons ou grains de poussière de l'enveloppe non-sphérique sera polarisée linéairement (Johnson & Jones 1991).

Les buts du projet (encore en cours) sont d'identifier les candidats fortement polarisés et d'en étudier la variabilité éventuelle, et d'effectuer des mesures de la polarisation linéaire à plusieurs longueurs d'onde, afin de remonter à la géométrie des enveloppes en modélisant les courbes de polarisation mesurées. Une meilleure connaissance de la géométrie de ces enveloppes circumstellaires permettrait de mieux comprendre les phénomènes de pertes de masse et l'évolution de ce type d'étoiles.

Il existe deux types de BAG: à profils de raie symétriques et non-symétriques, ce qui, on suppose, est une indication d'enveloppes respectivement sphériques et non-sphériques. On prédisait donc que les BAG à profils non-symétriques devraient être plus polarisées que les BAG à raies symétriques.

2.4.1.2 Utilisation de *La Belle et La Bête*

Un relevé systématique (*survey*) a donc été entrepris par C. Kahane (alors en sabbatique à l'Université Laval; Université de Grenoble) et ses collaborateurs pour mesurer la polarisation linéaire d'un échantillon de plusieurs (≈ 70) étoiles BAG. Cette étude a été effectuée à l'aide de filtres rouges, un filtre étroit (6840 Å, 90 Å) étant utilisé pour les objets les plus brillants, et un filtre large (RG780) pour les autres. Ces deux filtres ont été placés dans le même tiroir à filtres, ce qui facilitait le passage d'un filtre à l'autre au cours d'une même nuit.

Une nuit d'observation consistait en l'observation de plusieurs (jusqu'à 15) étoiles BAG. L'utilisation du programme devait donc être très conviviale et simple pour minimiser les informations demandées à l'astronome.

2.4.1.3 Aperçu des résultats

Contrairement à ce qui était attendu, les étoiles BAG à profils symétriques et non-symétriques ont des distributions en polarisation statistiquement identiques. Ceci pourrait être dû à un effet de projection: l'orientation la plus favorable d'une enveloppe non-symétrique qui donnerait un profil de raie anormal est perpendiculaire à l'orientation qui donne une polarisation élevée. Ne pouvant détecter à la fois un profil anormal et une polarisation élevée, il est alors normal que les deux distributions soient semblables.

Cependant, les étoiles BAG riches en carbone présentent une polarisation plus élevée que celles riches en oxygène. Ceci serait dû à un effet d'opacité. Les grains de silicate que l'on retrouve autour des étoiles BAG riches en oxygène seraient moins opaques (et donc polariseraient moins la lumière) que les grains de carbone autour des étoiles BAG riches en carbone.

Ces résultats sont présentés dans Kahane *et al.* (1997).

2.4.2 Etoiles magnétiques des types Ap et Bp

2.4.2.1 Présentation du projet

Les étoiles de type Ap et Bp sont des étoiles chaudes présentant des particularités dans leurs spectres, particularités souvent liées à la présence de champs magnétiques. Par effet Zeeman, les raies spectrales sont polarisées linéairement et circulairement. En mesurant la polarisation circulaire à travers une raie, on peut retrouver la valeur du champ magnétique longitudinal (le long de la ligne de visée).

2.4.2.2 Utilisation de *La Belle et La Bête*

Pour ce faire, *La Bête* est munie de deux supports inclinables qui reçoivent des filtres interférentiels. Ces filtres peuvent être inclinés pour sélectionner une longueur d'onde particulière, ou balayer une raie au complet. Pour chaque étoile, on peut ainsi effectuer un balayage de l'intensité de la lumière à travers la raie, choisir deux points de part et d'autre du milieu de la raie, et mesurer la polarisation circulaire dans les ailes de la raie (à $\pm 5 \text{ \AA}$ du centre), ce qui donnera le champ magnétique longitudinal.

Une sous-routine effectue le balayage d'une raie en inclinant chaque filtre à 12 positions entre 4.0° à 9.4° . Une fois lancée, cette sous-routine roule sans l'intervention de l'utilisateur. L'intensité de la lumière (le nombre de photons comptés) est affichée à l'écran, et l'utilisateur peut ainsi choisir quelles longueurs d'onde dans la raie il désire utiliser. Une fois ce balayage et ce choix faits, l'utilisateur positionne les filtres aux longueurs d'onde choisies et effectue des mesures de polarisation circulaire. La méthode est expliquée en détails dans Landstreet (1982).

2.4.2.3 Aperçu des résultats

Le polarimètre a été utilisé par G. Hill (alors chercheur post-doctoral à l'Université de Montréal) pour poursuivre des observations d'étoiles Ap et Bp déjà entreprises à l'Observatoire Elginfield de l'Université Western Ontario, à l'aide d'un polarimètre semblable à *La Bête*. Les données de polarisation circulaire dans la raie $H\beta$ prises à l'OMM pour les étoiles 53 Cam et 84 UMa concordent très bien avec l'ensemble des données antérieures, ce qui montre que l'appareil fonctionne bien. L'ensemble des données a servi à raffiner les périodes de rotation de 84 UMa et 53 Cam, et à trouver l'inclinaison du dipôle magnétique par rapport à l'axe de rotation de l'étoile ainsi que la valeur du champ magnétique au pôle de 84 UMa.

Les détails de ces projets sont exposés dans Hill *et al.* (1998) et Wade *et al.* (1998).

2.4.3 Comètes Hyakutake et Hale-Bopp

2.4.3.1 Présentation du projet

En 1996 et 1997, les astronomes ont eu la chance de voir dans leur ciel deux comètes brillantes, C/1995 O1 Hale-Bopp et C/1996 B2 Hyakutake. Par l'utilisation de diverses techniques (photométrie, spectroscopie, imagerie, polarimétrie), on peut étudier les caractéristiques de ces objets: grosseur, composition, température, etc. La polarimétrie, quant à elle, permet de déterminer les propriétés des grains de poussières libérés du noyau, ainsi que les mécanismes de fluorescence responsables de l'émission des comètes.

Les observations qui peuvent être menées en polarimétrie d'ouverture sont nombreuses. On peut étudier la polarisation linéaire en fonction de l'angle de phase β (angle Soleil-comète-Terre), en fonction de la longueur d'onde en utilisant

des filtres qui laissent passer la lumière continue (émise par le Soleil et réfléchi par les grains de poussière de la comète), dans des raies d'émission, à des positions physiques différentes dans la comète (noyau, coma, queue), et à l'aide de diaphragmes de différentes dimensions. On peut également effectuer des mesures de polarisation circulaire, quoique ceci soit plus rare.

2.4.3.2 Utilisation de *La Belle* et *La Bête*

Le temps était un facteur crucial pour l'observation de ces deux comètes puisqu'elles n'étaient parfois visibles que durant moins d'une heure. Les observations devaient être planifiées de façon très serrée et en minimisant les pertes de temps dues aux changements de configuration de l'instrument. Le fait que les différentes composantes optiques soient sélectionnées par des moteurs qui eux-mêmes sont entièrement contrôlés à distance a permis de passer d'une configuration à l'autre très rapidement et efficacement.

Les deux comètes ont surtout été observées en polarisation linéaire, mais Hale-Bopp a également été étudiée en polarisation circulaire. Le passage d'un mode à l'autre se faisait très rapidement et facilement, puisqu'il ne s'agissait que d'ôter du faisceau la lame quart d'onde, ce qui se fait à l'aide d'un moteur contrôlé à partir de *La Belle*.

Plusieurs filtres ont également été utilisés pour étudier Hale-Bopp. Un tiroir à filtres, encore une fois entièrement contrôlé à distance, contenait six filtres cométaires, ce qui a permis d'utiliser plusieurs de ceux-ci lors d'une même séance d'observation.

De la même manière, le choix des diaphragmes, qui sont au nombre de six, se fait à distance, et le passage rapide de l'un à l'autre a permis d'étudier la polarisation de Hale-Bopp en fonction de la distance du noyau, en utilisant les six diaphragmes disponibles.

L'utilisation du contrôleur de télescope, au lieu du technicien d'observation, pour effectuer les déplacements entre le ciel et l'objet a également permis de minimiser le temps perdu lors de ces déplacements.

2.4.3.3 Aperçu des résultats

L'observation la plus souvent rapportée est celle de la polarisation linéaire en fonction de l'angle de phase β , et c'est celle-ci qui sera présentée ici pour ces deux comètes. Le lecteur trouvera en annexe un article publié (Manset & Bastien 2000) présentant toutes les observations polarimétriques effectuées à l'OMM sur ces deux comètes.

La courbe $P(\beta)$ présente, pour toutes les comètes observées, la même allure générale: à $\beta = 0^\circ$, la polarisation est nulle, devient de plus en plus négative (c'est-à-dire parallèle au plan qui contient le Soleil, la comète et la Terre) jusqu'à une valeur de $\beta \approx 10^\circ$, et redevient nulle pour une valeur $\beta \approx 20^\circ$ appelée β_{co} . Pour $\beta > \beta_{co}$, la polarisation est maintenant positive (c'est-à-dire perpendiculaire au plan qui contient le Soleil, la comète et la Terre) et augmente linéairement jusqu'à atteindre une valeur maximale lorsque $\beta \approx 90 - 100^\circ$.

Cette courbe contient plusieurs informations sur les grains de poussière qui composent les comètes. La branche de polarisation négative, entre $\beta = 0^\circ$ et $\beta = \beta_{co}$, indique que les grains sont floconneux et n'ont pas de surfaces plates, puisque de telles surfaces ne peuvent produire de polarisation négative. La texture des grains influence également la valeur de β_{co} : des grains compacts produisent une valeur de β_{co} inférieure à celle de grains plus floconneux. La pente de la courbe dans sa partie linéaire, entre $\beta = \beta_{co}$ et $P = P_{max}$, était jusqu'à présent utilisée pour retrouver l'albédo des grains, mais Manset & Bastien (2000) ont clairement montré que cette relation ne tient pas pour la comète Hale-Bopp, et ne devrait donc probablement pas être utilisée pour l'étude de l'albédo des grains

cométaires. Finalement, la valeur maximale atteinte par la polarisation peut être reliée à l'albédo et la grosseur des grains.

La rapidité avec laquelle Hyakutake est passé dans le ciel ne nous a permis que de faire trois mesures, qui sont cependant très importantes puisqu'elles couvraient un intervalle d'angle de phase peu observé chez les comètes. Ces trois données déterminent la position du pic de polarisation: $P_{max} \approx 28.6\%$ à $\beta \approx 90^\circ$.

La comète Hale-Bopp était significativement plus polarisée pour $\beta > \beta_{co}$ que les comètes observées jusqu'à présent, et de plus, la courbe $P(\beta)$ présente une pente très forte pour $\beta > \beta_{co}$. Cette anomalie nous a poussés à affirmer que la relation utilisée pour trouver l'albédo des grains de poussière en utilisant la valeur de cette pente ne tient pas pour Hale-Bopp, et a peut-être été utilisée à tort par le passé pour les autres comètes.

2.4.4 Etoiles variables cataclysmiques

2.4.4.1 Présentation du projet

Les variables cataclysmiques sont des étoiles binaires à très courte période (\sim quelques heures) qui comprennent une naine blanche et un compagnon normal. Le compagnon transfère une partie de sa masse à la naine blanche par l'entremise d'un disque d'accrétion entourant celle-ci. La présence de matière distribuée de façon asymétrique cause la polarisation linéaire de la lumière. On appelle ces systèmes des variables cataclysmiques puisqu'elles présentent de temps en temps une augmentation notable de leur luminosité, probablement due à une explosion thermonucléaire dans le disque d'accrétion.

Comme il sera exposé dans les sections suivantes et le Chapitre 4, la polarisation linéaire de systèmes binaires peut varier de façon périodique, et ces variations, lorsque présentes, servent à retrouver l'inclinaison orbitale. Cette infor-

mation peut alors être jumelée avec des observations spectroscopiques de vitesses radiales pour trouver les masses des deux étoiles.

2.4.4.2 Utilisation de *La Belle et La Bête*

Pour ce projet, mené par A. Moffat de l'Université de Montréal, trois étoiles ont été observées de façon continue pendant plusieurs heures ou toute la nuit, sans filtre: AH Her, SS Cyg, RX And. Une mesure de polarisation linéaire était obtenue à toutes les $\approx 15 - 20$ minutes. Ce projet relativement facile ne demandait pas d'exigences bien particulières du polarimètre. Par contre, dans ce cas, la précision des mesures et/ou la résolution temporelle des variations polarimétriques auraient pu être augmentées si les problèmes de flexion et d'alignement de l'optique n'avaient pas fait perdre des photons.

2.4.4.3 Aperçu des résultats

Contrairement à ce qui était attendu, aucune variation périodique claire n'a été détectée pour chacun des trois candidats. Même pour SS Cyg, qui a été observée pendant une éruption (lorsqu'elle est 10 fois plus brillante) et dans son état calme, la polarisation ne présente pas de variations périodiques et, plus surprenant encore, le niveau et l'angle de polarisation restent inchangés. Ceci indique que le disque d'accrétion doit être optiquement épais, et suggère qu'aucun des deux états d'activité ne présente d'asymétries, telles des jets en rotation ou des bras.

2.4.5 Polarimétrie du milieu interstellaire

2.4.5.1 Présentation du projet

La polarisation du milieu interstellaire (MIS) est étudiée depuis les premières détections de polarisation en astronomie. Comme expliqué à la section 1.6, la polarisation interstellaire est causée par l'extinction dichroïque: des grains de poussières alignés filtrent, en quelque sorte, la lumière et la polarisent. L'orientation de la polarisation indique donc la direction du champ magnétique et on pourrait de plus croire que plus il y a de grains, plus la polarisation est élevée.

Depuis plusieurs années, P. Bastien collabore avec A. Goodman (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics) pour étudier la polarisation de nuages interstellaires, situés par exemple dans le Taureau et Ophiuchus (Goodman *et al.* 1990). Un nouveau projet a été entrepris en 1996 et consistait à vérifier si la poussière située dans des nuages sombres et froids avait les mêmes propriétés polarisantes que la poussière dans le MIS général, et si l'utilisation des mesures de polarisation linéaire pouvaient être utilisées pour retrouver l'orientation du champ magnétique pour tous les types de nuages interstellaires.

2.4.5.2 Utilisation de *La Belle et La Bête*

Ce projet relativement simple consistait à observer plusieurs étoiles par nuit dans un filtre rouge large (RG645). Nous avons pu constater que des objets de magnitude supérieure à environ 14 étaient difficilement observables en des temps raisonnables, ce qui donne une idée des limites du polarimètre en terme de magnitude.

Les données prises par *La Bête* ont été utilisées conjointement avec des données photométriques et spectroscopiques obtenues aux télescopes du Fred Law-

rence Whipple Observatory (Arizona).

2.4.5.3 Aperçu des résultats

Dans le complexe de nuages sombres du Taureau, la polarisation d'étoiles situées derrière le MIS chaud ou derrière des nuages sombres et froids a été mesurée en fonction de l'extinction A_v . Le pourcentage de polarisation augmente avec l'extinction pour les étoiles dont la lumière passe dans le MIS chaud, comme il était attendu. Cependant, les étoiles situées derrière des nuages sombres et froids ont une polarisation indépendante de l'extinction. Il semblerait que pour $A_v > 1.3 \pm 0.2$ mag, l'efficacité polarisante des grains chute.

Les résultats détaillés de ce projet peuvent être trouvés dans Arce *et al.* (1998).

2.5 Améliorations possibles de l'instrument

Voici quelques améliorations qui pourraient être apportées à l'instrument:

1. remplacement des PMTs par des photo-diodes à avalanche². Ceci éliminerait l'utilisation de glace sèche et des pré-amplificateurs/discriminateurs, tout en augmentant d'un facteur deux à cinq la sensibilité.
2. alignement en laboratoire de l'optique, en particulier de la lentille collimatrice et des diaphragmes.
3. démontage du cylindre double et du mécanisme du moteur 5 pour éliminer le jeu et la flexion.
4. lecture de la température des lentilles de Fabry.

2. Cette modification du polarimètre devrait être mise en route en 2000-2001.

5. contrôle des tensions à l'aide de *La Belle*.
6. il devrait être possible d'implanter un mode d'intégration non pas basé sur le temps d'intégration choisi mais sur l'erreur désirée.

Bibliographie

- Angel, J. R. P. & Landstreet, J. D. 1970, *ApJ Letters*, 160, 147
- Arce, H. G., Goodman, A. A., Bastien, P. Manset, N., & Sumner, M. 1998, *ApJ Letters*, 499, 93
- Bastien, P., Drissen, L., Ménard, F., Moffat, A. F. J., Robert, C., & St-Louis, N. 1988, *AJ*, 95, 900
- Goodman, A. A., Bastien, P., Ménard, F., & Myers, P. C. 1990, *ApJ*, 359, 363
- Hill, G. M., Bohlender, D. A., Landstreet, J. D., Wade, G. A., Manset, N., & Bastien, P. 1998, *MNRAS*, 297, 236
- Johnson, J. J. & Jones, T. J. 1991, *AJ*, 101, 1735
- Kahane, C., Viard, E., Ménard, F., Bastien, P., & Manset, N. 1997, *Astrophysics and Space Science*, 251, 223
- Lamontagne, R., Dutil, Y., Nadeau, D., & Manset, N. 1997, *Observatoire Astronomique du Mont Mégantic - Manuel d'opération*
- Landstreet, J. D. 1982, *ApJ*, 258, 639
- Manset, N. 1998, *La Bête, Manuel de référence* (document interne)
- Manset, N. & Bastien, P. 1995, *PASP*, 107, 483
- Manset, N. & Bastien, P. 2000, *Icarus*, 145, 203
- Ménard, F., Bastien, P., & Robert, C. 1988, *ApJ*, 290, 335
- Serkowski, K. 1962, *Adv. Astron. Astrophys.*, 1, 289

Wade, G. A., Hill, G. M., Adelman, S. J., Manset, N., & Bastien, P. 1998, *A&A*, 335, 973

Chapitre 3

Formation et caractéristiques des étoiles jeunes simples et multiples

La formation des étoiles ainsi que leur évolution lorsque celles-ci sont encore jeunes représentent des problèmes intéressants et importants pour l'astrophysique stellaire et galactique, puisque les étoiles constituent les objets de base de l'astronomie, et pour la planétologie, puisque la formation des planètes suit de très près celle des étoiles. Ce chapitre résume les propriétés des étoiles jeunes, dont deux douzaines font l'objet de cette étude.

3.1 Rappels historiques

Les premières étoiles jeunes ont été découvertes par Alfred Joy dans les années 1940 (Joy, 1942, 1945, 1949), lorsque celui-ci trouva dans le nuage sombre de la région Taureau-Cocher des étoiles faibles, de spectre de type tardif présentant des raies d'émission, accusant des variations importantes en luminosité, et associées à des nébuleuses sombres ou brillantes. Ces étoiles prirent le nom d'étoiles T Tauri (ou ETT - *TTS* en anglais), du nom de l'étoile la plus brillante de cette classe observée par Joy.

La jeunesse de ces étoiles fut avancée par Ambartsumian (1947) et Herbig (1962) résuma dans une revue classique les arguments démontrant le jeune âge des ETT. De nos jours, la classification comprend les T Tauri (ETT) qui ont moins de 2 masses solaires (M_{\odot}) et les étoiles Ae/Be de Herbig (EAeBeH) qui

ont plus de $2 M_{\odot}$. En plus de ces deux grandes classes d'étoiles détectables dans le visible, on retrouve des proto-étoiles profondément enfouies dans leur cocon de gaz et de poussière et détectées dans les rayons-X, l'infrarouge (IR) lointain ou le domaine radio.

La théorie des étoiles pré-série principale, ou étoiles jeunes, se développa à partir des années 1960 (Heney *et al.* 1955, Hayashi 1961), mais il fallut attendre encore une vingtaine d'années pour établir les caractéristiques des nuages moléculaires qui donnent naissance aux étoiles et comprendre la base physique de la formation stellaire, depuis l'effondrement de condensations de gaz et de poussières dans les nuages moléculaires et jusqu'aux premières phases de l'évolution stellaire.

3.2 Formation des étoiles jeunes

La formation des étoiles jeunes peut se résumer en quatre phases, telles que proposées par Shu *et al.* (1987): (1) dans un nuage moléculaire, formation de condensations en rotation lente; (2) effondrement dynamique d'une condensation pour former une proto-étoile entourée d'un disque, le tout étant profondément enfoui dans une enveloppe de poussière et de gaz qui continue de tomber vers le centre; (3) apparition d'un vent stellaire une fois que la proto-étoile commence à brûler son deutérium, vent qui commence à percer aux pôles de l'étoile, et produit ainsi des jets collimés et flots de gaz moléculaires; (4) l'angle d'ouverture du vent s'élargit et apparaît alors une étoile jeune entourée de son disque.

3.2.1 Nuages moléculaires

La matière première pour former les étoiles se retrouve dans le milieu interstellaire (MIS), dont on sait qu'environ la moitié de la masse est constituée de gaz sous forme moléculaire (Scoville *et al.* 1986); la poussière (formée de carbone,

silicium, glaces...) quant à elle, ne compte que pour une petite fraction de l'ordre de 1% de la masse totale du MIS.

	Nuages moléculaires	Condensations	Coeurs
Masse	$\sim 10^5 - 3 \times 10^6 M_\odot$	$\sim 10^3 - 10^4 M_\odot$	$\sim 1 M_\odot$
Dimensions	$\sim 50-100$ pc	$\sim 2 - 5$ pc	$\sim 10^{-1}$ pc
Densité	$\sim 10^3$ cm $^{-3}$	$\sim 10^{2.5}$ cm $^{-3}$	$\sim 10^4 - 10^6$ cm $^{-3}$

Tableau 3.1 - *Caractéristiques des nuages moléculaires et des sous-structures qu'elles renferment. Références: Solomon et al. 1979, Blitz 1980, Sargent 1977, Rowan-Robinson 1979.*

Ce gaz moléculaire se retrouve principalement dans des nuages moléculaires, qui sont constitués de sous-structures plus petites et plus denses appelées condensations (*condensations* en anglais) et coeurs (*cores* en anglais), sites de la formation stellaire. Les caractéristiques générales de ces nuages et structures sont résumées dans le tableau 3.1.

3.2.2 Effondrement des nuages moléculaires

Au fur et à mesure qu'un nuage perd son support (qu'il soit thermique, turbulent ou magnétique) contre l'effondrement, une instabilité gravitationnelle apparaît au coeur de la condensation, et l'effondrement se poursuit en se propageant vers l'extérieur. Au centre de la condensation se forme une proto-étoile dont la masse augmente par accrétion à un taux de l'ordre de $10^{-5} M_\odot \text{ an}^{-1}$.

3.2.3 Proto-étoiles

Chez les proto-étoiles moins massives, la phase d'accrétion se termine alors que l'étoile n'a pas encore atteint la série principale (début de la vie "adulte").

Libérée de son cocon de poussière, l'étoile, encore dans un stade d'étoile jeune, devient visible, et on la retrouve dans le diagramme de Hertzsprung-Russell (diagramme HR) à droite de la série principale.

Les proto-étoiles massives évoluent plus rapidement et arrivent sur la série principale alors que de la matière est encore en train de tomber et nous cache l'étoile centrale; par la suite, la pression de radiation pourra alors ralentir ou arrêter la chute de matière sur l'étoile devenue maintenant adulte.

Un exemple de simulations numériques (Stahler *et al.* 1980) donne une étoile qui accrète de la matière jusqu'à avoir une masse d'environ $0.3 M_{\odot}$, tout en restant radiative. Ensuite, le deutérium commence à brûler, et une zone de convection s'étend vers les couches extérieures jusqu'à ce que l'étoile soit entièrement convective, ce qui arrive lorsque la masse est d'environ $0.5 M_{\odot}$. Puis, l'étoile nouvellement formée suit un chemin convectif (ou trajectoire de Hayashi) dans le diagramme HR, devient radiative, poursuit un chemin radiatif (ou trajectoire de Henyey) et atteint finalement la série principale. Des recherches plus récentes d'évolution pré-série principale, tenant compte des plus récentes tables d'opacité, de différents traitements de la convection, des effets de métallicité, du choix de l'équation d'état etc., sont présentées par exemple par Forestini (1994) et D'Antona & Mazzitelli (1994). Une conclusion générale et intéressante est que l'évolution théorique d'une étoile dépend fortement du modèle utilisé; par conséquent, les déterminations théoriques de masse, d'âge, de température effective, etc., sont parfois très mal évaluées par la théorie, bien que ces déterminations puissent tout de même être utiles de façon relative (et non absolue) si on utilise, par exemple, un seul modèle pour trouver quelles sont les étoiles les plus jeunes parmi tout un ensemble.

3.2.4 Vents, jets et flots

Il semble que toutes les étoiles jeunes (ou OSJ, pour “objets stellaires jeunes”) passent par une phase d’éjection de matière, qui serait une étape fondamentale du processus de formation stellaire.

Ces éjections impliquent des énergies considérables (10^{43} - 10^{47} erg) et prennent plusieurs formes: objets de Herbig-Haro (chaînes de condensations brillantes le long de jets collimés, arcs), masers H_2O à grande vitesse, longs et minces jets optiques, éjections bipolaires de gaz moléculaire dans des lobes peu collimés, vents stellaires.

Lorsque les flots et vents stellaires ont évacué assez de matière circumstellaire, l’étoile devient visible et est alors appelée étoile jeune.

3.3 Caractéristiques des étoiles jeunes

Les étoiles jeunes de faible masse sont celles qui peuvent le plus nous renseigner sur leur origine, puisque lorsqu’elles deviennent optiquement visibles, elles sont encore entourées des restes de leur formation, ce qui peut nous fournir des indices sur le processus de formation stellaire. De plus, les objets les moins massifs étant généralement ceux qui évoluent le moins rapidement, les étoiles jeunes peu massives passent plus de temps dans leur phase d’évolution pré-série principale que leurs consœurs plus massives, ce qui augmente par effet de sélection leur nombre observable. Les OSJ de faible masse sont donc les plus étudiés (on connaît présentement plus de 500 étoiles T Tauris), quoiqu’on commence à s’intéresser de plus en plus aux étoiles jeunes de masses intermédiaires, soit les Ae/Be de Herbig (EAeBeH), dont il existe une centaine de candidats certains (Thé *et al.* 1994). Les étoiles les plus massives, elles, atteignent la série principale alors qu’elles accrètent encore de la matière, ce qui fait que lorsqu’elles deviennent visibles, elles ont déjà

complété les étapes de la vie d'une étoile jeune.

3.3.1 Étoiles T Tauri (ETT)

Les étoiles jeunes ($\sim 2 \times 10^5$ à 2×10^7 ans) de type T Tauri (masses ≈ 0.2 à $2 M_{\odot}$) sont associées, spatialement et cinématiquement, aux nuages sombres desquels elles sont nées. Leur âge est déterminé d'après leur abondance en lithium, et à partir de leur emplacement dans le diagramme HR comparé à des modèles théoriques d'évolution pré-série principale.

Le spectre optique d'une étoile T Tauri est caractérisé, entre autres, par une haute variabilité, des raies d'émission, et quelques raies d'absorption, dont celle du lithium. La photosphère produisant ces spectres est froide, généralement moins de 6000 K, typiquement environ 4000 K. Dans l'ultra-violet, les raies d'émission et l'excès de radiation présents indiquent soit une activité chromosphérique forte, soit de la radiation provenant d'une zone de transition ("boundary layer") entre l'étoile et son disque circumstellaire. Les excès de radiation dans les domaines infra-rouge, millimétrique et submillimétrique indiquent la présence de matière (gaz, poussières) circumstellaire. On utilise généralement l'émission à $2.2 \mu m$ comme diagnostic de la présence de matière jusqu'à 0.1 unité astronomique (UA) des étoiles, et celle à $10 \mu m$, jusqu'à 1 UA. Les variations périodiques ou irrégulières de luminosité observées seraient liées à la présence de taches, sombres ou brillantes, à la surface des étoiles, ce qui indique que les ETT sont très actives.

Au fur et à mesure que les ETT vieillissent, les caractéristiques d'émission, variabilité, pertes de masse, etc. diminuent en intensité, ce qui suggère que l'activité des ETT est un symptôme du réajustement que doit faire l'étoile pour accepter et intégrer la matière qu'elle vient d'accréter.

On divise alors les ETT en deux classes, selon l'intensité de certaines de leurs caractéristiques: les étoiles T Tauri classiques (ou ETTC - *CTTS* en anglais) qui

répondent à la définition originale de Herbig, et les étoiles T Tauri à faibles raies d'émission (ETTRF - *WTTS* en anglais).

3.3.1.1 Étoiles T Tauri classiques (ETTC)

Pour les ETTC, la définition originale de Herbig (1962) demande des raies de Balmer et de Ca II (H et K) en émission, une émission dans des raies de Fe I, une émission interdite de [O I] et [S II], et une forte absorption en Li I, élément dont l'abondance est typique du milieu interstellaire, soit de 50 à 400 fois celle du Soleil. Ces raies sont superposées à un continu, qui peut aller d'un continu presque pur (ETT dites extrêmes), à un continu presque normal pour une étoile de type spectral tardif F à M (ETT dites modérées) en passant par le cas intermédiaire d'un spectre de type tardif avec quelques raies anormales (ETT dites voilées). Cependant, les critères de Herbig ne se retrouvent pas nécessairement chez toutes les ETTC, et tout le temps, à cause entre autres de la variabilité déjà mentionnée. C'est pour cela que certains demandent plutôt que l'étoile candidate soit associée avec une région d'obscurcissement, qu'il y ait des raies en émission de Balmer et de Ca II (H et K) avec une largeur de $H\alpha$ supérieure à 5 \AA , et que le type spectral soit plus tardif que F (Bertout 1989).

3.3.1.2 Étoiles T Tauri à raies faibles (ETTRF)

De façon plus ou moins arbitraire, il a été décidé que les ETTRF doivent présenter des raies $H\alpha$ de moins de 5 \AA de large. Les ETTRF présentent cependant d'autres caractéristiques qui les distinguent des ETTC, et qui pourraient s'expliquer par le fait que les ETTRF sont à un stade plus avancé d'évolution que le stade ETTC, c'est-à-dire à un stade où le disque de matière circumstellaire serait en partie ou totalement dissipé. En effet, on ne retrouve pas chez la plupart des ETTRF un excès de radiation dans l'infra-rouge aussi important que celui

que l'on retrouve chez les ETTC; cet excès peut même être totalement absent. Il n'y a généralement pas non plus d'indication spectroscopique d'accrétion de masse.

3.3.1.3 Étoiles de type FU Orionis et YY Orionis

Il existe également des sous-classes de ETT qui comprennent chacune quelques membres. Les étoiles de type FU Ori sont caractérisées par une augmentation soudaine de leur luminosité d'environ 5 magnitudes et un changement de leur type spectral. Ce phénomène serait récurrent et se produirait à tous les quelques 10^4 ans, chez la majorité des ETT. Une augmentation du taux d'accrétion serait à l'origine de ces épisodes d'activité accrue. Les ETT de type YY Ori peuvent présenter dans un même spectre des signes d'accrétion et d'éjection de matière, et certaines raies peuvent passer d'un profil P Cygni à un profil P Cygni inverse en quelques jours.

3.3.2 Étoiles Ae/Be de Herbig (EAeBeH)

Les étoiles Ae/Be de Herbig sont l'équivalent plus massif ($> 3 M_{\odot}$) des ETT. Elles sont donc jeunes ($\sim 10^5 - 10^6$ ans) et comme leur nom l'indique, ce sont des étoiles à émission. Les critères de sélection établis par Herbig en 1960 pour les EAeBeH ressemblent aux critères énumérés plus haut pour les ETT (raies d'émission, présence de nébulosité, variabilité), mais dans ce cas-ci, le type spectral doit être A ou B¹. On doit également noter que certaines propriétés des ETT ne se retrouvent pas chez les EAeBeH; ces dernières ne possèdent par exemple pas d'excès dans l'UV. L'évolution des EAeBeH ressemblerait à celle des ETT: tout d'abord entourées d'un disque et d'une enveloppe importante, les EAeBeH

1. La différence entre une étoile Ae/Be "ordinaire" et une Ae/Be de Herbig est la présence de nébulosités pour cette dernière.

voient cette dernière se dissiper, et n'être finalement entourées d'un disque tenu qui se dissipera également plus tard. Il est à noter que selon certains, la présence d'un disque n'est pas absolument nécessaire pour expliquer les observations de certaines EAeBeH (Hartmann *et al.* 1993); en effet, en modifiant les propriétés de l'enveloppe sphérique, on reproduit assez bien la distribution spectrale en énergie. Cependant, Miroshnichenko *et al.* (1999) ont montré que l'émission observée dans les domaines infra-rouge et millimétriques peut être expliquée par la présence à la fois de disques et d'enveloppes.

3.4 Disques circumstellaires

3.4.1 Évidence de disques circumstellaires

Plusieurs observations montrent l'existence de disques circumstellaires de dimensions de l'ordre de la centaine d'unités astronomiques (UA) autour d'étoiles jeunes. Parmi ces évidences, on retrouve la présence de jets (Mundt 1985) et flots bipolaires associées à des ETT et EAeBeH (Snell *et al.* 1980, Cantó *et al.* 1984, Leveault 1988) qui indiquent une symétrie axiale et non sphérique, l'excès de radiation dans les domaines infra-rouge, milli- et submillimétriques, les caractéristiques de certaines raies spectrales, le haut degré de polarisation linéaire, et la résolution de structures allongées autour de certaines étoiles.

Une forte indication indirecte de la présence de disques autour de tous les OSJ est l'existence d'un excès de radiation dans l'IR. Depuis les années 1960, on sait que la distribution en énergie ($\log \nu F_\nu$ en fonction de $\log \nu$) des ETT présente un excès dans ce domaine spectral, excès qui fut observé plus tard chez les EAeBeH. On avança donc très tôt l'hypothèse que ce phénomène est causé par la présence de grains de poussière qui absorbent la lumière de l'étoile pour ensuite la re-émettre dans le domaine IR.

Ensuite, la présence dans certaines raies de composantes décalées (par effet Doppler) vers le bleu, sans qu'il y ait de composantes vers le rouge, montre l'effet d'obscurcissement que peut avoir un disque sur des flots de matière éjectée perpendiculairement aux disques (Appenzeller *et al.* 1984).

Dès la fin des années 1970, le haut degré de polarisation des ETT (parfois plus de 10%; typiquement 1-2% dans le rouge, voir Ménard *et al.* 1992) a été interprété comme étant dû à la diffusion de la lumière stellaire dans une distribution allongée ou aplatie de grains de poussière, telle un disque (Elsässer *et al.* 1978, Bastien *et al.* 1979). Les variations de l'angle de position au cours du temps étant limitées à quelques degrés, les diffuseurs doivent être confinés dans un plan. Parallèlement aux observations en polarisation linéaire, la présence de polarisation circulaire exclut la diffusion sur des électrons, et implique la présence de diffusion multiple sur des grains de poussière (Ménard *et al.* 1988). Finalement, les cartes de polarisation obtenues dans l'infra-rouge sont très bien reproduites et expliquées par des simulations numériques de diffusion multiple dans des disques et/ou enveloppes étendues de poussières (Bastien *et al.* 1988, Bastien *et al.* 1990).

Mais les évidences les plus marquantes proviennent de cartes obtenues par interférométrie dans le domaine millimétrique, par optique adaptative, ou à l'aide du Télescope Spatial Hubble. La présence de structures allongées (des disques) est frappante (Beckwith *et al.* 1987, Sargent *et al.* 1991), et dans certains cas, les images obtenues montrent directement et sans ambiguïté l'existence de disques CS (O'Dell et Wen 1994, Close *et al.* 1997, Close *et al.* 1998).

Finalement, on peut ajouter que la formation de disques survient naturellement dans les simulations numériques d'effondrement de systèmes en rotation, et que les disques sont requis dans certaines théories qui tentent d'expliquer les jets collimés et flots bipolaires.

3.4.2 Fréquence et caractéristiques des disques circumstellaires

3.4.2.1 Fréquence

La recherche de disques se fait donc surtout dans l'IR (par exemple, à 10 μm , 12 μm) et le domaine millimétrique (par exemple à 1.3 mm), domaines spectraux dans lesquels les chances de détecter des disques de poussière sont plus élevées. La fréquence des disques circumstellaires autour d'étoiles jeunes de masse solaire serait d'environ 50% (Strom *et al.* 1989, Skrutskie *et al.* 1990, O'Dell et Wen 1994), et Kenyon (Kenyon *et al.* 1990) a avancé que le taux de détection ne devrait pas tomber sous les 20%, même dans des échantillons plus complets.

3.4.2.2 Température

En utilisant les distributions spectrales en énergie, il est possible de retrouver la distribution radiale en température dans les disques circumstellaires. Celle-ci suivrait une loi de puissance: $T(r) = T_1 \left(\frac{r}{1\text{UA}} \right)^{-q}$, où T_1 varie entre 50 et 400 K, et q , entre 0.5 et 0.75 (Beckwith *et al.* 1990).

3.4.2.3 Masse des disques

Les masses des disques circumstellaires s'obtiennent à partir de l'émission dans le millimétrique, des températures et de l'opacité de la matière contenue dans ces disques. La plus grande source d'erreur provient présentement des valeurs adoptées pour les opacités, qui peuvent varier d'un facteur 5 entre deux groupes de chercheurs (Beckwith *et al.* 1993). Néanmoins, les masses trouvées pour les disques autour de ETTC surtout varient entre $\sim 0.001 M_\odot$ et $1 M_\odot$, avec une valeur moyenne de $0.03 M_\odot$ (Beckwith *et al.* 1990, Adams *et al.* 1990, Weintraub *et al.* 1989). La majorité des disques aurait donc une masse supérieure

à celle de la nébuleuse solaire minimale ($0.01 M_{\odot}$). Jusqu'à maintenant, il ne semble pas y avoir de corrélations claires entre les masses des disques et d'autres paramètres, tels les âges des étoiles (jusqu'à ~ 10 millions d'années), leur masse ou leur luminosité (Beckwith *et al.* 1990). Cependant, on peut s'attendre à ce que la masse des disques diminue au cours du temps, puisqu'on ne connaît pas de disques *massifs* autour d'étoiles adultes, mais que certaines étoiles qui ne sont que depuis peu sur la série principale (β Pictoris, HR 4796, Fomalhaut et Vega, par exemple) possèdent dans leur environnement circumstellaire des traces et vestiges d'anciens disques de matière (Kalas & Jewitt 1996; Koerner *et al.* 1998; Communiqué de presse du JAC/UCLA, 21 avril 1998²). Les disques peuvent graduellement disparaître par accréation sur l'étoile jeune, soufflés par les vents stellaires, photo-évaporés ou détruits par effet de marée à cause de la présence d'un compagnon.

La masse des disques (poussière plus gaz) étant de l'ordre de $10^{-1} - 10^0 M_{\odot}$, ceux-ci seront optiquement opaques à leur propre radiation; seuls les disques de moins de $\sim 10^{-1} M_{\odot}$ pourraient être optiquement minces. Et encore, même un disque ayant la masse minimum de la nébuleuse solaire ($\sim 10^{-2} M_{\odot}$) serait optiquement épais en deçà de l'équivalent de l'orbite de Neptune (30 UA) (Lin *et al.* 1985). On divise alors les disques en 2 catégories: ceux qui ne se contentent que de transformer la lumière de leur étoile centrale (les disques dits passifs) et ceux qui émettent eux-mêmes de la radiation (disques actifs).

3.5 Binarité chez les étoiles jeunes

Bien que l'étude des OSJ semble être un domaine relativement jeune (50 ans), celle des systèmes binaires d'étoiles jeunes l'est encore plus; ce n'est en effet qu'au cours des dix dernières années que la plupart des binaires jeunes

2. Astronomers discover possible new Solar System in formation around the nearby stars Vega and Fomalhaut

connues actuellement ont été découvertes. Des paires visuelles ont bien sûr été trouvées par hasard dans les années 1940, mais il a fallu attendre des techniques d'observation permettant des résolutions angulaires inférieures à la seconde d'arc pour commencer des recherches plus systématiques de systèmes multiples. En effet, même si un système binaire est situé dans la région de formation d'étoiles la plus proche (~ 100 pc), la distribution des séparations physiques des binaires présente un maximum vers 50 UA, ce qui correspond alors à une séparation angulaire de $0''.5$.

Pour comprendre la formation des étoiles doubles, on ne peut pas se fier seulement aux exemples connus de systèmes doubles sur la série principale; on peut tirer des limites et contraintes de tels objets, mais rien ne dit que les propriétés des systèmes binaires ne changent pas entre leur naissance et leur arrivée sur la série principale. C'est pourquoi l'étude des binaires jeunes est importante. La majorité des observations concernent actuellement des binaires peu massives (moins de $2 M_{\odot}$), qui ont entre 10^4 et 10^7 ans. Les EAeBeH dans des systèmes multiples commencent seulement à être observées.

Diverses techniques sont utilisées pour détecter des systèmes multiples: spectroscopie, occultations lunaires, observations de type "speckle" et imagerie, surtout dans l'infra-rouge, mais également dans les domaines radio, millimétrique, visible et rayons-X. De nos jours (1995), une soixantaine de binaires ayant des séparations de moins de $10''$ ont été résolues; à ceci on peut ajouter environ 25 binaires de type spectroscopique (Mathieu 1994).

3.5.1 Fréquence des systèmes binaires

D'un échantillon de 104 étoiles dans la région Taureau-Cocher observées par technique "speckle" à $2.2 \mu\text{m}$, Leinert *et al.* (1993) ont trouvé 44 systèmes multiples (systèmes binaires, triples, ou quadruples), présentant des séparations

angulaires de $0''.13$ à $13''$, ce qui correspond à des séparations physiques de 18 à 1800 UA. La fréquence des systèmes multiples est donc dans cet échantillon de $42\% \pm 6\%$. En combinant ces observations “speckle” avec d’autres obtenues par technique “speckle” à plus haute résolution, par occultations lunaires et par spectroscopie, la limite inférieure de la fréquence des systèmes binaires devient 51%, et une estimation de $60\% \pm 9\%$ de systèmes multiples est avancée par Richichi *et al.* (1994) pour des séparations allant de $0''.013$ (1.8 UA) à $13''$ (1800 UA).

Les systèmes multiples sont donc très fréquents, et même dans certains cas, trop fréquents, lorsque l’on compare ces fractions de binaires sur la série principale; il y aurait dans les régions Taureau-Cocher et Scorpion-Ophiuchus, et pour une même séparation, entre deux et quatre fois plus de OSJ que d’étoiles sur la série principale (Leinert *et al.* 1993, Ghez *et al.* 1993). Ceci ne serait cependant pas généralisé à toutes les régions de formation stellaire; par exemple, dans l’amas du Trapèze, il n’y aurait pas plus de systèmes multiples jeunes qu’adultes (Prosser *et al.* 1994). Ces conclusions ont été confirmées par une re-analyse de toutes les observations disponibles (Duchêne 1999): il y a un excès d’étoiles multiples dans le Taureau, et très probablement dans Ophiuchus, Chameleon et Lupus, mais pas dans Orion.

Quant à la distribution des périodes (ou séparations), elle serait semblable à celle des étoiles adultes. Plus la période (et la séparation) augmente, moins il y a de binaires; le nombre de binaires à des périodes courtes est moins élevé qu’à des périodes intermédiaires.

3.5.2 Excentricité des orbites

Les éléments orbitaux de systèmes binaires jeunes (excentricité, période, séparation) sont présentement obtenus par spectroscopie seulement. L’échantillon des excentricités se limite actuellement à 24 binaires, mais on peut tirer certaines

informations de cet échantillon limité. Tout d'abord, si on regarde la distribution des excentricités e en fonction de la période orbitale, on constate qu'il y a un grand intervalle d'excentricités (de 0.0 à 0.8). Ensuite, on remarque que cinq des sept étoiles ayant les périodes les plus courtes (i.e., inférieures à 6.4 jours) ont des orbites circulaires, que pour les périodes les plus longues, il n'y a pas d'orbites circulaires ou quasi-circulaires ($e < 0.1$), et que l'excentricité maximale observée augmente avec la période, jusqu'à des périodes d'au moins 1000 jours. Finalement, cette distribution des excentricités selon les périodes pour les binaires jeunes est très semblable à celle des étoiles adultes (sur un intervalle de périodes identique). Ceci suggère que l'excentricité pour des périodes inférieures à 1000 jours environ est déjà établie après environ 10^6 ans. Cependant, il ne faut pas exclure que la présence de disques circumbinaires massifs puisse influencer l'évolution des orbites. Il est néanmoins clair que plus d'observations sont nécessaires dans ce domaine.

3.5.3 Masse des compagnons

Les études concernant les masses des compagnons viennent à peine de commencer, concernent les systèmes résolus angulairement parlant. Le rapport des flux observés entre la composante primaire et le compagnon vont de 1.0 à la limite de détection ($\ll 0.1$), ce qui suggère que la distribution des masses des compagnons est semblable pour les systèmes jeunes et adultes. Cependant, il faut souligner qu'il existe plusieurs obstacles à la détermination des masses des compagnons: la fonction masse–luminosité varie au cours du temps pour les étoiles jeunes, la calibration de cette relation est moins certaine que pour les étoiles sur la série principale, les observations ne sont parfois faites qu'à une seule longueur d'onde, les flux peuvent être contaminés par les disques, et les phénomènes de variabilité peuvent fausser quelques résultats. Néanmoins, en faisant certaines suppositions, la conclusion à laquelle on arrive pour le moment est que la dis-

tribution des masses des compagnons est compatible avec un choix aléatoire de deux étoiles prises dans la distribution des étoiles du champ.

3.5.4 Disques circumstellaires et circumbinaires

Dans les systèmes binaires jeunes, on peut ou non retrouver des disques autour de chacune des étoiles (disques circumstellaires, CS), accompagnés ou non d'un disque entourant les deux étoiles (disque circumbinaire, CB).

Il est à noter que rien n'assure que les disques circumstellaires de deux étoiles en orbite une autour de l'autre soient coplanaires, et ceci est peut-être même très peu probable dans le cas des systèmes les moins liés. Des observations d'orbites non-coplanaires dans le cas de systèmes binaires et tertiaires (Fekel 1981, Hale 1994), basées par exemple sur la présence de jets qui pointent vers une origine commune (système binaire rapproché) mais présentent des alignements différents (disques non-coplanaires), corroborent cette affirmation. Une conséquence de cette géométrie est l'apparition de courbures dans les disques, ainsi que leur dissipation progressive au cours du temps (Terquem *et al.* 1993, Clarke *et al.* 1993, Heller 1993). On ne peut donc pas poser à prime abord que la matière est distribuée de façon symétrique, en azimut et selon le plan équatorial, dans les systèmes binaires jeunes.

3.5.4.1 Détection des disques

Pour détecter de tels disques, on utilise l'excès de radiation dans l'infra-rouge proche (par exemple, à $2.2 \mu\text{m}$) qui sert de diagnostic de la présence de matière jusqu'à 0.1 UA de l'étoile. Dans des systèmes binaires, de tels excès ont bel et bien été détectés (Strom *et al.* 1989). La radiation provenant de l'infra-rouge intermédiaire ($10 \mu\text{m}$), qui est due à de la matière située jusqu'à 1 UA de l'étoile, est moins susceptible que la radiation à $2.2 \mu\text{m}$ aux émissions photosphériques,

ce qui en fait un meilleur traceur de matière circumstellaire. Les recherches indiquent qu’il y aurait des disques circumstellaires dans au moins 50% des binaires (Mathieu 1994). La détection de disques circumbinaires est plus problématique. La détection de matière “loin” des étoiles ne veut pas nécessairement dire qu’on a un disque circumbinaire et non circumstellaire, surtout pour les binaires peu liées. Dans certains cas, on peut dire avec confiance que des disques circumbinaires ont été détectés (GG Tau, T Tau, V4046 Sgr, AK Sco, GW Ori, NTTS 162814-2427 et NTTS 162819-2423S; voir Mathieu 1994 et références citées).

3.5.4.2 Masse des disques

Si la détection des disques semble assez facile, la détermination de leur masse est plus problématique. A cause de la forte opacité de la poussière dans l’infrarouge, une forte émission dans ce domaine spectral n’implique pas nécessairement la présence de disques massifs; il faut plutôt se fier aux flux mesurés dans les domaines submillimétriques et millimétriques pour déterminer les masses des disques. Cependant, et tout d’abord, l’émissivité de la poussière est encore mal connue dans ces domaines, ce qui a pour conséquence une assez grande incertitude sur les masses dérivées. Ensuite, la poussière ne constitue qu’un faible pourcentage de la matière contenue dans les disques (dans le milieu interstellaire, la poussière compte pour environ 1% de la masse), le reste étant du gaz. Il faut donc appliquer une large correction pour trouver la masse totale de matière, en utilisant un rapport poussière/gaz, rapport qui peut dépendre des abondances du milieu. De plus, les masses sont dérivées à partir des distributions des température et densité de surface, qui peuvent être compliquées dans le cas de disques dans les systèmes binaires. Finalement, il peut y avoir contamination de la radiation dans le submillimétrique par d’autres sources que les disques. Néanmoins, les observations entreprises dans le domaine millimétrique donnent des masses variant de $0.004 M_{\odot}$ à $0.3 M_{\odot}$ pour les disques (Beckwith *et al.* 1990). Ces masses sont

similaires à celles que l'on attribue aux disques autour d'étoiles simples.

3.5.4.3 Influence des compagnons stellaires

Il est également clair que dans les systèmes multiples, les compagnons vont perturber ces disques (par exemple, un compagnon peut dégager de matière une certaine zone de l'environnement circumstellaire), et qu'un compagnon situé loin de son étoile primaire n'aura pas la même influence qu'un compagnon plus proche.

Dans le cas de disques coplanaires, la présence d'un compagnon va nettoyer, et/ou tronquer les disques circumstellaires et circumbinaire du système, par effet gravitationnel. La présence de trous dans les disques circumbinaires peut également être déduite par effet indirect, en analysant la distribution spectrale en énergie. Une absence de matière dans un disque se révèle sous forme d'une dépression dans la distribution d'énergie; la longueur d'onde centrale de ce creux dépend du rayon auquel commence le trou (ou distance entre l'étoile et le début du trou) et la largeur dénote l'importance du trou. Par modélisation des distributions spectrales en énergie, on arrive à retrouver la géométrie des disques circumstellaires et circumbinaires de plusieurs systèmes (voir par exemple Mathieu *et al.* 1991, Marsh *et al.* 1993).

Si les disques circumstellaires sont tronqués lorsqu'il y a des compagnons, l'accrétion pourrait se terminer plus rapidement dans un système binaire (ou multiple) que dans un système simple.

3.6 Polarimétrie des étoiles jeunes

Les objets stellaires jeunes présentent des caractéristiques polarimétriques très particulières, intéressantes et fort utiles à la compréhension de cette classe d'objets. Le développement des techniques d'observation et d'instruments permet

d’observer les étoiles jeunes en polarisation linéaire et circulaire dans le continu, en spectropolarimétrie, et en imagerie polarimétrique. L’étude de la variabilité de la polarisation dans le cas particulier d’étoiles binaires peut quant à elle apporter, lorsque combinée à des modèles théoriques (Chapitre 4), des simulations numériques (Chapitre 5) et des observations spectroscopiques, des informations très intéressantes et uniques sur ces systèmes (géométrie, masses des étoiles), qui parfois ne pourraient être obtenues autrement.

En ce qui concerne les ETT, les premiers essais de détection de polarisation remontent aux années 1950-1960 (Hunger *et al.* 1957, Hiltner *et al.* 1958, Vardanian 1964) et les premiers relevés systématiques de polarisation de ces mêmes étoiles ont été obtenus dans les années 1980 par Bastien (1982, 1985). Pour ce qui est des EAeBeH, les premières observations polarimétriques n’ont été effectuées que beaucoup plus tard, par Breger (1974).

3.6.1 Observations polarimétriques

Jusqu’à présent, en polarimétrie linéaire, environ 300 étoiles jeunes (T Tauri classiques et à raies faibles, Ae/Be de Herbig) ont été observées dans le visible, dans un ou plusieurs filtres, et environ 80 dans l’IR, ce qui représente une bonne fraction de tous les OSJ (Bastien 1996, et références citées).

En général, les OSJ présentent une polarisation de l’ordre de 1-2% dans la partie rouge du spectre visible (Bastien 1982, Bastien 1985, Ménard *et al.* 1992). La dépendance de P et θ en fonction de la longueur d’onde est différente d’une étoile à une autre, et peut même varier au cours du temps (Bastien 1988). La variabilité de la polarisation linéaire est d’ailleurs une propriété très répandue chez les OSJ; plus de 85% des ETT et 70% des EAeBeH ont une polarisation linéaire variable (Ménard *et al.* 1992, Bastien 1988). Les variations peuvent être parfois importantes et rapides ($\Delta P > 0.5\%$, $\Delta\theta > 15^\circ$, à l’intérieur de moins de

5 jours; Bastien 1985), associées à des changements de couleur et de luminosité (Grinin *et al.* 1991, 1995), ou périodiques.

On peut noter finalement qu'il existe une différence marquée dans la distribution de la polarisation linéaire entre les ETTC et les ETTRF; il existe quelques exemples de ETTC qui ont une polarisation très élevée (de plus de 5%, et jusqu'à 15%), alors que les ETTRF ont presque toutes des polarisations inférieures à 2%.

Pour ce qui est de la polarisation circulaire, peu de ETT et EAeBeH ont été observées (moins de 30). Lorsque détectée, cette polarisation circulaire est très faible; on constate qu'elle est également plus forte chez des OSJ qui ont une polarisation linéaire forte (voir Bastien 1996 et références citées).

3.6.2 Corrélations et interprétations

Puisque la poussière présente autour des étoiles jeunes est responsable à la fois des excès de radiation dans l'IR (Cohen *et al.* 1979) et de la polarisation linéaire (Bastien *et al.* 1979), il est normal que l'on observe une corrélation significative entre la polarisation linéaire et les indices de couleur IR, des excès de couleur et la profondeur optique de la poussière.

Une faible corrélation existe entre la polarisation linéaire et la variabilité ainsi que la largeur équivalente de la raie de He I. Aucune corrélation n'a été trouvée avec la présence de nébulosités, la binarité, la position des OSJ dans le diagramme HR, la période de rotation, la vitesse de rotation et les largeurs de plusieurs autres raies (voir Bastien 1996 et Bastien 1988, et références citées).

Il existe une très bonne corrélation entre l'angle de polarisation et l'angle de jets ou flots (Bastien 1987, Appenzeller *et al.* 1984), ce qui est une conséquence naturelle des modèles, dans lesquels les jets et flots sont perpendiculaires aux disques.

Bibliographie

- Adams, F. C., Emerson, J. P., & Fuller, G. A. 1990, ApJ, 357, 606
- Ambartsumian, J. A. 1947, *Stellar Evolution and Astrophysics*, Erevan: Acad. Sci. Armen, SSR
- Appenzeller, I, Oestreicher, R., & Jankovics, I. 1984, A&A, 141, 108
- Bastien, P. 1982, A&A Suppl. Series, 48, 153; 48, 513
- Bastien, P. 1985, ApJ Suppl., 59, 277
- Bastien, P. 1987, ApJ, 317, 231
- Bastien, P. 1988, dans *Polarized Radiation of Circumstellar Origin*, édité par G. V. Coyne *et al.*, p. 541, Vatican Press, Vatican
- Bastien, P. 1996, dans *Polarimetry of the interstellar medium*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 97, édité par Wayne G. Roberge et Doug C. B. Whittet, p.297
- Bastien, P. & Landstreet, J. D. 1979, ApJ, 229, L137
- Bastien, P. & Ménard, F. 1988, ApJ, 326, 334
- Bastien, P. & Ménard, F. 1990, ApJ Lett., 364, 232
- Beckwith, S. & Sargent, A. 1987, dans *Circumstellar Matter, IAU Symp. No. 122*, p.81, édité par I. Appenzeller et C. Jordan
- Beckwith, S., Sargent, A., Chini, R., & Gusten, R. 1990, AJ, 99, 924

- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. 1993, dans *Protostars and Planets III*, p.521, édité par E. H. Levy et J. I. Lunine, Tucson, Univ. Ariz. Press
- Bertout, C. 1989, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 27, 351
- Blitz, L. 1980, dans *Giant Molecular Clouds in the Galaxy*, édité par P. M. Solomon et M. G. Edmunds, p.1, Oxford, Pergamon
- Breger, M. 1974, *ApJ*, 188, 53
- Cantó J., Rodríguez, L. F., Calvet, N., & Levreault, R. M. 1984, *ApJ*, 282, 631
- Clarke, C. J. & Pringle, J. E. 1993, *MNRAS*, 261, 190
- Close L. M., Roddier, F., Northcott, M. J., Roddier, C., & Graves, J. E. 1997, *ApJ*, 478, 766
- Close, L. M., Dutrey, A., Roddier, F., Guilloteau, S., Roddier, C., Northcott, M., Ménard, F., Duvert, G., Graves, J. E., & Potter, D. 1998, 499, 883
- Cohen, M. & Kuhl, L. V. 1979, *ApJ Suppl. Series*, 41, 743
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *ApJ Suppl. Series*, 90, 467
- Duchêne, G. 1999, *A&A*, 341, 547
- Elsässer, H. & Staude, H. J. 1978, *A&A*, 70, L3
- Fekel, F. C. 1981, *ApJ*, 246, 879
- Forestini, M. 1994, *A&A*, 285, 473
- Ghez, A. M., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1993, *AJ*, 106, 2005
- Grinin, V. P., Kisilev, N. N., Minikhulov, N. H., Chernova, G. P., & Voshchinikov, N. V. 1991, *Ap&SS*, 186, 283
- Grinin, V., Kolotilov, E. A., & Rostopchina, A. 1995, *A&AS*, 112, 457

- Hale, A. 1994, AJ, 107, 306
- Hartmann, L., Kenyon, S. J., & Calvet, N. 1993, ApJ, 407, 219
- Hayashi, C. 1961, PASJ, 13, 450
- Heller, C. H. 1993, ApJ, 408, 337
- Heney, L. G., Lelevier, R., & Levee, R. D. 1955, PASP, 67, 154
- Herbig, G. H. 1962, Adv. Astron. Astrophys., 1, 47
- Hiltner, W. A. & Iriarte, B. 1958, ApJ, 127, 510
- Hunger, K. & Kron, G. E. 1957, PASP, 69, 347
- Joy, A. H. 1942, PASP, 54, 15
- Joy, A. H. 1945, ApJ, 102, 168
- Joy, A. H. 1949, ApJ, 110, 424
- Kalas, P. & Jewitt, D. 1996, AJ, 111, 1347
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. W. 1990, AJ, 349, 197
- Koerner, D. W., Ressler, M. E., Werner, M. W., & Backman, D. E. 1998, ApJL, 503, 83
- Leinert, Ch, Weitzel, N., Zinnecker, H., Christou, J., Ridgeway, S., Jameson, R., Haas, M., & Lenzen, R. 1993, A&A, 278, 129
- Levreault, R. M. 1988, ApJS, 67, 283
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1985, dans *Protostars and Planets II*, édité par D. C. Black et M. S. Matthews, p. 981, Tucson, Univ. Ariz. Press
- Marsh, K. & Mahoney, M. J. 1993, ApJ Lett. 405, L71
- Mathieu, R. D. 1994, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 32, 465

- Mathieu, R. D., Adams, F. C., & Latham, D. W. 1991, AJ, 101, 2184
- Ménard, F. & Bastien, P. 1992, AJ, 103, 564
- Ménard, F., Bastien, P., & Robert, C. 1988, ApJ, 335, 290
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Ž., Vinković, D., & Elitzur, M. 1999, sous presse, ApJL
- Mundt, R. 1985, dans *Protostars and Planets II*, p.414, Tucson, Univ. Ariz. Press
- O'Dell, C. R. & Wen, Z. 1994, ApJ, 436, 194
- Prosser, C. F., Stauffer, J. R., Hartmann, L., Soderblom, D. R., Jones, B. F., Werner, M. W., & McCaughrean, M. J. 1994, ApJ, 421, 517
- Richichi, A., Leinert, Ch, Jameson, R., & Zinnecker, H. 1994, A&A, 287, 145
- Rowan-Robinson, M. 1979, ApJ, 234, 111
- Sargent, A. I. 1977, ApJ, 218, 736
- Sargent, A. I. & Beckwith, S. V. W. 1991, ApJ, 382, 31
- Scoville, N. Z., Sanders, D. B., & Clemens, D. P. 1986, ApJ Lett., 310, L77
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 25, 23
- Skrutskie, M. F., Dutkevitch, D., Strom, S. E., Edwards, S., Strom, K. M., & Shure, M. A. 1990, AJ, 99, 1187
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L., 1980, dans *Interstellar Molecules*, Dordrecht, Reidel, p.173
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Scoville, N. Z. 1979, dans *The Large Scale Characteristics of Galaxies, IAU Symp. No. 84*, édité par W. B. Burton, p.35, Dordrecht, Riedel

- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1980, ApJ, 242, 226
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, AJ, 97, 1451
- Terquem, C. & Bertout, C. 1993, A&A, 274, 291
- Thé, P. S., de Winter, D., & Pérez, M. R. 1994, A&A Suppl. Series, 104, 315
- Vardanian, R. A. 1964, Soobschch. Bjurak Obs., 35, 3
- Weintraub, D. A., Sandell, G., & Duncan, W. D. 1989, ApJ Lett., 340, L69

Chapitre 4

Modèles analytiques des variations polarimétriques d'étoiles binaires

4.1 Méthode polarimétrique de base appliquée aux étoiles doubles

Dans le cas des étoiles binaires (jeunes ou autres), l'étude de la variation de la polarisation P et de l'angle de position θ peut apporter des informations très intéressantes quant à la géométrie des systèmes (inclinaison i de l'orbite, orientation de la ligne des noeuds) et la distribution de la matière circumstellaire qui est responsable du phénomène de polarisation. De plus, dans le cas de binaires spectroscopiques pour lesquelles on peut obtenir les masses à un facteur $\sin^3 i$ près, les inclinaisons peuvent servir à trouver les masses des deux étoiles, qui ne peuvent parfois être obtenues que par cette méthode; ces masses représentent une information très importante que l'on peut comparer avec les modèles d'évolution stellaire.

Les premières binaires ainsi observées en polarimétrie linéaire dans le but d'obtenir l'inclinaison de l'orbite appartenaient à des systèmes évolués, parce que l'étoile la plus évoluée du couple perd de la masse et la transfère à son compagnon, ce qui fait apparaître de la matière dans l'environnement circumstellaire.

Une méthode pour obtenir les inclinaisons polarimétriquement fut présentée par Rudy et Kemp (1978). Celle-ci tient compte de la diffusion simple dans une distribution de matière optiquement mince mais de forme arbitraire; les

étoiles doivent être symétriques par rapport au plan orbital, mais n'ont pas besoin d'être considérées comme des sources ponctuelles, ce qui permet de traiter les cas de déformation stellaire par effet de marée ou par rotation, ou l'assombrissement de bord et par gravité. En première approximation, sur une période orbitale, la polarisation trace dans le plan QU une double ellipse, dont l'ellipticité ϵ est directement reliée à l'inclinaison i de l'orbite, par la relation suivante: $\epsilon = (\sin^2 i)/(1 + \cos^2 i)$. Cette relation est générale, pour autant que: (1) les variations photométriques soient petites, (2) il n'y ait pas d'éclipse des diffuseurs par une des deux étoiles, (3) le système ait une symétrie par rapport au plan orbital. La nature des diffuseurs n'est pas précisée, mais ceux-ci doivent avoir une section efficace de diffusion de Rayleigh.

La méthode polarimétrique est moins précise que la photométrie dans le cas de systèmes binaires à éclipses, à cause du volume et de la précision des données nécessaire. Par contre, cette méthode est applicable même quand il n'y a pas d'éclipse, ou quand l'inclinaison est faible (ce qui donne de faibles variations en photométrie et dans les vitesses radiales, alors que les variations dans l'angle de position de la polarisation sont en théorie importantes).

La même année fut présentée une méthode quelque peu différente mais plus utilisée que celle de Rudy et Kemp (Brown *et al.* 1978), parce qu'elle permet de trouver, en plus de l'inclinaison de l'orbite, l'orientation du plan orbital dans le ciel, et quelques moments de la distribution optiquement mince des diffuseurs, qui sont ici des électrons. La matière circumstellaire n'est pas non plus restreinte au plan orbital, mais les étoiles, de nombre arbitraire, doivent être considérées comme des sources ponctuelles. Les auteurs offrent deux façons d'obtenir les paramètres orbitaux, une graphique (ou géométrique) et une analytique. En considérant des orbites circulaires et une enveloppe en co-rotation avec les étoiles, on intègre la lumière, et les paramètres de Stokes Q et U obtenus ne contiennent que les harmoniques de Fourier jusqu'à l'ordre deux, dépendant de la longitude,

de l'inclinaison i et de quelques moments de la distribution des diffuseurs. Pour retrouver les paramètres orbitaux, on peut soit utiliser la géométrie des ellipses tracées dans le plan QU , soit les coefficients de Fourier de Q et U en fonction de la phase. Dans les deux cas, on obtient l'inclinaison, l'orientation de l'axe orbital dans le ciel, quatre moments de la distribution en densité, et les composantes Q et U interstellaires.

Par l'analyse de Fourier, on représente les observations sous forme d'harmoniques du premier et second degrés en $\lambda = 2\pi\phi$, où ϕ est la phase:

$$Q = q_0 + q_1 \cos \lambda + q_2 \sin \lambda + q_3 \cos 2\lambda + q_4 \sin 2\lambda$$

$$U = u_0 + u_1 \cos \lambda + u_2 \sin \lambda + u_3 \cos 2\lambda + u_4 \sin 2\lambda$$

On compare ensuite les coefficients de Fourier trouvés avec les expressions de Q et U suivantes:

$$Q = \tau_0 \left[(1 - 3\gamma_0) \sin^2 i + \sin 2i (\gamma_1 \cos \lambda - \gamma_2 \sin \lambda) - (1 + \cos^2 i) (\gamma_3 \cos 2\lambda - \gamma_4 \sin 2\lambda) \right]$$

$$U = 2\tau_0 [\sin i (\gamma_1 \sin \lambda + \gamma_2 \cos \lambda) - \cos i (\gamma_3 \sin 2\lambda + \gamma_4 \cos 2\lambda)]$$

dans lesquelles on retrouve les moments de la distribution en densité des électrons: τ_0 , $\tau_0\gamma_0$, $\tau_0\gamma_1$, $\tau_0\gamma_2$, $\tau_0\gamma_3$ et $\tau_0\gamma_4$. Les termes γ_1 et γ_2 se réfèrent à la distribution de matière hors du plan orbital, γ_1 se rapportant à la matière située sur une ligne joignant les deux étoiles, et γ_2 , sur une droite perpendiculaire à celle-ci. Le degré d'asymétrie par rapport au plan orbital est donné par $(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)$. Les termes γ_3 et γ_4 se réfèrent à la matière située près du plan orbital, γ_3 se rapportant à la matière située sur une droite joignant les deux étoiles et sur une droite qui lui est perpendiculaire; γ_4 se rapporte à la matière située sur deux droites à 45° de ces dernières. Le degré de concentration de matière dans le plan orbital est donné par $(\gamma_3^2 + \gamma_4^2)$.

L'inclinaison i peut s'obtenir en utilisant les coefficients de Fourier du premier ou du second ordre:

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^2 = \frac{(u_1 + q_2)^2 + (u_2 - q_1)^2}{(u_2 + q_1)^2 + (u_1 - q_2)^2}$$

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^4 = \frac{(u_3 + q_4)^2 + (u_4 - q_3)^2}{(u_4 + q_3)^2 + (u_3 - q_4)^2}$$

L'inclinaison i et l'angle Ω , qui est relié à l'angle entre le nord céleste et la ligne des noeuds, peuvent être obtenus à partir des coefficients du premier ordre ou ceux du deuxième, mais ces derniers sont à préférer puisque la polarisation trace généralement une double ellipse dans le plan QU . De plus, il peut exister un désaccord entre les valeurs ainsi obtenues de ces deux façons, à cause du bruit présent dans les données ou de l'inadéquation de la théorie pour représenter le système binaire considéré.

4.2 Précision, biais et intervalles de confiance

L'utilité de la méthode polarimétrique pour déterminer les valeurs des inclinaisons dépend en partie de la précision des données nécessaire pour obtenir des valeurs de i avec une précision utile et significative. Aspin *et al.* (1981) ont étudié comment les valeurs d'inclinaison déduites des données dépendent de la précision de celles-ci et de la valeur réelle des inclinaisons, en simulant des données correspondant à plusieurs inclinaisons, et en retrouvant à partir de celles-ci des valeurs d'inclinaison. Les résultats peuvent être présentés de façon graphique, en donnant, pour une inclinaison réelle i_0 et une amplitude des variations A définie comme étant $A = \frac{|Q_{max} - Q_{min}| + |U_{max} - U_{min}|}{4}$, les valeurs d'inclinaison i (situées entre les deux courbes) qui peuvent correspondre aux données, en fonction de la précision des observations σ . On s'aperçoit que, pour un même intervalle de confiance sur i , plus l'inclinaison est faible, plus la précision des observations doit être élevée, et plus les variations d'amplitude de la polarisation doivent être im-

portantes. La précision avec laquelle on peut déterminer l'inclinaison dépend donc fortement de la valeur réelle de cette inclinaison. Dans les cas les plus favorables, et avec les précisions actuelles que l'on peut atteindre, les inclinaisons peuvent être déterminées à $\pm 5^\circ$.

Il faut savoir qu'il existe également un biais statistique qui amène les modèles utilisés à trouver des valeurs d'inclinaison systématiquement plus élevées que les vraies valeurs, tendance qui se trouve à être plus importante dans les cas où les données contiennent beaucoup de bruit et lorsque les inclinaisons sont faibles (Simmons *et al.* 1982). Graphiquement, des histogrammes de la fréquence de chaque valeur d'inclinaison trouvée à partir de données simulées montrent clairement que la majorité des échantillons donne des valeurs de i surestimées, et ce, de façon plus prononcée lorsque l'inclinaison réelle est faible, ou lorsque la "qualité" γ des données (qui tient compte des variations d'amplitude des mesures polarimétriques, de la précision des données ainsi que du nombre de mesures) est faible (i.e., peu élevée). Par exemple, pour une inclinaison réelle de 15° , 80% des échantillons de "faible" qualité donnent des inclinaisons entre 60° et 80° , alors que 80% des échantillons de "meilleure" qualité donnent des valeurs entre 30° et 50° ; pour une inclinaison réelle de 45° , 75% des échantillons de faible qualité donnent des inclinaisons entre 60° et 80° , alors que cet intervalle devient entre 40° et 50° pour des échantillons de meilleure qualité; finalement, pour une inclinaison élevée de 75° , 85% des échantillons de faible qualité donnent des valeurs entre 70° et 80° , et 100% des échantillons d'excellente qualité donnent des valeurs entre 70° et 80° .

Finalement, Wolinski *et al.* (1994) ont présenté graphiquement les intervalles de confiance pour certains paramètres trouvés à partir des observations polarimétriques, soit l'inclinaison, un paramètre relié à la longitude de la zone des diffuseurs, et un autre relié à l'orientation de l'axe majeur de l'orbite par rapport au ciel, et ce pour différentes "qualités" de données. Ces graphiques montrent

encore une fois comment l'intervalle de confiance augmente lorsque les données sont de moins bonne qualité (i.e., contiennent trop de bruit, ou présentent des variations d'amplitude insuffisantes) et lorsque l'inclinaison diminue.

4.3 Raffinements, applications à des cas moins simples

Les premiers modèles, les plus simples, considéraient des orbites circulaires, des milieux optiquement minces et la diffusion simple sur des électrons. Cependant, dans plusieurs cas de binaires, les orbites ne sont pas circulaires, et dans le cas des OSJ, les diffuseurs ne sont pas des électrons mais des grains de poussière.

Pour ce qui est de l'excentricité, lorsque non-nulle, elle fait apparaître dans les expressions de Q et U en fonction de la phase des harmoniques d'ordre supérieur (Brown *et al.* 1982) impliquant la valeur e de l'excentricité. Dans le cas où des électrons seraient confinés près d'une des deux étoiles, en orbite excentrique, l'analyse des coefficients de Fourier permet encore une fois de retrouver l'inclinaison i , en apportant certaines modifications aux équations proposées par Brown, McLean et Emslie (1978).

Quant à la nature des diffuseurs, Simmons (1983) a étendu la théorie à des mécanismes de diffusion plus généraux impliquant des diffuseurs sphériques de nature quelconque. Cette généralisation peut s'appliquer dans le cas d'étoiles évoluées autour desquelles des grains de poussière se sont condensés, et également dans les cas des étoiles jeunes entourées de disques de poussière. La diffusion sur des particules arbitraires mais sphériques est beaucoup plus compliquée que la diffusion sur des électrons par exemple, parce que les sections efficaces, matrices de diffusion et polarisation de la lumière diffusée dépendent alors de la longueur d'onde, de la distribution des dimensions des particules et de leur indice de réfraction. Simmons donne les équations générales pour I , Q et U en fonction de la phase, pour un mécanisme de diffusion et une distribution en densité quelconques.

Une approximation au premier ordre peut généralement être utilisée pour retrouver l'inclinaison et l'orientation de l'axe de l'orbite à partir des courbes de Q et U . Cependant, la géométrie adoptée par Simmons (1983) est très particulière: dans ses systèmes binaires, une seule enveloppe circumstellaire est présente et celle-ci est illuminée de l'intérieur ou extérieurement par une seule étoile, la seconde étant supposée beaucoup moins lumineuse que la première.

4.4 Exemples

Toutes les méthodes précédentes ont été utilisées, avec plus ou moins de succès, sur des systèmes binaires d'étoiles évoluées et sur plusieurs Wolf-Rayet; on retrouve dans la littérature plusieurs exemples d'application de ces méthodes (outre les articles déjà cités, voir par exemple, Rudy 1979, Drissen *et al.* 1986, Bastien 1988). Rudy et Kemp (1978) ont par exemple appliqué leur méthode à cinq systèmes et trouvé des inclinaisons compatibles avec celles obtenues par d'autres méthodes, malgré les effets de biais et une nette sous-estimation des erreurs qui ne furent découverts et considérés que plus tard. Etant donné la qualité des données disponibles à ce moment, l'accord entre les déterminations polarimétriques et photométriques de i pourrait en fait être fortuit, et il faut parfois accorder un certain doute quant à la signification des premiers résultats.

4.5 Discussion sur la polarimétrie des étoiles binaires jeunes

A la lumière de ce que l'on sait des étoiles jeunes, des binaires jeunes et des techniques qui ont été développées pour obtenir de façon polarimétrique certains renseignements sur la géométrie et l'environnement circumstellaire de ces systèmes, l'application de ces dernières techniques aux binaires jeunes pourrait se révéler très intéressante.

Pour un projet d'étude des variations polarimétriques d'étoiles binaires jeunes, les objets ayant les périodes les plus courtes (moins de ~ 50 jours) sont à privilégier, pour pouvoir amasser en quelques années seulement assez de données bien réparties sur toute la période orbitale.

Ces objets en orbite serrée seraient selon toute vraisemblance au centre d'un disque circumbinaire dont les régions centrales, chauffées par les étoiles, verraient s'évaporer leurs grains de poussière, formant ainsi une cavité centrale relativement vide de matière. Cette cavité peut également apparaître à cause d'interactions gravitationnelles entre les étoiles et le disque circumbinaire.

On pourrait également vouloir privilégier les binaires jeunes ayant les périodes les plus courtes en pensant que celles-ci auraient automatiquement des orbites circulaires, ce qui permettrait d'utiliser le modèle BME directement; cependant, les étoiles binaires jeunes n'ont pas encore terminé leur évolution orbitale, ce qui fait que peu d'entre elles ont effectivement des orbites circulaires. Dès une période de 5 jours, on retrouve des candidats dont l'orbite est excentrique (Mathieu 1994).

Par rapport au modèle BME, les binaires jeunes présentent donc plusieurs complications (grains de poussière et orbites non-circulaires) qui rendent ce dernier inutilisable.

L'étude de Brown *et al.* (1982), et celle, semblable, de Dolan (1984), sur les effets d'une orbite excentrique sont intéressantes, mais puisqu'elles se limitent à une géométrie très particulière (les diffuseurs sont confinés près d'une des deux étoiles) et à des électrons, elle ne s'applique pas au cas des binaires jeunes. Les grains de poussière ont été étudiés par Simmons (1983), mais pour des orbites circulaires seulement.

Aucune étude n'a donc été faite dans le cas d'une enveloppe circumbinaire constituée de grains de poussière (et non d'électrons) au centre de laquelle deux

étoiles gravitent selon une orbite excentrique. Comment être sûr que le modèle BME ou une de ses variantes peut alors être utilisé pour retrouver l'inclinaison orbitale?

Une solution consiste à produire des courbes synthétiques de variations polarimétriques qui simulent des systèmes dont les propriétés (diffuseurs, excentricité et inclinaison orbitales, géométrie) correspondent à celles attendues pour des étoiles binaires jeunes. Ces courbes peuvent alors être analysées à l'aide du formalisme de Brown, McLean et Emslie (1978) et on peut alors vérifier si celui-ci retrouve l'inclinaison orbitale qui avait servi à produire les courbes polarimétriques. De telles courbes ont été produites, à l'aide de simulations numériques dont l'algorithme est décrit dans le chapitre suivant.

Que le modèle BME puisse être utilisé ou non pour retrouver l'inclinaison orbitale d'étoiles binaires jeunes, des suivis polarimétriques de tels objets n'ont pas encore été rapportés, et les observations qui seront présentées au Chapitre 8 sont donc uniques.

Bibliographie

- Aspin, C., Simmons, J. F. L., & Brown, J. C. 1981, MNRAS, 194, 283
- Bastien, P. 1988, dans *Polarized Radiation of Circumstellar Origin*, eds G. V. Coyne *et al.*, p. 595, Vatican Press, Vatican
- Brown, J. C., McLean, I. S., & Emslie, A. G. 1978, A&A, 68, 415
- Brown, J. C., Aspin, C., Simmons, J. F. L., & McLean, I. S. 1982, MNRAS, 198, 787
- Dolan, J. F. 1984, A&A, 138, 1
- Drissen, L., Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., Bastien, P., & Séguin, M. 1986, ApJ, 304, 188
- Mathieu, R. D. 1994, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 32, 465
- Rudy, R. J. 1979, MNRAS, 186, 473
- Rudy, R. J. & Kemp, J. C. 1978, ApJ, 221, 200
- Simmons, J. F. L. 1983, MNRAS, 205, 153
- Simmons, J. F. L., Aspin, C., & Brown, J. C. 1982, MNRAS, 198, 45
- Wolinski, K. G. & Dolan, J. F. 1994, MNRAS, 267, 5

Chapitre 5

Simulations numériques des variations polarimétriques d'étoiles binaires produites par diffusion de Mie

5.1 Programme de diffusion de Mie

Le programme utilisé ici pour reproduire les observations polarimétriques d'étoiles binaires jeunes est basé sur celui de S. J. Shawl (Shawl 1972). Ce dernier s'était inspiré des travaux et calculs de Zellner (Zellner 1971) sur la polarisation d'une étoile entourée d'un nuage ellipsoïdal. Shawl a apporté quelques améliorations aux calculs de Zellner, notamment en permettant d'adopter n'importe quelle géométrie, c'est-à-dire autre que ellipsoïdale.

Le programme de S. Shawl calcule la polarisation et le rougissement de la lumière d'une étoile ponctuelle non-polarisée située au centre d'une enveloppe circumstellaire ellipsoïdale optiquement mince. La diffusion considérée est la diffusion de Mie sur des grains sphériques, et seule la diffusion simple (par opposition à diffusion multiple) est calculée (exigence d'un milieu optiquement mince). Shawl a utilisé ce programme pour l'étude de la polarisation d'étoiles géantes tardives et supergéantes (Shawl 1975a, 1975b).

Le programme a été modifié par Pierre Bastien pour inclure une cavité vide ellipsoïdale ou sphérique au centre de l'enveloppe, ce qui, nous le verrons plus tard, est pertinent dans le cas d'étoiles binaires.

5.1.1 Paramètres d'entrée

Les calculs effectués par le programme sont fonction de plusieurs paramètres qui décrivent la géométrie et la nature de l'enveloppe circumstellaire et doivent être choisis par l'utilisateur. Les diffuseurs étant des grains de poussière, il faut spécifier leur rayon, et l'indice de réfraction (parties réelle et imaginaire) pour une longueur d'onde donnée. La géométrie est définie par les dimensions des trois axes de l'enveloppe, des trois axes de la cavité, et par l'inclinaison de l'enveloppe par rapport à la ligne de visée. La profondeur optique du milieu et la longueur d'onde d'observation doivent également être précisées.

De plus, les dimensions de la grille sur laquelle seront placés les diffuseurs doivent être choisies (par exemple 25 par 25).

5.1.2 Système de coordonnées

Le système de coordonnées des étoiles est noté $X'Y'Z'$. Dans ce système, l'axe Z' est perpendiculaire au plan orbital $X'Y'$. Voir la figure 5.1.

Le système de coordonnées de l'observateur est noté XYZ . Dans ce système, l'axe X est dirigé vers l'observateur, le plan YZ est le plan du ciel, l'axe Z est dans la direction du Pôle Nord Céleste et l'axe Y coïncide avec l'axe Y' .

On passe du système de coordonnées XYZ (observateur) au système de coordonnées $X'Y'Z'$ (étoiles) en faisant une rotation d'un angle ϕ dans le sens direct. La transformation des coordonnées est la suivante (voir par exemple, Iline

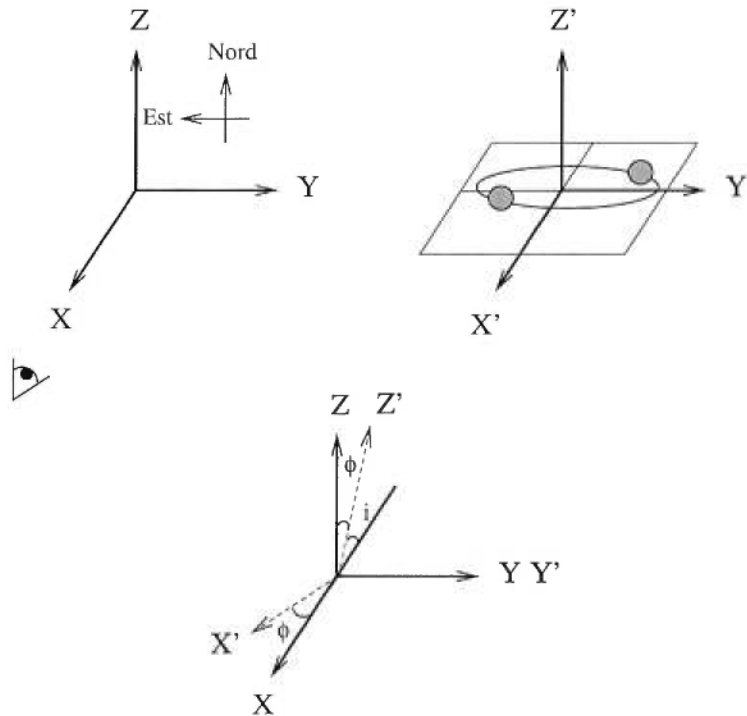


Figure 5.1 - *Systèmes de coordonnées XYZ pour l'observateur et $X'Y'Z'$ pour les étoiles, et le passage de l'un à l'autre.*

& Pozniak 1985):

$$x = x' \cos \phi - z' \sin \phi \quad (5.1)$$

$$x' = x \cos \phi + z \sin \phi \quad (5.4)$$

$$y = y' \quad (5.2)$$

$$y' = y \quad (5.5)$$

$$z = x' \sin \phi + z' \cos \phi \quad (5.3)$$

$$z' = -x \sin \phi + z \cos \phi \quad (5.6)$$

L'inclinaison orbitale est l'angle entre la ligne de visée (axe X) et la normale du plan orbital (axe Z') et est notée i . On a alors $\phi = 90^\circ - i$. Lorsque $i = 0^\circ$, l'orbite est vue par le pôle; lorsque $i = 90^\circ$, l'orbite est vue par la tranche.

5.1.3 Étapes de calcul

Une grille tridimensionnelle de dimensions choisies par l'utilisateur est créée, et les coordonnées de chaque point de la grille sont calculées dans le système de coordonnées XYZ de l'observateur et de façon à ce que leurs coordonnées x , y et z varient de -1 à 1 inclusivement.

Selon la géométrie de l'enveloppe spécifiée, des diffuseurs sont placés ou non aux points de cette grille. Si les axes de l'enveloppe ellipsoïdale ont des dimensions a , b , et c , dans le système de coordonnées $X'Y'Z'$ des étoiles, une valeur non-nulle sera attribuée à un point de la grille (x'_1, y'_1, z'_1) si $(x'_1/a)^2 + (y'_1/b)^2 + (z'_1/c)^2 \leq 1$. De façon similaire pour la cavité centrale qui doit être évidée, un point de grille situé dans la cavité verra une valeur nulle lui être attribuée.

Selon les propriétés des grains (indice de réfraction complexe m , rapport x de la circonférence de la particule sur la longueur d'onde d'observation), les sections efficaces Q_{sca} , Q_{ext} et Q_{abs} sont calculées (voir équations 1.33, 1.34 et 1.35).

Le programme calcule, pour chaque diffusion, les profondeurs optiques τ_1 entre la source de lumière et le diffuseur (avant la diffusion), et τ_2 entre le diffuseur et l'observateur (après la diffusion), en comptant le nombre de grains sur les trajets (c'est-à-dire en intégrant sur les trajets) et en utilisant les sections efficaces Q_{ext} (voir équation 1.32).

Pour chaque grain, l'angle de diffusion, qui est l'angle entre la source de lumière, le diffuseur et l'observateur, est calculé. Voir figure 5.2. Si les coordonnées d'un diffuseur sont (x_d, y_d, z_d) dans le système de coordonnées de l'observateur, alors l'angle de diffusion ψ est:

$$\cos \psi = \frac{x}{\sqrt{x_d^2 + y_d^2 + z_d^2}} \quad (5.7)$$

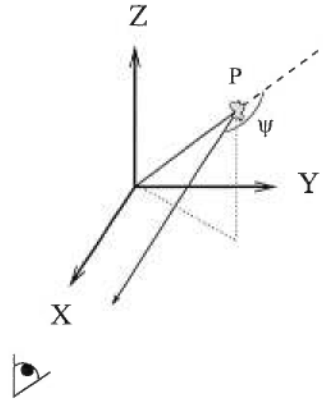


Figure 5.2 - Angle de diffusion ψ entre la source de lumière ici placée au centre des coordonnées, le diffuseur situé au point P , et l'observateur placé (à l'infini) selon l'axe X .

Selon les coefficients de diffusion (les éléments de la matrice de diffusion 1.19, calculés à l'aide des équations 1.20 à 1.23) et l'angle de diffusion ψ , les intensités de van de Hulst sont calculées à l'aide des équations 1.24 à 1.30, tout d'abord dans le plan de diffusion (i_1 et i_2) puis dans le plan du ciel (i_3 et i_4) ce qui permet par la suite de calculer la polarisation résultante.

Il est à noter que dans ce programme, à cause de la symétrie du problème, seul le paramètre de Stokes Q est calculé, car l'angle de polarisation est supposé être égal à 0° ou 90° .

La polarisation est calculée de deux façons différentes, en utilisant les intensités de van de Hulst i_1 et i_2 , ou i_3 et i_4 .

La première façon utilise les intensités de van de Hulst i_1 et i_2 :

$$P_1 = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\cos^2 \beta - \sin^2 \beta) (i_1 - i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv / r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (i_1 + i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv / r^2 + 2\pi \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 Q_{ext} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}} \quad (5.8)$$

Ces intensités, exprimées dans le plan de diffusion, sont transformées dans le plan du ciel à l'aide du facteur $(\cos^2 \beta - \sin^2 \beta)$, où β est l'angle entre l'axe Y

et le plan de diffusion. La sommation s'effectue sur tous les points de la grille; si un diffuseur est présent à ce point, le coefficient i_w vaut alors 1, sinon il vaut 0 et ce terme de la sommation est nul. Pour chaque diffusion, on constate que les profondeurs optiques avant et après la diffusion (τ_1 et τ_2), et la distance r entre la source de lumière et le diffuseur sont utilisés dans les calculs. Le dénominateur représente l'intensité de la lumière qui parvient à l'observateur, soit la partie diffusée (le premier terme, dans lequel on retrouve les intensités de van de Hulst) et la partie non-diffusée (le deuxième terme).

Les symboles ont les significations suivantes:

τ_0 : profondeur optique dans le plan équatorial de l'enveloppe

τ_1 : profondeur optique avant une diffusion (entre la source de lumière et le diffuseur)

τ_2 : profondeur optique après une diffusion (entre le diffuseur et l'observateur)

β : angle entre l'axe Y et le plan de diffusion

r : distance entre la source de lumière et le diffuseur

dv : élément de volume (calculé d'après les dimensions de la grille)

i_w : variable qui vaut 1 s'il y a un diffuseur, ou 0 s'il n'y en a pas

a : rayon du grain (sphérique) de poussière

λ : longueur d'onde d'observation

Q_{ext} : section efficace d'extinction

$\frac{x_{n0}}{n_{zmax}}$: profondeur optique par pas de grille

La deuxième façon de calculer la polarisation se fait à l'aide des intensités i_3 et i_4 exprimées dans le plan du ciel en utilisant l'angle β :

$$i_3 = i_1 \cos^2 \beta + i_2 \sin^2 \beta \quad (5.9)$$

$$i_4 = i_1 \sin^2 \beta + i_2 \cos^2 \beta \quad (5.10)$$

On obtient alors la polarisation en faisant la différence sur la somme de deux

intensités totales notées ici I_3 et I_4 .

$$P_2 = \frac{I_3 - I_4}{I_3 + I_4 + 1} \quad (5.11)$$

Ces intensités sont encore une fois une sommation sur chacun des points de la grille, et font appel aux mêmes quantités que les formules précédentes:

$$I_3 = \lambda^2 \tau_0 e^{\tau_0} \frac{n_{zmax}}{x_{n0}} \frac{1}{\pi a^2 Q_{ext}} \frac{1}{8\pi^2} e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw * i_3 \quad (5.12)$$

$$I_4 = \lambda^2 \tau_0 e^{\tau_0} \frac{n_{zmax}}{x_{n0}} \frac{1}{\pi a^2 Q_{ext}} \frac{1}{8\pi^2} e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw * i_4 \quad (5.13)$$

Il a été vérifié que ces deux façons de calculer la polarisation donnent en général des résultats similaires sinon identiques.

5.2 Calculs de la polarisation par matrices de Mueller

Dans le cas d'une seule étoile située au centre d'une enveloppe axisymétrique de matière, et inclinée par rapport à la ligne de visée, la polarisation résultante sera toujours parallèle ou perpendiculaire au plan de symétrie de l'enveloppe, c'est-à-dire qu'en projection sur le plan du ciel, la polarisation sera toujours parallèle ou perpendiculaire à la direction du Pôle Nord Céleste. Par conséquent, seul le paramètre de Stokes Q doit être calculé, puisque $U = 0$.

Cependant, dès qu'une asymétrie est introduite (par exemple en décentrant l'étoile par rapport au centre de l'enveloppe), le paramètre de Stokes U ne sera en général plus nul.

Étant donné que le programme de Shawl ne calcule qu'un seul des deux paramètres de Stokes décrivant la lumière polarisée linéairement, il a fallu modifier le programme pour pouvoir calculer les deux paramètres Q et U . La façon la plus facile et élégante est celle des matrices de Mueller.

Soit le vecteur des paramètres de Stokes d'un faisceau incident non-polarisé noté $[\mathcal{NP}]$:

$$[\mathcal{NP}] = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

Étant donné que les processus de diffusion sont définis dans le plan de diffusion, et que le vecteur ci haut est défini dans le plan du ciel, il faut faire une rotation du vecteur ci haut pour le ramener dans le plan de diffusion. Si ξ est l'angle entre la direction du Nord Céleste et la normale au plan de diffusion, on doit effectuer une rotation d'un angle $\omega = 2\xi$ (le facteur 2 étant introduit pour que les angles de polarisation, dans le plan du ciel, couvrent un intervalle de 0° à 180° et non de 0° à 360° ; voir la figure 1.3), à l'aide de la matrice de rotation $[\mathcal{R}(\omega)]$:

$$[\mathcal{R}(\omega)][\mathcal{NP}] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \omega & -\sin \omega & 0 \\ 0 & \sin \omega & \cos \omega & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

Maintenant que le faisceau est exprimé par rapport au plan de diffusion, on peut lui faire subir les effets d'une diffusion, ici, une diffusion de Mie sur des grains sphériques, en utilisant la matrice notée $[\mathcal{MIE}]$, tel qu'expliqué au chapitre 1.

$$[\mathcal{MIE}] = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & -S_{34} \\ 0 & 0 & S_{34} & -S_{33} \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

L'effet d'une diffusion de Mie est donc:

$$[\mathcal{MIE}] \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & -S_{34} \\ 0 & 0 & S_{34} & -S_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} I * S_{11} \\ I * S_{12} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

L'effet de la diffusion est donc de polariser la lumière ($Q \neq 0$).

Il faut maintenant revenir au plan du ciel, puisque les observations sont prises par rapport à ce plan. On utilise donc la matrice $[\mathcal{R}(-\omega)]$ qui fait la rotation inverse de la première:

$$[\mathcal{R}(-\omega)] \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} I * S_{11} \\ I * S_{12} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos -\omega & -\sin -\omega & 0 \\ 0 & \sin -\omega & \cos -\omega & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} I * S_{11} \\ I * S_{12} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

$$= \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} I * S_{11} \\ I * S_{12} \cos(-\omega) \\ I * S_{12} \sin(-\omega) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

On obtient donc pour chacun des paramètres de Stokes:

$$I' = \frac{I}{k^2 r^2} \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2) \quad (5.20)$$

$$Q' = \frac{I}{k^2 r^2} \frac{1}{2} (|S_2|^2 - |S_1|^2) \cos(-\omega) \quad (5.21)$$

$$U' = \frac{I}{k^2 r^2} \frac{1}{2} (|S_2|^2 - |S_1|^2) \sin(-\omega) \quad (5.22)$$

$$V' = 0 \quad (5.23)$$

Explicitement, la formule du programme de Shawl (équation 5.8) a été mo-

difiée pour calculer les deux paramètres de Stokes:

$$Q = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\cos 2\beta)(i_2 - i_1) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (i_1 + i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + 2\pi \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 Q_{ext} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}} \quad (5.24)$$

$$U = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\sin 2\beta)(i_1 - i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (i_1 + i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + 2\pi \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 Q_{ext} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}} \quad (5.25)$$

Il a été vérifié que les calculs effectués par matrices de Mueller donnent des résultats identiques à ceux de Shawl.

5.3 Une étoile décentrée dans son enveloppe

L'étape suivante a été de déplacer l'étoile du centre de l'enveloppe. Dans le programme, des variables ont été introduites pour spécifier la position (x, y, z) de l'étoile. De plus, les calculs des distances étoile-diffuseur, de l'angle de diffusion ψ et de l'angle β ont été modifiés de façon à tenir compte de la position de l'étoile. En déplaçant l'étoile du centre des coordonnées, on devrait également modifier les routines qui calculent le nombre de diffuseur entre l'étoile et une position de grille donnée. Cependant, les calculs étant effectués dans des conditions de faible opacité, la modification de ces routines ne devrait pas affecter grandement les résultats, et la modification n'a pas été faite.

Il a été vérifié que dans cette version du programme, une étoile placée au centre de son enveloppe ($x = y = z = 0$) a la même polarisation que celle calculée dans la version précédente du programme, pour laquelle l'étoile est au centre de son enveloppe.

5.4 Orbites circulaires

Le programme a par la suite été modifié pour mettre une étoile en orbite autour du centre de l'enveloppe (qui est également le centre de masse et le centre des coordonnées). L'orbite est tout d'abord calculée dans le référentiel de l'étoile, puis l'orbite est inclinée selon l'inclinaison de l'enveloppe. L'utilisateur doit spécifier le nombre de points à calculer sur l'orbite, et le rayon de l'orbite.

Si l'usager demande *NbrPhase* points à calculer par orbite, un angle θ_1 prend *NbrPhase* valeurs entre 0° et 360° . Pour chacune de ces valeurs de θ_1 et la valeur du rayon orbital de l'étoile primaire r_1 , on calcule dans le référentiel des étoiles:

$$x'_1 = r_1 \cos \theta_1 \quad (5.26)$$

$$y'_1 = r_1 \sin \theta_1 \quad (5.27)$$

$$z'_1 = 0 \quad (5.28)$$

On change de système de coordonnées pour arriver à celui de l'observateur, qui est incliné de i degrés par rapport à celui des étoiles, selon une rotation autour de l'axe Y . Soit $\phi = 90^\circ - i$, alors:

$$x_1 = x'_1 \cos \phi - z'_1 \sin \phi \quad (5.29)$$

$$y_1 = y'_1 \quad (5.30)$$

$$z_1 = x'_1 \sin \phi + z'_1 \cos \phi \quad (5.31)$$

Finalement, une deuxième étoile a été rajoutée au système. Le rayon de son orbite doit également être spécifié. Son angle orbital θ_2 se calcule tout simplement à partir de θ_1 en lui ajoutant 180° .

Il est à noter que selon les algorithmes utilisés dans le programme, pour une inclinaison $0^\circ \leq i < 90^\circ$, les orbites sont parcourues dans le sens rétrograde (sens horaire), ce qui est contraire à la convention astronomique.

Du point de vue du programme, il s'agit donc de faire une boucle externe qui fait les calculs pour une position sur l'orbite, puis une boucle interne qui fait d'abord les calculs pour une première étoile, puis pour la deuxième. Lorsque les calculs pour les deux étoiles à une phase donnée sont terminés, les paramètres de Stokes des deux étoiles sont additionnés pour trouver les paramètres de Stokes résultants. On calcule ensuite la polarisation et l'angle de polarisation.

5.5 Diffusion de Thomson

Pour comparer les courbes calculées par le programme avec le modèle de BME (Brown, McLean et Emslie 1978), le programme a été modifié pour calculer la diffusion de Thomson et non plus celle de Mie.

Les formules utilisées, semblables à celles des équations 5.24 et 5.25, sont les suivantes:

$$Q = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\cos 2\beta)(1 - \cos^2 \psi) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (i_1 + i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + \frac{16\pi}{3} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}} \quad (5.32)$$

$$U = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\sin 2\beta)(\cos^2 \psi - 1) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (i_1 + i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + \frac{16\pi}{3} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}} \quad (5.33)$$

5.6 Orbites excentriques

Finalement, les programmes de diffusion de Mie et de Thomson ont été modifiés pour pouvoir spécifier des orbites excentriques. Encore une fois, les positions angulaires des étoiles varient de 0° à 360°, mais la vitesse angulaire n'est pas constante. Pour calculer la position de la première étoile, il faut ici utiliser un algorithme itératif (voir par exemple Smart 1965).

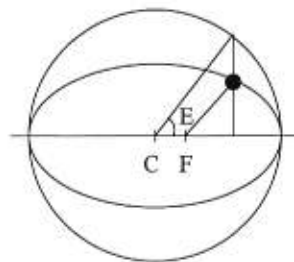


Figure 5.3 - *Orbite circulaire de centre C, orbite excentrique de foyer F et anomalie excentrique E.*

Soit:

e : l'excentricité de l'orbite

E : l'anomalie excentrique (voir figure 5.3)

ϕ : la phase orbitale $0 < \phi < 1$, qui est divisée en intervalles égaux (ce qui revient à dire que le temps est divisé en intervalles égaux)

M : l'anomalie moyenne, $M = 2\pi\phi$

Il faut résoudre l'équation de Képler:

$$E - e \sin E = M \quad (5.34)$$

On commence par trouver une approximation de E , notée E_0 :

$$E_0 = M \quad (5.35)$$

Puis on effectue les calculs suivants:

$$M_0 = E_0 - e \sin E_0 \quad (5.36)$$

$$\Delta E_0 = \frac{(M - M_0)}{1 - e \cos E_0} \quad (5.37)$$

$$E = E_0 + \Delta E_0 \quad (5.38)$$

$$E_0 = E \quad (5.39)$$

tant que $|\Delta E_0| > 0.002$.

Ensuite on peut calculer les positions des deux étoiles en coordonnées polaires: r_1 est le rayon orbital de l'étoiles primaire, r_2 est celui de la secondaire et se calcule d'après le rapport des masses des deux étoiles, θ_1 et θ_2 sont les positions angulaires:

$$r_1 = 1 - e \cos E \quad (5.40) \quad r_2 = r_1 M_1 / M_2 \quad (5.42)$$

$$\theta_1 = \arccos \left(\frac{1 - e^2}{r_1 e} - \frac{1}{e} \right) \quad (5.41) \quad \theta_2 = \theta_1 + \pi \quad (5.43)$$

On peut ensuite trouver les coordonnées cartésiennes des deux étoiles, dans leur référentiel:

$$x'_1 = r_1 \cos \theta_1 \quad (5.44) \quad x'_2 = r_2 \cos \theta_2 \quad (5.47)$$

$$y'_1 = r_1 \sin \theta_1 \quad (5.45) \quad y'_2 = r_2 \sin \theta_2 \quad (5.48)$$

$$z'_1 = 0 \quad (5.46) \quad z'_2 = 0 \quad (5.49)$$

5.7 Fichiers de sortie

Pour chaque phase orbitale, le programme sauvegarde dans un fichier la valeur de cette phase, les paramètres de Stokes Q et U , la polarisation P et l'angle de polarisation θ , l'intensité de la lumière diffusée par l'enveloppe et celle provenant directement de l'étoile, et ce, pour chacune des deux étoiles individuelles ainsi que pour la lumière combinée des deux objets. Un deuxième fichier contient également une copie des paramètres utilisés pour les simulations, tels les dimensions de la grille, de l'enveloppe et de la cavité, les paramètres orbitaux, les caractéristiques des grains, l'inclinaison, etc. Un dernier fichier contient également les positions (x, y, z) des deux étoiles, pour pouvoir vérifier les calculs d'orbite. Toutes ces informations sont par la suite mises sous forme de graphiques.

Bibliographie

Brown, J. C., McLean, I. S. & Emslie, A. G. 1978, *A&A*, 68, 415

Iline, V. & Pozniak, E. 1985, *Géométrie analytique* (Moscou: Editions Mir)

Shawl, S. J. 1972, *Observations and Models of Polarization in Late-Type Stars*,
Thèse de Doctorat, University of Texas at Austin

Shawl, S. J. 1975a, *AJ*, 80, 602

Shawl, S. J. 1975b, *AJ*, 80, 595

Smart, W. M. 1965, *Text-Book on Spherical Astronomy*, 5^e édition (Cambridge:
Cambridge University Press)

Zellner, B. 1971, *AJ*, 76, 651

Chapitre 6

Variations polarimétriques d'étoiles binaires. I. Simulations numériques pour des étoiles en orbites circulaires ou excentriques dans des enveloppes à diffusion de Thomson

Ce chapitre présente un article qui a été accepté le 15 mars 2000 pour publication dans le numéro de juillet 2000 de la revue *Astronomical Journal*. Pour faciliter la lecture, la présentation a été légèrement modifiée par rapport à celle utilisée pour la soumission: certaines informations destinées à l'éditeur ont été ôtées et les légendes des figures ont été mises sous chaque figure.

**Polarimetric variations of binary stars. I. Numerical
simulations for circular and eccentric binaries
in Thomson scattering envelopes**

N. Manset and P. Bastien

Université de Montréal, Département de Physique, and Observatoire du Mont
Mégantic, [REDACTED]

ABSTRACT

We present numerical simulations of the polarimetric variations produced by a binary star placed at the center of an empty spherical cavity inside a circumbinary ellipsoidal and optically thin envelope. Thomson single-scattering is considered. The orbits are circular or eccentric. The mass ratio (and luminosity ratio) is equal to 1.0.

As a function of the orbital (and envelope) inclination, the polarization follows a $\sin^2(i)$ law. High polarization levels will result from a high inclination, a high optical depth, a flat envelope, or a big central cavity. Polarimetric variations are more apparent for a low inclination, a high optical depth, a flat envelope, a small cavity, or an orbit which brings the stars close to the inner edge of the cavity.

It is then shown that the BME model (Brown, McLean & Emslie 1978) can be used to find the orbital inclination if it is $\gtrsim 45^\circ$. The geometry (flatness of the envelope, size of the central cavity) and size of the orbit have no significant influence on the inclination found by the BME model.

For eccentric orbits, single-periodic variations appear for eccentricities as low as 0.10. As the eccentricity increases, these single-periodic variations dominate over the double-periodic ones. The inclinations found by the BME model with the

first-order coefficients are then more reliable than those found with the second-order coefficients, especially for the highest eccentricities. For low eccentricities, $e \lesssim 0.3$, the inclinations can be found with the first or second-order coefficients, if $i > 20^\circ$ and $i > 45^\circ$ respectively. For the high eccentricities, $0.3 < e < 0.6$, only the first-order coefficients should be used, if $i > 10^\circ$.

Since with polarimetric observations the true inclination is not known *a priori*, we discuss how to use the BME model in that context.

Subject headings: binaries: close — circumstellar matter — methods: numerical — techniques: polarimetric

6.1 Introduction

The light from stars surrounded by circumstellar matter (electrons, dust grains, etc. in the form of disks, streams, shells, etc.) is often polarized linearly by scattering processes. The polarization is a function of the nature and number of the scatterers, their spatial distribution in the circumstellar environment, and the viewing geometry.

If such stars are in binary systems, the polarization will in general vary with the orbital phase, because of changes in the geometry as viewed by the observer, and thus of the scattering angle. A study of the polarimetric variations could in principle give information about the scatterers and/or the geometry of the circumstellar environments.

A few theoretical models describe polarimetric variations in such binary systems, and can usually be used to find the orbital inclination. Such information is very valuable, since it can lead to the determination of the absolute masses of the stars. Rudy & Kemp (1978) have presented a method that can give the orbital inclination if the following assumptions are made: 1) the circumstellar material

is optically thin so only single scattering need to be considered, 2) the material distribution must be mirror symmetric with respect to and confined to the orbital plane, but otherwise arbitrary, 3) the scatterers are electrons, or any particle with a Rayleigh cross section, 4) photometric variability must be low, 5) eclipses of the scattering regions do not occur, 6) stars do not need to be point-like, but only symmetric with respect to the orbital plane, and 7) the orbits are circular.

In the plane of the Stokes parameters Q and U , the polarization as a function of time traces an ellipse, twice per orbit, and the eccentricity of this ellipse depends only on the orbital inclination. The inclination found is independent of size, shape and position of the circumstellar region (Rudy & Kemp 1978).

A more often used method is that of Brown, McLean & Emslie (1978, hereafter referred to as BME), who use a first and second-order Fourier analysis of the Stokes curve to find, in addition to the orbital inclination, moment integrals of the distribution, if the same assumptions as in Rudy & Kemp (1978) are made, except that 1) the scattering envelope can have an arbitrary shape not necessarily confined to the orbital plane, but must be static and corotating, 2) the scatterers are electrons, and 3) the stars are point-like.

Extensions of these models were studied afterwards. Brown *et al.* (1982) relaxed the assumption of corotation and studied the case of a localized scattering region in an eccentric orbit about a point source. They showed that erroneous inclinations can be found if a circular orbit is assumed whereas in reality it is eccentric, and gave a new set of equations to find the inclination. On the other hand, Dolan (1984) found that the BME model with its Fourier coefficients analysis is an acceptable method to find the properties of scattering regions in close binaries having eccentric orbits where the light of the primary star is Thomson or Rayleigh-scattered off a circumstellar envelope surrounding the secondary. Still, the simple analysis of the geometry of the ellipse traced in the QU plane (as in Rudy & Kemp 1978) is not reliable. For other scattering processes, Simmons

(1983) found that the BME model can be used to find the inclination and certain moments of the density distribution for Mie scattering (on spherical dust grains) and a specific geometry where a circumstellar envelope is internally or externally illuminated by only one star of the binary system, the second star's light being neglected.

Here, we want to investigate if the BME model can be used for short-period binary young stars, where both stars are in a cavity at the center of an ellipsoidal envelope made of dust. These binaries often have non-circular orbits, and Mie scattering dominates the polarization processes. Since the combination of these parameters (circumbinary envelope, eccentric orbits, Mie scattering) has not yet been studied in relation with the BME model, we decided to undertake numerical simulations to produce polarization curves, and then study to what extent the BME model could find the true orbital inclination.

In this paper, we present our scattering numerical model, and results of Thomson scattering simulations. Starting with circular orbits, we investigate the effects of the orbital inclination on the average polarization and polarimetric variations (section 6.4.2), and on the inclination found by the BME model (section 6.4.3), the effects of optical depth, geometry of the envelope and size of the orbits inside the central cavity (sections 6.4.4 to 6.4.6). We also examine the interpretation of the moment integrals of the distribution of scatterers as given by the BME model (section 6.4.7).

We then study the effects of eccentric orbits on the behavior of the polarization and its suitability for analysis according to the BME model (section 6.5).

Future papers will present the results of Mie scattering (Manset & Bastien 1999a, hereafter referred to as Paper II) and comparisons between simulations and polarimetric observations of binary young stars (Manset & Bastien 1999b,

hereafter referred to as Paper III).

6.2 The scattering model

The code used here to reproduce the polarimetric variations of binary stars in a circumbinary envelope is based on the one created by Zellner (1971) and later modified by S. J. Shawl (1972). Shawl's code computes the polarization and reddening of the light of a single point-like star which emits non-polarized light. This star is at the center of an ellipsoidal and optically thin envelope composed of spherical dust grains. Mie scattering (on spherical dust grains) is considered, in a single scattering situation. Shawl has used the code to study the polarization of late giant stars and supergiants (Shawl 1975a, 1975b).

To study the wavelength dependence of the linear polarization of T Tauri stars, the code was modified by P. Bastien (1981), and a empty central cavity put in the envelope, which is relevant for the study of some binary stars in orbit at the center of an envelope.

The code was further modified by N. Manset to consider Thomson or Mie scattering for two stars in orbit at the center of the envelope, the center of mass of the binary star being the geometric center of the envelope. Orbits can be circular or eccentric, in which case the periastron can also be specified. The mass ratio is assumed to be equal to 1.0. Both the Q and U Stokes parameters are calculated for different positions in the stars' orbit, giving polarization and its position angle as a function of the orbital phase.

6.2.1 Parameters

The calculations are based on parameters related to the geometry and the nature of the envelope, the geometry of the orbits, and the size of the grid. The

geometry is specified by the three semi-axes of the envelope where the major axis has a value of 1.0, the three semi-axes of the central cavity again normalized to the envelope's major axis, and the inclination of the envelope (which is assumed to be equal to the orbital inclination). The orbits are characterized by their eccentricity, radius (or semi-major axis) normalized to the envelope's major axis, and periastron if necessary. The mass ratio is assumed to be equal to 1.0.

With a envelope of radius 1.0, we usually take orbital radii or semi-major axes between 0.05 and 0.15. Since a binary composed of two $1 M_{\odot}$ stars in a 5 day circular orbit will have an orbital radius of ≈ 0.05 AU, the envelope of radius unity would then in fact have a physical radius of 1 AU. The 5 day orbit is of the same order as the periods of binary young stars that were studied polarimetrically (Paper III). This means we model the innermost part of a circumbinary envelope, where we suppose most of the scattering occurs (and polarization is produced).

The nature of the envelope is characterized by the type of scatterers (electrons or spherical dust grains), and the equatorial optical depth for a specific wavelength. For dust grains, the radius (in microns) and optical properties (complex refractive index) must be specified. The size distribution of the grains is uniform, and so is the spatial distribution of the scatterers (electrons or grains).

The grid size must also be specified.

6.2.2 Scattering calculations

A cubic lattice is set up with the specified dimensions. Depending on the size and geometry of the envelope, a scatterer is placed or not at each point of the lattice.

For each scatterer in the envelope, the optical depth before and after the scattering is calculated, along with the scattering angle (light source-scatterer-

observer angle). With the optical depths and scattering angles, both Stokes parameters are computed for Thomson scattering, according to the following formulas (see Manset 1999 for more details):

$$Q = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\cos 2\beta)(1 - \cos^2 \psi) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (1 + \cos^2 \psi) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + \frac{16\pi}{3} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}}, \quad (6.1)$$

$$U = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\sin 2\beta)(\cos^2 \psi - 1) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (1 + \cos^2 \psi) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + \frac{16\pi}{3} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}}, \quad (6.2)$$

where:

τ_0 : optical depth in the equatorial plane of the envelope

τ_1 : optical depth before a diffusion (between the light source and the scatterer)

τ_2 : optical depth after a diffusion (between the scatterer and the observer)

β : angle between the East-West direction and the scattering plane (which includes the light source, the scatterer and the observer)

ψ : scattering angle, between the light source, the scatterer and the observer

r : distance between the light source and the scatterer

dv : volume element (computed in relation to the grid size)

iw : weight which equals 1 if there is a scatterer, 0 otherwise

$\frac{x_{n0}}{n_{zmax}}$: optical depth per grid step.

For each star, there is a summation over all scatterers. Then the Stokes parameters for each star are added, since the Stokes parameters are additive. This step is repeated for a specified number of positions on the orbit, usually 60.

6.2.3 Orbit calculations

For orbit calculations, the orbital phase (or time) is first divided into equal intervals, according to the number of simulated data points desired for the cove-

range of one orbital period. For circular orbits, this is equivalent to dividing the angular position, which varies from 0° to 360° , into equal intervals. For eccentric orbits, an iterative algorithm which takes into account the orbital eccentricity and uses Kepler's law (see e.g., Smart 1965, pp 116-117), is used to compute the polar coordinates of the first star. After the spatial position of the first star has been found, the coordinates of the second star are calculated with a 180° difference in angular position with respect to the primary star. Those coordinates are then projected from the stars' system of coordinates into the plane of the sky (observer's system of coordinates) with use of the orbital inclination.

The orbital semi-major axis must be specified, and is here taken to be smaller than the size chosen for the central cavity. Since our ultimate goal is to study the polarization of short-period binary stars surrounded by envelopes of dust grains, and since we expect these stars to evacuate a spherical region around them, due to the high temperature near the photospheres, we keep the same geometry for our study of Thomson scattering envelopes.

To find an orbit size physically compatible with the chosen cavity size, we used the numerical simulations by Artymowicz & Lubow (1994), who investigated the gravitational interactions between binary star systems and circumstellar or circumbinary disks, and found the gap sizes as a function of binary mass ratio and orbital eccentricity. As can be seen in their Table 1, the mass ratio of the binary in a circular orbit does not change the gap size much; r/a , the ratio of r , the radius of the inner edge of the circumbinary disk, to a , the semi-major axis of the binary orbit, is ≈ 1.7 . Then, we used their Table 3 which gives the gap size, r/a , as a function of eccentricity e and mass parameter $\mu = m_2/(m_1 + m_2)$ to make a crude estimation of r/a as a function of eccentricity. The Artymowicz & Lubow (1994) data and our fit is presented in Fig. 6.1.

For $\mu = 0.3$ (which is equivalent to $m_2/m_1 = 0.43$), the fit gives $r/a = 1.8 + 1.6\sqrt{e}$; for $\mu = 0.1$ ($m_2/m_1 = 0.11$), $r/a = 1.8 + 1.2\sqrt{e}$. Since we assume a

mass ratio of $m_2/m_1 = 1.0$ and need only an estimate of the gap size, we adopt the relation $r/a = 1.8 + 1.6\sqrt{e}$, where $r = 0.2$ (or 20% the size of the envelope's major axis) for most of our simulations, and $0.0 \leq e \leq 0.6$. The orbital semi-major axis a_1 for the primary star is then:

$$a_1 = \left(\frac{r_{cavity}}{1.8 + 1.6\sqrt{e}} \right) \left(\frac{m_2/m_1}{m_2/m_1 + 1} \right), \quad (6.3)$$

and for the secondary star, $a_2 = a_1/(m_2/m_1)$.

Even though we have an estimate of the expected size of the cavity based on physical stability considerations, we nevertheless investigated the effects of various orbital radii on the polarimetric variations (section 6.4.6).

6.2.4 Canonical simulation

We define here the ‘‘canonical simulation’’ as one having the following parameters: an envelope with axis 1.0, 1.0 and 0.25 (also referred to as a 25% flat envelope), a spherical cavity with radius 0.20 (also referred to as a 20% cavity), an optical depth of 0.1, a grid size of 65 (see justification in Section 6.4.1).

6.3 The BME model

We use the BME model, which gives, in addition to the orbital inclination, parameters related to the distribution of scatterers in the circumstellar environment. The scatterers are not restricted to the orbital plane. The stars are point-like. The circumstellar medium must be optically thin, so only single scattering needs to be considered. The shape of the circumstellar envelope is arbitrary. The scatterers are electrons.

Observations are represented as first and second harmonics of $\lambda = 2\pi\phi$, where ϕ is the orbital phase:

$$Q = q_0 + q_1 \cos \lambda + q_2 \sin \lambda + q_3 \cos 2\lambda + q_4 \sin 2\lambda, \quad (6.4)$$

$$U = u_0 + u_1 \cos \lambda + u_2 \sin \lambda + u_3 \cos 2\lambda + u_4 \sin 2\lambda. \quad (6.5)$$

Non-linear weighted least-square fits are performed on the observational or simulated data to determine the coefficients q_i and u_i , $i = 0, \dots, 4$. This is then compared to the following formulas:

$$Q = \tau_0 \left[(1 - 3\gamma_0) \sin^2 i + \sin 2i(\gamma_1 \cos \lambda - \gamma_2 \sin \lambda) - (1 + \cos^2 i)(\gamma_3 \cos 2\lambda - \gamma_4 \sin 2\lambda) \right], \quad (6.6)$$

$$U = 2\tau_0 [\sin i(\gamma_1 \sin \lambda + \gamma_2 \cos \lambda) - \cos i(\gamma_3 \sin 2\lambda + \gamma_4 \cos 2\lambda)], \quad (6.7)$$

where i is the orbital inclination, and the γ_i are moments of the scatterers' distribution. γ_1 and γ_2 are related to the distribution of scatterers out of the orbital plane, γ_1 being for matter distributed on a line between the two stars, and γ_2 on a line perpendicular to it. The degree of asymmetry is given by $(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)$. γ_3 and γ_4 are related to the matter close to the orbital plane, γ_3 being for matter on lines between the stars and perpendicular to it, and γ_4 for matter on lines at 45° to the latter. The degree of concentration of the matter toward the orbital plane is given by $(\gamma_3^2 + \gamma_4^2)$.

The inclination can be found with the first (Equation 6.8) or second (Equation 6.9) order Fourier coefficients, although it is expected that second order variations will dominate.

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^2 = \frac{(u_1 + q_2)^2 + (u_2 - q_1)^2}{(u_2 + q_1)^2 + (u_1 - q_2)^2} \quad (6.8)$$

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^4 = \frac{(u_3 + q_4)^2 + (u_4 - q_3)^2}{(u_4 + q_3)^2 + (u_3 - q_4)^2} \quad (6.9)$$

In an alternative representation, the eccentricity of the ellipse in the QU plane is related to the inclination. For the 2λ ellipse:

$$e = \frac{\sin^2 i}{2 - \sin^2 i}. \quad (6.10)$$

For the 1λ ellipse:

$$e = \sin i. \quad (6.11)$$

6.3.1 The uncertainty and confidence intervals for the inclination found by the BME model

There are a few different methods to evaluate the uncertainty or confidence interval for the inclination found by the BME model (the authors of the BME model did not themselves propose such a method).

In their model of the polarimetric variations of binary stars surrounded by circumstellar material, Rudy and Kemp (1978) use a second-order fit to find the eccentricity e of the QU loop, which is related to the orbital inclination i by Equation 6.10. The error on i is then computed from the one on e , which in turn is the formal error found by the propagation of errors on the regression coefficients. It should be noted that this formal error does not take into account the errors due to incorrect modeling.

Simmons, Aspin & Brown (1980) have shown that taking only the formal error, and ignoring the effects of noise and incorrect modeling can lead to an underestimation of the confidence interval for i . As explained in their paper, the correct way to know if a model is acceptable is to find over what range of parameters (for e.g., the inclination) the model makes predictions that are within the observational errors. So they propose an analytic method for finding the optimum fit to the data, using a χ^2 measure of acceptance. The confidence intervals found

then give the range of i over which the model provides an acceptable fit to the data.

This method (hereafter the ASB method) was applied by Aspin, Simmons & Brown (1981) to find the standard deviation necessary, σ_{nec} , to determine the inclination to $\approx \pm 5^\circ$, with a 90% confidence level. In practice, these calculations give the lowest possible inclination that can be reliably found according to the quality of the data at hand (number of observations, observational errors, amplitude of the polarimetric variations). Using the following approximate relation where the subscript o refers to the observations:

$$DQ = \frac{\sigma_o}{A_o \sqrt{N_o}} = \frac{\sigma_{nec}(i)}{A(i) \sqrt{N}}, \quad (6.12)$$

where σ_o is the observational error on the polarization,

$$A_o = \frac{|Q_{max} - Q_{min}| + |U_{max} - U_{min}|}{4}, \quad (6.13)$$

N_o is the number of observations, $N = 40$ (the number of bins in the simulations by Aspin et al 1981), a value for $\sigma_{nec}(i)/A(i)$ is found. It then gives, by using the Table 1 in Aspin *et al.* (1981), the lowest possible inclination that can be determined from the observations with a $\pm 5^\circ$ accuracy at a significance of 10% (meaning that the true inclination has a probability of 90% to be in within 5° of the value returned by the BME model).

This method is useful to ascertain what can be done with the data, but does not actually give, for a given set of observations, a precision on the inclination found by the BME model, nor does it tell if the inclination could still be found to, say, $\pm 10^\circ$, or with a lower significance.

Wolinski & Dolan (1994) have also studied the confidence intervals for orbital parameters determined polarimetrically. They used Monte Carlo simulations for two stars in circular orbits and for which circumstellar material is found on a line joining the two stars. To these synthetic polarimetric curves, Gaussian noise was

added, and the result analyzed with the BME model. These results are inverted, and with the use of four graphs, each for a specific quality of data, one can estimate the confidence intervals for the orbital inclination returned by the BME model, and also for Ω (which is twice the position angle of the angular momentum vector of the binary system as projected onto the plane of the sky; Brown, McLean & Emslie 1978) and λ_2 (related to the orbital longitude of the scattering region). With their Fig. 5, one can find, for a given standard deviation over amplitude of the variations ratio, the critical value of inclination below which the 1σ confidence interval extends to $i = 0^\circ$. This method (that we will call the WD method) is again useful to ascertain what can be done with the data. Fig. 4 of that same paper gives, for four levels of data quality (DQ , Equation 6.12), the 1σ and 2σ confidence intervals on the inclination found by the BME model. These graphs can be used to read confidence intervals, although interpolation between the curves is necessary to get confidence intervals that go with the quality of the data at hand.

The method which we use gives an uncertainty on the inclination, as calculated with the method of propagation of errors applied to Equations 6.8 and 6.9 (see St-Louis *et al.* 1988). The Fourier fit returns the parameters $q_0 - q_4$, $u_0 - u_4$, and their errors, which are then used to calculate an error on i . These uncertainties depend indirectly on the number of data points, their uncertainty, the amplitude of the variations. To diminish the uncertainty on the inclination found, more data can be acquired, and/or the accuracy must be increased. The method used is then similar to the one by Rudy & Kemp (1978).

The data points generated by the scattering model are fitted with Equations 6.4 and 6.5. The parameters of the fit are coefficients analyzed with the BME model using specifically the formulas given in Drissen *et al.* (1986) and Bastien (1988). The data points from the scattering model have been attributed an uncertainty of 0.02%, which is typical of polarimetric observations that will

be presented in a future paper.

6.4 Thomson Scattering, circular orbits

6.4.1 Choice of grid size

A preliminary step to the numerical calculations was to determine a suitable grid size, one with which the BME model would find an orbital inclination close enough to the real inclination (say, within $\approx 2^\circ$). We took an envelope flattened by 25% with a central cavity of 20%, inclined at 60° and 80° . The equatorial optical depth at 7000 \AA was 0.1. Both circular orbits had a radius of 0.10. We calculated models with grid sizes (radius) 25 to 95, by steps of 10. The results of the simulations, in which no noise was introduced, were used as input data for the BME model. The orbital inclinations found by the BME model are presented in Table 6.1 and Fig. 6.2.

As can be seen in the table and figure, the orbital inclinations are usually slightly underestimated, a point we will discuss later. More importantly, we found that a coarser grid (e.g., grid size of 35) could give more erroneous results than a finer grid. Since the solutions get asymptotically closer to the true inclinations, we chose a grid size of 65, for which the inclination is within 1° of the true value, and the calculations can be performed in reasonable times.

6.4.2 Effect of true orbital inclination on the level of polarization and on polarimetric variations

We then tested the BME model for parameters for which it has been designed. We used the “canonical” simulation. Fig. 6.3 presents the output for a canonical simulation with an inclination of 80° and an orbital radius of 0.05 (with

respect to the envelope's major axis, which has a value of 1.0).

The top graphs show the polarization P and its position angle θ , and the Stokes parameters Q and U as a function of the orbital phase. Below, we show the same data but in the QU plane. The polarimetric variations are double sine waves, which translate to an ellipse that is traced out twice per orbit in the QU plane. The center of the ellipse gives the average value of the polarization and the size gives the amplitude of variations.

Fig. 6.4 shows 5 canonical simulations in the QU plane. We can see that the average Stokes parameter U is zero and that the position angle is 90° , parallel to the projection of the main axis of the envelope, as is expected from a geometry oriented in the plane of the sky in an East-West direction. If the projection of the shape of the envelope had had its main axis oriented at 45° , then the Q parameter would have been zero on average.

It is then seen that as the inclination decreases from 90° (edge-on) to 0° (pole-on), the polarization decreases, following a theoretical law that can be found for example in Brown & McLean (1977): the residual polarization (sum of polarization of the scattered light and the unpolarized light from the star) scales as $\sin^2(i)$.

With a 90° inclination, the U parameter is null, and only the Q parameter varies. As the inclination decreases, both Q and U parameters vary, and more so as the inclination decreases. It should be noted that the amplitude of the variations in position angle become apparent ($> 10^\circ$) only for the lowest inclinations (in general, $i \lesssim 10 - 20^\circ$).

Fig. 6.5 shows the same simulations in individual plots, with the same scale for the Q and U axis. Note that as the inclination decreases, the closed loop starts from an ellipse (or a straight line for $i = 90^\circ$) to a shape almost indistinguishable from a circle (for $i \lesssim 40^\circ$).

6.4.3 Effect of the true orbital inclination on the inclination found by the BME model

These canonical simulations were then analyzed with the BME formalism to investigate if the BME model could find the orbital inclinations put in the simulations. As can be seen in Table 6.2 and Fig. 6.6, the BME model can find orbital inclinations no lower than 45° for the best cases. Thus lower inclinations are “harder” to deduce from the data.

Similar results were found by others. Aspin, Simmons & Brown (1981) determined that the required accuracy of polarimetric observations must be greater for low inclinations than for higher ones, which is another way of saying that lower inclinations are harder to deduce. Simmons, Aspin & Brown (1982) found that there exists a statistical bias that will make the BME model find orbital inclinations higher than the true value. This bias is more pronounced for high noise level and low inclinations. Thus low inclinations will rarely result from the BME model, even if the true inclination is low. Wolinski & Dolan (1994) determined the confidence intervals for the inclination (and other parameters found by the BME model) for different values of observational accuracy, amplitude of polarimetric variations and number of data points. They found that even for very high quality data, very low inclinations can not be deduced accurately from the polarimetric observations. All these studies concur with what we have found.

Since the inclination is determined by the shape of the QU loop, Fig. 6.5 explains why the inclination can not be found for low inclinations. When the inclination is low, the shape of the QU loop is so close to a circle that it can not be distinguished from one, hence the inclination found is $\approx 40^\circ$.

This complicates the analysis of real observations since the true inclination is what one hopes to find from the BME model, and there is no way to know if the BME model will be able or not to produce useful information. This will be

discussed further in Section 6.8. We now explore how the BME model is affected by various parameters.

6.4.4 Effects of optical depth

We then investigate up to which optical depth the BME model can be used. Canonical simulations were calculated with equatorial optical depths of 0.05, 0.10 and 0.5, although the (single) scattering model should not be used for high optical depths ($\tau \gtrsim 0.10$).

Fig. 6.7 presents the orbital inclinations found by the BME model for these simulations. Even though an optical depth of 0.5 is not realistic because multiple scattering becomes non negligible for values $\tau \gtrsim 0.10$, our calculations show that the inclination can be recovered for all (small) values of optical depth for which single scattering only is appropriate.

As the optical depth increases, the average polarization also increases, e.g., from 0.40% to 2.76% for a 80° inclination, which is an expected result. The variations in Q and U also increase.

6.4.5 Effects of the geometry of the envelope

We tested the effects of the geometry of the envelope (degree of flatness and size of central cavity) on the level of polarization and polarimetric variations, and also if the geometry could influence the orbital inclination found by the BME model.

We investigated the effects of the flatness of the envelope by simulating the polarimetric variations for envelopes of 25% (canonical simulation), 50% and 75% flatness with a 20% cavity size (i. e., with a radius 20% of the value of the

envelope's major axis), and the effects of the size of the cavities with sizes 10%, 20% (canonical simulation), 30% and 40% for a 50% flat envelope. The size of the orbit was kept at 0.05 in radius. The results (average polarization, amplitude of the variations in P and θ) are presented in Tables 6.3 and 6.4.

As the envelope becomes more spherical (see Table 6.3) the level of polarization decreases, which is an expected result since polarization is a diagnostic of asymmetries. Also, the size of the QU loop (or amplitude of the polarimetric variations) decreases slightly.

For a 50% flat envelope, the polarization increases with the size of the cavity (see Table 6.4). For example, with $i = 80^\circ$, $P = 0.49\%$, 0.55% , 0.63% and 0.74% for cavities of, respectively, 10%, 20%, 30% and 40%. Again, the increasing polarization is a consequence of the increasing asymmetry introduced by a bigger and bigger cavity (which is here spherical) inside a not-quite spherical envelope. As the size of the cavity increases, the size of the QU loop decreases.

Thus a flatter envelope will have a higher level of polarization and amplitude of polarimetric variations. Big cavities have the highest levels of polarization but show the lowest polarimetric variations. The first result may be in contradiction with the simulations for multiple Mie scattering in circumbinary shells made by Berger & Ménard (1997), who showed that a circumbinary dusty disk flatter than 10% will not produce detectable polarimetric variations, whereas we have found that the flatter the envelope, the more important are the polarimetric variations.

The polarization varies as $\sin^2(i)$, irrespective of the geometry (ellipticity of the envelope or size of the cavity).

Results for the inclination found by the BME model are presented in Fig. 6.8. The shape of the envelope and the size of the cavity do not influence the capability to find the inclination, as has been found by Rudy & Kemp (1978), except for very small cavities of 10%. For those, the inclination is overestimated, and a deviation

appears for inclinations as high as 70° . This is due to the finite grid size, since for a bigger grid (95 in radius instead of 65), the discrepancy appears for a lower inclination ($i \approx 50^\circ$).

6.4.6 Effects of the size of the orbits

Even though we have a crude estimate of the size of the orbits relative to the size of the cavity (using the results from Artymowicz & Lubow 1994), we investigated the effects of orbital radius on the level of polarization, its variations and the inclination found by the BME model. We simulated the polarimetric variations with an envelope 25% flat, a cavity of 20%, and orbital radii of 0.05, 0.10, and 0.15, and with a 50% envelope, 40% cavity and 0.10 orbital radius.

As can be seen in Table 6.5, the average level of polarization decreases slightly as the orbital radius increases, but the amplitude of the variations increases significantly. For an orbit that comes close to the inner edge of the circumbinary disk, the polarimetric variations are most apparent.

Although the polarimetric behavior is modified by the size of the orbit, the inclination found by the BME model is affected by a few (≈ 4) degrees only.

6.4.7 Interpretation of the moments γ_i

Four parameters returned by the BME model, $\tau_0\gamma_1$, $\tau_0\gamma_2$, $\tau_0\gamma_3$, and $\tau_0\gamma_4$, are related to the distribution of the scatterers in the circumstellar environment. The interpretation of these parameters is not easy since each represents the sum, over the two stars and weighted according to the brightness of each one of them, of optical depths integrated over solid angle with various weightings over direction. The determination of these parameters can give information on the general form of envelope, but it should be kept in mind that very different distributions may

still result in the same values for these parameters.

In addition to that, the $\tau_0\gamma_i$ parameters depend on the position of the stars in the envelope, and are calculated in the reference frame of each star. As a consequence, the information we can retrieve on the envelope does not only depend on the distribution of the scatterers as if the stars did not exist, but does depend on the position of the stars inside that envelope. Indeed, we have checked that the values of the $\tau_0\gamma_i$ do change as the orbital radii (the position of the stars inside the envelope) change.

This makes inferring the envelope's geometry much less straightforward than one might expect.

In the interpretation Brown, McLean & Emslie (1978) make of their equations, the asymmetry with respect to the orbital plane introduces first harmonic variations and is measured with the quantity $\tau_0G = \sqrt{\tau_0^2\gamma_1^2 + \tau_0^2\gamma_2^2}$, which is expected to be equal to zero for a symmetric envelope. The concentration towards the orbital plane introduces second harmonic variations and is measured with the quantity $\tau_0H = \sqrt{\tau_0^2\gamma_3^2 + \tau_0^2\gamma_4^2}$. If the circumstellar distribution of scatterers is symmetric and concentrated towards the orbital plane, we expect to have $\tau_0H \gg \tau_0G$.

For our simulations, the BME model recognizes that the envelope is symmetric with respect to the orbital plane since it finds $\tau_0G = 0$. For τ_0H , the values are of the order of $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$, and there are fluctuations by a factor ≈ 1.5 . A crude estimation of the effects of the uncertainties returned by the BME model for the Fourier coefficients (Equations 6.4 and 6.5) indicate the differences between the various values are probably not statistically significant, although these values are not random (see Fig. 6.9), which indicates the calculations are not dominated by observational or numerical errors. There are no clear tendencies for variations of τ_0H with the shape of the envelope, but smaller cavities yield higher values of

$\tau_0 H$.

A few sources (Bastien 1988, Koch *et al.* 1989) give synthetic tables of the parameters returned by the BME models. The values of $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$ are of the order of $10^{-4} - 10^{-5}$, similar to what is found from the simulations, with usually $\tau_0 H > \tau_0 G$ (by a factor of 2-10) but it is not clear how to interpret these numbers (for example, what should the value of $\tau_0 G$ be for an asymmetric envelope? ten times the value of $\tau_0 H$? 1000 times?).

To investigate the significance of $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$, we made simulations with very asymmetric geometries. We used 50% flat envelopes with 20% central cavities, and removed the lower (with respect to the orbital plane) half of the envelope. We expected to see strong first-harmonic polarimetric variations and a non-zero value for $\tau_0 G$, since the geometry was very non-symmetrical with respect to the orbital plane. But these asymmetric envelopes did not introduce first-harmonic variations and whole or truncated envelopes have $\tau_0 G = 0$. For $\tau_0 H$, low-inclination envelopes, whole or truncated, have similar values, but as the inclination increases, the truncated envelopes show values up to a factor of 2.5 smaller.

We discovered these comments on asymmetries, first-harmonic variations and the value of $\tau_0 G$ are valid only for the light of one star at a time, at least with the simulations we made. If we look at the results for one star only (as if the secondary was not luminous), we find that the polarimetric variations are single-periodic only (see Fig 6.10); there are no double-periodic variations, which appear only when we add the combined light of the two equal-mass (and equal-luminosity) stars. The parameters $\tau_0 H$ for the binary or any of the two stars considered separately are equal; $\tau_0 G$ for any of the two stars is not equal to zero. The effects of asymmetry are thus seen only in the polarization of the individual stars. This indicates that the interpretation of $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$ presented by Brown, McLean & Emslie (1978) is restricted to one single point source and might not

always be generalized to the light of a binary system.

For real polarimetric observations, it should be kept in mind that the parameters returned by the BME model in relation with the geometry of the envelope do depend on the geometry, but also on the contribution of each star to the polarimetric curve (its luminosity) and its position in the envelope.

6.5 Thomson scattering, eccentric orbits

As seen in Section 6.4.6, how close a star comes to the inner edge of the cavity affects the level of polarization and polarimetric variations. For non-circular orbits, we expect the orbital eccentricity and periastron, which modify the distance between the stars and the inner edge of the cavity, to modify the polarimetric variations.

6.5.1 Effects of eccentricity on the level of polarization and on polarimetric variations

To investigate the possible effects of non-circular orbits on polarimetric observations, canonical simulations were performed with orbital eccentricities of 0.1 to 0.6. It should be noted that in these simulations, the orbital semi-major axes have been adjusted according to the eccentricity (i.e., decreased with increasing e , as in Equation 6.3) so the stars came at about the same distance from the inner edge of the disk, irrespective of the eccentricity of their orbit (the maximum distance between the center of the envelope and any of the two stars was always ≈ 0.055). This was done so we could study the influence of the eccentricity without having to deal with the influence of how close the stars come to the inner edge of the circumbinary envelope.

Fig. 6.11 to 6.14 present the polarimetric variations as a function of orbital

phase, and QU plots for an inclination of $i = 80^\circ$, and various eccentricities.

The eccentricity has no significant influence on the average level of polarization, but does change the amplitudes of the polarimetric variations: the amplitudes decrease as the eccentricity increases.

We have seen with circular orbits that the amplitude of variations depends on how close the stars come to the inner edge of the envelope (at the apastron for non-circular orbits): large polarimetric amplitudes will result if the stars are close to that edge (further from the center of the envelope). Here, we see that the variations also depend on how close to the center of the envelope the stars come (the periastron). For a fixed apastron, stars in high eccentricity orbits will come closer to the center of the envelope than stars in less eccentric orbits. So, for non-zero eccentricity, the orbits that will show the least variations are those that get closer to the center of the envelope: the high eccentricity orbits (compare Fig. 6.11 to 6.14).

As can be seen in Fig. 6.11 to 6.14 (compare with Fig. 6.3) and in Table 6.6, as the eccentricity increases, the 2λ variations that are dominant for low eccentricities give way to 1λ variations. Moreover, higher harmonics appear; a fit with 1λ and 2λ is not sufficient to reproduce the polarimetric curves, so 3λ and 4λ harmonics are needed. Brown *et al.* (1982) had also found, for a different geometry, that first (and third) harmonics appear when $e \neq 0$.

In the QU plane, as the eccentricity increases, the two loops of the QU closed-curve separate from each other. This behavior is due to the presence of harmonics other than the 2λ harmonics. Brown *et al.* (1982) and Dolan (1984) had found that as the eccentricity increases, two loops appear, and one is always contained inside the other. We see a similar, though not exactly identical, behavior.

6.5.2 The BME model and non-circular orbits

We now want to answer the following question: can the BME model be used to find the orbital inclination for non-circular orbits?

As is usually done, we looked at the results obtained from the second-harmonic coefficients. Compare Fig. 6.15 with Fig. 6.6. We see significant deviations for $e = 0.5$, so in the case of a binary with known eccentricity $e \gtrsim 0.3$, the second-harmonic coefficients from the BME model are not reliable for finding the orbital inclination.

Interestingly, when considering the first harmonics and the results from the BME model, the inclinations found are closer to the true values than for the second harmonics. See Fig. 6.16.

For all eccentricities, the BME model has difficulty to find the lowest inclinations ($i < 20^\circ$), especially for the lowest eccentricities. The first harmonics which are much better than the second harmonics for eccentricities $e > 0.3$ seem to have difficulties for $i \approx 80^\circ$. To find out if the anomaly for $i = 80^\circ$ could be due to the finite grid size, we used the canonical model with an eccentricity of 0.5 and a grid size of 95. The higher resolution does not significantly change the inclination found with the second-order parameters, and for the first-order harmonic, the problem with $i = 80^\circ$ persists.

It thus seems that for high eccentricity orbits, the first harmonic results from the BME model should be used, as opposed to the second harmonics results used for circular orbits. Specifically, for $0.0 < e < 0.3$, the second harmonics should be used, and the results considered reliable if the inclination found is above 45° . Alternatively, the first harmonics can be used, and the results considered reliable if the inclination found is higher than 20° . For high eccentricities, $0.3 < e < 0.6$, the first harmonics only can be used, and the reliable inclinations will be $> 10^\circ$.

Results for high eccentricities are even more reliable than for circular orbits, for which only $i > 45^\circ$ can be found.

6.5.3 Effect of periastron

We investigated if the longitude of the periastron, λ_p , could influence the inclination found by the BME model, although it should not.

For an eccentricity of $e = 0.3$, we made simulations with periastrons of 0° , 30° , 45° , 60° , 90° , 120° , 135° , 150° and 180° . Fig. 6.17 presents these simulations in the QU plane. We see that the point where the loop crosses over itself moves on the outer loop.

The inclinations found with the second or first harmonics can differ by as much as 8° for different periastron positions.

Fig. 6.18 to 6.20 present the polarimetric variations as a function of orbital phase, and QU plots for longitudes of periastron $\lambda_p = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$.

6.6 Extrapolation to the case $m_2 \ll m_1$

Since the code returns the polarimetric curve for each star in addition to the combined curve for the binary, it is possible to investigate what would happen if the secondary star were much less luminous than the primary, so that its effects on the polarization could be totally neglected.

For circular orbits, pure double periodic variations are again seen, but only for a pole-on situation ($i_{true} = 0^\circ$). For the other inclinations, single-periodic variations appear due to a loss of symmetry (see Fig. 6.21). The BME model works as for the binary, i.e., for $i_{true} \gtrsim 45^\circ$; the inclination found from the primary star alone is exactly the same as the one found for the binary.

For an eccentricity of $e = 0.3$, the inclinations found by the BME model with the second-order coefficients are similar for the binary and the primary alone (there are slight differences of $\approx 2^\circ$). But the results from the first-order coefficients do not work well anymore for $40^\circ \leq i_{true} \leq 70^\circ$.

For a high eccentricity of $e = 0.6$, the results from the second-order coefficients neither work for the binary nor the primary alone. The inclinations found with the first-order coefficients do not work well for high inclinations ($i_{true} \geq 45^\circ$), whereas it did work well for the binary.

6.7 The effect of stochastic noise

So far, all the analysis and conclusions were based on simulations in which no noise (or stochastic variability) was introduced. Observations of binary stars will most probably show some noisy variations that can be a consequence of errors of measurement and also stochastic (non-periodic) variations. We will now discuss the effects of stochastic noise (which causes dispersion about a mean polarimetric curve) on the inclination found by the BME model, whether it is instrument-related or caused by source variability.

We took the numerical simulations for circular orbits which showed the most apparent polarimetric variations, namely, with a 25% flat envelope, a 20% spherical cavity, an orbital radius of 0.15, and an optical depth of 0.10. For each simulated polarimetric curve, we produced 100 simulations by adding to each Q and U point random Gaussian noise with a standard deviation σ_{noise} of 0.01%, 0.025% and 0.050%. Since the polarimetric variations of the non-noisy simulations had an amplitude of $\sim 0.10\%$, this corresponds to noise levels (standard deviation of the noise over the amplitude of the polarimetric variations) of, respectively, $\sim 10\%$, $\sim 25\%$ and $\sim 50\%$.

As we add stochastic variations to the data, the distribution of the inclinations found by the BME model becomes larger and larger, and the average of the inclinations found over-estimates the true inclination, which is the result that had been found by Simmons, Aspin & Brown (1982). High inclinations are less sensitive to the noise.

Since σ_{pe} , the uncertainty on the inclination found by the BME model based on propagation of errors, depends on the uncertainty of the observations which can change from star to star, we instead evaluated how many times the BME model found the true inclination within $\pm 5^\circ$ and $\pm 10^\circ$. As expected, for high noise levels (high values of σ_{noise}), the BME model does not often find the real inclination. In Table 6.7, we present these results in the following way: Column 1, the true inclination of the simulation, column 2, σ_{noise} , the standard deviation of the Gaussian noise added to the simulations, column 3, the amplitude of the polarimetric variations, column 4, the ratio of noise over variations, columns 5 and 6, the percentage of simulations which found the true inclination within 5° and 10° .

The same procedure was applied for the canonical simulation with an orbital radius of 0.05, which produces polarimetric variations that are ~ 10 times smaller. Noise at the $\sim 10\%$ and $\sim 25\%$ levels was introduced (i.e., stochastic variations with a standard deviation σ_{noise} of 0.001 and 0.0025%). The results are the same as for the preceding case.

So the BME model will work if stochastic variations are not too important. With a noise level σ_{noise} of 10% of the amplitude of the polarimetric variations, there are more than 55% chances that the inclination found will be within 5° of the true inclination, and 92% chances that it will be within 10° , for true inclinations above 45° . For a higher level of noise of 25%, no more than 40% of the inclinations found will be within 10° of the true inclination.

6.8 The uncertainty on the inclination found by the BME model

As seen in the preceding section, σ_{noise} , the level of noise, or stochastic variability, on the data influences the capability of the BME model to find the true inclination. If there is too much stochastic variability, the BME model will find an inclination that is too high, and even sometimes, altogether wrong.

We introduced earlier the subject of the uncertainty on the inclination found by the BME model. With simulations in which stochastic variations are introduced, and for which a certain observational uncertainty is assigned, we now investigate if the method of propagation of errors gives reasonable confidence intervals on the inclination found by the BME model, and if so, under what conditions.

If there is a lot of scatter in the data (due to non-periodic events which cause polarization changes, or due to instrumental problems), the BME model will not work, whatever the observational uncertainty. It was determined earlier that a noise level over 25% will give correct results but not with good precision.

For a noise level σ_{noise} of 10% of the amplitude of the polarimetric variations, if the observational uncertainty is lower than this noise level, the uncertainty on the inclination σ_{pe} found by the BME model will be too small; for example, with stochastic variations of 0.01% for amplitude of polarization of 0.1% and an observational uncertainty of 0.005%, at an inclination of 45°, in only 74% of the cases the true inclination is within the $\pm 3\sigma_{pe}$ boundaries given by the error found by propagation of the errors. For an inclination of 90°, only 86% of the simulations are within the $\pm 3\sigma_{pe}$ limits. So for very high precision measurements, the errors given on the inclination are too small because the stochastic variability introduces a small error on the inclination in the first place.

If the observational uncertainty is similar to the level of noise σ_{noise} (e.g., stochastic variations with a standard deviation of 0.01% with the same observa-

tional uncertainty) in 97% of the cases, the true inclination will be in the $\pm 3\sigma_{pe}$ interval given by the propagation of errors. With slightly worse observations with an uncertainty of 0.02%, all cases are within $\pm 3\sigma_{pe}$ and $\pm 2\sigma_{pe}$, and 82% of the cases will be inside the $\pm 1\sigma_{pe}$ intervals.

If the observation uncertainty is four times the standard deviation of the noise σ_{noise} , the uncertainty on the inclination will be so high ($\sim 30^\circ$) that, of course, all cases will be the right inclination, considering the uncertainty interval.

In relation with real observations, we conclude that levels of stochastic variability σ_{noise} higher than $\approx 10\%$ of the amplitude of the variations will prevent the BME model to find the right inclination. Also, observational uncertainties lower than the standard deviation of the noise σ_{noise} will give, with the method of propagation of errors, uncertainties on the inclination σ_{pe} that are too small; but observational uncertainties similar to the level of noise will give reasonable $\pm 3\sigma_{pe}$ confidence intervals; observational uncertainties that are too high (low precision observations) will give uncertainties too high and useless.

Our study of stochastic noise and observational uncertainty is different from the studies that have led to the ASB and WD methods. We have decoupled the stochastic noise (introduced by the instrument or the source), which produces scatter in the data and over which the observer has no control, and the observational errors (the error bars computed from photon statistics), which can in principle be decreased to get very high precision measurements. We have found that the level of stochastic noise is more important than the observational errors, in the sense that it is the stochastic noise that can prevent the BME model from working, even if the measurements are of very good quality.

6.9 Discussion

The analysis of periodic polarimetric variations produced by binary systems is a potentially powerful tool to determine the orbital inclination and get a general picture of the circumstellar/circumbinary geometry, but one must be careful when analyzing polarimetric observations, because a feature in a polarimetric curve can have various causes.

We have presented numerical simulations of the polarimetric variations produced by a binary star placed at the center of an empty spherical cavity inside a circumbinary ellipsoidal and optically thin envelope. We have considered Thomson single-scattering, circular and eccentric orbits, and equal mass stars. The size of the orbits was $\approx 10\%$ of the size of the envelope, which means we only modeled the central part of the envelope, where most of the scattering, and polarization, occurs.

Our goal is to understand polarimetric observations of short-period binary young stars that are still surrounded by material from which they were born, but have evacuated the central portion of this envelope, due to gravitational interactions. The geometry adopted here is suitable for these objects, but Mie scattering calculations will be performed in a future paper (Paper II, Chap. 7) to study the effects of dust grains which produce the polarization in young stars.

From our simulations, we have found a few characteristics of the polarimetric variations that can help to understand observations.

High polarization levels will result from a high inclination, a large optical depth, a flat envelope, or a big central cavity; in general, polarization is caused by some asymmetry in the envelope geometry. Polarimetric variations are more apparent for a low inclination, a large optical depth, a flat envelope, a small cavity, or a “large” orbit which brings the stars close to the inner edge of the

cavity.

We have produced variations of a few tenths of a percent only, whereas previous observations of hot stars in binary systems have shown stronger variations. This is due to the specific geometry we have adopted: a circumbinary envelope at the center of which two stars revolve will produce less variations than a circumstellar envelope externally illuminated by a source of light.

The polarimetric variations for the combined light of two equal-mass stars in a circular orbit are purely double-periodic. The variations for each star of the binary are a superposition of double and single-periodic variations. These single-periodic variations appear in our calculations because the optical depths before and after each scattering are calculated, instead of relying on an average optical depth; the right/left symmetry causing the double-periodic variations is broken by an asymmetry front/back because the number of scatterers is not the same when the star is near or far from the observer. Since the two stars have identical polarimetric curves that are shifted by half a period, the single-periodic variations disappear when these two curves are added. Here, we have studied the case where the two stars contribute equally to the luminosity, but it is expected that the addition of the polarimetric curves for two stars that do not have the same luminosity will produce single-periodic variations in addition to the double-periodic one in the combined curve for the binary, even if the orbit is circular and the scattering geometry, symmetric. Unequal luminosity stars most probably also have unequal masses, hence orbital radii; this will result in different amplitudes of polarimetric variations for each star, which will also produce a complex polarimetric curve for the binary.

Single-periodic variations that appear for unequal luminosity stars are also introduced if the orbit is eccentric, even for eccentricities as low as 0.1.

We were expecting from the BME model that asymmetric envelopes would

produce non-zero values for γ_1 and γ_2 , hence $G \neq 0$ and single-periodic variations in addition to the double-periodic ones, as can be seen in Eq. 9a and 9b in the BME paper. But we have found that asymmetric envelopes do not produce any modification in the shape of the binary polarimetric curve, although it does so for the polarimetric curves of each star. If the luminosity of one of the stars can be neglected, then the asymmetric envelope will produce single-periodic polarimetric variations only. Asymmetry may produce single variations but this is not always guaranteed.

Therefore, polarimetric variations with a single-periodic component superimposed on a double-periodic one can be attributed to eccentricity, non equal mass stars, or asymmetric envelopes.

Periodic polarimetric variations can be used to find the orbital inclination of a binary system, using for example the BME model, which is an analytical study of Thomson-scattering envelopes and circular orbits.

We have shown that the BME model can be used to find the orbital inclination if it is $\gtrsim 45^\circ$; a bias forbids finding the low inclinations. The geometry (flatness of the envelope, size of the central cavity) and size of the orbit have no significant influence on the inclination found by the BME model. These results which apply to circular orbits had already been found by others.

Our simulations for eccentric orbits have allowed us to find interesting new results concerning the BME model. We have shown that for eccentric orbits it is still possible to use the equations of the BME model, even if they have not been derived for non-circular orbits. The inclinations found by the BME model with the first-order coefficients (coming from the single-periodic variations) are even more reliable than those found with the second-order coefficients (from the double-periodic variations), especially for the highest eccentricities. For low eccentricities, $e \lesssim 0.3$, the inclinations can be found with the first or second-order coefficients,

if $i > 20^\circ$ and $i > 45^\circ$ respectively. For the high eccentricities, $0.3 < e < 0.6$, only the first-order coefficients should be used, if $i > 10^\circ$.

One important factor that will influence the capability of the BME model to find the right inclination is stochastic noise, or the scatter of the observations about the mean polarimetric variations. With stochastic variations of 10% of the amplitude of the variations, 92% of the inclinations returned by the BME model will be within 10° of the true inclination, and 55% will be within 5° . If the level of stochastic noise is higher than that, the BME model will not work well anymore, even for high accuracy measurements.

We have also studied the method of propagation of errors that is sometimes used to find an uncertainty on the inclination returned by the BME model. We have found that if the amount of stochastic noise is larger than the observational uncertainty, the uncertainty on the inclination, which takes into account the observation uncertainty but not the level of noise, is greatly underestimated; if the observational errors are of the same order as the noise, the 3σ uncertainty on the inclination is a reasonable estimate of the confidence interval.

Even if the measurements are of very high precision but there is a lot of stochastic variability in the data, the BME model will not be able to find a reasonable estimate of the true inclination.

To summarize what should be done with the polarimetric observations, we suggest the following. First, an evaluation of the stochastic noise must be performed; if this noise level is over about 10% of the amplitude of the polarimetric variations the BME model will be of no use to find the orbital inclination.

If the stochastic noise is below 10% but the BME model returns an inclination of 45° or lower, the only thing that can be said is that the inclination is low, between 0 and about 45° . If a value over 45° is returned, then there is a least a 92% chance that the value is within 10° of the true inclination, for a noise level

of 10%.

If the observational uncertainty is no better than the stochastic noise level, the 3σ uncertainty interval obtained by the method of propagation of the errors gives a reasonable evaluation of the range of inclinations that could produce the observed polarimetric variations.

The BME model is mostly used to find the orbital inclination, but it also returns moments of the distribution of scatterers, which could then be used to characterize the scattering geometry (symmetric or asymmetric, concentrated near the orbital plane or not, etc.). Although these moments are potentially very interesting, they are seldom used; the values of $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$ for different types of binary systems are of the order of $10^{-4} - 10^{-5}$, with usually $\tau_0 H > \tau_0 G$ (by a factor of 2-10), but it is not clear yet how to interpret these numbers since they depend on the geometry of the envelope as is expected, but also on the stars' luminosity and their position within the envelope. We have tried to study the effects of different geometries on the values returned by the BME model. Different degrees of flatness do not have any pronounced effect on the values of $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$; moreover, as we have not studied the uncertainty on these values as returned by the BME model, it is not clear if the dependence on the geometry is statistically significant or not.

Using very asymmetric envelopes, with the lower half of the envelopes removed, we expected to find a non-zero value for $\tau_0 G$. This was not the case, since even for asymmetric envelopes, the polarimetric variations for the combined light of two equal-mass stars do not show the single-periodic variations that are used by the BME model to diagnose asymmetry. We have found that asymmetries introduce single-periodic variations in the polarimetric curve of the individual stars, which indicates that the interpretation of $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$ is restricted to one single point source and might not always be generalized to binary systems.

Work should be pursued to find estimates of the confidence intervals for the values of $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$, and to study in details the effects of various geometries (not only circumbinary envelopes, but also circumstellar ones, streams, shells, etc.) on these values.

N.M. would like to thank the Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie of Canada, the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche of the province of Québec, the Faculté des Etudes Supérieures and the Département de physique of Université de Montréal for scholarships, and P. B. for financial support. We would like to thank the Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie of Canada for supporting this research.

REFERENCES

- Artymowicz, P., & Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
- Aspin, C., Simmons, J. F. L., & Brown, J. C. 1981, *MNRAS*, 194, 283
- Bastien, P. 1981, *A&A*, 94, 294
- Bastien, P. 1988, in *Polarized Radiation of Circumstellar Origin*, edited by G. V. Coyne *et al.* (Vatican City State/Tucson, AZ, Vatican Observatory/University of Arizona Press), p. 595
- Berger, J.-P., & Ménard, F. 1997, in *Low Mass Star Formation - from Infall to Outflow*, IAU Symposium No 182, F. Malbet & A. Castets eds, p. 201
- Brown, J. C., & McLean, I. S. 1977, *A&A*, 57, 141
- Brown, J. C., McLean, I. S., & Emslie, A. G. 1978, *A&A*, 68, 415
- Brown, J. C., Aspin, C., Simmons, J. F. L., & McLean, I. S. 1982, *MNRAS*, 198, 787
- Dolan, J. F. 1984, *A&A*, 138, 1
- Drissen, L., Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., Bastien, P., & Séguin, M. 1986, *ApJ*, 304, 188
- Koch, R. H., Elias, N. M., Corcoran, M. F., & Holenstein, B. D. 1989, *Space Science Reviews*, 50, 63
- Manset, N. 1999, PhD thesis, Université de Montréal

Manset, N., & Bastien, P. 1999a, Polarimetric variations of binary stars. II. Numerical simulations for circular and eccentric binaries in Mie scattering envelopes, to be submitted to AJ (Paper II)

Manset, N., & Bastien, P. 1999b, Polarimetric variations of binary stars. III. Polarimetry of pre-main-sequence spectroscopic binary stars, to be submitted to AJ (Paper III)

Rudy, R. J., & Kemp, J. C. 1978, ApJ, 221, 200

Shawl, S. J. 1972, PhD thesis, University of Texas at Austin

Shawl, S. J. 1975a, AJ, 80, 602

Shawl, S. J. 1975b, AJ, 80, 595

Simmons, J. F. L. 1983, MNRAS, 205, 153

Simmons, J. F. L., Aspin, C., & Brown, J. C. 1980, A&A, 91, 97

Simmons, J. F. L., Aspin, C., & Brown, J. C. 1982, MNRAS, 198, 45

Smart, W. M. 1965, Text-Book on Spherical Astronomy (Cambridge University Press, Cambridge), 5th edition

St-Louis, N., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Bastien, P., & Robert, C. 1998, ApJ, 330,286

Wolinski, K. G., & Dolan, J. F. 1994, MNRAS, 267, 5

Zellner, B. 1971, AJ, 76, 651

$i_{true} = 60^\circ$		$i_{true} = 80^\circ$	
Grid size	$i_{found}(\circ)$	Grid size	$i_{found}(\circ)$
25	64.9	25	80.5
35	49.3	35	76.8
45	58.2	45	79.8
55	56.8	55	79.3
65	59.5	65	80.0
75	58.3	75	80.0
85	59.4	85	79.8
95	60.1	95	80.0

Table 6.1 - *Orbital inclinations found by the BME model for a 25% flattened envelope, a 20% cavity, $\tau = 0.1$, and 0.10 orbital circular radius, as function of the grid size, for two specified orbital inclinations.*

i_{true}	i_{found}	i_{true}	i_{found}
◦	◦	◦	◦
90	90.0	40	20.1
85	84.4	35	23.5
80	79.7	30	32.4
75	74.9	25	36.0
70	69.8	20	36.8
65	64.0	15	38.2
60	58.3	10	39.0
55	53.2	5	42.0
50	47.3	0	38.5
45	40.9		

Table 6.2 - *Orbital inclinations found by the BME model, for the “canonical simulation”, and a grid size of 65.*

i	25% flat envelope			50% flat envelope			75% flat envelope		
	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$
	°	%	°	°	%	°	°	%	°
90	0.79	0.006	0.0	0.57	0.006	0.0	0.27	0.005	0.0
80	0.77	0.007	0.1	0.55	0.006	0.1	0.26	0.005	0.2
70	0.70	0.007	0.2	0.51	0.006	0.2	0.24	0.006	0.4
60	0.59	0.008	0.3	0.43	0.007	0.4	0.20	0.006	0.8
50	0.46	0.009	0.5	0.34	0.008	0.6	0.16	0.007	1.2
45	0.40	0.009	0.7	0.29	0.008	0.8	0.14	0.008	1.6
40	0.33	0.010	0.9	0.24	0.009	1.1	0.11	0.008	2.1
30	0.20	0.011	1.6	0.14	0.010	2.0	0.07	0.009	3.9
20	0.09	0.012	3.8	0.07	0.010	4.7	0.03	0.010	9.1
10	0.02	0.013	15.7	0.02	0.011	18.8	0.01	0.010	38.1
0	0.01	0.000	173.8	0.01	0.000	167.6	0.01	0.000	167.6

Table 6.3 - For a 20% central cavity, average polarization P_{ave} , peak-to-peak variations of the polarization ΔP and its position angle $\Delta\theta$, as a function of the geometry of the envelope (degree of flatness) and the orbital inclination.

i	10% cavity			20% cavity			30% cavity			40% cavity		
	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$
\circ	%	%	\circ	%	%	\circ	%	%	\circ	%	%	\circ
90	0.50	0.013	0.0	0.57	0.006	0.0	0.65	0.004	0.0	0.76	0.003	0.0
80	0.49	0.013	0.2	0.55	0.006	0.1	0.63	0.004	0.1	0.74	0.003	0.0
70	0.44	0.014	0.5	0.51	0.006	0.2	0.57	0.004	0.1	0.67	0.003	0.1
60	0.38	0.016	0.8	0.43	0.007	0.4	0.48	0.005	0.2	0.57	0.004	0.2
50	0.30	0.018	1.3	0.34	0.008	0.6	0.38	0.006	0.4	0.44	0.004	0.3
45	0.25	0.019	1.8	0.29	0.008	0.8	0.32	0.006	0.5	0.38	0.005	0.3
40	0.21	0.020	2.3	0.24	0.009	1.1	0.27	0.006	0.6	0.31	0.005	0.4
30	0.13	0.022	4.4	0.14	0.010	2.0	0.16	0.007	1.2	0.19	0.005	0.8
20	0.06	0.024	10.4	0.07	0.011	4.7	0.08	0.007	2.8	0.09	0.006	1.9
10	0.02	0.024	50.2	0.02	0.011	18.8	0.02	0.008	11.2	0.02	0.006	7.8
0	0.01	0.001	169.7	0.01	0.000	167.6	0.00	0.000	168.4	0.00	0.000	168.1

Table 6.4 - For a 50% flat envelope, average polarization P_{ave} , peak-to-peak variations of the polarization ΔP and its position angle $\Delta\theta$, as a function of the size of the cavity and orbital inclination.

i	$a = 0.05$			$a = 0.10$			$a = 0.15$		
	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$	P_{ave}	ΔP	$\Delta\theta$
	°	%	°	°	%	°	°	%	°
90	0.794	0.0063	0.00	0.780	0.0263	0.0	0.750	0.069	0.0
80	0.772	0.0065	0.08	0.758	0.0275	0.4	0.729	0.073	0.9
70	0.700	0.0071	0.18	0.687	0.0300	0.8	0.661	0.079	2.0
60	0.593	0.0079	0.3	0.582	0.0355	1.4	0.561	0.089	3.5
50	0.464	0.0090	0.5	0.456	0.0380	2.2	0.440	0.100	5.9
45	0.395	0.0095	0.6	0.389	0.0402	2.9	0.376	0.106	7.6
40	0.325	0.0100	0.9	0.320	0.0424	3.8	0.311	0.112	10.1
30	0.198	0.0112	1.6	0.196	0.0469	7.1	0.193	0.124	19.2
20	0.0933	0.0121	3.8	0.0940	0.0504	16.5	0.102	0.133	48.9
10	0.0244	0.0126	15.7	0.0331	0.0437	114.5	0.0718	0.0443	171.2
00	0.0064	0.0002	173.8	0.0272	0.0010	167.6	0.0701	0.0025	174.0

Table 6.5 - *As a function of the orbital inclination, average polarization P_{ave} , peak-to-peak variations of the polarization ΔP and its position angle $\Delta\theta$, for different orbital radii inside a 20% cavity and 25% flat envelope.*

	$e = 0.1$	$e = 0.2$	$e = 0.4$	$e = 0.6$
i	$1\lambda/2\lambda$	$1\lambda/2\lambda$	$1\lambda/2\lambda$	$1\lambda/2\lambda$
90	0.003	0.020	0.070	0.319
80	0.015	0.019	0.000	0.187
70	0.063	0.125	0.260	0.393
60	0.121	0.252	0.585	1.29
50	0.179	0.371	0.925	2.38
45	0.204	0.429	1.09	3.02
40	0.226	0.470	1.21	3.53
30	0.260	0.540	1.46	4.71
20	0.280	0.603	1.61	5.68
10	0.298	0.635	1.71	6.33
0	0.898	1.000	1.00	4.18

Table 6.6 - *As a function of the orbital inclination and the eccentricity, ratio of the amplitudes of the first and second harmonic variations of the polarization P .*

i_{true}	σ_{noise}	ΔP	$\sigma_{noise}/\Delta P$	$\pm 5^\circ$	$\pm 10^\circ$
$^\circ$	%	%	%	%	%
90	0.010	0.069	14.5	100	100
	0.025	0.069	36.2	81	100
	0.050	0.069	72.4	58	86
80	0.010	0.073	13.8	100	100
	0.025	0.073	34.4	81	98
	0.050	0.073	68.9	50	83
70	0.010	0.079	12.6	100	100
	0.025	0.079	31.6	66	97
	0.050	0.079	63.2	39	74
60	0.010	0.089	11.3	87	99
	0.025	0.089	28.2	45	83
	0.050	0.089	56.4	20	50
50	0.010	0.100	10.0	62	96
	0.025	0.100	25.0	24	62
	0.050	0.100	50.0	6	24
45	0.010	0.106	9.4	55	92
	0.025	0.106	23.6	13	39
	0.050	0.106	47.1	3	10

Table 6.7 - *Effect of random Gaussian noise with standard deviation σ_{noise} on the inclination found by the BME model. The last two columns present the percentage of the noisy simulations which found the true inclination within 5° and 10° .*

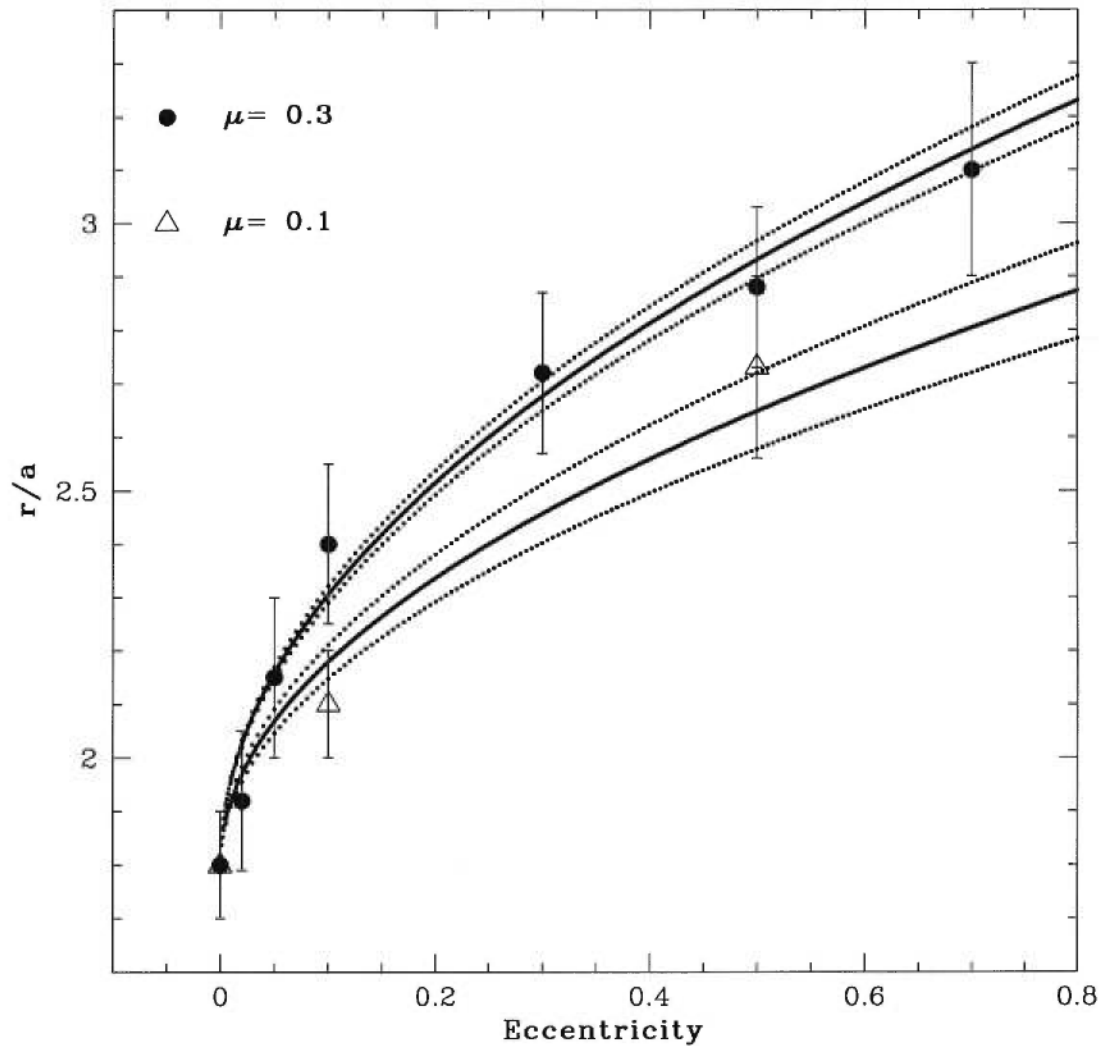


Figure 6.1 - Ratio r/a of r , the radius of the cavity, over a , the semi-major axis of the orbit, versus the eccentricity of the orbit. Data are taken from numerical simulations by Artymowicz & Lubow (1994), with filled circles for $\mu = 0.3$ or $m_2/m_1 = 0.43$, and open triangles for $\mu = 0.1$ or $m_2/m_1 = 0.11$. Also shown are approximate fits to the 2 sets of data. The upper curves are: $1.8 + (1.6 \pm 0.05)\sqrt{e}$. Lower curves are: $1.8 + (1.2 \pm 0.1)\sqrt{e}$.

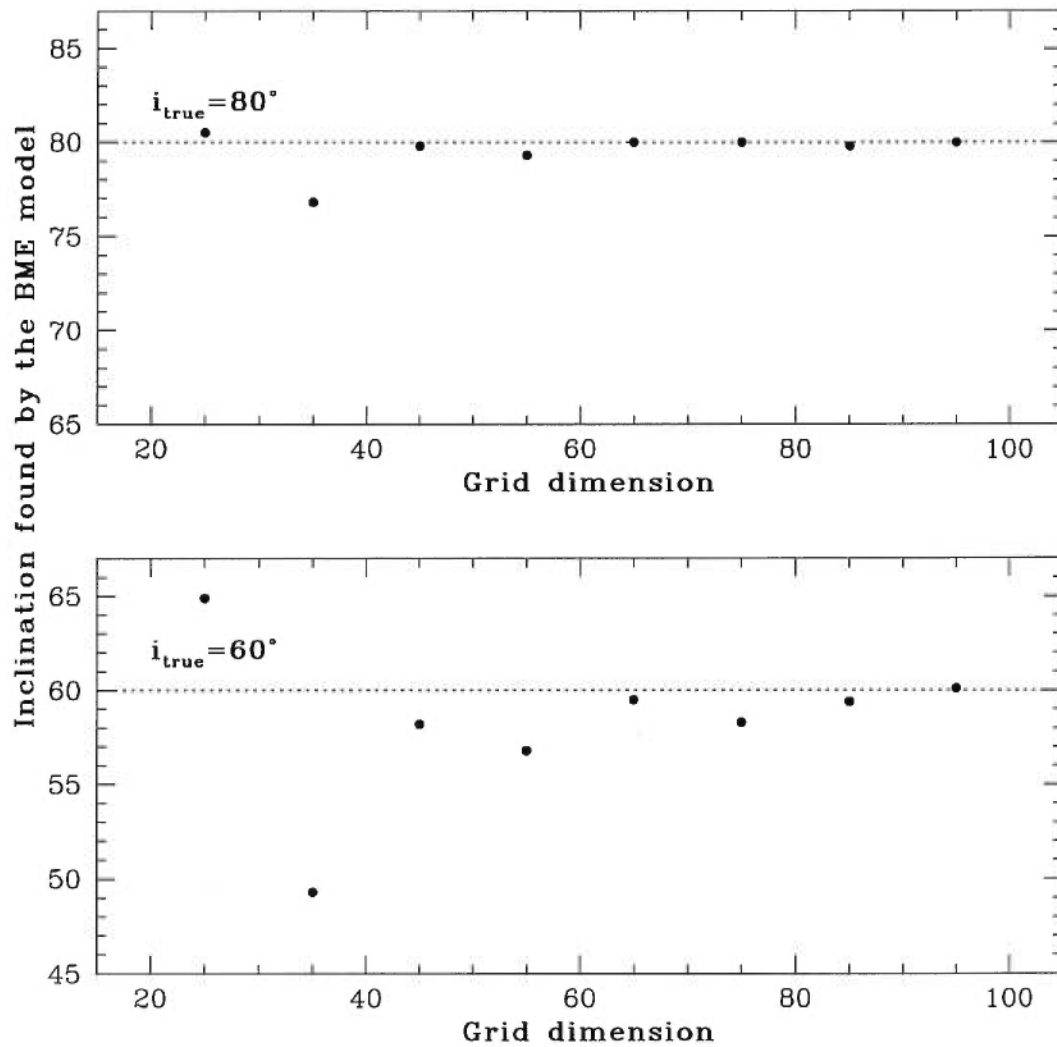


Figure 6.2 - *Orbital inclinations found by the BME model as a function of the grid size of the canonical simulations, for two input inclinations, 80° (top graph) and 60° (below), and orbital radii of 0.10.*

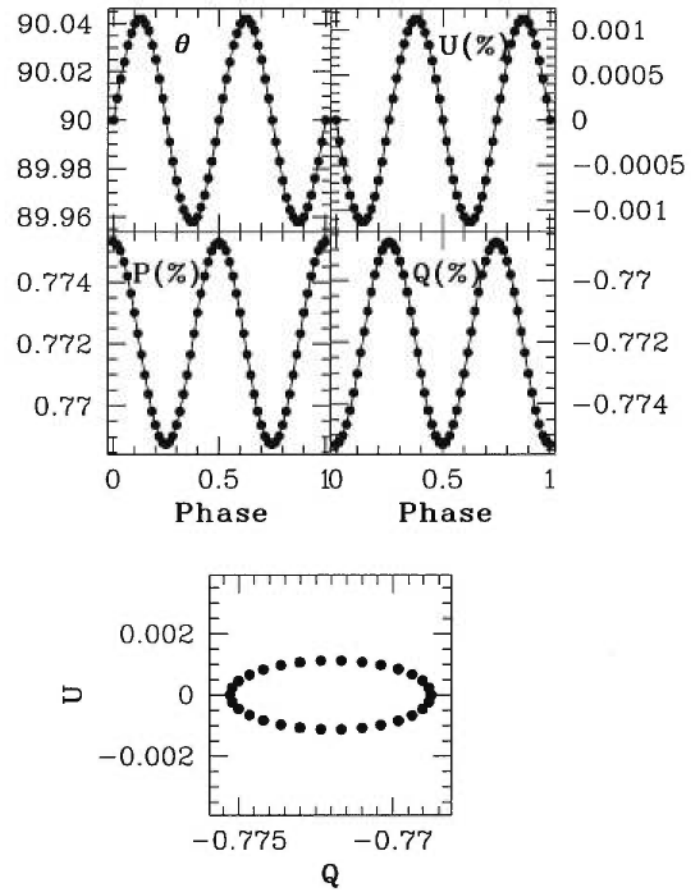


Figure 6.3 - Output from a canonical simulation, for $i = 80^\circ$ and an orbital radius of 0.05. Polarization P , position angle of the polarization θ , and the Stokes parameters Q and U are presented as a function of the orbital phase. The line connects the points and is not a fit of the curve. Also shown is the QU plot of the same simulation, with identical scales for both axis.

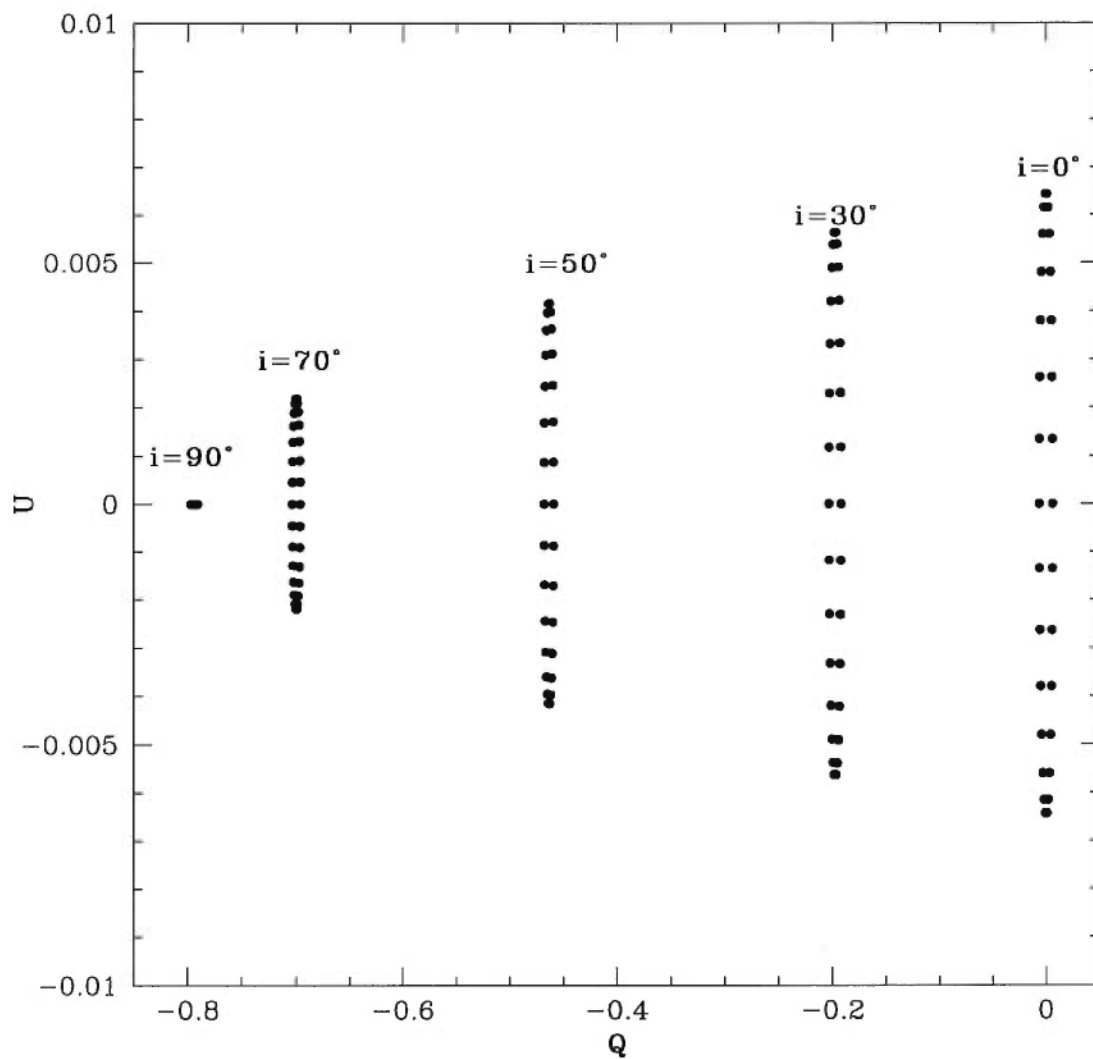


Figure 6.4 - QU plot of canonical simulations, for different inclinations: 90° , 70° , 50° , 30° , and 0° . Note that the scale is not the same for both axes.

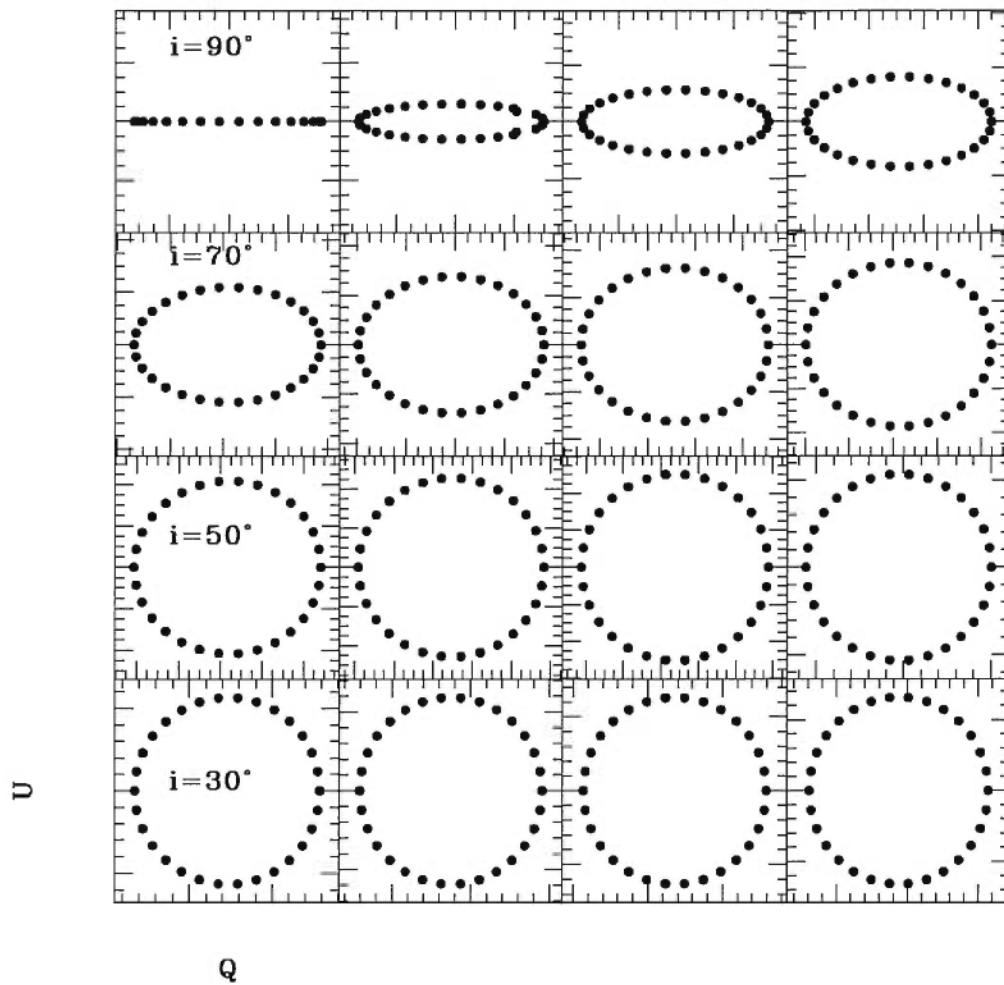


Figure 6.5 - QU plots of canonical simulations, for different inclinations. From the top left to bottom right, the inclinations are: 90° , 85° , 80° , 75° (first row); 70° , 65° , 60° , 55° (second row); 50° , 45° , 40° , 35° (third row); 30° , 25° , 15° , 5° (last row).

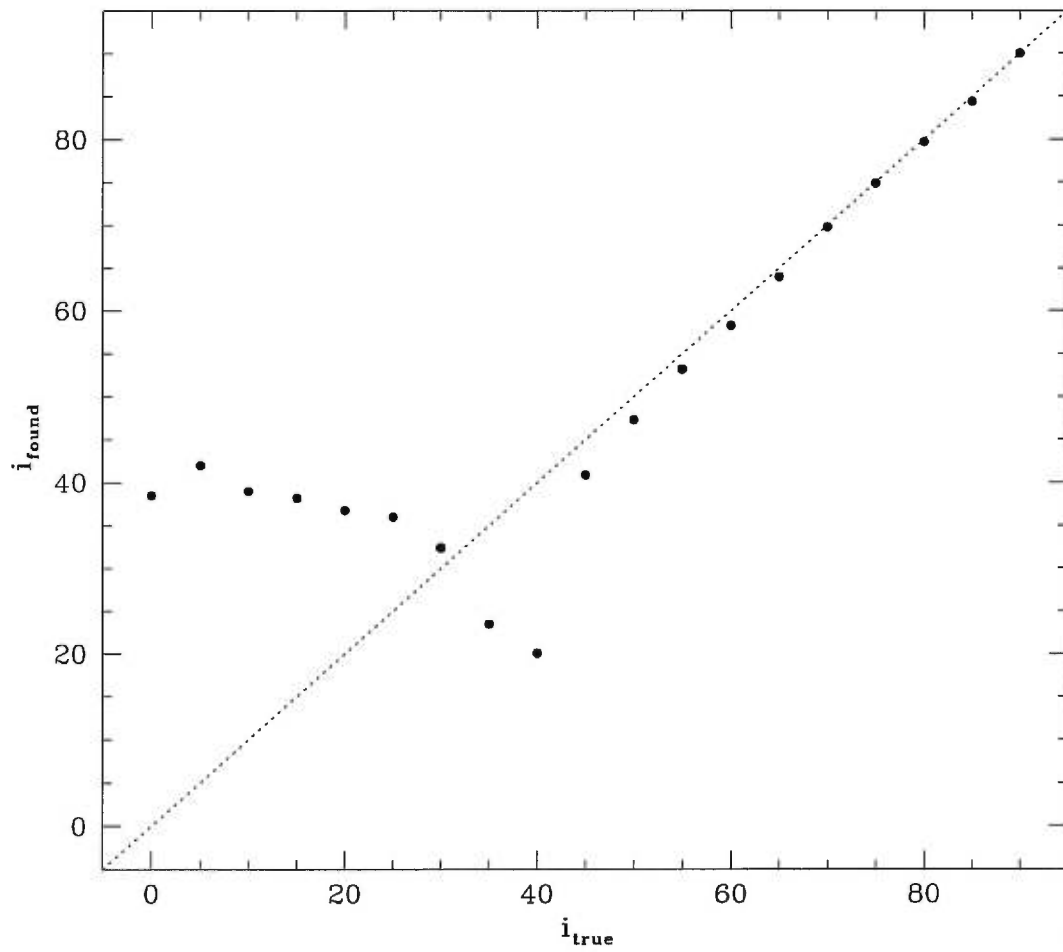


Figure 6.6 - Orbital inclination i_{found} found by the BME model as a function of the true inclination i_{true} used for the canonical simulations. The straight line corresponds to both inclinations equal to one another.

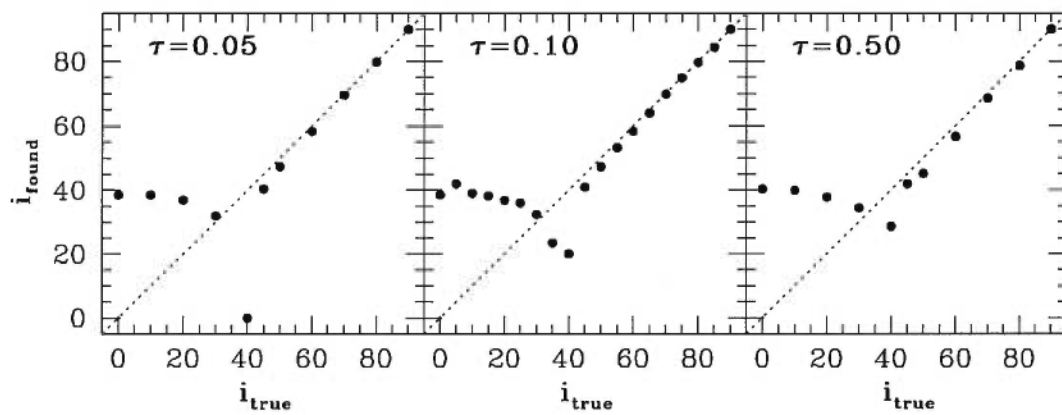


Figure 6.7 - *Orbital inclination found by the BME model as a function of the true inclination, for the canonical simulation with 3 different optical depths.*

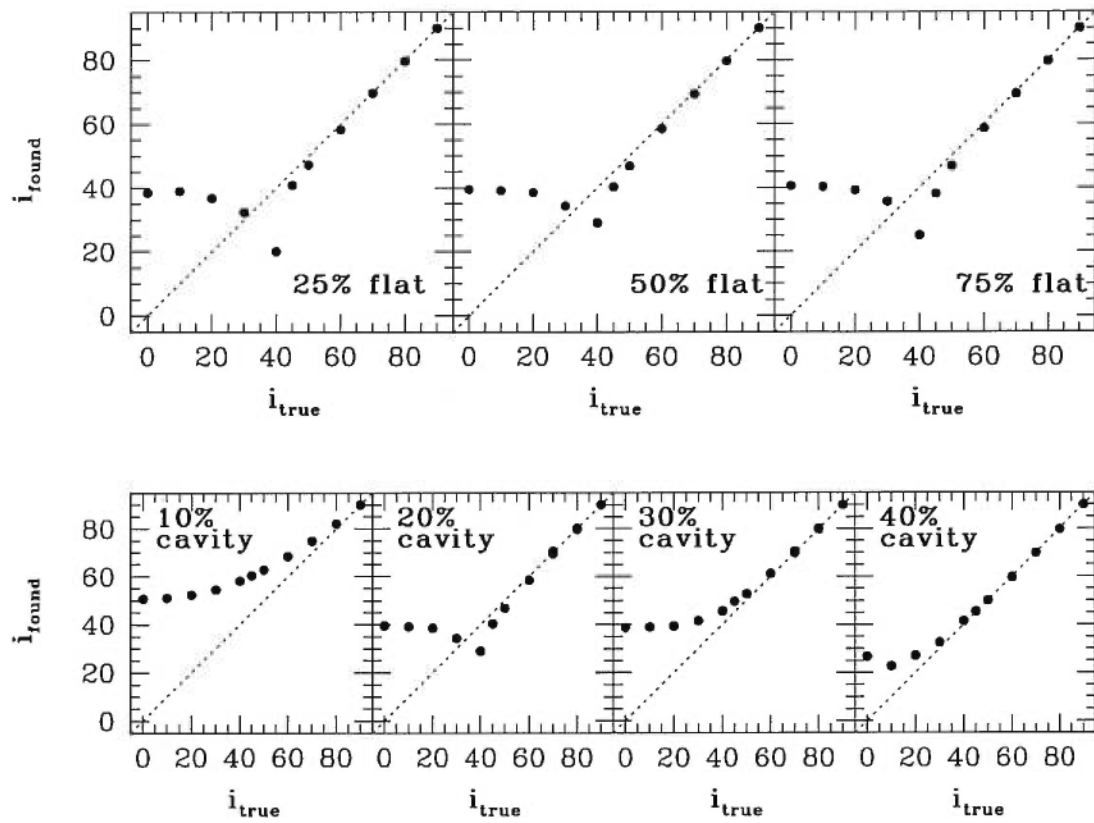


Figure 6.8 - *Orbital inclination found by the BME model as a function of the true inclination, for different flatness of envelope with cavity size of 20% (top row) and different cavity sizes with a flatness of 50% (bottom row).*

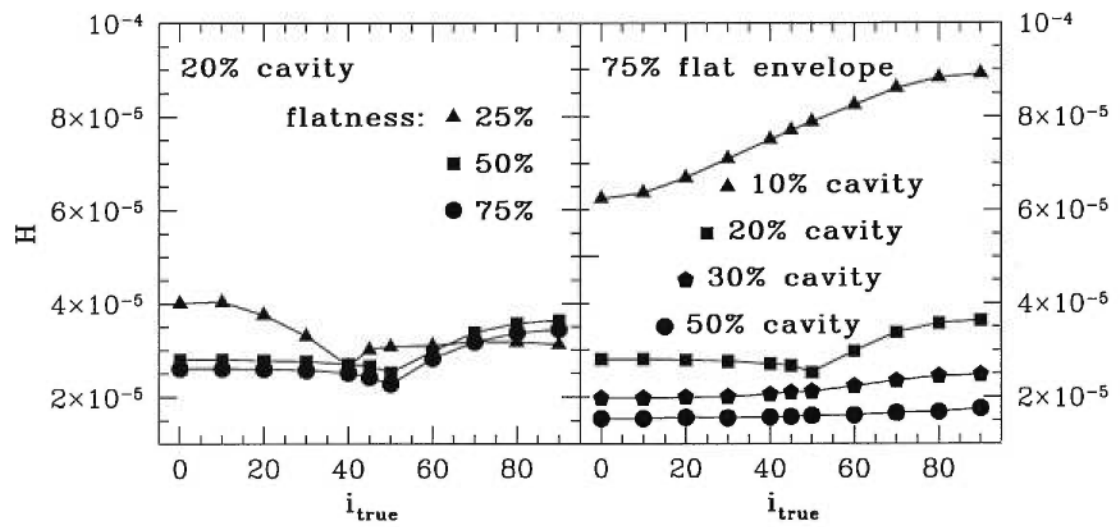


Figure 6.9 - Concentration in the orbital plane as measured by the quantity $H = \sqrt{\gamma_3^2 + \gamma_4^2}$, for different envelope geometries.

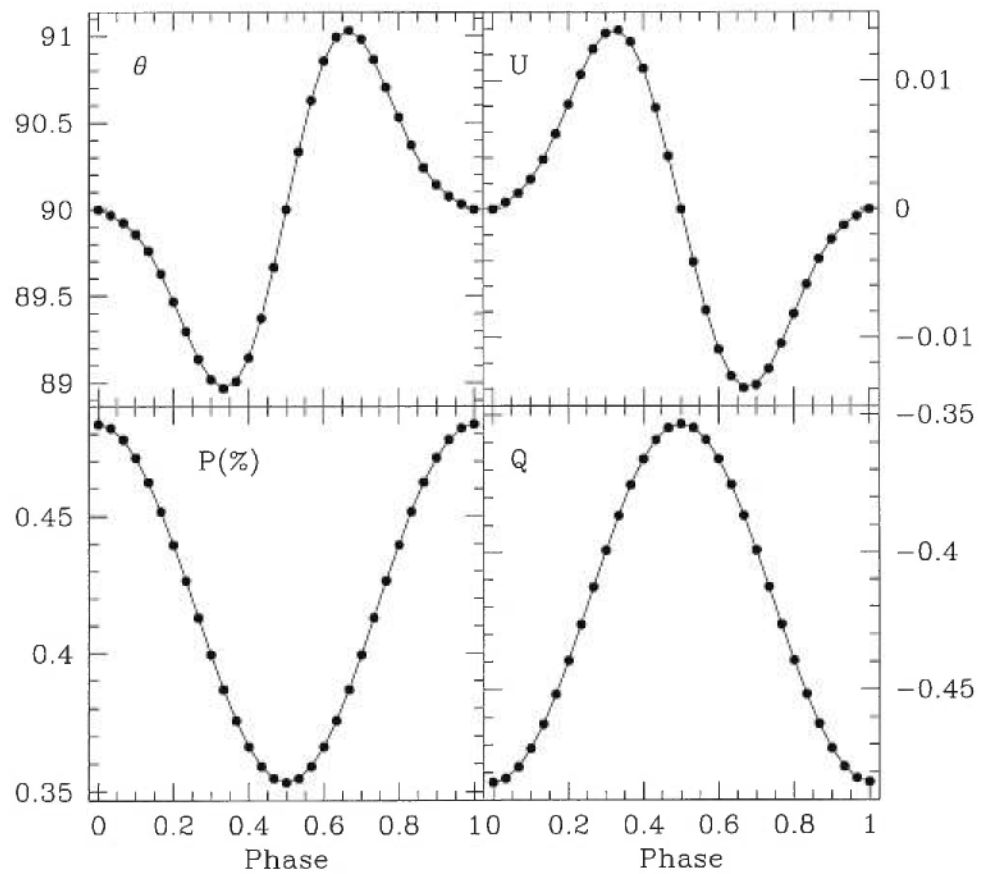


Figure 6.10 - *Polarimetric variations for the primary star only. The envelope was 50% flat with a 20% central cavity, but the lower half was removed to produce an asymmetric geometry. Optical depth was 0.1; the orbital radius was 0.05, and inclination, 60° . No double-periodic variations are present.*

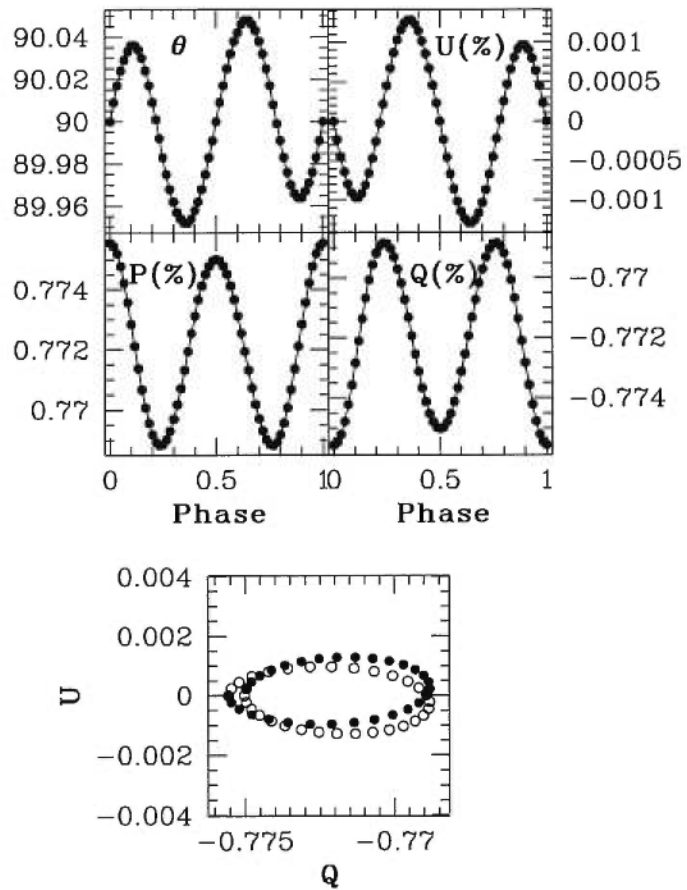


Figure 6.11 - *Polarimetric variations as a function of orbital phase and QU plot, with identical scales for both axis, for a canonical simulation with orbital eccentricity $e = 0.1$, and inclination $i = 80^\circ$. In the QU plot, open circles are for orbital phases between 0.0 and 0.5, and filled circles, for phases between 0.5 and 1.0.*

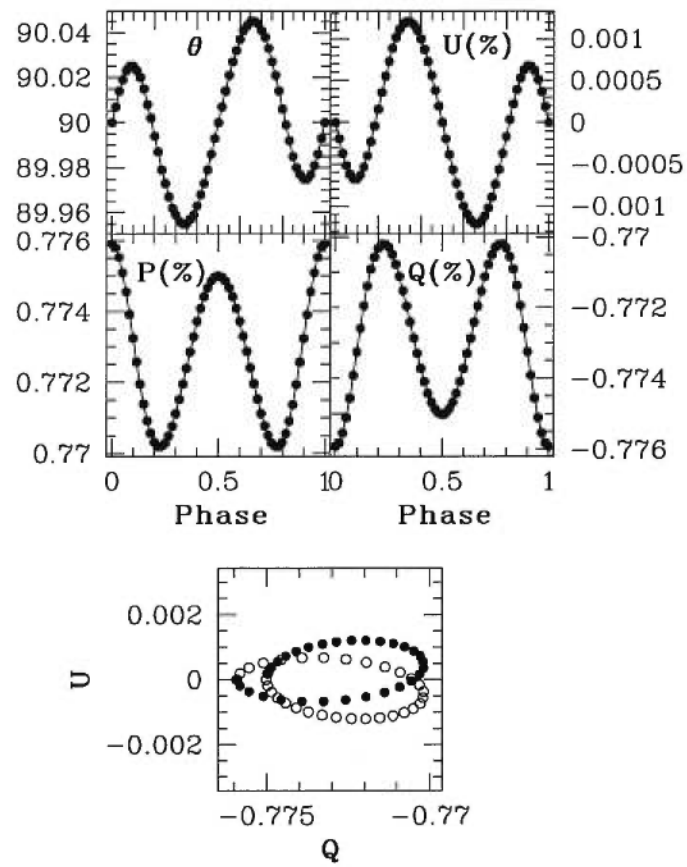


Figure 6.12 - Same as Fig. 6.11 for $e = 0.2$.

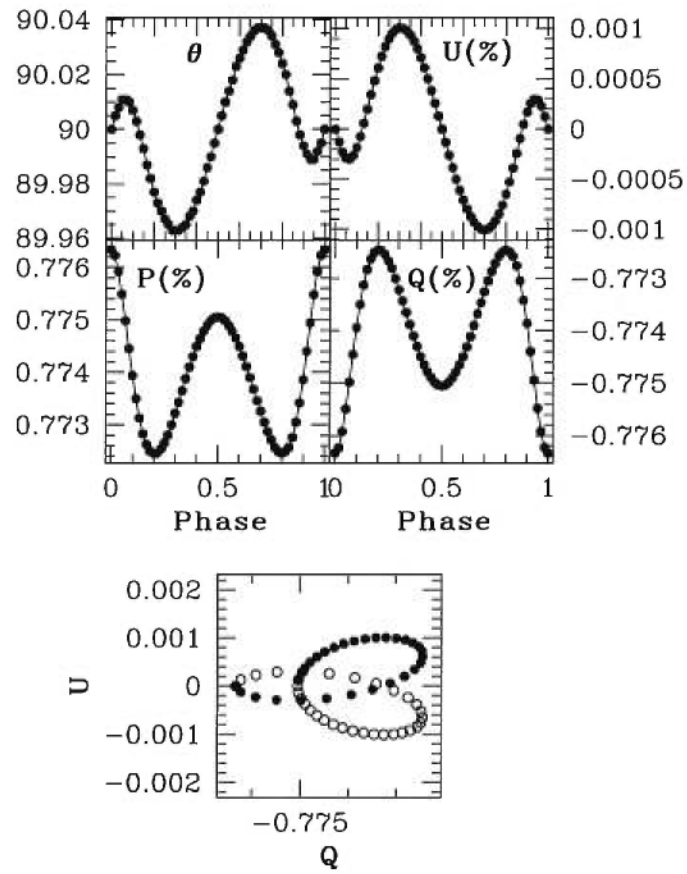


Figure 6.13 - Same as Fig. 6.11 for $e = 0.4$.

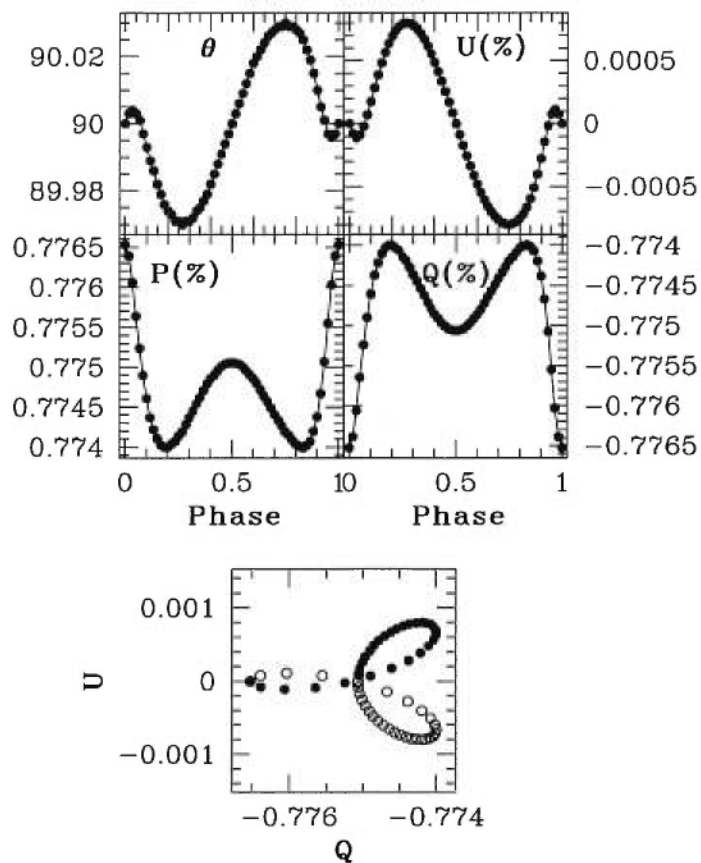


Figure 6.14 - Same as Fig. 6.11 for $e = 0.6$.

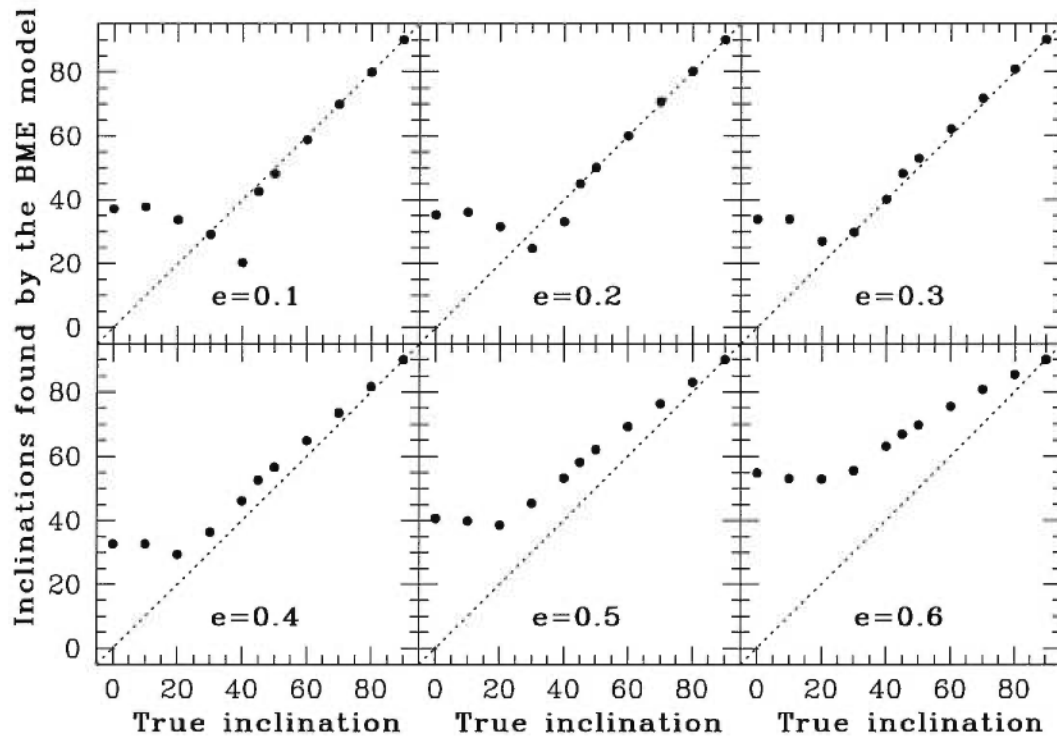


Figure 6.15 - Values of orbital inclinations found by the BME model using the second harmonics, for various eccentricities. Compare with Fig. 6.6.

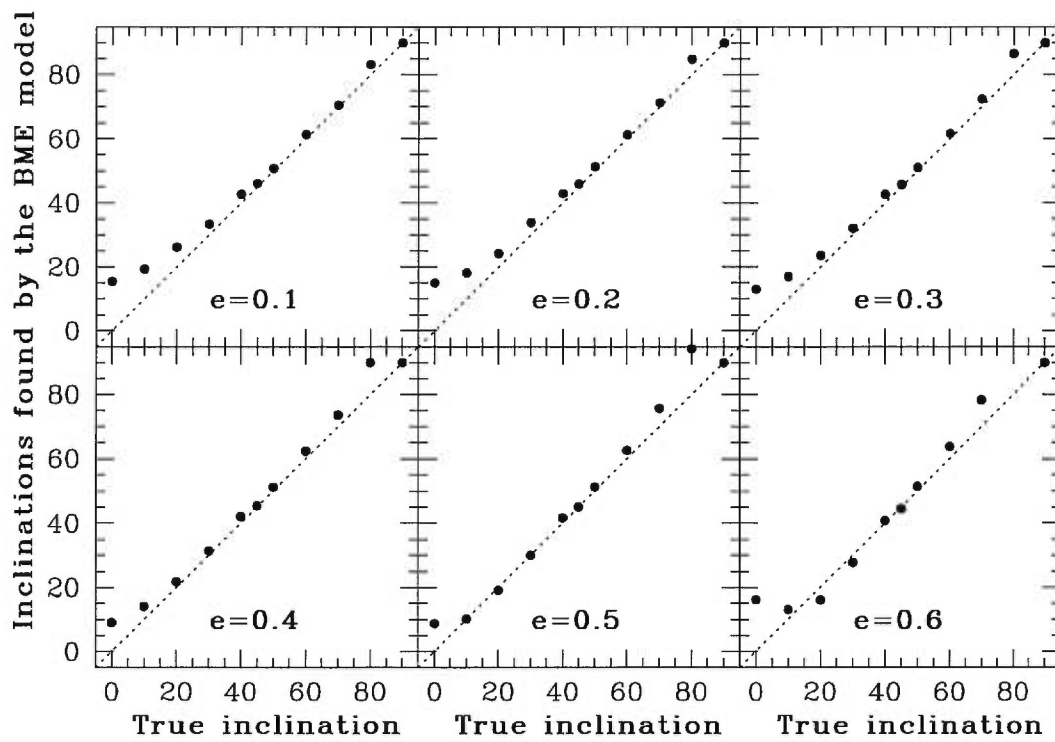


Figure 6.16 - Same as Fig. 6.15 for the first harmonics.

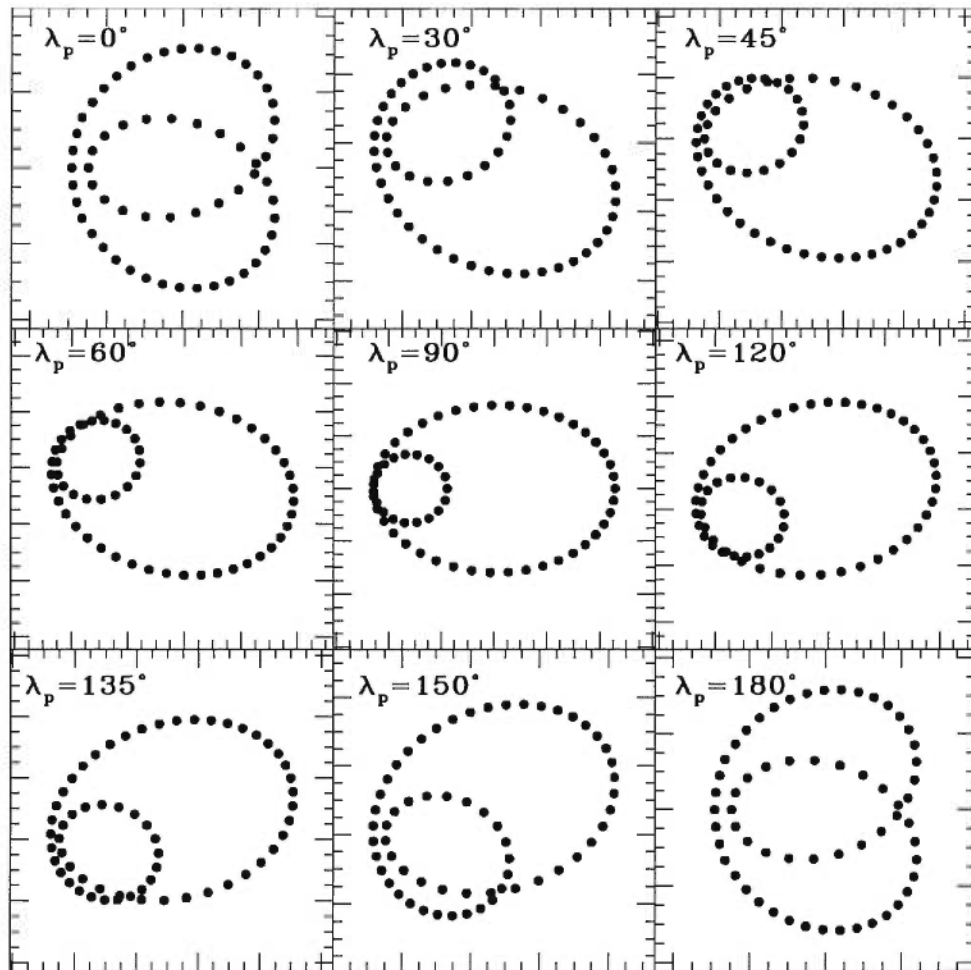


Figure 6.17 - For an inclination of $i = 60^\circ$ and an eccentricity of $e = 0.3$, effect of the longitude of the periastron on the QU loop.

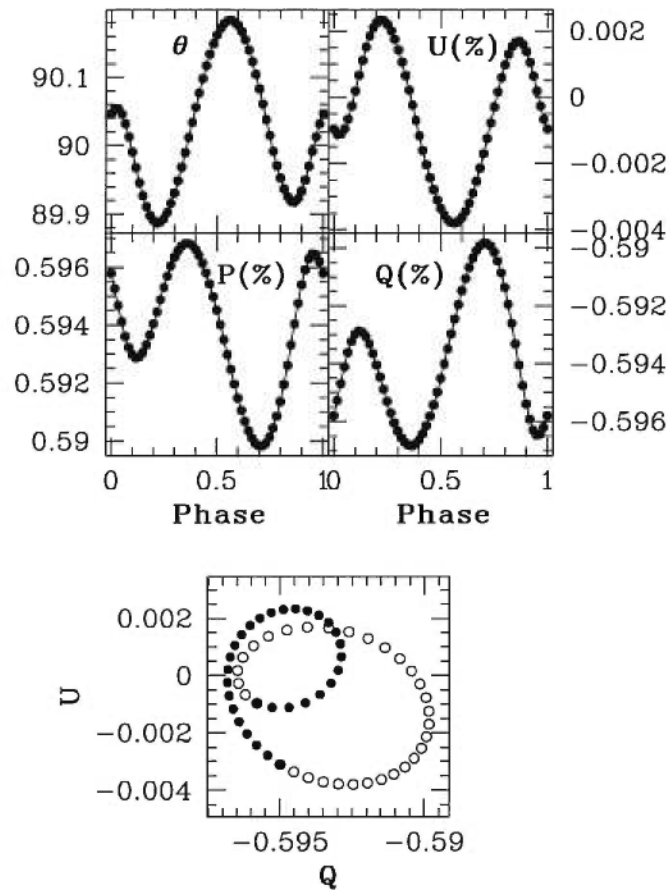


Figure 6.18 - *Polarimetric variations as a function of orbital phase and QU plot for a canonical simulation with orbital eccentricity $e = 0.3$, inclination $i = 60^\circ$, and longitude of periastron $\lambda_p = 30^\circ$. In the QU plot, open circles are for orbital phases between 0.0 and 0.5, and filled circles, for phase between 0.5 and 1.0.*

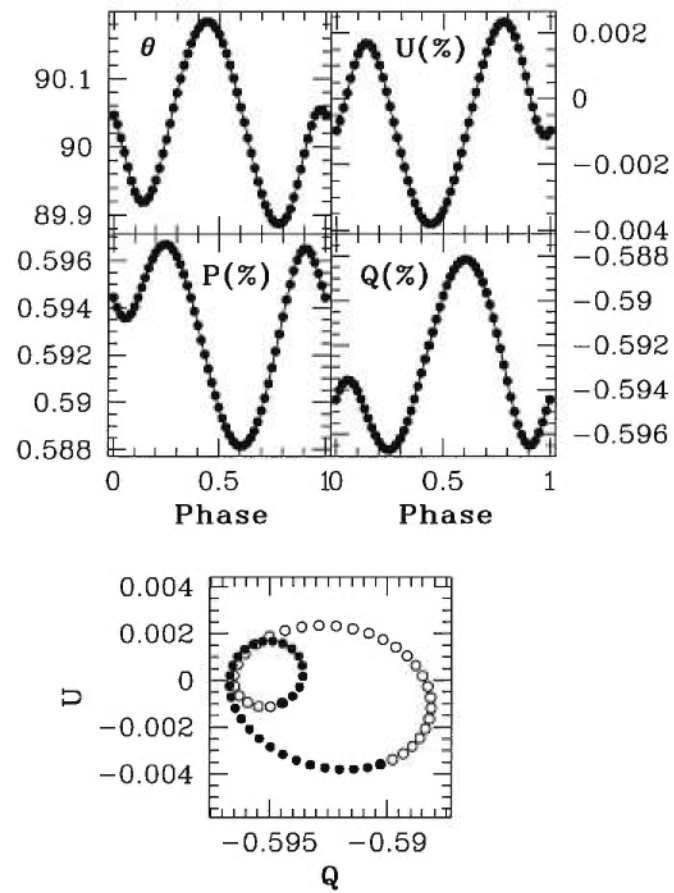


Figure 6.19 - Same as Fig. 6.18 for $\lambda_p = 60^\circ$.

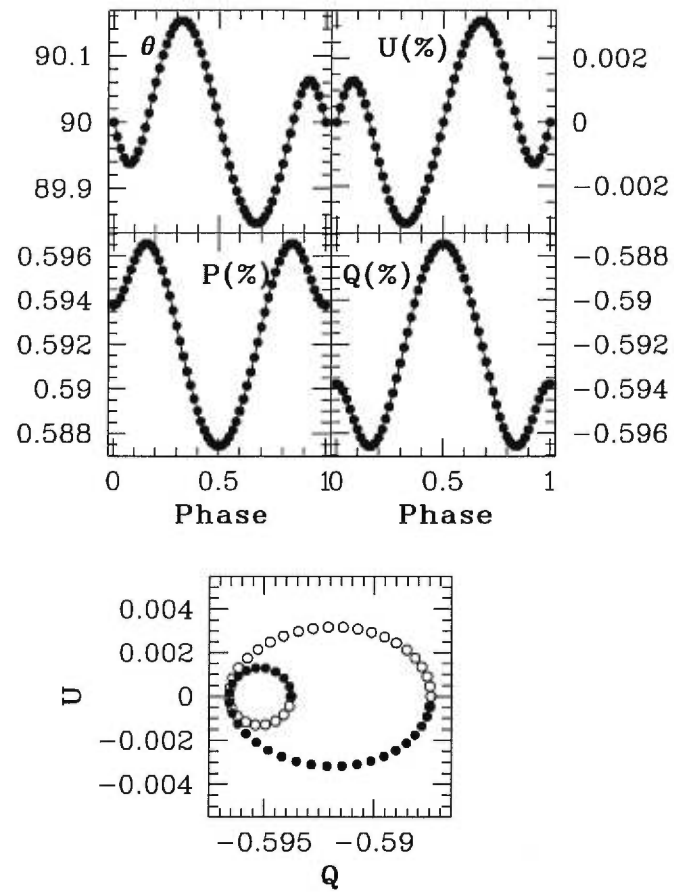


Figure 6.20 - Same as Fig. 6.18 for $\lambda_p = 90^\circ$.

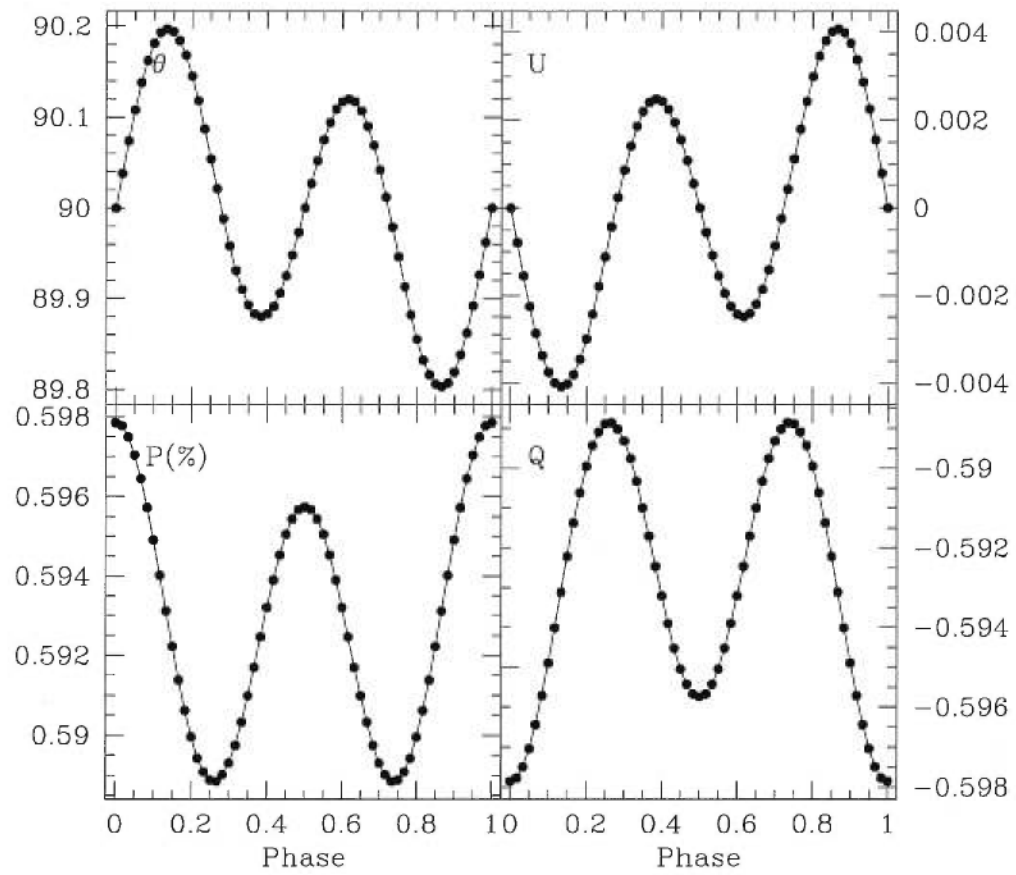


Figure 6.21 - *Results of a canonical simulation for the primary star only, with an inclination of 60° . The double-periodic variations are accompanied by single-periodic ones.*

Université de Montréal

Variations polarimétriques d'étoiles binaires jeunes

par

Nadine Manset

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Avril, 2000

©Nadine Manset, 2000



QC
3
U54
2000
v.012
t.2



Chapitre 7

Variations polarimétriques d'étoiles binaires. II. Simulations numériques pour des étoiles en orbites circulaires ou excentriques dans des enveloppes à diffusion de Mie

Ce chapitre présente un article qui sera soumis à la revue *Astronomical Journal*. Pour faciliter la lecture, la présentation a été légèrement modifiée par rapport à celle utilisée pour la soumission: certaines informations destinées à l'éditeur ont été ôtées et les légendes des figures ont été mises sous chaque figure.

Polarimetric variations of binary stars. II. Numerical simulations for circular and eccentric binaries

in Mie scattering envelopes

N. Manset and P. Bastien

Université de Montréal, Département de Physique, and Observatoire du Mont
Mégantic, [REDACTED]

ABSTRACT

We present numerical simulations of the polarimetric variations produced by a binary star placed at the center of an empty cavity in a circumbinary ellipsoidal and optically thin envelope. Mie single-scattering (on spherical dust grains) is considered. The orbits are circular or eccentric. The mass ratio (and luminosity ratio) is equal to 1.0.

We show that the amplitude of the variations are smaller for Mie scattering than for Thomson scattering, which will make harder the detection of polarimetric variations in binary stars surrounded by dust grains.

From the four grain types that we have studied (astronomical silicates, graphite, amorphous carbon and dirty ice), the grains that produce the highest polarizations and polarimetric variations, are those of astronomical silicates. For a given grain type, those of $0.1 \mu\text{m}$ are the most efficient polarizers. Big grains ($a > 0.2 \mu\text{m}$) produce very small amplitude polarimetric variations.

The BME model, which is used to find the orbital inclination for Thomson-scattering envelopes, can still be used for Mie scattering if the amplitude of the variations is sufficient and the true inclinations is $i_{true} \gtrsim 45^\circ$. For eccentric orbits, the first-order coefficients of the Fourier fit can be used to find almost all inclinations.

Subject headings: binaries: close — circumstellar matter — methods: numerical — techniques: polarimetric

7.1 Introduction

In the first paper of this series (Manset & Bastien 1999, hereafter referred to as Paper I), we presented numerical simulations of the polarimetric variations produced by a binary star surrounded by a circumbinary envelope composed of electrons. Thomson scattering was considered in an optically thin situation. We studied the effects that orbital inclination, optical depth, geometry of the envelope and cavity, size and eccentricity of the orbits had on the polarization level, amplitude of the polarimetric variations and the orbital inclination found by the BME model (Brown, McLean & Emslie 1978).

We found that high polarization levels will result from a high inclination, a high optical depth, a flat envelope, or a big central cavity. Polarimetric variations are more apparent for a low inclination, a high optical depth, a flat envelope, a small cavity, or an orbit which brings the stars close to the inner edge of the cavity.

It was then shown that the BME model (Brown, McLean & Emslie 1978) can be used to find the orbital inclination if it is $\gtrsim 45^\circ$. The geometry (flatness of the envelope, size of the central cavity) and size of the orbit have no significant influence on the inclination found by the BME model.

For eccentric orbits, single-periodic variations appear for eccentricities as low as 0.10. As the eccentricity increases, these single-periodic variations dominate over the double-periodic ones. For low eccentricities, $e \lesssim 0.3$, the inclinations can be found with the first or second-order coefficients, if $i > 20^\circ$ and $i > 45^\circ$ respectively. For the high eccentricities, $0.3 < e < 0.6$, only the first-order coefficients

should be used, if $i > 10^\circ$.

In this second paper, we investigate the effects of scattering by spherical dust grains (Mie scattering). Our goal is to study the polarimetric variations of binary young stars, which are surrounded by envelopes in which dust grains are responsible for the scattering and polarization. As in the previous paper, we will study the influence of the type and size of the dust grains, optical depth, and true orbital inclination on the level of polarization and the amplitude of the polarimetric variations.

Again, we want to see if the BME model can be used in the case of Mie scattering to find the orbital inclination, even though electrons and dust grains have different scattering properties, and the BME model is in theory only valid for Thomson scattering.

7.2 The scattering model

The scattering model used to compute the polarization and its position angle produced by two stars in orbit at the center of an ellipsoidal envelope was presented in Paper I.

In addition to the parameters presented in Paper I (geometry of the envelope, orbit characteristics, optical depth, grid size), here we have to choose a type of grain (which will give a specific complex refractive index) and the size of the grains. Table 7.1 lists the type of grains that were studied in this paper.

The scattering calculations for Mie scattering use the following formulas:

$$Q = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\cos 2\beta)(i_2 - i_1) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (i_1 + i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + 2\pi \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 Q_{ext} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}}, \quad (7.1)$$

$$U = \frac{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (\sin 2\beta)(i_1 - i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 * iw}{\tau_0 e^{\tau_0} \sum (i_1 + i_2) e^{-\tau_1 - \tau_2} dv/r^2 + 2\pi \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 Q_{ext} \frac{x_{n0}}{n_{zmax}}}, \quad (7.2)$$

where:

a : radius of the spherical dust grain

λ : wavelength of observation

Q_{ext} : extinction cross section

i_1 and i_2 : van de Hulst intensities.

The van de Hulst intensities, and Q_{ext} are calculated with the usual formulas that can be found in van de Hulst (1981, chap. 9) and make use of the complex refractive index of the grains.

As in Paper I, a “canonical simulation” is a simulation which has the following parameters: an envelope with axis 1.0, 1.0 and 0.25 (also referred as a 25% flat envelope), a spherical cavity with radius 0.20 (also referred as a 20% cavity), an optical depth of 0.1, a grid size of 65.

7.3 The BME model

The simulated polarimetric curves produced by the scattering model presented above are analyzed with the BME model, as in Paper I. For reference, we repeat the main formulas that are used.

Observations are represented as first and second harmonics of $\lambda = 2\pi\phi$, where ϕ is the orbital phase:

$$Q = q_0 + q_1 \cos \lambda + q_2 \sin \lambda + q_3 \cos 2\lambda + q_4 \sin 2\lambda, \quad (7.3)$$

$$U = u_0 + u_1 \cos \lambda + u_2 \sin \lambda + u_3 \cos 2\lambda + u_4 \sin 2\lambda. \quad (7.4)$$

The inclination can be found with the first (Equation 7.5) or second (Equation 7.6) order Fourier coefficients, although it is expected that second order variations will dominate.

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^2 = \frac{(u_1 + q_2)^2 + (u_2 - q_1)^2}{(u_2 + q_1)^2 + (u_1 - q_2)^2} \quad (7.5)$$

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^4 = \frac{(u_3 + q_4)^2 + (u_4 - q_3)^2}{(u_4 + q_3)^2 + (u_3 - q_4)^2} \quad (7.6)$$

In an alternative representation, the eccentricity of the ellipse in the QU plane is related to the inclination. For the 2λ ellipse:

$$e = \frac{\sin^2 i}{2 - \sin^2 i}. \quad (7.7)$$

For the 1λ ellipse:

$$e = \sin i. \quad (7.8)$$

7.4 Mie Scattering, circular orbits

7.4.1 Choice of grid size

As in Paper I, a preliminary step to the numerical calculations was to determine a suitable grid size, one with which the BME model would find an orbital inclination close enough to the real inclination (say, within $\approx 2^\circ$). We took an envelope flattened by 25% with a central cavity of 20%, inclined at 60° and 80° . The equatorial optical depth at 7000 \AA was 0.1. Both circular orbits had a radius of 0.10. We used astronomical silicates grains with radii of $0.1 \mu\text{m}$. We calculated models with grid sizes (radius) 25 to 95, by steps of 10. The results of the simulations, in which no noise was introduced, were used as input data for the BME

model. The orbital inclinations found by the BME model are almost identical (within a few tenths of a degree) to those we found for Thomson scattering in Paper I. In particular, we found that a coarser grid (e.g., grid size of 35) could give more erroneous results than a finer grid. Since the solutions get asymptotically closer to the true inclinations, we chose a grid size of 65, for which the inclination is within 1° of the true value, and the calculations can be performed in reasonable times.

7.4.2 Effects of the type and size of the spherical dust grain on polarization level and variations

We made calculations for the canonical simulation (25% flat envelope, 20% central cavity, $\tau = 0.1$, grid radius=65), the four types of grains listed in Table 7.1 and three grain radii (0.02, 0.05 and 0.10 μm).

If we compare the polarizing properties of dust grains and electrons, we note that dust grains (irrespective of type and size) are less efficient polarizers than electrons. Grains also produce less polarimetric variations than electrons. See Table 7.2. That important observation may indicate that for binary stars embedded in dust envelopes, periodic polarimetric variations will be harder to observe and detect.

For a given grain size, the grains that produce the highest polarizations and polarimetric variations, are those of astronomical silicates, followed by graphite, amorphous carbon and dirty ice. For a given grain type, those of 0.1 μm are the most efficient polarizers, followed by 0.05 μm grains and 0.02 μm grains.

We also made some more calculations for astronomical silicates, an optical depth of 0.2, an orbital radius of 0.15, and grain sizes of 0.05 μm , 0.10 μm , 0.5 μm , 1.0 μm and 2.0 μm . Big grains ($a \geq 0.5\mu\text{m}$) are less efficient polarizers, as was already known (see for example Daniel 1978, Simmons 1983). The average

polarization of $0.5 \mu\text{m}$ grains is about five times smaller than that of $0.1 \mu\text{m}$ grains. The amplitude of the variations also decreases with increasing grain size.

With increasing grain size, the polarimetric variations are not simply double-periodic as before. Higher harmonics appear, which was predicted by Simmons (1983), but since the polarization is very low, what we see may be simply noise. The polarimetric curves we produced seldom have amplitude greater than 0.10%, whereas Simmons (1983) could produce amplitude of many tenths of a percent, or even of a few percents, but with a geometry more favorable for high amplitude polarimetric variations. The geometry that produces variations of many tenths of a percent is a single circumstellar envelope externally illuminated by only one star.

7.4.3 Effect of true orbital inclination on level of polarization and polarimetric variations

The simulations give polarimetric variations that are double sine waves, which translate to an ellipse that is traced out twice per orbit in the QU plane. The average Stokes parameter U is zero, as is expected from a geometry oriented in the plane of the sky in an East-West direction, and the position angle is 90° or 180° , respectively parallel or perpendicular to the projection of the envelope's main axis. The position angle is 180° for the smallest grains ($a \leq 0.1 \mu\text{m}$), 90° or 180° depending on the composition and orbital inclination for grains between $0.2 \mu\text{m}$ and $1.0 \mu\text{m}$, and then is again 180° for the biggest grains ($a = 2.0 \mu\text{m}$).

Polarimetric observations of young stars sometimes show a 90° change in position angle at a wavelength of $1\text{-}2 \mu\text{m}$ (Hough *et al.* 1981) attributed to a dichotomy in particle sizes. Our simulations were made for a shorter wavelength of 7000\AA , but the position angle flip might be related to grain size as the observations suggest. However, in a mixture of grains, which would be a much more realistic

representation than our single-sized single-composition grains, the behavior of the polarization angle could be different.

In fact, Daniel (1978) has shown with Monte Carlo simulations that the direction of polarization produced by dusty shells depends on many factors, with first the geometry of the envelope, then the nature of the material, and finally the optical depth and/or $x = 2\pi a/\lambda$, where a is the radius of the dust grains. Hanner (1971) has also pointed out that the polarization produced by a mixture of different size silicate grains can be negative for large scattering angles. So it should be kept in mind that our simulations are not suitable for detailed analysis of the effects of the grains' sizes and composition on the polarization.

As the inclination decreases from 90° (edge-on) to 0° (pole-on), the polarization decreases, in general following a theoretical law that can be found for example in Brown & McLean (1977): the residual polarization (sum of polarization of the scattered light and the unpolarized light from the star) scales as $\sin^2(i)$. When not following this theoretical law, the optical depth is high ($\tau = 0.5$, which is probably too high to consider only single scattering) or the grains are big ($a \geq 0.2 \mu\text{m}$, which probably introduces higher frequency variations in the polarization as a function of the scattering angle).

With a 90° inclination, the U parameter is null, and only the Q parameter varies. As the inclination decreases, both Q and U parameters vary, and more so as the inclination decreases.

In general, all this behavior is the same as the one observed for Thomson scattering.

7.4.4 Effects of true orbital inclination, type and size of the spherical dust grain on the orbital inclination found by the BME model

For an optical depth of 0.1, the BME model will work (i.e., true inclinations can be found from the BME analysis of the polarimetric variations if $i_{true} \gtrsim 45^\circ$) as long as there are polarimetric variations with sufficient amplitudes (by sufficient, we mean for example, 0.002% for simulations without noise). The type or the size of the grains is not important as long as some variations are introduced. Big grains ($a \gtrsim 0.5\mu\text{m}$) do not produce enough variations for the BME analysis to work properly.

In general, the uncertainty on the inclination found by the BME model (calculated with the method of propagation of errors) is higher for dust grains than for electrons. This is understandable since, as stated before, grains produce smaller amplitude polarization variations, which will increase the uncertainty on the inclination found.

7.4.5 Effect of optical depth

The effects of optical depths were studied for some combinations of grain type and size, with optical depths of 0.02, 0.05, 0.2 and 0.5. As expected, the polarization increases with the optical depth, as are the amplitude of the polarimetric variations. All the simulations studied here produced polarimetric variations with high enough amplitudes, so again, the BME model works for $i_{true} \gtrsim 45^\circ$.

Berger & Ménard (1997) have studied multiple Mie scattering in circumbinary shells with optical depths up to $\tau = 3.0$, and have found that even with such a high optical depth, the estimation of inclination from the BME model is still very good.

7.4.6 Effect of the size of the orbits

As for Thomson scattering results presented in Paper I, the amplitude of the variations increases significantly for larger size orbits. For an orbit that comes close to the inner edge of the circumbinary disk, the polarimetric variations are more apparent.

7.5 Mie scattering, eccentric orbits

7.5.1 Effect of eccentricity on level of polarization and polarimetric variations

To investigate the possible effects of non-circular orbits on polarimetric observations, canonical simulations were performed with orbital eccentricities of 0.1, 0.3 and 0.5. It should be noted that in these simulations, the orbital semi-major axes have been adjusted according to the eccentricity (i.e., decreased with increasing e) so the stars came at about the same distance from the inner edge of the disk, irrespective of the eccentricity of their orbit (the maximum distance between the center of the envelope and any of the two stars was always ≈ 0.15). This was done so we could study the influence of the eccentricity without having to deal with the influence of how close the stars come to the inner edge of the circumbinary envelope.

The eccentricity has no significant influence on the average level of polarization, but does change the amplitudes of the polarimetric variations: the amplitudes decrease as the eccentricity increases.

As the eccentricity increases, the 2λ variations that are dominant for low eccentricities give way to 1λ variations. Moreover, higher harmonics appear; a fit with 1λ and 2λ is not sufficient to reproduce the polarimetric curves, so 3λ and

4λ harmonics are needed.

All these observations are the same as those that were found in Paper I for Thomson scattering.

7.5.2 The BME model and non-circular orbits

When looking at the inclinations found by the BME model with the second-order coefficients of the fit, we find that the true inclinations are found for the lower eccentricities ($0.1 < e < 0.3$) and the highest inclinations ($i_{true} \gtrsim 45^\circ$). For the highest eccentricity studied here, $e = 0.5$, the second-order coefficients can not be used to find the orbital inclination, as the BME model is unable to find the true inclination.

For all eccentricities, even the highest one studied here $e = 0.5$, the first-order coefficients can be used to find almost all inclinations. There is a numerical problem with the true inclination of 80° , for which the BME model can not assign the right inclination. The lowest inclinations ($i_{true} < 20^\circ$) are harder to find.

All these conclusions are the same as those found in the case of Thomson scattering and eccentric orbits.

7.5.3 Effect of periastron

When the periastron is changed to values other than 0° , the results of the BME analysis are slightly modified. With an eccentricity of 0.5, the second-order and first-order coefficients now both give reasonable results for $i_{true} \gtrsim 45^\circ$.

7.6 Comparison between the numerical simulations and polarimetric observations of binary young stars

In a future paper (Manset & Bastien 1999b, Paper III), we will present polarimetric observations of binary young stars. These stars are surrounded by circumstellar material (dust grains). The binaries we have selected have short periods, so we believe the geometry adopted here (ellipsoidal envelope with a central cavity) is suitable for these kinds of objects.

Some of the pre-main-sequence binaries show periodic polarimetric variations, although they are in general of lower amplitude and less clear than those of binary hot stars, such as Wolf-Rayet stars (see, for example, St-Louis *et al.* 1988; Drissen *et al.* 1989b; Robert *et al.* 1990).

Non-periodic polarimetric variations that are known to exist even for single young stars (Bastien 1982; Drissen, Bastien & St-Louis 1989a; Ménard & Bastien 1992) produce stochastic noise in the polarimetric curves of binary young stars, sometimes hiding the low amplitude periodic variations.

The small amplitude variations ($\lesssim 0.10\%$) often seen in binned data can be caused by non favorable inclinations or geometry, or not enough scatterers, but we believe it is in general agreement with one of our conclusions, that dust grains produce smaller amplitude variations.

Some stars do have high amplitude polarimetric variations of up to 0.7%. Such amplitudes were not produced by our simulations; the highest polarimetric variations we produced have an amplitude of $\approx 0.10\%$. For the observed high amplitude polarimetric variations, a circumbinary envelope might not be an adequate geometry; the presence of circumstellar envelope(s)/disk(s) could explain the discrepancy.

7.7 Discussion

We have presented numerical simulations of the polarimetric variations produced by a binary star placed at the center of an empty cavity in a circumbinary ellipsoidal and optically thin envelope. Mie single-scattering on single-sized and single-composition grains was considered. The orbits were circular or eccentric. The mass ratio (and luminosity ratio) is equal to 1.0. These parameters are to represent short-period spectroscopic binary young stars that are embedded in a circumbinary envelope and have evacuated the central regions of this envelope due to gravitational interactions.

We have shown that the amplitude of the variations are lesser for Mie scattering than for Thomson scattering, which will make harder the detection of polarimetric variations in binary stars surrounded by dust grains. In fact, polarimetric observations of binary young stars that will be presented in a future paper show periodic variations that are sometimes much less obvious than for hot stars, for example. This may be due in part to the scattering properties of dust grains, although other factors, such as orbital inclination or scattering geometry, can also diminish (or increase) the amplitude of the polarimetric variations.

From the four grain types that we have studied (astronomical silicates, graphite, amorphous carbon and dirty ice), the grains that produce the highest polarizations and polarimetric variations are those of astronomical silicates, followed by graphite, amorphous carbon and dirty ice. For a given grain type, those of $0.1 \mu\text{m}$ are the most efficient polarizers, followed by $0.05 \mu\text{m}$ grains and $0.02 \mu\text{m}$ grains. Big grains ($a > 0.2 \mu\text{m}$) produce very small amplitude polarimetric variations. In a realistic distribution of grain sizes, the amount of small grains will determine the amplitude of the variations.

The BME model, which is used to find the orbital inclination for Thomson-scattering envelopes, can still be used for Mie scattering if the amplitude of the

variations is sufficient (with an amplitude of at least 0.002% for simulations without noise) and the true inclination is $i_{true} \gtrsim 45^\circ$. For eccentric orbits, the first-order coefficients of the Fourier fit can be used to find almost all inclinations.

If some astrophysical objects can be represented by the simulations we have produced here, it may be very difficult to retrieve the orbital inclination from polarimetric observations. First, the polarimetric amplitude may be too small ($< 0.1\%$) to be reliably detected with currently available instruments. And second, the BME model, which includes only 1λ and 2λ harmonics, is not quite adequate for eccentric binaries which show higher harmonics; modeling errors should then be included in the analysis of the observations, which will decrease the precision and accuracy of the inclination found by the BME model.

Refined simulations should study a distribution in grain sizes, and also a mixture of grains of different compositions. This would give more realistic polarimetric curves.

N.M. would like to thank the Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie of Canada, the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche of the province of Québec, the Faculté des Etudes Supérieures and the Département de physique of Université de Montréal for scholarships, and P. B. for financial support. We would like to thank the Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie of Canada for supporting this research.

REFERENCES

- Bastien, P. 1982, *A&AS*, 48, 153
- Berger, J.-P., & Ménard, F. 1997, in *Low Mass Star Formation - from Infall to Outflow*, IAU Symposium No 182, F. Malbet & A. Castets eds, p. 201
- Brown, J. C., & Mclean, I. S. 1977, *A&A*, 57, 141
- Brown, J. C., McLean, I. S., & Emslie, A. G. 1978, *A&A*, 68, 415
- Daniel, J.-Y. 1978, *A&A*, 67, 345
- Drissen, L., Bastien, P., & St-Louis, N. 1989a, *AJ*, 97, 814
- Drissen, L., Robert, C., Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., St-Louis, N., van Weeren, N., & van Genderen, A. M. 1989b, *ApJ*, 343, 426
- Draine, B. T. 1985, *ApJS*, 57, 587
- Greenberg, J. M. 1968, *Nebulae and Interstellar Matter*, edited by B. M. Middlehurst and L. H. Aller (University of Chicago Press, Chicago), Ch. 6
- Hanner, M. S. 1971, *ApJ*, 164, 425
- Hough, J. H., Bailey, J., Cunningham, E. C., McCall, A., & Axon, D. J. 1981, *MNRAS*, 195, 429
- Manset, N., & Bastien, P. 1999a, *Polarimetric variations of binary stars. I. Numerical simulations for circular and eccentric binaries in Thomson scattering envelopes*, to be submitted to *AJ* (Paper I)

Manset, N., & Bastien, P. 1999b, Polarimetric variations of binary stars. III. Polarimetry of pre-main-sequence spectroscopic binary stars, to be submitted to AJ (Paper III)

Ménard, F., & Bastien, P. 1992, AJ, 103, 564

Robert, C., Moffat, A. F. J., Bastien, P., St-Louis, N., & Drissen, L. 1990, ApJ, 359, 211

Rouleau, F., & Martin, P. G. 1991, ApJ, 377, 526

Simmons, J. F. L. 1983, MNRAS, 205, 153

St-Louis, N., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Bastien, P., & Robert, C. 1988, ApJ, 330, 286

van de Hulst, H. C. 1981, Light Scattering by Small Particles (Dover Publications, Inc., New York)

Wickramasinghe, N. C. 1967, Interstellar Grains, (Chapman and Hall Ltd., London)

Wickramasinghe, N. C., & Guillaume, C. 1965, Nature, 207, 366

Grain type	$\Re(m)$	$\Im(m)$	Reference
BE (amorphous carbon)	2.240	0.781	Rouleau & Martin 1991
Graphite	2.524	1.532	Wickramasinghe & Guillaume 1965
Dirty ice	1.33	0.09	Wickramasinghe 1967, Greenberg 1968
Astronomical silicate	1.715	0.030	Draine 1985

Table 7.1 - Characteristics of dust grains used in the numerical simulations. The imaginary part of the complex refractive index m represents the absorption of radiation by the grains.

i_{true}	Electrons		Astron. Silicates		Graphite		Amorphous Carbon		Dirty Ice	
	P_{ave}	ΔP	P_{ave}	ΔP	P_{ave}	ΔP	P_{ave}	ΔP	P_{ave}	ΔP
°	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%
90	0.794	0.0063	0.619	0.0048	0.299	0.0023	0.270	0.0021	0.189	0.0015
60	0.593	0.0079	0.461	0.0061	0.222	0.0029	0.201	0.0027	0.140	0.0018
45	0.395	0.0095	0.306	0.0073	0.147	0.0035	0.133	0.0032	0.093	0.0022

Table 7.2 - Average polarization and amplitude of the polarimetric variations produced by electrons and different types of dust grains with sizes of 0.1 μm , for the same geometry and optical depth.

Chapitre 8

Variations polarimétriques d'étoiles binaires. III. Polarimétrie d'étoiles binaires pré-série principale

Ce chapitre présente un article qui sera soumis à la revue *Astronomical Journal*. Pour faciliter la lecture, la présentation a été légèrement modifiée par rapport à celle utilisée pour la soumission: certaines informations destinées à l'éditeur ont été ôtées et les légendes des figures ont été mises sous chaque figure.

Polarimetric variations of binary stars. III. Polarimetry of pre-main-sequence spectroscopic binary stars

N. Manset and P. Bastien

Université de Montréal, Département de Physique, and Observatoire du Mont
Mégantic, [REDACTED]

ABSTRACT

We present polarimetric observations of 24 pre-main-sequence spectroscopic binary stars. Using different statistical tests, we find that 70-75% of those binaries show or possibly show polarimetric variations. Of the polarimetrically variable binaries, we report for the first time that some show detectable periodic and phase-locked variations, such as Par 1540, Par 2494, NTTS 162814-1857, AK Sco and MWC 1080, but in general the amplitude of the polarimetric variations seems smaller and/or noisier than for other types of binaries, such as hot stars. This could be due to a non-favorable geometry (circumbinary envelope), non-periodic or stochastic events that produce deviations in the average polarization curves, and lower amplitude variations produced by dust grains, which are known to be less efficient polarizers than electrons. EK Cep, an eclipsing binary, clearly shows rapid changes in polarization at the time of the primary eclipse. Such changes are also seen in W 134, that could then also be an eclipsing system. Two high-eccentricity systems, AK Sco and NTTS 162814-2427, show single-periodic variations that were a prediction of previous numerical simulations (Manset & Bastien 1999a). It is shown that an analysis of those periodic polarimetric variations with the BME model (Brown, McLean & Emslie 1978) to find the orbital inclination is for the moment premature because non-periodic events introduce stochastic noise that masks the periodic low-amplitude variations. To reduce this noise, observations should be obtained on a shorter time interval.

Subject headings: binaries: close — circumstellar matter — stars: pre-main-sequence — methods: observational — techniques: polarimetric

8.1 Introduction

Pre-main sequence stars are objects still contracting to the main-sequence and surrounded by circumstellar dust and gas, in the form of disks and/or envelopes. The presence of the dust grains produces polarization by scattering, polarization that has been known since a number of years (see Bastien 1996 for a review).

On the other hand, it is known that when two stars are surrounded by circumstellar matter (in the form of a disk, stream, envelope, etc.), the polarization varies as a function of the orbital period. Models have been developed to reproduce these variations (see for example Rudy & Kemp 1978; Brown *et al.* 1978), and have been used to find the orbital inclination of these binary systems. The work from Brown *et al.* (1978) (hereafter referred to as BME) uses first and second-order Fourier analysis of the Stokes curves to give, in addition to the orbital inclination, moments related to the distribution of the scatterers in the circumstellar and circumbinary environment.

It could be very interesting to use the BME model to find the orbital inclination of pre-main-sequence stars in binary systems, since spectroscopic observations coupled with an orbital inclination can yield the absolute masses of each star. These masses could then be compared with theoretical models of the formation of binary stars, and to masses derived from other types of observations (photometry and theoretical evolutionary tracks for example).

The BME model was developed for Thomson scattering in optically thin envelopes, and for binaries in circular orbits. Since polarization in young stars

is produced by scattering on dust grains, and most of the known spectroscopic binary young stars have eccentric orbits, the BME model can not a priori be used. Studies were undertaken to verify the applicability of the BME model for Mie scattering and eccentric orbits (see Manset & Bastien 1999a, 1999b, hereafter referred to as Paper I and Paper II). We have shown that the BME analysis can still be applied in those cases, with a few limitations.

In this paper, we present polarimetric observations of spectroscopic pre-main-sequence stars in binary systems. We study the general polarimetric variability of these systems (Section 8.4), correlations between these variations and physical characteristics (Section 8.5), the periodic variations (Section 8.8), and we discuss each star individually (Section 8.9).

8.2 Sample of binary young stars

We present polarimetric observations of 24 pre-main-sequence (PMS) spectroscopic binaries observable from the Northern hemisphere ($\delta \gtrsim -25^\circ$), following (with ≈ 10 or more observations) the shortest-period ($P \lesssim 35$ d) and brightest ($V \lesssim 12.0$) ones. These stars were chosen mainly from the list in Mathieu (1994), to which we added discoveries made afterwards.

Tables 8.1 and 8.2 present basic information (other names, coordinates, location), and spectroscopic and orbital informations (spectral type, PMS type, orbital period and eccentricity, orbital inclination when known, and distance) for the observed binaries.

The stars are mostly found in known star forming regions: Tau-Aur, Trapezium, Upper Sco and ρ Oph. The binaries we observed and which belong to these aforementioned regions are all T Tauri stars, of either the classical type (CTTS) or weak-line or naked type (WTTS or NTTS).

CTTS are low-mass stars ($0.5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 1.5 M_{\odot}$) associated with dark or bright nebulosities, and characterized by late-type spectrums (later than F), with emission lines (in particular $H\alpha$, H and K Ca II lines, Fe I, [O I] and [S II]) and absorption in Li I. The spectral energy distribution (SED) of these CTTS shows excesses in the ultra-violet (UV) and infra-red (IR) spectral domains. Variability is observed in photometry, spectroscopy and polarimetry. Their youth is deduced from association with molecular clouds, position in the HR diagram, and presence of the Li I absorption line. For a review on T Tauri stars, see for example Bertout (1989).

The distinction between CTTS and WTTS is based on a spectroscopic criterion: CTTS have large $H\alpha$ emission lines with $W_{\lambda} > 5 \text{ \AA}$ whereas for the WTTS $W_{\lambda} < 5 \text{ \AA}$ (Bertout 1989). NTTS are a subclass of the WTTS (Walter 1986; Wolk & Walter 1996), although some tend to use both terms as synonyms. Indeed, in addition to narrower $H\alpha$ lines, the NTTS specifically do not show evidence for circumstellar (CS) material in their environment in the form of IR excesses, whereas the WTTS do not have such a constraint (Wolk & Walter 1996).

These classes of pre-main-sequence stars represent approximately coeval populations. WTTS and NTTS should not be confused with post-T Tauri stars, which are still above the main sequence, but more evolved than TTS.

EK Cep and MWC 1080 are special cases. Both are isolated stars. EK Cep is not technically a pre-main-sequence binary since its primary has already reached the main sequence; but the secondary it thought to be a PMS object (Tomkin 1983; Popper 1987). MWC 1080 is the only Herbig AeBe star of the sample and was added to our observation list because of its short period (~ 2.88 d), circumpolar position, and brightness ($V = 11.6$), and despite the fact that its orbital eccentricity is not well known ($0.2 \lesssim e \lesssim 0.5$) (Grankin *et al.* 1992).

Herbig AeBe stars are the higher-mass counterpart to the TTS ($2 M_{\odot} \lesssim M$

$\lesssim 10 M_{\odot}$). These objects are also associated with nebulosity and surrounded by CS material; for a review, see Catala (1989). The emission in IR and mm-wave spectral domains can be explained by the presence of both disks, with possibly central holes, and envelopes (Miroshnichenko *et al.* 1999).

8.3 Polarimetric observations

All the stars were observed at the Observatoire du mont Mégantic (OMM) between 1994 December and 1999 May, except AK Sco, which was observed in Chile in 1982 February.

Observations made at OMM used a $8''.2$ aperture hole and a broad red filter (RG645: 7660 Å central wavelength, 2410 Å full width at half maximum), except for EK Cep, for which a V filter was used instead. AK Sco was observed with U , B and V filters. EK Cep was also observed in $UBVRI$ photometry and polarimetry at the Crimean Observatory between 1995 August and October.

Polarimetric data was taken with Beauty and The Beast, a two-channel photo-electric polarimeter, in which a Wollaston prism serves as the analyzer, a Pockels cell acts as a variable quarter-wave plate and an additional quarter-wave plate is used when measuring linear polarization. See Manset & Bastien (1995) for details about the instrument. The high voltage supplied to the Pockels cell is switched at 62.5 Hz to beat down the effects of variable seeing and transparency (Serkowski 1974). This instrument is used at the f/8 Cassegrain focus of the telescope.

In linear polarimetry, to obtain one data point, a total of eight measurements must be taken, four on the object (at the instrument's positions 0° , 45° , 90° , and 135°) and four on the sky (again at 0° , 45° , 90° , 135°). See Manset & Bastien (1995) for more details on the observation procedure.

The data were calibrated for instrumental efficiency using a Glan-Thomson polarizing prism, for instrumental polarization (due to the telescope's mirrors) with non-polarized standard stars, and for the origin of position angles with polarized standard stars. Calibration measurements taken between 1995 and 1999 reveal a very low and stable instrumental polarization under 0.025% measured with an uncertainty of about 0.010%, and a relatively stable correction for the position angle between -37° and -33° from one observing run to the other.

The observational errors are calculated from photon statistics, but include uncertainties introduced by the polarimetric efficiency of the instrument, the instrumental polarization and the calibration for the origin of the position angle. The absolute errors on the position angles are of the order of 1° , because of instrumental effects, systematic errors, and the calibration procedure itself.

Details on the data reduction, and stability of the instrument and calibrations are given in Manset (1999).

Polarization data are presented in Tables 8.7 to 8.23 where we give the Universal and Julian date, the orbital phase, polarization and position angle along with their uncertainty. For many stars, the data is also presented in figures (Fig. 8.1 to 8.32), where the polarization P , position angle θ and the Stokes parameters Q and U are shown as function of the orbital phase. Some of the figures show binned data, where the orbital phase has been divided in equal bins (10 or 20 bins per orbital period) and the polarization data weight averaged; the error bars in these figures are simple averages of the error bars of the data in each bin. The solid lines on some of these figures are the fits made according to the BME model (Brown, McLean & Emslie 1978); see Section 8.8 for more details.

8.4 Polarimetric variability

Since a majority of single young stars are variable polarimetrically (Bastien 1982; Drissen, Bastien & St-Louis 1989; Ménard & Bastien 1992), we expected binary young stars to also be polarimetrically variable, either periodically or not.

8.4.1 Variability tests

We applied various tests to check the polarimetric variability or stability of binary young stars. It should be noted that these tests usually assume that the parent distribution of the quantity measured (here, P , θ , Q or U) is distributed normally. Since P and θ are not distributed normally (Serkowski 1958), these tests should in general be applied only to the Stokes parameters Q and U .

Many young binary stars show odd observations with polarization levels and/or position angle well below or above the bulk of the data. These data were removed before testing for variability tests. We believe these observations were due to some eruption-like events or significant modifications in the CS environment (formation/destruction of condensations, accretion events), and not because of an instrumental problem. A close examination of polarization observations taken over 5 years of non-polarized standard stars (84 observations), polarized standard stars (53 observations), 3 stars that were followed for many consecutive hours (121 observations) did not show odd observations like the ones we repeatedly saw for young binary stars (Manset 1999).

The results of the variability tests are shown in Table 8.3.

8.4.1.1 Maximum and minimum values

One crude but easy way to check for variability in a set of observations is to compare the difference between the maximum and minimum values of a quantity with its average or typical observational uncertainty; variable observations will have maximum and minimum values well outside the range expected from the observational uncertainty. This test was applied to all the sets of observations, after removing the observations that showed the most deviation from the majority of the observations. This allows one to remove very deviant observations that could possibly be due to misidentification of the star. This test should not be used alone since it does not take into account the whole of the data.

8.4.1.2 Variance test

Given a set of N observations D_i where $i = 1, \dots, N$, we can calculate the variance of the sample (which is a measure of the “width” of the observations, or of the scatter from the mean, or of the “variability” around a central value, usually measured with the mean \bar{D}) with the usual formula:

$$\sigma_{sample}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i (D_i - \bar{D})^2, \quad (8.1)$$

which, in computer programs, can also be calculated more rapidly (without having first to determine the mean \bar{D} , see Brooks, Clarke & McGale 1994) with:

$$\sigma_{sample}^2 = \frac{\sum_i D_i^2}{N-1} - \frac{(\sum_i D_i)^2}{N(N-1)} \quad (8.2)$$

This sample variance can then be compared to the standard deviation of the mean, which gives the error from photon statistics as if all the observations had been added together:

$$\sigma_{mean}^2 = \frac{1}{\sum_i 1/\sigma_i^2} \quad (8.3)$$

For a set of observations of a non-variable quantity, the sample variance will be low (the observations are all clustered closely to the mean) and similar to the standard deviation of the mean. But if there is variability, the “width” of the observations will be greater than the standard deviation of the mean: $\sigma_{sample} \geq \sigma_{mean}$. It should be noted that it is assumed the parent population is distributed normally, so this test will be meaningful only for the Stokes parameters.

8.4.1.3 Z test

Given a quantity D for which we have N measurements $D_i \pm \sigma_i$, we can calculate the weighted mean:

$$\bar{D}_w = \frac{\sum_i (D_i / \sigma_i^2)}{\sum_i (1 / \sigma_i^2)}, \quad (8.4)$$

associated with its variance, that we will call the “external” variance:

$$\sigma_{w1}^2 = \frac{1}{\sum_i 1 / \sigma_i^2}. \quad (8.5)$$

Alternatively, the variance may be computed according to the weighted residuals, giving an “internal” assessment of the distribution:

$$\sigma_{w2}^2 = \frac{\sum_i \frac{(D_i - \bar{D}_w)^2}{\sigma_i^2}}{(N - 1) \sum_i 1 / \sigma_i^2} \quad (8.6)$$

We then build the quantity Z :

$$Z = \frac{\sigma_{w2}}{\sigma_{w1}} \quad (8.7)$$

$$= \sqrt{\frac{\sum_i \frac{(D_i - \bar{D}_w)^2}{\sigma_i^2}}{(N - 1)}}. \quad (8.8)$$

$$(8.9)$$

If the data are “well behaved”, Z should equal unity (Brooks, Clarke, & McGale 1994).

The standard error of Z is (Topping 1972):

$$\sigma_Z = \frac{1}{2(N-1)}. \quad (8.10)$$

This test should be applied to Q and U , and not to P and θ .

If $Z \approx 1$ within its standard error, then the measurements are “consistent”, and there is no variability. If Z differs significantly from 1, then there may be variability.

For details, see Brooks, Clarke, & McGale (1994).

8.4.1.4 Skewness and kurtosis tests

Variability can introduce some departure from a normal distribution, making it asymmetric with respect to the central value (skewness) or more peaked than a Gaussian distribution (kurtosis).

Brooks, Clarke & McGale (1994) give unbiased estimators for the skewness and kurtosis of a distribution, along with their variance (assuming the skewness and kurtosis behave normally). The formulas apply if the skewness and kurtosis are distributed Normally, which is true for a large number of data (several hundreds). Since one often deals with a much smaller number of observations, Brooks, Clarke & McGale (1994) have undertaken extended simulations to test the validity of this skewness and kurtosis tests, according to the number of data points. Skewness can be meaningfully calculated down to $N = 3$, and kurtosis, to $N = 4$.

8.4.1.5 σ_1 and σ_2 tests

The σ_1 and σ_2 test is similar to the Z test, except that it is applied to the polarization P and its position angle θ . Given a set of N polarimetric observations of the Stokes parameters Q and U , we can compare the variance of the polarization $\sigma_1^2(P)$ with the scatter from the mean of the polarization $\sigma_2^2(P)$:

$$\sigma_1^2(P) = N \left[\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \right]^{-1} \quad (8.11)$$

$$\sigma_2^2(P) = \frac{\sum_i (Q_i - \bar{Q})^2 + \sum_i (U_i - \bar{U})^2}{2(N-1)} \quad (8.12)$$

For the polarization angle, we can calculate $\sigma_1(\theta)$ and $\sigma_2(\theta)$ with the following formula:

$$\sigma(\theta) = 28.65 \frac{\sigma(P)}{P}. \quad (8.13)$$

If $\sigma_2 > \sigma_1$ then there may be variability.

Bastien *et al.* (1988) used this method to assess the polarimetric variability of polarimetric standard stars. Clarke & Naghizadeh-Khouei (1994) made the remark that σ_2 should be the weighted mean.

8.4.1.6 χ^2 test

In Bastien *et al.* (1988) and Bastien (1982), a χ^2 based method is presented: χ^2 values are calculated for Q and U separately, using $1\sigma_i$ and $1.5\sigma_i$. Then, the probability to obtain a given value of χ^2 in a Gaussian distribution is found for each of the four χ^2 values. The star is variable if at least 2 of the four χ^2 values are over 0.95; the star is suspected to be variable if one out of four χ^2 values is over 0.95.

8.4.2 Variability results

The minimum and maximum values test is not a robust test; stars that do not show minimum and maximum values out of the range expected from the observational uncertainty ($\pm 1\sigma$ intervals) are found to have a non-variable behavior by other tests, but the converse is not true.

The variance and Z tests were used only for the Stokes parameters (and not for the polarization and its position angle). The Z test was considered positive if $Z > 1.0 + \sigma_Z$; values of Z below 1.0 were considered dubious, since $Z < 1.0$ means the data are too well behaved with respect to the statistical (observational) uncertainty. The variance test was considered positive if $\sigma_{sample} \geq 3.0\sigma_{mean}$; that way, the variance and Z tests would give consistent results. With $\sigma_{sample} \geq \sigma_{mean}$, the variance test would sometimes see variability where the Z test would not.

The skewness and kurtosis tests were not retained as decisive tests of variability, since the number of data points is for some stars very limited, and the results sometimes difficult to interpret.

The σ_1 and σ_2 tests were not considered as primary tests, since they apply to P and θ , which are not normally distributed, and because σ_2 is not weighted. But the results of this test agree with the conclusions reached with other tests.

As in Bastien *et al.* (1988) and Bastien (1982), the star is considered variable if at least 2 of the four χ^2 values are over 0.95; the star is suspected to be variable if one out of four χ^2 values is over 0.95.

Using, for Q and U separately, the $\sigma_{sample} \geq 3.0\sigma_{mean}$ test, the $Z > 1.0 + \sigma_Z$ test and the χ^2 test, we established the variability, suspected variability, suspected stability and stability with the following criteria. To be considered variable, a star must have at least 2 positive results from the Z and variance tests, and, at least 2 positive results from the χ^2 test; if there are only 2 positive results from the Z

and variance tests, they must be 2 positive Z tests, or a positive Z and positive variance tests for the same Stokes parameter; if there are only 2 positive results from the χ^2 test, they must be for the same Stokes parameters as the positive Z and variance tests. To be considered as suspected variable, the results of the Z and variance tests must be the same as for the variable conclusion, but only one χ^2 value of the χ^2 test must be positive. A star is considered as possibly constant if the χ^2 test is negative (for the 4 χ^2 values), but at least 3 values from the Z and variance tests indicate possible variability. If the Z and χ^2 tests are negative, and only 1 or 2 values of the variance test indicate variability, the star is considered to be constant.

The details of the variability tests are shown in Table 8.3, where we give for each star the number of observations on which the variability tests were applied, σ_{sample} and σ_{mean} , Z and its standard error, and $P\chi^2$, calculated with 1σ and 1.5σ . The conclusions reached with the variability tests are shown in Table 8.4. As has been found for single young stars, the majority of binary young stars are variable. Whether we consider all stars or only those for which we have more than 5 observations, we find that 50-60% of them are variable, or 70-75% variable or possibly so.

8.5 Correlations between variations and other parameters

Twenty-six PMS spectroscopic binaries are known so far, and only four are clearly CTTS (V4046 Sgr, GW Ori, UZ Tau E and DQ Tau) (Mathieu *et al.* 1997). All binaries in our sample known to be CTTS (except DQ Tau for which we only have one measurement) present polarimetric variations. Some binaries known to be NTTS/WTTS, hence for which it is assumed that there is not much CS material, do show polarimetric variations. So around these stars, although it is not thought that there is much CS material, there is enough to produce

polarimetric variations, as it can be shown that very little mass in the form of dust is needed to produce detectable levels of polarization.

To study correlations between variations and orbital parameters (period and eccentricity), we have used the amplitude of the polarimetric variability A (Aspin *et al.* 1981) defined as:

$$A = \frac{|Q_{max} - Q_{min}| + |U_{max} - U_{min}|}{4} \quad (8.14)$$

where the maximum and minimum values are those of the fitted curve, and not of the data. Since the fits sometimes do not represent the variations well, we have also used the maximum and minimum values of the observations (excluding the very odd observations) to build, for example, $\Delta Q = Q_{max} - Q_{min}$, and similarly for ΔU , ΔP , and $\Delta \theta$. As can be seen in Fig. 8.33 to 8.35, there is no clear correlation between the amplitude of the polarimetric variations and the orbital period, but there seems to be a tendency for the most variable binaries to have a high orbital eccentricity: the most variable binaries all have high orbital eccentricities, $e > 0.3$.

A possible correlation of polarimetric properties with stellar age may be difficult to study because many factors introduce uncertainties in the ages derived. First, the presence of unresolved companions, which increase the total luminosity, can artificially lower the age derived (Simon *et al.* 1993). Second, the choice of evolutionary tracks affects the estimated ages, as well as uncertainties in extinction or distance (Walter *et al.* 1994; Forestini 1994; D'Antona & Mazzitelli 1994). Third, Hartmann *et al.* (1991) have suggested that prolonged disk accretion can hold the evolution so the true age is greater than the one found by the location of a star in the HR diagram.

So a binary can have a low polarization because it is old and has lost its CS material, or because it is still young but did not have much material to accrete, due to an earlier SN explosion for example. This discussion also does not take into account the effects of inclination on the level of polarization. We could look

for correlations for binaries whose age are derived from the same evolutionary tracks, but since many other factors influence the polarization level, we have not tried so.

Finally, some stars have shown, once or even a few times, odd values of polarization and/or position angle that are well below or above the rest of the data. The polarimeter used has never produced such odd measurements for other stars (non-polarized or polarized standard stars, stars from other projects followed for hours; see details in Manset 1999) so we believe these are real observations of events that strongly affected the stars and/or their environment. Single pre-main-sequence stars are known sometimes to be strongly variable, so this is not a surprise. For the stars with a sufficient amount of data, other observations at similar phases are available and indicate these odd points can not be related with the normal periodic behavior. Photometry or spectroscopy obtained at the same time as those of the atypical observations could help reveal the cause.

8.6 Presence/absence of disks/circumstellar material

Since the polarization in binary PMS stars is mainly produced by dust grains, there should be a correlation between the polarization levels and the presence or absence of dust in the environments.

Observations at 2 and 10 μm sample the material very close to the surface of the stars, while mid IR (e.g. 60 μm) emission originates in the inner regions of the disks (typically, at less than 10 AU). If dust is missing somewhere in the CS environment, the SEDs should have deficits of emission at IR or longer wavelengths.

Well sampled SEDs exist for 7 of the 9 binaries with separations less than 1 AU; four have SEDs that can be reproduced with gaps or central holes with

sizes predicted by theory (NTTS 162814-2427, NTTS 162819-2423S, V4046 Sgr, GW Ori); three (AK Sco, DQ Tau, UZ Tau E) have power-law SEDs, and so do not require central holes or gaps, although gaps and holes could still exist, especially if they are filled with optically thin dust that can then produce the observed 10 μm silicate feature (Jensen & Mathieu 1997). Very little dust is needed to produce the observed NIR excesses ($\sim 10^{-9} M_{\odot}$), but Wolk & Walter (1996) have shown that a small NIR excess is not necessarily due to a small amount of optically thin material, but can also be caused by starspots, or a cool companion star.

So the presence of companion stars truncates the circumstellar disks, which was a prediction of Artymowicz & Lubow (1994), but does not reduce the surface densities of these disks (Jensen *et al.* 1996b), at least for UZ Tau W; it should also be noted that mass flow through the gaps is in theory possible (Artymowicz & Lubow 1996), so the gaps or holes may not be entirely empty. On the other hand, it is not only the binary stars that show evidence in their SEDs of gaps or holes; single stars also do (Jensen & Mathieu 1997).

So caution must be taken when seeking evidence for the presence or absence of disks or material around PMS stars, based on excesses, flux measurements, or color indices. A deficit in flux at some wavelength may be due to a deficit of material at some distance from the star, but does not preclude the existence of material elsewhere. A small excess might indicate the presence of dust somewhere, but could also be due to a hidden companion, stellar spots, etc.

An interpretation of the polarization observations based on indications for the presence/absence of material will be made for each star individually.

8.7 Estimation of the interstellar polarization

Polarimetric observations are usually a sum of interstellar and intrinsic polarizations. It is useful to try to estimate the importance of interstellar polarization in each measurement made.

One can start by looking at the Mathewson *et al.* (1978) catalog, which contains over 7000 polarimetric observations of bright early-type stars. By looking at stars within, say, 3° from a target, it can be seen if the polarization is generally high or low, and if the position angles are aligned or not (indicating a uniform galactic magnetic field). But directly comparing the data from the catalog to the observations can be misleading since interstellar polarization depends on the distance; a target with high polarization could simply be further away and not necessarily intrinsically polarized.

So we have scanned the catalog to get for each observed PMS binary at least 20 close stars with similar distance modulus; this leads to the selection of a region between 1 and 15° in radius from the target, depending on the stellar density and number of measurements in the catalog.

The stars selected from the catalog are used to find the ratio $P/E(B - V)$, and finally, based on an extinction value for our target and assuming this extinction is of interstellar origin only, an estimate of the interstellar polarization for the target is calculated, along with the average interstellar polarization angle. This angle is calculated by two methods: the first one is a simple average of the polarization angles of all the stars selected, and the second one is a weighted average, where more importance is given to the stars closer to the target. If the alignment is good over all of the region studied, the two values will be similar at $\pm 10^\circ$; if they are very different, it means the alignment is not very good and it is harder to find an average interstellar polarization angle.

If the polarization angles for the interstellar polarization and for the target are different, it points to an intrinsic origin for at least part of the polarization measured. Intrinsic polarization is also deduced from polarimetric variability. Histograms and maps of the polarization and its position angle are also used to estimate the importance of interstellar polarization for each observation of a binary young star.

8.8 Periodic variations

In addition to stochastic polarimetric variability, which is a general property of single young stars, binary young stars will also present periodic polarimetric variations caused by the orbital motion, even if in some cases the amplitude may be too small to be detected with the currently available instruments or masked by non-periodic or pseudo-periodic variations. In the case of Mie scattering, we have also shown (Paper II) that dust grains, which are the main producers of the polarization, are less efficient polarizers and produce smaller amplitude variations than electrons; this is an indication that periodic polarimetric variations could be more difficult to observe in young stars than in, for example, hot stars surrounded by electrons, which can easily show variations of a few tenths of a percent (see for example Robert *et al.* 1990, Robert *et al.* 1992). The size of the grains also determines the amplitude of the polarimetric variations; dust grains with radii $\sim 0.1\mu\text{m}$ will produce the largest polarimetric variations (Paper II).

Using the periods listed in Table 8.2, we have calculated the orbital phase for each observation of each star and plotted P , θ and the Stokes parameters Q and U as a function of the orbital phase (see Fig. 8.1 to 8.32). When enough data is available, observations are represented as first and second harmonics of $\lambda = 2\pi\phi$, where ϕ is the orbital phase:

$$Q = q_0 + q_1 \cos \lambda + q_2 \sin \lambda + q_3 \cos 2\lambda + q_4 \sin 2\lambda, \quad (8.15)$$

$$U = u_0 + u_1 \cos \lambda + u_2 \sin \lambda + u_3 \cos 2\lambda + u_4 \sin 2\lambda. \quad (8.16)$$

The coefficients of this fit are then used to find the orbital inclination, using the first or second order Fourier coefficients, although it is usually expected that second order variations will dominate (Brown *et al.* 1978):

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^2 = \frac{(u_1 + q_2)^2 + (u_2 - q_1)^2}{(u_2 + q_1)^2 + (u_1 - q_2)^2} \quad (8.17)$$

$$\left[\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i} \right]^4 = \frac{(u_3 + q_4)^2 + (u_4 - q_3)^2}{(u_4 + q_3)^2 + (u_3 - q_4)^2} \quad (8.18)$$

As can be seen in these figures, not all binary young stars show polarimetric variations, and periodic variations are not always clearly seen, which was expected to some extent.

Periodic polarimetric variations can be caused by the binarity (orbital motion) or the presence of hot/cool stellar spots, among a few reasons. CTTS are known to have both cool and hot spots, and WTTS generally have only cool spots (Bouvier *et al.* 1993), some of which can be stable over periods of several months (on V410 Tau for example, Herbst 1989). Since most of the binary stars observed here are WTTS and in general only show small photometric variations, we believe that the spots causing the photometric variations, if present, are small, and then have a very small effect on the polarization. Nonetheless, as can be seen in the figures, the appearance and disappearance of transient spots could be the cause of the non-periodic variations that introduce some scatter about the periodic variations.

In addition to stellar spots, non-periodic phenomenon such as eruptive events, variable accretion and rearrangements of the circumstellar or circumbinary material can cause pseudo-periodic polarimetric variations that may mask the strictly

periodic ones, especially if the observations are taken over many orbital periods, as is the case here.

Despite these difficulties, a few stars show periodic variations, and we have used a Phase Dispersion Method (Stellingwerf 1978) and a Lomb normalized periodogram algorithm (Press *et al.* 1997) to investigate the significance of this periodicity. The Phase Dispersion Method (PDM) is a least-squared fitting technique suited for non-sinusoidal time variations covered by irregularly spaced observations, and finds the period that produces the least scatter about the mean curve. The Lomb normalized periodogram (LNP) method is more powerful than Fast Fourier Transform methods for uneven sampling, but still assumes the curve is sinusoidal, which may not be always appropriate for the polarimetric observations presented here.

Both methods were used on the few stars for which we have enough observations. The periods found using both methods are very similar to one another for a given star, but the significance is usually marginal.

NTTS 162814-2427 presents single-periodic variations readily seen in position angle and U (see Figure 8.25). The PDM finds in the position angle data a period of $35.4d$, while the LNP has two peaks, at 35.7 and $32.7d$, although none of these peaks are very significant. When using the binned data instead of the whole set of observations, the LNP recognizes the presence of periodicity and the period found has a 60% probability of not coming from random Gaussian noise, which is only slightly better than chance. All the periods compare rather well with the known orbital period of $35.95d$.

MWC 1080 shows double-periodic variations in polarization and even more clearly in position angle (see Figure 8.32), although the observations are very noisy and not well represented by Eq. 8.15 and 8.16. The PDM finds periods of 1.1 and $2.5d$ when we look at a subset of the data taken over a few months only,

and the LNP shows a peak at $1.6d$ which becomes significant (more than 97% chance that the data does not come from random Gaussian noise) when we look at the binned data. The periods of $1.6d$ and $2.5d$ could be related to the orbital period of $2.88d$.

For Par 1540, with a period of $33.7d$, the LNP shows two peaks at 21.3 and $16.2d$, with only slightly better than 50% chance of not being a signature of random Gaussian noise; the former period is also found by the PDM while the latter could reflect the double-periodic low amplitude variations that seem to show from the binned data (see Figure 8.6).

The PDM and LNP find similar period of $\sim 38.5d$ for Par 2494, with a 70% chance that the data is not random Gaussian noise; this period is about twice the orbital period of $19.48d$.

For the eclipsing binary EK Cep, no period related to the orbital period is found; the detection of the eclipses would require another algorithm able to see pulses in a set of data. For AK Sco, the observations do not span a whole orbital period, so period search is unfortunately meaningless in this case.

So, for some of the young binary stars, periodicity seen in the observations is confirmed by the PDM and LNP, although with a marginal level of significance. Non-periodic or pseudo-periodic polarimetric variations could explain this difficulty.

On the other hand, although we expected to see lower amplitude periodic variations than for hot stars, the amplitude of some stars is higher than what we were able to produce in the numerical simulations presented in Papers I and II. AK Sco, MWC 1080 and NTTS 162814-2427 do show variations with amplitudes of a few tenths of a percent. Our numerical simulations are not able yet to reproduce such amplitudes, but more complicated geometries (circumstellar disks in addition to circumbinary ones, non-uniform densities, clumps, etc.) and more

realistic compositions (mixture of electrons and a distribution of grains) could help produce the variations effectively observed in some cases.

A prediction of our Paper I was that as the orbital eccentricity increases, the periodic variations start from pure double-periodic to include stronger and stronger single-periodic variations. Fig. 8.36 and Table 8.5 present the ratio of the amplitude of the single-periodic variations (in 1λ) over the double-periodic ones (in 2λ) as a function of orbital eccentricity, ratio that should be zero for circular orbits and > 1 as eccentricity increases. Non-periodic variations introduce noise that contributes, sometimes substantially, to both harmonics, so that such a correlation between eccentricity and presence of 1λ variations is not clearly seen. We have also shown in Paper I that other factors than eccentricity (asymmetry of the circumbinary envelope, non equal luminosity stars) can also introduce such single-periodic variations. Nonetheless, two of the three binaries with the highest eccentricities, AK Sco and NTTS 162814-2427, show strong single-periodic variations, which we attribute to the orbital eccentricity. For most of the other binaries, the presence or absence of 1λ variations, and the exact cause of the single-periodic variations if present, are harder to determine.

We will now discuss individual stars.

8.9 Comments on individual stars

8.9.1 V773 Tau = HBC 367 = HD 283446

V773 Tau is a triple system, where the spectroscopic binary has a projected separation of 0.34 AU (Jensen & Mathieu 1997). The third star is reported to be at 0.17 arcsec from the spectroscopic binary, at a position angle of 295° (Leinert *et al.* 1993), or 0.112 arcsec at position angle 295° (Ghez *et al.* 1993), not correlated with the polarization position angle. Jensen *et al.* (1994) report a projected separation

of 16 AU.

Its IR excess of $K - N = 3.4$ mag indicates the presence of an optically thick inner disk at $10 \mu\text{m}$ (Simon & Prato 1995). No CB disk was detected at 2.7 mm by Dutrey *et al.* (1996), but Jensen & Mathieu (1997) argue that the submm continuum emission must arise in a CB disk, although the presence of a third star could mean the submm and IR excesses are not coming from a CB disk, but from a CS disk around the tertiary. The 3σ upper limit to the disk's mass, based on $800 \mu\text{m}$ observations, is $0.001 M_{\odot}$ (Jensen *et al.* 1994).

It is highly variable in the mm, submm and radio domains (Jensen *et al.* 1994; Dutrey *et al.* 1996), but simultaneous observations in the radio, optical and X-ray regions by Feigelson *et al.* (1994) showed variations only in the radio.

V773 Tau has been observed in polarimetry by Bastien (1982, 1985) and Ménard & Bastien (1992). If we use data taken in red filters (centered on $\approx 7600 \text{ \AA}$, and having widths of $\approx 800 \text{ \AA}$ for the data of Bastien (1982) and Ménard & Bastien (1992), and 2410 \AA for our data), we find that the polarization and its position angle are variable: the polarization was 0.10% at 72° in fall 1978, 0.33% at 108° in the winter 1985 and 0.35% at 88° in 1999. This is a strong indication that most of the polarization is intrinsic, which is in agreement with the fact that the presence of some material is indicated by the IR and mm observations.

When we examine the polarization of neighboring stars, we find that the catalog of Mathewson *et al.* (1978) lists only one star within 3° of V773 Tau, and it has a polarization of 0.01% at position angle 78° , although the polarization being very low, the precision for the position angle is very low. But in addition to that, LkCa 3, the binary young star discussed in the next section, is within half a degree of V773 Tau and has a polarization, 0.05% at $\sim 80^\circ$, that would be compatible with a low interstellar polarization at position angle $\sim 80^\circ$. The similarity of the position angle of these 3 stars would indicate a possible small

contamination from interstellar polarization for V773 Tau.

Finally, the average position angle of 20 stars within 8° of V773 Tau and with a similar distance modulus is $30\text{-}60^\circ$, which is different from the average of 88° of V773 Tau and indicates that part of the polarization must be intrinsic, as the variability exposed earlier also indicated. In conclusion, V773 Tau's polarization is mostly intrinsic, with a possible small interstellar component.

Using all data available at the time, Ménard & Bastien (1992) found V773 Tau to be variable at least in position angle, in the blue and green part of the optical spectrum. Our analysis of V773 Tau's variability is based on 6 observations (see Table 8.7 and Fig. 8.1), one of which presents a polarization ($P \approx 0.2\%$) well below the average of the 5 other observations ($P \approx 0.4\%$), although its position angle agrees well with the other observations. This low polarization observation was the first observation taken, and it was taken a year before the next observation. This might indicate a change in the environment of this triple system.

Since the third star in this system is faint (brightness ratio at K of 0.13; Leinert *et al.* 1993), most of the polarization comes from the spectroscopic binary. It was said before that the submm emission could come from a CS disk around the tertiary instead of a CB disk around the spectroscopic binary, but such a geometry would probably not produce the polarimetric variations observed. There are not enough data to try to find any periodic polarimetric variations.

8.9.2 LkCa 3 = HBC 368

LkCa 3 is a triple system (Simon & Prato 1995), where the second companion is 0.47 arcsec from the primary, at a position angle of 78° (Leinert *et al.* 1993; Ghez *et al.* 1993). This position angle is very close to the position angle of the polarization.

In a series of BVR photometric observations, Grankin (1993) found from 26 observations photometric variations of the order of 0.7 mag in V , but no period could be found.

Its $K - N = 0.1$ indicates that there is an optically thin inner disk at 10 μm or no disk at all (Simon & Prato 1995). Wolk & Walter (1996) attribute the IR flux to the photosphere, and not to optically thin material. No CB disk was detected at 2.7 mm (Dutrey *et al.* (1996).

As presented above, LkCa 3's polarization position angle, $\sim 80^\circ$ (although the low polarization $\sim 0.05\%$ implies a low accuracy for this angle), is similar to V773 Tau's (88°) and to the angle for a star close to the latter (78°); this could indicate a common source for the polarization. On the other hand, the position angles of stars between 4.5 and 7° and with similar distance modulus to LkCa 3 are very different from this value, which then points to an intrinsic polarization, although it would be very small. If the polarization is mostly interstellar, it would explain the constant behavior of its polarization, as found by the statistical tests. Although LkCa 3 was identified as a constant polarization star, there seem to be some periodic behavior in the position angle, for between phases 0.2 and 0.65, the variations seem to outline a sinusoidal wave; statistical tests that check for variability do not taken into account such systematic, although small, variations, and variability may not be completely ruled out. See Table 8.8 and Fig. 8.1). For the moment, we conclude that LkCa 3's polarization is probably mostly interstellar in origin, which is in agreement in the fact that there is no indication for CS or CB material for this binary.

8.9.3 V826 Tau = HBC 400 = TAP 43

The projected separation between the two components of this binary is 0.06 AU (Jensen *et al.* 1994).

Although this WTTS is a young star with an estimated age of 10^6 yr (Mathieu, Walter, & Myers 1989), it is a mature system, with a circular orbit and no evidence for circumstellar material. It shows weak $H\alpha$ emission lines superimposed on normal continuum, UV excess, strong X-ray emission, but lies above the MS (see Mundt *et al.* (1983), who review the multiple evidences for the youth but evolved status of this star). The weak $H\alpha$ emission and absence of veiling (Lee *et al.* 1994) suggest a small or nil accretion rate. Rydgren & Vrba (1983a) did not detect IR excess, whereas Weaver & Jones (1992) possibly did, indicating that there might still be some material in the environment; Wolk & Walter (1996) attribute the IR flux to the photosphere, and not to optically thin material. There is no evidence for an associated disk, mass accretion or mass loss (Mathieu, Walter, & Myers 1989). No CB disk was detected at 2.7 mm (Dutrey *et al.* (1996). V826 Tau was not detected at 1100 μm (Skinner, Brown & Walter 1991), so an upper limit to the disk mass based on the 3σ upper value of the 1100 μm observations gives an upper 3σ limit of $0.03 M_{\odot}$. The 3σ upper limit to the disk's mass, based on 800 μm observations, is $0.007 M_{\odot}$ (Jensen *et al.* 1994).

This star also has a photometric period (Rydgren & Vrba 1983b) of 4.05 ± 0.2 d. The photometric minima is shifting with time, possibly due to changes in the spot numbers or position (Reipurth *et al.* 1990). The photometric variability could be due to stellar spots. Stellar spots could introduce polarimetric variations, due to the non-uniform illumination of the CS material; these variations would then have a period of ≈ 2.0 d, half of the photometric period.

Mundt *et al.* (1983) have deduced from spectroscopic observations an orbital inclination of 7.2° , compatible with the inclination of 13° found by Reipurth *et al.* (1990), a circular orbit and mass ratio of 1.0, which has been confirmed by Reipurth *et al.* (1990) and Lee *et al.* 1994. This mass ratio and circular orbit simplify the interpretation of the polarimetric variability, in relation with the numerical simulations that we have done. With such a low inclination, polarimetric

observations should show high variability in position angle, but not in polarization level. Our data does not show this variability in position angle, but there is a variability in polarization level, although it is not clear that it is periodic.

Ménard & Bastien (1992) have presented polarimetry of V826 Tau using a 4700 Å filter and concluded that the star was possibly variable; our statistical tests conclude that the star is variable. Neither set of data clearly shows periodic variations.

V826 Tau's polarization, 0.85% at 67°, is most probably almost entirely intrinsic, despite the fact that there is no indication for large amounts of CS material. In the Mathewson *et al.* (1978) polarization catalog, there are 11 stars within 3°, 10 of which have a polarization $\lesssim 0.1\%$. The other star is the closest to V826 Tau (at about 1.3°) and has a polarization of 1.0% at a position angle of 81°, but is a classical Cepheid of the δ Cep type.

In addition, the average position angle of 20 stars within 15° of V826 Tau and with a similar distance modulus is $\approx 20^\circ$, which is different from the average of 67° of V826 Tau and indicates that most of the polarization must be intrinsic. Moreover, the vast majority of these stars have polarizations below 0.7%.

Data for V826 Tau are presented in Table 8.9 and Fig. 8.9. There are polarimetric variations, but no clear periodic ones. In order to see if spots could be responsible for the polarimetric variations, we have tried to use half of the photometric period instead of the orbital one, but this does not reveal any clearer variations. The intrinsic polarization and polarimetric variability is puzzling in regard of the lack of evidence for CS material.

8.9.4 UZ Tau E/W = HBC 52

UZ Tau is a quadruple system; the E and W binaries are 3.78 arcsec apart (530 AU with an assumed distance of 140 pc), at a position angle of 273° (Leinert *et al.* 1993). Our measurements, made with an $8''.2$ aperture hole include the east and west components, although the brighter E component contributes more to the measurements.

The west component, UZ Tau W, is a close binary (Simon & Prato 1995) with a separation of ~ 0.35 arcsec (50 AU), at $\sim 0^\circ$ position angle (Leinert *et al.* 1993; Ghez *et al.* 1993). It does not seem to be surrounded by a CB disk, and has less material (0.002 - $0.04 M_\odot$) than the east component (Jensen *et al.* 1996b).

According to Simon & Prato (1995), both binaries have $K - N$ values that indicate optically thick inner disk regions in the IR: UZ Tau E has $K - N = 2.3$ and the W component has $K - N = 2.8$.

UZ Tau E is a single-lined spectroscopic binary, with a projected primary semi-major axis of 0.03 AU (Mathieu *et al.* 1996); its position angle measured eastward from north is $33 \pm 14^\circ$ (Dutrey *et al.* 1996).

Although no CB disk was detected at 2.7 mm (Dutrey *et al.* (1996), Jensen & Mathieu (1997) argue that the submm continuum emission must arise in a CB disk, outside the binary orbit. This disk shows no evidence for central clearing, has a mass of $0.06 M_\odot$ and a radius of 145 AU (Jensen *et al.* 1996b), and is a reservoir of material for active accretion (Mathieu *et al.* 1996). The SED is well reproduced by a continuous accreting disk, although the SED and emission feature at $10 \mu\text{m}$ can also be fit with a partially evacuated hole (Jensen & Mathieu 1997). Being a close spectroscopic binary does not seem to remove much material, as opposed to wider binaries like the W component (Jensen *et al.* 1996b).

The structure around UZ Tau E has a FWHM of 300 AU, and is oriented

at position angle 19° , compatible with the orientation of the binary ($33 \pm 14^\circ$, Dutrey *et al.* 1996), previous polarization measurements (Jensen *et al.* 1996), and ours. The fact that the position angles of the disk and polarization measurements are similar indicates that most of the polarization is intrinsic (otherwise, if it were interstellar, the polarization angle would not be related to the position angle of the disk), or that the interstellar polarization angle is the same as the physical elongation of the circumbinary disk.

The CO emission has a 2:1 aspect ratio, which suggests that the system is seen more edge-on than pole-on (Jensen *et al.* 1996b), which is in agreement with the flattening of the radio continuum emission which indicates an orbital inclination of about 70° (Dutrey *et al.* 1996).

Other polarization observations were made by Bastien (1982, 1985). Bastien (1982) presented two measurements made in the fall 1977, one with a red filter, narrower than ours, and with a bigger aperture hole of 10.1 arcsec. The polarization was 0.45% at 2.4° position angle, whereas we measured an average of $\approx 0.8\%$ at $16\text{-}25^\circ$; the polarization was significantly lower and the position angle could be similar. Two measurements made with a green filter (5895 \AA) in the fall 1977 (Bastien 1982) and winter 1980 (Bastien 1985), and with similar aperture holes (10.1 and 12.6 arcsec) are statistically different: 0.47% at 9.2° and 1.02% at 13.7° . This indicates that there is some variability, and that part of UZ Tau's polarization is intrinsic.

If we attribute an extinction of $A_v = 0.9 \text{ mag}$ (Chen *et al.* 1995) to UZ Tau and assume it is all interstellar, we would get a polarization of $\approx 0.9\%$ at a position angle $\approx 30^\circ$, which is rather near the average values of 0.8-0.85% and $16\text{-}25^\circ$ (see Table 8.23). We conclude that the fact that long term variability was exposed earlier indicates that some part of the polarization must be intrinsic, although there could also be an important interstellar component.

8.9.5 DQ Tau = HBC 72

Simon & Prato (1995) report $K-N = 3.5$ mag for both stars, which indicates the presence of an optically thick inner disk. Stassun *et al.* (1996) give a larger NIR excess ($K-N = 4.2$ mag) which, with the emission observed in the mm, indicates the presence of a massive CB disk, as has also been found by Jensen & Mathieu (1997) from submm continuum emission. The SED gives no indication of an inner hole or gap (Mathieu *et al.* 1997), but the data could still be consistent with a small amount of residual warm material in a central hole. The CB disk would have a mass of 0.002-0.02 M_{\odot} (Mathieu *et al.* 1997).

The mass ratio is indistinguishable from unity. Each star is 3×10^6 yrs old and has a mass of 0.65 M_{\odot} . With an adopted total mass of $1.3M_{\odot}$, the inclination is 22° (Mathieu *et al.* 1997). A low intrinsic polarization would be compatible with this orbital inclination.

There are recurring flare-like events with the same period as the orbital one, and these occur just before periastron passage, at least 65% of the time. With an eccentricity of $e = 0.556$, the periastron separation is 0.060 AU or 13 stellar radii. The flares are caused by variable accretion (Mathieu *et al.* 1997). It could be very interesting to monitor the polarization variations during periastron passages.

There could be a third star in this system; there is a faint star 7.3 arcsec from the binary, at position angle $\sim 150^{\circ}$; alternatively, it could be a reddened background star (Mathieu *et al.* 1997).

DQ Tau was observed by Breger (1974), who measured $1.1\% \pm 0.3\%$, at position angle 46° , without any filter. Our value is 0.6% at 79° . The interstellar position angle is $74-91^{\circ}$. If we assign an extinction value of $A_v = 0.5$ mag (Chen *et al.* 1995) and assume it is of interstellar origin, we get a polarization of 0.6% at 74° , which is rather close to what we measured (see Table 8.23). The polarization

for this star may be a sum of intrinsic and interstellar polarizations, but no firm conclusions can be made at this point.

8.9.6 NTTS 045251+3016 = HBC 427 = TAP 57

NTTS 045251+3016 is a long-period spectroscopic binary with a period of over 2500 d; its projected separation is 4.0 AU (Jensen *et al.* 1994).

Its IR excess is $K - N = 0.6 \pm 0.2$ (Simon & Prato 1995) which might indicate that there is an optically thin inner disk or no disk at all; Wolk & Walter (1996) conclude that the minimal excess seen in K and L could be attributed to cool spots or to the companion, and not necessarily to optically thin material.

NTTS 045251+3016 was not detected at 1100 μm (Skinner, Brown & Walter 1991), so an upper limit to the disk mass based on the 3σ upper value of the 1100 μm observations is $0.02M_{\odot}$.

In a series of BVR photometric observations obtained during August and September 1992, Grankin (1993) found from 26 observations photometric variations of the order of 0.15 mag in V , but no period could be found. According to Zakirov *et al.* (1993), brightness variations in V had an amplitude of 0.25 mag in 1991/1992, with a rotational period of 9.32d; no eclipsing effect could be found.

Its low polarization (0.1% at 105° - see Table 8.23) may be entirely interstellar. The Mathewson *et al.* (1978) catalog lists 6 stars within 3° of it, and all have polarizations $< 0.1\%$. But the position angle is different from the average of neighboring stars with the same distance modulus as NTTS 045251+3016 ($\sim 40^{\circ}$), so it may have also an intrinsic polarization. Even if this star was classified as constant in polarization, it does not preclude the presence of intrinsic polarization. No firm conclusions can be made.

8.9.7 GW Ori = HBC 85 = HD 244138

GW Ori was discovered to be a spectroscopic binary with a period of 242 days, a separation ~ 1 AU and an eccentricity almost indistinguishable from zero by Mathieu *et al.* (1991). The center-of-mass velocity implies a third star with an orbital period of many years or a $m = 1$ perturbation on the disk (Mathieu *et al.* 1991). It is one of the brightest CTTS. Based on evolutionary tracks, the primary is massive $2.5 M_{\odot}$ (Mathieu *et al.* 1991), and young, 1×10^6 yr.

There are large NIR and FIR excesses, with a strong silicate emission feature, and a dip between 2 and 20 μm that could be due to a gap from 0.17 to 3.3 AU in the optically thick disk, gap where the secondary would be located (Mathieu *et al.* 1991). Mathieu *et al.* (1991) have considered two models to reproduce the flat SED; the first one is composed of circumprimary and circumbinary disks, and optically thin dust in the gap between these two disks; the second one is composed of a circumbinary shell of inner radius 100 AU with a circumbinary disk. Submillimeter observations are inconsistent with the disk-envelope model (Mathieu *et al.* 1993), but indicate GW Ori is surrounded by a massive 500 AU circumbinary disk with a model-independent lower mass of $0.3 M_{\odot}$ (with a range from 0.07 to $0.8 M_{\odot}$), with an uncertainty of a factor of 3 due to opacity normalization. The strong $\text{H}\alpha$ emission suggests accretion, but on the other hand, there is no veiling (Scheeburger *et al.* 1979; Basri & Batalha 1990). A single steady-accretion disk can not reproduce the SED, and a more luminous CB disk is required (Mathieu *et al.* 1995).

Mathieu *et al.* (1995) study again pure-disk and disk-shell models. The pure-disk model gives a disk mass of $1.5 M_{\odot}$, within a factor of three, which is a significant fraction of the total stellar mass. The disk-shell model falls short of reproducing the submillimeter observations. The large submillimeter emission detected within 500 AU of the binary is not due to the inner part of a more

extended infalling envelope, but such an envelope could be responsible for the FIR emission.

A high-resolution interferometric map obtained at $1360 \mu\text{m}$ reveals a source size of $1''.7 \times 0''.8$ at position angle 56° , although this result must be considered with caution since the source size is smaller than the beam size (Mathieu *et al.* 1995); this angle does not seem to be related with the polarization position angle which we found to be between 115 and 130° .

The inclination is reported to be $15 \pm 1^\circ$ by Bouvier & Bertout (1989) although this value is very uncertain. Mathieu *et al.* (1991) argue that if a substantial fraction of the total luminosity of this system is due to CS material, then this inclination of 15° is a lower value, and in fact they found 27° .

On the other hand, Shevchenko *et al.* (1992) found Algol-like fadings of 0.4 mag in V due to CS material around the secondary star and near phase 0.0 , which would imply an orbital inclination between 80° and 90° . In 1984 Feb., Bouvier and Bertout monitored this star to investigate the presence of periodic photometric variations, that could be explained by the presence of hot or cool spots. The variations observed seem periodic with a period of 3.2 days, but are of very low amplitude, the highest amplitude being for the U filter, with an amplitude of ~ 0.1 mag. The simple one-spot model could not be satisfactorily applied to the observations.

GW Ori was observed in polarimetry by Hough *et al.* (1981), Bastien (1982, 1985) and Ménard & Bastien (1992). Data taken in the winter 1976 (Bastien 1982) and winter 1980 (Bastien 1985) with the same 5895 \AA filter show a drastic difference that could be intrinsic or due to the different aperture holes used (14.3 and 4.3 arcsec): 0.21% at 103° and 2.64% at 151° . If we compare our observations taken between 1996 and 1999 with an observation made with a red but narrower filter, and a bigger aperture hole of 14.3 arcsec in winter 1976, we note again a

difference: 0.35% at 102° versus 0.61% at 126° on average. Ménard & Bastien (1992) classified GW Ori as a suspected variable; we classify the star as variable; all this is an indication that part of its polarization is intrinsic.

There also may be a component of interstellar polarization. The Mathewson *et al.* (1978) catalog lists 5 stars within 3° . The two closest ones are within half a degree and have a null and 0.3% polarization. The 3 remaining ones have polarizations of 0.3, 0.7 and 0.3%, with the 2 stars with 0.3% having position angles of $\approx 120^\circ$, similar to the position angle for GW Ori (126°). Polarization data for stars within 8° of GW Ori and with similar distance modulus show a position angle of $\approx 120^\circ$, which is similar to GW Ori's position angle. In conclusion, GW Ori's polarization is a sum of intrinsic and interstellar polarization.

GW Ori was observed over a little more than 3 orbits (see data in Table 8.10 and Fig. 8.4). The fact that it shows variability but no clear periodic variations may be an indication that important changes in the circumstellar environment have occurred or that the star is active. Since the presence of a massive CB disk is inferred from the spectral energy distribution, such changes could be possible.

If this binary has a high inclination as claimed by Shevchenko *et al.* (1992), rapid changes in the polarization should be observable near phase 0.0, but our sampling is not sufficient near that phase. On the other hand, there could be an important variation in the polarization angle between phases 0.7 and 0.9 (see Fig. 8.4).

Although this star has an orbit almost circular, the polarimetric variations show some single-periodic variations; for the U parameter, the 1λ amplitude is 1.5 times that of the 2λ variations. Although the quality of the fit is not very good, this can be interpreted as an asymmetric distribution of scatterers and/or non equal mass stars.

8.9.8 Par 1540 = HBC 447 = NGC 1977 334

This star does not show photometric variations over 0.5 mag in V ; there is no evidence for a significant IR excess; both components are NTTs (Marshall & Mathieu 1988).

The mass ratio is 1.32 ± 0.03 ; the weak $H\alpha$ emission and absence of veiling indicate small or nil accretion rate (Lee *et al.* 1994). Of the five double-lined PMS binaries studied by Lee (1992) (V826 Tau, Par 1540, Ori 429, Ori 569, NTTs 162814-2427), Par 1540 has the lowest age, 10^5 yr, and the highest Li I abundance.

Breger (1976) measured a polarization of $1.11 \pm 0.10\%$ at 85° , without any filter, which, with the instrument used, gave an effective wavelength between B and V . This value is above the measurements we made in the red large filter (0.83% at 77°), but could be due to the wavelength dependence of the polarization.

The polarization has a good chance of being intrinsic or at least of local (intra-cluster) origin, since the polarization of nearby stars is low (see the map in Breger 1976). Par 1540's extinction is $E(B - V) = 0.35$ (Marshall & Mathieu 1988), while the reddening between Earth and the Orion Nebula is $E(B - V) = 0.05$ (Breger *et al.* 1981); on the other hand, two stars projected near Par 1540 also have $E(B - V) = 0.3$.

We classified the star as polarimetrically variable, which points to an intrinsic polarization. There may also be an interstellar component for the polarization, because the position angle is $\sim 77^\circ$, typical of the less polarized stars studied by Breger (1976), and close to the average (73°) of stars within the neighborhood of Par 1540 and with similar distance modulus.

The Mathewson *et al.* (1978) catalog lists over 90 stars within 3° in radius, and 45 within 1° . For the stars within 1° , half have $P \leq 0.3\%$, and 66% have

$P \leq 0.5\%$, although the 3 closest stars have polarizations between 0.7 and 1.0% with position angles between 43° and 65° , rather close to the values for Par 1540. In conclusion, Par 1540's polarization is a sum of intrinsic and interstellar polarization.

In Fig. 8.5, one deviant point was removed; many binary young stars, like Par 1540, showed odd values of the polarization that were removed from the data set before fitting the data. In Fig. 8.6, the data was binned: the phase was divided into 10 bins in which all the polarization observations were averaged. This makes the small amplitude periodic variations stand out more clearly.

8.9.9 Par 2486 = NGC 1977 1060 = BD -05 1340

Par 2486's polarization, 0.15% at 64° (see Fig. 8.7), is probably mostly interstellar in origin. As for Par 1540 and Par 2494, the majority of the stars within one degree have low polarization values. The average interstellar position angle is 73° . But the possible polarimetric variability, with polarization between 0.06% and 0.23%, indicates some of the observed polarization is intrinsic. In conclusion, the polarization is mostly interstellar, with maybe an intrinsic component.

8.9.10 Ori 429 = ORINTT 429

The mass ratio is 1.01 ± 0.07 ; the weak $H\alpha$ emission and absence of veiling indicate a small or nil accretion rate (Lee *et al.* 1994).

For Ori 429, the polarization of 0.24% at 72° (see Fig. 8.8), classified as constant, is mostly interstellar. The 3 stars listed in the Mathewson *et al.* (1978) catalog and within 1 degree have $P \approx 0.35\%$ at 60 - 85° position angles. The distribution of position angles for stars near Ori 429 and with the same distance modulus as Ori 429 shows two peaks, one at 80° , and the other at 110° . The

second observation made in January 1999 is different from the first one, and could indicate variability. With the present data, we conclude for a mostly interstellar origin for the polarization.

8.9.11 Par 2494 = HBC 487 = NGC 1977 1069

Breger (1976) measured a polarization of $0.54 \pm 0.11\%$ at 69° , without any filter. As for Par 1540, this value is above the measurements we made in the broad red filter (0.16% at 46°), and could be due to the wavelength dependence of the polarization.

This star is located in a region where stars do not show high polarization levels and most of the stars (over 50%) around one degree of Par 2494 have low polarization levels ($P \leq 0.1\%$). We classified it as a constant polarization star, although this is not a strong argument against intrinsic polarization. Since its position angle, 46° , does not correspond to the most common value for the less polarized stars measured by Breger (1976), nor to the interstellar position angle of 75° for stars with similar distance modulus, part of the polarization may be intrinsic. We conclude that the polarization we measured may be a sum of interstellar and intrinsic polarization.

The data are presented in Fig. 8.9 and 8.10. Although the star was classified as statistically constant in polarization, the binned data do show periodic variations, in position angle at least. As stated before, the statistical tests we used to check for the presence of variability do not take into account low amplitude but systematic variations such as those seen in the position angle for Par 2494.

8.9.12 Ori 569 = ORINTT 569

The mass ratio is 1.00 ± 0.02 ; the weak $H\alpha$ emission and absence of veiling indicate small or nil accretion rate (Lee *et al.* 1994). Lee (1992) discovered a third star in this system.

This star is at about 3° from Ori 429. Its average polarization is about 0.2% at $\sim 70^\circ$, and may be variable (see Fig. 8.11). About two thirds of the stars within 3° of it also have polarizations below 0.2%. The interstellar position angles of stars with similar distance modulus as Ori 569 show two peaks, at 80° and 110° . We conclude that the polarization is a sum of interstellar and intrinsic polarization.

8.9.13 W 134 = Walker 134 = NGC 2264 134 = VSB 92

Both components of this binary system are G stars showing strong Li I 6707 Å absorption features. The orbital period is 6.3532 ± 0.0012 d, and the eccentricity is < 0.01 . The total mass of the system is $M \sin^3 i = 3.16 M_\odot$ with a mass ratio of 1.04 (Padgett & Stapelfeldt 1994).

It has a NIR excess more typical of CTTS, that can not be entirely attributed to dark spots, and that indicates some warm dust resides within 0.3 AU of the binary; on the other hand, its weak emission lines make it a WTTS (Padgett & Stapelfeldt 1994). It has not been detected longward of $12 \mu\text{m}$ so it probably does not have a CB disk (Jensen & Mathieu 1997).

Using an approximate $v \sin i$, the orbital period and the derived stellar radii, and the assumption that the system is tidally locked, the inclination is then $46^\circ \pm_{15}^{21}$ (Padgett & Stapelfeldt 1994). Theoretical masses give an orbital inclination of $63^\circ \pm 4$, which could be sufficient for grazing eclipses, given the stellar radii derived, but photometric monitorings during zero velocity separation events did not show any decrease in brightness (Padgett & Stapelfeldt 1994).

Young (1978) reports $E(B - V) = 0.08$ mag for W 134 and notes that intra-cluster clouds not randomly distributed cause differential reddening, whereas Padgett & Stapelfeldt (1994) recalculated $E(B - V) = 0.2$ mag.

Koch *et al.* (1994) report 0.35 mag variability in V and R , but no phase-locked variability could be found, and if present, could be hidden by non-periodic variations.

Mathewson *et al.* (1978) list one star very close to W 134, at 0.05° ; it has a polarization level of 0.2-0.4% at a position angle of $2-29^\circ$, which could indicate that W 134's polarization, at a level of 0.22% at 33° , is local (intra-cluster) in origin. Four stars are listed within one degree of W 134, and all have polarization levels $< 0.3\%$. Polarization observations of 34 stars belonging to NGC 2264 (Corporon *et al.* in preparation) have an average polarization angle of 16° , whereas the average interstellar position angle of stars with similar distance modulus to W 134 from the Mathewson *et al.* (1978) catalog is 168° . Since W 134 shows polarimetric variations, we conclude that its polarization is mostly intrinsic, with maybe an interstellar component.

In Fig. 8.12, two odd position angle values taken more than a year apart can be seen, near phase 0.55; such rapid changes are sometimes seen for eclipsing binaries (see Fig. 8.28 for the eclipsing binary EK Cep). Padgett & Stapelfeldt (1994) have found that grazing eclipses could be possible for W 134, although they did not find photometric evidence for such eclipses that should occur near phases 0.25 and 0.75. Although the rapid change in position angle is near phase 0.55 and not the predicted phases for the eclipses, more polarimetric data should be taken near phase 0.55 to investigate the cause of the odd polarimetric observations.

8.9.14 VSB 126 = NGC 2264 169

VSB 126 is within 0.2° of W 134. Its low and constant polarization, with an average of 0.15% at $\sim 70^\circ$ (see Fig. 8.13), could be interstellar in origin, although its position angle is very different from the average interstellar position angle from stars found in the Mathewson *et al.* (1978) catalog with similar distance modulus to VSB 126's and the average position angle of NGC 2264 members (Corporon *et al.*, in preparation). We conclude that its polarization is a sum of intrinsic and interstellar polarization.

8.9.15 NTTS 155808-2219 = ScoPMS 20

The binary has a projected separation of 0.048 AU (Jensen *et al.* 1996a), and there is a tertiary component (Mathieu, Walter, & Myers 1989; Walter *et al.* 1994). The radial velocity measurements exclude membership in the association (Walter *et al.* 1994). It has a rotation period of 4.30 d (Adams *et al.* 1998).

This star has an average polarization of 0.48% at a position angle of 138° (see Fig 8.14). Mathewson *et al.* (1978) list one star at 0.24° , with a polarization of about 0.3% at a position angle of about 120° . Eight other stars are within 2 and 3 degrees of the binary, with polarizations between 0.3 and 1.15%. The interstellar position angles of stars with similar distance modulus as for NTTS 155808-2219 have a peak at 40° and a smooth distribution between 100° and 180° . The star discussed in the next section, NTTS 155913-2233, is 0.35° from NTTS 155808-2219, and has a similar polarization, 0.48% at 124° . Since NTTS 155808-2219 is possibly variable and NTTS 155913-2233 possibly constant, we conclude that both stars show a polarization that is the sum of intrinsic and interstellar polarization, with the interstellar part maybe stronger.

This star's variability is based on only four observations, showing constant

polarization but one position angle well above the others.

8.9.16 NTTS 155913-2233 = ScoPMS 23

This star is a single-lined binary with a separation of 0.014 AU (Jensen *et al.* 1996a). A weak tertiary component was detected spectroscopically (Mathieu, Walter, & Myers 1989) and found to be at large distance from the binary since its effect on the velocities of the binary or the tertiary itself was not detected; it was later detected in a 2.2 μm speckle imaging survey, at a separation of 0.288 arcsec (or 45 AU at a distance of 160 pc) and position angle 347° (Ghez *et al.* 1993).

The fact that the secondary was not detected spectroscopically suggests that the luminosity ratio is 10:1 (Walter *et al.* 1994). The two stars of the spectroscopic binary are K5 and M5 stars; the third star is a K5. The mass ratio of the spectroscopic binary is 2.1 ± 0.24 (Prato & Simon 1996). It has a rotation period of 3.30 d (Adams, Walter & Wolk 1998).

There is no evidence for extended circumstellar material, either in low-dispersion spectroscopic or IR photometric data; there are no evidence for an associated disk, mass accretion or mass loss (Mathieu, Walter, & Myers 1989). Although it is young, with an age of 10^6 yr (Mathieu, Walter, & Myers 1989), it is a mature system, with a circular orbit and no evidence for circumstellar material.

NTTS 155913-2233 is about 0.35° from the previous star, and as discussed in the previous section, its polarization, 0.48% at 124° , is the sum of intrinsic and interstellar polarization, with the interstellar part maybe stronger.

Data is presented in Fig. 8.15 and 8.16. The first figure seems to show two different epochs, one from 1995 May to 1996 May and which show a peak in polarization at phase 0.3-0.4, and the second from 1997 April to 1997 June, with

a peak at phase 0.5-0.6. But the data from these two epochs do not show any more periodic variations than all of the data combined. The binned data may show low-amplitude periodic variations. The orbit is almost circular, but variations are not purely double-periodic.

8.9.17 NTTS 160814-1857 = HBC 630 = ScoPMS 44

Although it is identified as 'tt' in the HBC catalog, Walter (1986) identifies it as a NTTS; its H α line is in emission, with $W_\lambda = 0.6 \text{ \AA}$.

The projected separation of this single-lined spectroscopic binary is 0.19 AU (Jensen *et al.* 1996a). It is not found in the IRAS Point Source Catalog but there is a flat NIR excess that can be modeled with a hot M3 IV companion 3.7 mag fainter than the primary at V , although this is not a unique solution; the non spectroscopic detection of the secondary suggests luminosity ratio of 10:1 (Walter *et al.* 1994). According to Zakirov *et al.* (1993), brightness variations in V had an amplitude of 0.16 mag in 1991/1992, with a rotational period of 3.81 d; no eclipsing effect could be found.

Spectroscopic evidence argues against the presence of significant circumstellar material (Walter 1986).

Twelve stars are found in the Mathewson *et al.* (1978) catalog within 3° of this binary; with the exception of one situated at 2.4° and with a polarization of 2.0% at 147° , all the others show polarization levels between 0.1 and 1.5 %, below the average of NTTS 160814-1857, 1.9% at 117° . The interstellar position angles of stars with the same distance modulus show a peak at 40° , with a wider one at 120° . Since this binary is polarimetrically variable with an amplitude that may be as high as 0.25%, we conclude that the polarization is the sum of intrinsic and interstellar components, maybe equally strong.

Data is presented in Fig. 8.17. Variability is present, even if spectroscopic observations do not favor much CS material (Walter 1986). Although there are not many data, it is very well fitted by the theoretical sinusoidal curves. This is seldom the case; for example, GW Ori, for which we have 11 observations, does not show variations as well behaved as NTTS 160814-1857. With respect to the discussion regarding orbital inclination found from the BME model and the effects of too much noise in the data (see Sect. 8.10), it could be worthwhile to continue to observe this star as it may show less scatter than the others.

8.9.18 NTTS 160905-1859 = HBC 633 = ScoPMS 48

As for the previous star, it is identified as 'tt' in the HBC catalog but Walter (1986) identifies it as a NTTS; the $H\alpha$ line is seen in *absorption* with $W_\lambda = 0.6 \text{ \AA}$.

The projected separation of this single-lined spectroscopic binary is 0.015 AU (Jensen *et al.* 1996a). It is not found in the IRAS Point Source Catalog but the small excess in NIR (smaller than the one for NTTS 160814-1857), could be due to the companion, which would then be 4 mag fainter at V , although this is not a unique solution. Non-detection of the secondary in spectroscopic observations suggests a luminosity ratio of 10:1 (Walter et al 1994).

Spectroscopic evidence argues against the presence of significant circumstellar material (Walter 1986).

This star is 0.2° from the previous one. It has a slightly lower polarization average of 1.38% at 134° . It is possibly variable polarimetrically, with an amplitude of 0.20%. We conclude that some of its polarization is intrinsic, although its intrinsic polarization is probably lower than that of NTTS 160814-1857, with a interstellar component.

The aged derived, 7×10^6 yr, makes it one of the oldest WTTS (Mathieu, Walter, & Myers 1989). It is interesting to note that, although it is among the oldest PMS stars, it may be polarimetrically variable.

Data is presented in Fig. 8.18 to 8.22. The first figure shows all the data except two points that stand out from the bulk of the data. This star is variable but its data shows a lot of scatter. If we divide the data in different epochs of observations, we see periodic (or at least regular) behavior for a given epoch, but the behavior changes from one epoch to the other. Observations taken between 1997 April 2 and April 16 show smooth variations (see Fig. 8.19). During that period, the polarization was maximum at phase 0.1 and 0.7, whereas during the period from 1997 June 3 to July 11 (see Fig. 8.20), a maximum in polarization was seen at phase 0.3 and a minimum at phase 0.0; the period we used, 10.400 ± 0.002 d (Mathieu, Walter, & Myers 1989), is too well determined to allow shifts in phase, so a rearrangement must have occurred between the two sets of data, taken only 2 months apart. Fig. 8.22 is the same as Fig. 8.21 except that it includes data taken between 1998 April 27 and May 13. In this last figure, variations may not be as smooth as in Fig. 8.19; variations in position angles are almost single-periodic at the exception of one point near phase 0.45. These sets of data from different epochs might indicate changes in the CS/CB environment for this star, which render the accumulation of data over many years very noisy (compare the data for each epoch with Fig. 8.18).

8.9.19 Haro 1-14C = HBC 644

This binary has an average polarization of 1.08% at a position angle $\sim 32^\circ$ (see Fig. 8.23). No stars are found within 1° in the Mathewson *et al.* (1978) catalog. Eight stars are found between 2 and 3° of it, and six of them have high levels of polarization between 1.4% and 3.5%. Four stars have position angles between 50 and 60° . The average interstellar polarization angle of stars with the

same distance modulus is 37° . Since this star may be variable, we conclude that its polarization is interstellar with a smaller intrinsic component.

8.9.20 NTTS 162814-2427 = ROX 42 or ROX 42C

NTTS 162814-2427 is a triple system, with a companion discovered by Lee (1992), at 0.15 arcsec and position angle 135° (Ghez *et al.* 1993). The projected separation of the spectroscopic binary that has a mass ratio of 1.09 ± 0.07 (Lee *et al.* 1994) is 0.27 AU, while the third star is at 19.4 AU (Jensen *et al.* 1996a).

This star has one of the most eccentric orbits. It also has a small UV excess, a small NIR excess and a weak $H\alpha$ line with a P Cygni profile (Walter *et al.* 1994), which might indicate that there is more CS material than for other WTTS, but not enough to classify the star as CTTS. The shape of the $H\alpha$ emission line changes with time, sometimes showing inverse P Cygni profile, which might be an indication of accretion processes (Mathieu 1992) with low accretion rate.

The age derived from the position in the HR diagram gives 1×10^6 yr, which makes this binary one of the youngest yet found (Mathieu, Walter, & Myers 1989). Theoretical evolutionary models with different input physics have been investigated by Figueiredo (1997) who found that the observations for this binary is well fitted by a $1.10 M_\odot$ K4 primary, and a K5 $1.00 M_\odot$ secondary, both with an age of 3.7×10^6 yr.

NTTS 162814-2427 was not detected at $1100 \mu\text{m}$ (Skinner, Brown & Walter 1991), so an upper limit to the disk mass based on the 3σ upper value of the $1100 \mu\text{m}$ observations is $0.11 M_\odot$, although this star was observed under poor atmospheric conditions. There is a significant excess from the NIR up to $60 \mu\text{m}$, consistent with the presence of CB material (Walter *et al.* 1994)

Its SED is consistent with a CB disk in which the central region has been

cleared (Jensen & Mathieu 1997). Using theoretical masses derived from evolutionary tracks and spectroscopic observations, Jensen & Mathieu (1997) find and use an inclination of 71° . The semi-major axis is then 0.28 AU, and the dynamically cleared gap goes from 0.057 to 0.85 AU. No silicate feature appears near $10 \mu\text{m}$. The SED modeling shows that there is no requirement that the disk be optically thin. The dynamical gap fits the data better than a continuous disk. The best fit gap is similar to the dynamical gap predicted by theory; the best fit is for 0.047 AU to 0.40 AU. The dynamical hole does not reproduce well the observations. But the model does not take into account the presence of the third star; so it is possible that the stars do not have any CB/CS disks, and that the third star interact with the CB material.

The V magnitude varies up to 0.4 mag (Lee 1992 - reported by Jensen & Mathieu 1997). According to Zakirov *et al.* (1993), brightness variations in V had an amplitude of 0.32 mag in 1991/1992, with a rotational period of 9.32d; no eclipsing effect could be found. The similarity of the dynamical mass limits and the theoretical masses suggests that the inclination is small (Mathieu, Walter, & Myers 1989), but, as mentioned above, Jensen & Mathieu (1997) found an inclination of 71° .

This binary is at 0.5° of Haro 1-14C. Its high polarization (3.5% at 23°) and variability indicate a large intrinsic polarization. The closest star in Mathewson *et al.* (1978) 's catalog is at 0.6° , and has a low polarization of 0.4% at 90° . Seven stars are located between 1.3 and 3° ; six of which have polarizations between 1.4 and 3.5%. The star with 3.5% polarization has a position angle of 32° but is at 2.5° of NTTS 162814-2427. The average interstellar position angle of stars with a similar distance modulus is 38° , close but not equal to NTTS 162814-2427's value. The star discussed in the next section, NTTS 162819-2423S, has a polarization position angle close to NTTS 162814-2427's, 16° , so this might indicate a local (intra-cluster) origin to part of the polarization for these two stars. We conclude

that NTTS 162814-2427 has strong interstellar and intrinsic components (maybe 2.0-2.5% interstellar and 1.0-1.5% intrinsic).

The fact that the amplitude of the polarimetric variations is very large, up to 0.5% (see Fig. 8.24 and 8.25), which is higher than for the other WTTS we observed, may be supporting the indication that there is more CS material around NTTS 162814-2427 than for other WTTS. Alternatively, the high polarimetric variations may be due to the high eccentricity, or a favorable inclination. The binned data clearly shows a periodic variation in position angle. In position angle and in U , the observations are strongly dominated by single-periodic variations; this might be a direct consequence of the orbital eccentricity, which is equal to 0.48. Strong single-periodic variations are here a consequence of orbital eccentricity, since the mass ratio is near unity and in these cases, asymmetric CB envelopes do not produce single-periodic variations (Paper I).

8.9.21 NTTS 162819-2423S = ROX 43A

NTTS 162819-2423 is a quadruple system, with both components NTTS 162819-2423S (ROX 43A) and NTTS 162819-2423N (ROX 43B) themselves binary stars. The projected separation of the spectroscopic binary (south component) is 0.10 AU, the binary in the north component has a separation of 2 AU and both binary systems are separated by 600 AU (Jensen *et al.* 1996a).

NTTS 162819-2423N is about 1 mag fainter in V than the southern component (Mathieu, Walter, & Myers 1989) and $4''.8$ away Simon *et al.* (1995).

According to Zakirov *et al.* (1993), brightness variations in V had a small amplitude of 0.1 mag in 1991/1992, with a rotational period of roughly 3.2 d; no eclipsing effect could be found.

NTTS 162819-2423S was not detected at $1100 \mu\text{m}$ (Skinner, Brown & Walter

1991), so an upper limit to the disk mass based on the 3σ upper value of the 1100 μm observations is $0.12 M_{\odot}$, although this star was observed under poor atmospheric conditions.

There is a large NIR excess (Walter *et al.* 1994) suggesting the presence of dust somewhere in this system. Jensen & Mathieu (1997) argue that the excess emission at 60 μm suggests the presence of material outside of the binary orbit, in a CB disk. Its SED is consistent with a CB disk in which the central region has been cleared (Jensen & Mathieu 1997). With the mass function, inclinations lower than 22° would give a secondary mass higher than that of the primary, which is unlikely (Jensen & Mathieu 1997) so probably that $i > 22^{\circ}$. S has a prominent 10 μm silicate emission feature, which is reproduced with an optically thin inner disk. The continuous disk does not reproduce the observations well. A gap or hole fit the data, but neither do so perfectly (Jensen & Mathieu 1997)

This binary is also at 0.5° of Haro 1-14C, and at 0.1° of the previous star. It has a lower polarization than the last star, with 2.9% average polarization at 16° . Since it is polarimetrically variable (see Fig. 8.26), some of its polarization is intrinsic, but less so than NTTS 162814-2427, and it has a strong interstellar component (maybe 2.0-2.5% interstellar as the previous stars, and 0.5-1.0% intrinsic).

Since we used a $8''.2$ aperture hole, it is not impossible that some observations included more than just the southern binary. We have made some tests using different aperture holes and conclude that when the North and South component are included in the measurements, the polarization is higher by $\approx 0.2\%$. That may explain the chaotic polarimetric observations that show wild fluctuations in polarization; nonetheless, some of the variations can be attributed to the orbital motion of the southern component alone.

The fact that the position angle stays constant within $2-3^{\circ}$ even when the

polarization changes by a few tenths of a percent because the number of stars the measurements is not the same could mean that the CS/CB disks of the North and South components are parallel. This could have important meaning for the understanding of binary star formation since the North and South components are separated by 600 AU.

Future polarimetric observations should be made with much smaller aperture holes, making sure what is included in the measurement.

8.9.22 AK Sco = HBC 271 = HD 152404

It has a NIR excess more typical of CTTS, but its weak emission lines would make it a WTTS (Andersen *et al.* 1989), like W 134 (Padgett & Stapelfeldt 1994). The projected separation is 0.143 AU (Jensen *et al.* 1996a). Large photometric variations not correlated with the orbital motion are attributed to variable obscuration by CS dust condensations; the age is estimated to be 6×10^6 yr (Andersen *et al.* 1989).

The submm continuum emission must arise outside the binary orbit, in a CB disk (Jensen & Mathieu 1997). AK Sco does not show any evidence of a cleared region at the center of its CB disk (Jensen & Mathieu 1997), but a strong $10 \mu\text{m}$ dust feature suggest there is optically thin dust at the center of the CB disk. It is highly variable at optical and IR wavelengths, with no correlation with orbital period (see Jensen & Mathieu 1997). It could have optically thin material, but this is not an absolute necessity. The dynamically expected cleared gap can reproduce the observations, if it is filled with optically thin material to reproduce the silicate feature, but the gap is not absolutely necessary, because there is no evidence for a NIR deficit of emission (Jensen & Mathieu 1997).

A model matching spectroscopic and photometric observations yield an inclination of 63° (Andersen *et al.* 1989).

Its average polarization at 5250 Å is 1.0% at 133°. Its high amplitude polarimetric variations (0.7% to 1.5%) points to large intrinsic polarization level. No star is found within 1° of AK Sco, but there are 23 stars between 1 and 3°. About a third of those have levels of polarization above 1.0%. The closest star is at 1.1° and has a polarization of 1.1% at 115° position angle; it also has a high extinction of $A_v = 2.4$ mag (Mathewson *et al.* 1978), which could be local. The average interstellar position angle of stars with similar distance modulus is near 0°. We conclude that its polarization is mostly intrinsic, with a possible interstellar component. Bastien (1985) had found that AK Sco's polarization is in part intrinsic and in part interstellar.

Data taken during 12 consecutive nights show clear periodic variations, which also show some scatter (see Fig. 8.27), but less than many of the other binaries that were observed over longer periods of time. This might be an indication that observations gathered over a small interval of time will show less scatter and clearer periodic variations. Data taken by Serkowski (1969) over 450 days, or even by Drissen *et al.* (1989) over 40 days do not show the periodic variations seen in Fig. 8.27.

The strong amplitude of the P variations, of over 0.5%, is compatible with the fact that a cleared central region is not necessarily indicated by the spectral energy distribution; we have shown in Paper I that when scatterers are placed close to the stars, they produce more pronounced variations.

The observations show some single-periodic variations, which is compatible with the high eccentricity, $e = 0.47$. As in seen in Table 8.5, the single-periodic variations for Q and θ clearly dominate over the double-periodic ones, with factors of about 7 and 4 respectively.

Additional polarimetric observations taken in other wavelengths will be presented in a future paper.

8.9.23 EK Cep = HD 206821

EK Cep is an eclipsing binary star for which the light curve is very flat outside of the primary eclipse (within 1/100 of a magnitude) (Tomkin 1983). The primary is a $2.1 M_{\odot}$ ZAMS star, and the $1.12 M_{\odot}$ secondary has not yet settled on the MS (Tomkin 1983; Popper 1987). The present evidence points to a secondary that is an “old” PMS star (Padgett & Stapelfeldt 1994).

The average polarization of EK Cep is 0.17% at 69° . Only one star is found from the Mathewson *et al.* (1978) catalog, and it has a zero-polarization level. The interstellar position angle of stars with similar distance modulus is 20° . Since EK Cep shows polarimetric variability, we conclude that most of its polarization is intrinsic. EK Cep is unreddened (Popper 1987), which is another indication that its polarization is mainly intrinsic.

Although the photometry is very constant outside of the eclipses, the polarimetry shows variations. In addition to low amplitude periodic variations, large variations are seen during the primary eclipses (see Fig. 8.28 to 8.30).

Additional photometric and polarimetric observations taken in other wavelengths will be presented in a future paper.

8.9.24 MWC 1080 = HBC 318 = V628 Cas

MWC 1080 is a luminous HAeBe object with $4 \times 10^4 L_{\odot}$, and a strong wind (Henning *et al.* 1998). It is an eclipsing binary (Grankin *et al.* 1992; Shevchenko *et al.* 1994). There is third star 0.76 arcsec away, west of MWC 1080 (Leinert *et al.* 1994). There is a not very well collimated Herbig-Haro flow (Poetzels, Mundt & Ray 1992); the proposed outflow cavity has a position angle of $\sim 60^{\circ}$, close to the position angle of the polarization.

An 8.8 μm map by Deutsch *et al.* (1995) shows extended elliptical emission 4 arcsec or 4000 AU in diameter. At 100 μm , the emission is also extended (Di Francesco *et al.* 1994). There is a bipolar molecular outflow (Yoshida *et al.* 1991).

Hillenbrand *et al.* (1992) measured a polarization of 1.79% at 75° in a V filter, estimated the IS polarization to be 2.58% at 71° , so the intrinsic polarization of MWC 1080 would be 0.79%.

MWC 1080 is in a region where the position angles are well aligned at 73° , with a distribution of polarization values up to 5%, which indicates that the interstellar component is strong in this region. Its average polarization is 1.6% at 82° . Nine stars are found within 1° of MWC 1080. Two, at about half a degree, show polarization levels of 1.36% and 1.54%, with position angles of 62° and 63° , which might indicate that a great part of MWC 1080's polarization is interstellar. Since MWC 1080 show clear periodic variations, some of its polarization must be intrinsic, but its polarization is mostly interstellar, as was already proposed by Garrison & Anderson (1978) and Hillenbrand *et al.* 1992.

Fig. 8.31 presents all polarimetric data, where the ephemeris is taken from Grankin *et al.* (1992): $2445607.374 + 2.886926E$. This star also shows a few observations (4) that stand out from the rest of the data, and that were removed for the variability analysis and the fitting procedure. The following figure shows the binned data, where clear periodic variations are seen, but are not fitted well by the simple 1λ and 2λ sinusoidal curves. Adding 3λ and 4λ harmonics does a better job, but the fit is still not adequate. The primary eclipses occur at phase 0.0 where a minimum in polarization and a maximum in position angle are seen, and the secondary one, at phase 0.55 (Shevchenko *et al.* 1994) where a second peak in position angle could be situated.

The eccentricity for MWC 1080 is not known but is estimated to be between 0.2 and 0.5 (Grankin *et al.* 1992); the strength of double-periodic variations, which

have amplitudes between 1.4 and 2.5 times those of the single-periodic one, would favor an eccentricity nearer to 0.2 than to 0.5, but the polarimetric curves can not formally be inverted to find the orbital eccentricity.

Additional polarimetric observations taken in other wavelengths will be presented in a future paper.

8.10 Orbital inclination

The goal of these polarimetric observations was to determine the orbital inclinations of these pre-main-sequence binary stars, using the BME model. As we have demonstrated in Papers I and II, the BME model can still be used if the orbits are non-circular and the scatterers are spherical grains, within the limits we have presented in these papers, and even if the BME model, with its first and second harmonics only, does not reproduce exactly the variations of eccentric systems. Moreover, although the numerical simulations used to test the BME model do not reproduce the observations, in particular the amplitude of the variations which are smaller in the simulations, we will assume the BME analysis can be applied for some of the systems studied here.

One thing that should be carefully considered is the level of noise in the data, because too much noise prevents the BME model from finding the right orbital inclination. We have showed in Paper I that noise with a standard deviation of more than 10% of the amplitude of the polarimetric variations will prevent the BME model to find a reasonable estimate of the true inclination. Others have also shown that the quality of the data (number of data points, observational errors, amplitude of the polarimetric variations) can strongly influence the capability for the BME model to find a reasonable estimate of the orbital inclination.

Aspin *et al.* (1981) have studied what standard deviation is necessary to

determine the inclination to $\approx \pm 5^\circ$, with a 90% confidence level. They give approximate relation where the subscript o refers to the observations:

$$DQ = \frac{\sigma_o}{A_o \sqrt{N_o}} = \frac{\sigma_{nec}(i)}{A(i) \sqrt{N}}, \quad (8.19)$$

where σ_o is the observational error on the polarization, A_o is the polarimetric variability A of Eq. 8.14, N_o is the number of observations, $N = 40$ (the number of bins in the simulations by Aspin et al 1981). A very good quality set of observations will have a low value of DQ ; for the pre-main-sequence binaries, we present DQ values in Table 8.24, Column 2, based on our data. A value for $\sigma_{nec}(i)/A(i)$ is found. It then gives, by using the Table 1 in Aspin *et al.* (1981), the lowest possible inclination that can be determined from the observations with a $\pm 5^\circ$ accuracy at a significance of 10% (meaning that the true inclination has a probability of 90% to be in within 5° of the value returned by the BME model). If we apply this method to our sets of data, we find that the quality of our data does not allow us to find i to $\approx \pm 5^\circ$, with a 90% confidence level.

Wolinski & Dolan (1994) have also studied the confidence intervals for orbital parameters determined polarimetrically. They made Monte Carlo simulations of noisy polarimetric observations, but for a specific geometry not suitable for the stars studied in this present paper. As a function of a “figure of merit” γ

$$\gamma = \left(\frac{A}{\sigma_p} \right)^2 \left(\frac{N}{2} \right) \quad (8.20)$$

where σ_p is the standard deviation of the noise that was added to the data and N is the number of observations, confidence intervals for i are given graphically. We have calculated figures of merit for some binary young stars, using the observational error $\sigma(P)$ instead of σ_p used by Wolinski & Dolan; these values for γ are presented in Column 3 of Table 8.24. It is again seen that the quality of the data is not very good, mostly because the amplitude A is rather low (between 0.02 and 0.10% in general).

In relation with our own studies of the effects of noise on the BME results, we

have calculated the noise for the Stokes parameters Q and U , using the variance of the fit and the amplitude of the polarimetric variations; these amplitudes are computed from the maximum and minimum values of the observations, and not those of the fit. These calculations are presented in Columns 4 and 5 of Table 8.24, where levels of noise below 10% are seen to be rare. Once again, this analysis shows that the polarimetric observations of pre-main-sequence stars are not of “very good quality”, not because of instrumental or observational problems, but because non-periodic stochastic polarization variations and low amplitude periodic variations make the data rather noisy, hiding the periodic polarimetric variations that most probably exist. One of the stars for which the polarimetric variations are very clear is AK Sco. This star is the only one for which the data was obtained within a few (12) consecutive nights. All the other stars were observed over periods of time of 3-5 years. For these, non periodic polarimetric events, or changes in the circumstellar environment from epoch to epoch, mask the periodic variations and introduce too much noise. Further observations of these stars should be obtained at a site offering many consecutive clear nights in order to cover in one shot the whole orbital period.

Assuming the BME model can be used to analyze the polarimetric variations of binary young stars, we have added in the same Table the results of the BME analysis for the orbital inclination, sometimes choosing only the result from the second- or first-order coefficients because of the known value for the eccentricity. Most of the inclinations are near 90° , which can not be real. This is compatible with the above discussion on the effects of the stochastic noise on the inclination analysis, and does not necessarily mean that the BME analysis can not be used for these systems.

8.11 Orientation of the orbital plane and moments of the distribution of the scatterers

In addition to the orbital inclination, the BME model returns Ω , the orientation of the orbital plane with respect to the plane of the sky, and moments of the distribution of the scatterers, which are used to measure the asymmetry with respect to the orbital plane ($\tau_0 G$), and the degree of concentration towards the orbital plane ($\tau_0 H$). It is generally expected that the distribution will be symmetric and concentrated in the orbital plane, so $\tau_0 H > \tau_0 G$. In Table 8.25, we present the values of Ω , $\tau_0 H$, $\tau_0 G$, and the ratio $\tau_0 H/\tau_0 G$.

If the circumbinary disks of these binaries can be imaged (with interferometric or adaptive optics techniques), their orientation should be similar to Ω , although the orbits are not necessarily coplanar with the disks or envelopes. For the multiple systems where the position angle of the tertiary is known, some have Ω values similar to the position angle of the third star (LkCa 3 and NTTS 155913-2233) while others do not (NTTS162814-2427 and MWC 1080).

The values for $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$ are similar to those we have found in numerical simulations (Paper I), and to the observed values for other types of binaries (Bastien 1988, Koch *et al.* 1989). In particular, $\tau_0 H > \tau_0 G$ as expected (except maybe for NTTS 162814-2427), with ratios approximately from 1.0 to 4.0. The star with the highest values for both $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$ is AK Sco, with $\tau_0 G$ and $\tau_0 H \approx 10^{-3}$. It is interesting to note that this star has clear evidence for a CB disk whose central region is not necessarily totally empty. GW Ori, NTTS 162814-2427 and NTTS 162819-2423S, which also have massive CB disks but with central holes, have $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$ values typical of the other binaries.

8.12 Discussion

We have presented for the first time polarimetric observations of pre-main-sequence stars in mostly short-period binary systems.

The majority of these stars are polarimetrically variable, as are single young stars. Polarization and polarimetric variability are not restricted to CTTS stars which are known to present various indications for the presence of circumstellar material; in fact, most of our targets were WTTS, for which it is believed that the circumstellar environment is relatively free of circumstellar material. In particular, V826 Tau and NTTS 160814-1857 do not show spectroscopic evidences for CS material, but clearly have variable polarization. So polarimetric observations are probably a more sensitive method than spectroscopic or photometric ones to find circumstellar dust in these systems.

The statistical tests used here to determine if the polarimetric observations show signs of variability do not take into account very low amplitude variations, even if they are periodic and systematic. For example, LkCa 3 and Par 2494 were classified as constant in polarization, but in fact these two binaries do show periodic variations in position angle. For Par 2494, these periodic low amplitude variations clearly appear in binned data. In many other cases, like for Par 1540 and NTTS 155913-2233, binning has also allowed us to find low amplitude periodic polarimetric variations.

In general, the periodic polarimetric variations are less clear and pronounced than for other types of binaries studied before (like hot stars in binary systems). This could be due to the nature of the scatterers and/or the geometry; numerical simulations presented in Papers I and II have shown that dust grains produce less polarimetric variations than electrons, and circumbinary envelopes being less asymmetric than a single CS disk also produce less variations.

Non-periodic stochastic variations (caused by variable accretion, flares, etc.) or transient periodic phenomenon (spots, etc.) could also mask in many cases the low amplitude periodic variations. In fact, the binaries that do show periodic variations also have a lot of scatter about the mean polarimetric curves. Some binaries even have observations well below or above the mean of the polarization or position angle, a sign that non-periodic events can drastically modify the polarimetric properties of a system.

Eclipses also produce rapid changes in the polarization, like in the known eclipsing binary EK Cep, and maybe also for W 134, which should be observed further to confirm this hypothesis.

Modifications in the environment of binary young stars can produce different periodic behaviors of the polarization between one epoch and another. Two such examples are NTTS 155913-2233 and NTTS 160905-1859. For the first binary, the polarization had maximum values at two different orbital phases for two different years of observation. More strikingly, NTTS 160905-1859 has shown after two months different polarization curves, with maxima and minima not occurring at the same orbital phases. When all the observations are combined together, the data are very noisy and no periodicity is seen. If events can cause important changes in the polarization curves, it is then essential to obtain the data within a short time interval ($\approx 10 - 30$ days) so that stochastic variations do not introduce too much scatter.

This can be illustrated with AK Sco for which data were obtained within 12 days. The observations show strong and clear polarimetric variations, but data obtained over many weeks or years do not show any periodic variations.

Some characteristics of the polarimetric curves produced by the numerical simulations we have presented in Papers I and II were found in the observations. We have shown that non-zero orbital eccentricities introduce single-periodic varia-

tions superimposed on the double-periodic ones. These single-periodic variations were clearly seen in two high-eccentricity systems ($e \sim 0.47$): NTTS 162814-2427 and AK Sco. These two systems also presented high amplitude polarimetric variations (0.5 % and more) which could be a consequence of NTTS 162814-2427 having more matter than its classification implies, and AK Sco's CB disk not necessarily having a central clearing. Simulations have shown that scatterers placed close to the stars produce higher amplitude variations than when the scatterers are located farther away.

Finally, the Herbig Ae/Be star we have observed also shows periodic variations accompanied by stochastic noise.

The goal of these polarimetric observations was to obtain the orbital inclination from the periodic variations, using the BME model, which was shown to work for Mie scattering and eccentric orbits. An evaluation of the level of stochastic noise present in the data indicates it is too high for the vast majority of the stars we observed to find the orbital inclination. One way to circumvent this problem is to obtain, as exposed earlier, data in a short time interval instead of accumulating data over many years.

Future work should pursue numerical simulations in order to reproduce the amplitude of the polarimetric variations and study the effects of other geometries (one or two CS disks accompanied or not by a CB disk), non-uniform spatial distributions, and realistic mixture of grain type and size on the polarimetric curves. Various geometries could be used to investigate the significance of the moments $\tau_0 G$ and $\tau_0 H$.

We would like to thank V. Grinin and A. Rostopshina for taking additional V polarimetry measurements for EK Cep. N. M. would like to thank the directors of the mont Mégantic Observatory for granting generous time over many years. The technical support from the technicians of the observatory, B. Malenfant, G.

Turcotte and F. Urbain is duly acknowledged.

N.M. would like to thank the Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie of Canada, the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche of the province of Québec, the Faculté des Etudes Supérieures and the Département de physique of Université de Montréal for scholarships, and P. B. for financial support. We would like to thank the Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie of Canada for supporting this research.

N. Manset is Guest User, Canadian Astronomy Data Centre, which is operated by the National Research Council, Herzberg Institute of Astrophysics, Dominion Astrophysical Observatory.

REFERENCES

- Adams, N. R., Walter, F. M., & Wolk, S. J. 1998, *AJ*, 116, 237
- Andersen J., Lindgren, H., Hazen, M. L., & Mayor, M. 1989, *A&A*, 219, 142
- Artymowicz, P., & Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
- Artymowicz, P., & Lubow, S. H. 1996, *ApJ*, 467, 77
- Aspin, C., Simmons, J. F. L., & Brown, J. C. 1981, *MNRAS*, 194, 283
- Basri, G., & Batalha, C. 1990, *ApJ*, 363, 654
- Bastien, P. 1982, *A&AS*, 48, 153
- Bastien, P. 1985, *ApJS*, 59, 277
- Bastien, P. 1996, in *Polarimetry in the Interstellar Medium*, ASP Conf. Series vol. 97, edited by W. G. Roberge and D. C. B. Whittet, 297
- Bastien, P., Drissen, L., Ménard, F., Moffat, A. F. J., Robert, C., & St-Louis, N. 1988, *AJ*, 95, 900
- Bertout, C. 1989, *ARA&A*, 27, 351
- Bouvier, J., & Bertout, C. 1989, *A&A*, 211, 99
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernández, M., Martín, E. L., & Matthews, J. M. 1993, *A&A*, 272, 176
- Breger, M. 1974, *ApJ*, 188, 53
- Breger, M. 1976, *ApJ*, 204, 789

- Breger, M., Gehrz, R. D., & Hackwell, J. A. 1981, *ApJ*, 248, 963
- Brooks, A., Clarke, D., & McGale, P. A. 1994, *Vistas in Astronomy*, 38, 377
- Brown, J. C., Mclean, I. S., & Emslie, A. G. 1978, *A&A*, 68, 415
- Catala, C. 1989, in *Low Mass Star Formation and Pre-Main-Sequence Evolution*, ESO Conf. Proc. 33, edited by B. Reipurth, 471
- Chen, H., Myers, P. C., Ladd, E. F., & Wood, D. O. S. 1995, *ApJ*, 445, 377
- Clarke, D., & Naghizadeh-Khouei, J. 1994, *AJ*, 108, 687
- D'Antona, F., Mazzitelli, I. 1994, *ApJSuppl. Series*, 90, 467
- Deutsch, L. K., Hora, J. L., Butner, H. M., Hoffman, W. F., & Fazio, G. G. 1995, *Ap&SS*, 224, 89
- Di Francesco, J., Evans, N. J., Harvey, P. M., Mundy, L. G., & Butner, H. M. 1994, *ApJ*, 432, 710
- Drissen, L., Bastien, P., & St-Louis, N. 1989, *AJ*, 97, 814
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., Prato, L., Simon, M., Schuster, K., & Ménard, F. 1996, *A&A*, 309, 493
- Feigelson, E. D., Welty, A. D., Imhoff, C. L., Hall, J. C., Etzel, P. B., Phillips, R. B., & Lonsdale, C. J. 1994, *ApJ*, 432, 373
- Figueiredo, J. 1997, *A&A*, 318, 783
- Forestini, M. 1994, *A&A*, 285, 473
- Garrison L. M., & Anderson C. M. 1978, *ApJ*, 221, 601
- Ghez, A., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1993, *AJ*, 106, 2005
- Grankin, K. N. 1993, *IAU Information Bulletin on Variable stars*, no 3823

- Grankin, K. N., Shevchenko, V. S., Chernyshev, A. V., Ibragimov, M. A., Kondratiev, W. B., Melnikov, S. Yu., & Yabukov, S. D. 1992, IAU Information Bulletin on Variable stars, no 3747
- Hartmann, L., Jones, B. F., Stauffer, J. R., & Kenyon, S. J. 1991, AJ, 101, 1050
- Henning, Th., Burkert, A., Launhardt, R., Leinert, Ch., & Stecklum, B. 1998, A&A, 336, 565
- Herbig, G. H. & Bell, K. R. 1988, Lick Obs. Bull. 1111, 1
- Herbst, W. 1989, AJ, 98, 2268
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, ApJ, 397, 613
- Hough, J. H., Bailey, J., Cunningham, E. C., McCall, A., & Axon, D. J. 1981, MNRAS, 195, 429
- Jensen, E. L. N., & Mathieu, R. D. 1997, AJ, 114, 301
- Jensen, E. L., Mathieu, R. D., & Fuller, G. A. 1994, ApJ, 429, 29
- Jensen, E. L., Mathieu, R. D., & Fuller, G. A. 1996a, ApJ, 458, 312
- Jensen, E. L., Koerner, D. W., & Mathieu, R. D. 1996b, AJ, 111, 2431
- Jones, B. F., Walker, M. F. 1988, AJ, 95, 1755
- Koch, R. H., Elias, N. M., Corcoran, M. F., & Holenstein, B. D. 1989, Space Science Reviews, 50, 63
- Koch, R. H., Perry, P. M., & Kilambi, G. C. 1994, IAU Information Bulletin on Variable stars, no 4032
- Lee, C. W. 1992, Ph.D. thesis, University of Wisconsin
- Lee, C. W., Martín, E. L., & Mathieu, R. D. 1994, AJ, 108, 1445

Leinert, Ch., Zinnecker, H., Weitzel, N., Christou, J., Ridgway, S. T., Jameson, R., Haas, M., & Lenzen, R. 1993, *A&A*, 278, 129

Leinert, Ch., Richichi, A., Weitzel, N., & Haas, M. 1994, in *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ASP Conf. Series, 62, edited by P. S. Thé, M. R. Perez and P. J. van den Heuvel, p. 155

Levreault, R. M. 1988, *ApJ*, 330, 897

Manset, N. 1999, Ph.D. thesis, Université de Montréal

Manset, N., & Bastien, P. 1995, *PASP*, 107, 483

Manset, N., & Bastien, P. 1999a, Polarimetric variations of binary stars. I. Numerical simulations for circular and eccentric binaries in Thomson scattering envelopes, to be submitted to *AJ* (Paper I)

Manset, N., & Bastien, P. 1999b, Polarimetric variations of binary stars. II. Numerical simulations for circular and eccentric binaries in Mie scattering envelopes, to be submitted to *AJ* (Paper II)

Marshall, L. A., & Mathieu, R. D. 1988, *AJ*, 96, 1956

Mathewson, D. S., Ford, V. I., Klare, G., Neckel, TH., & Krautter, J. 1978, *BICDS*, 14, 115

Mathieu, R. D. 1992, *Evolutionary Processes in Interacting Binaries*, edited by Y. Kondo, pp. 21-30

Mathieu, R. D. 1994, *ARA&A*, 32, 465

Mathieu, R. D., Walter, F. M., & Myers, P. C. 1989, *AJ*, 98, 987

Mathieu, R. D., Adams, F. C., & Latham, D. W. 1991, *AJ*, 101, 2184

Mathieu, R. D., Martin, E. L., & Maguzzu, A. 1996, *BAAS*, 188, 6005

- Mathieu, R. D., Adams, F. C., Fuller, G. A., & Jensen, E. L. 1993, BAAS, 182, 62.20
- Mathieu, R. D., Adams, F. C., Fuller, G. A., Jensen, E. L. N., Koerner, D. W., & Sargent, A. I. 1995, AJ, 109, 2655
- Mathieu, R. D., Stassun, K., Basri, G., Jensen, E. L., Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., & Hartmann, L. W. 1997, AJ, 113, 1841
- Ménard, F., & Bastien, P. 1992, AJ, 103, 564
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Ž., Vinković, D., & Elitzur, M. 1999, to be published in ApJ
- Mundt, R. Wlater, F. M., Feigelson, E. D., Finkenzeller, U., Herbig, G. H., & Odell, A. P. 1983, ApJ, 269, 229
- Padgett, D. L., & Stapelfeldt, K. R. 1994, AJ, 107, 720
- Poetzels, R., Mundt, R., & Ray, T. P. 1992, A&A, 262, 229
- Popper D. M. 1987, ApJ, 313, 81
- Prato, L., & Simon, M. 1996, BAAS, 189, 4907
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1997, Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing, 2d edition (Cambridge University Press, Cambridge)
- Reipurth, B., Lindgren, H., Nordstrom, B., & Mayor, M. 1990, A&A, 235, 197
- Robert, C., Moffat, A. F. J., Bastien, P., St-Louis, N., & Drissen, L. 1990, ApJ, 359, 211
- Robert, C., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Lamontagne, R., Seggewiss, W., *et al.* 1992, ApJ, 397, 277

- Rudy, R. J., & Kemp, J. C. 1978, *ApJ*, 221, 200
- Rydgren, A. E., & Vrba, F. J. 1983a, *AJ*88, 1017
- Rydgren A. E., & Vrba, F. J. 1983b, *ApJ*, 267, 191
- Schneeberger, T. J., Worden, S. P., & Wilkerson, M. S. 1979, *ApJS*, 41, 369
- Shevchenko, V. S., Grankin, K. N., Ibragimov, M. A., & Melnikov, S. Yu. 1992, *IAU Information Bulletin on Variable stars*, no 3746
- Shevchenko, V. S., Grankin, K. N., Ibragimov, M. A., Kondratiev, V. B., Melnikov, S. Yu., Petrov, P. P., Shcherbakov, V. A., & Vitrichenko, E. A. 1994, *ASP Conf. Series*, 62, 43
- Serkowski, K. 1958, *Acta Astronomica*, 8, 135
- Serkowski, K. 1969, *ApJ*, 156, 55
- Serkowski, K. 1974, in *Planets, Stars, and Nebulae Studied with Photopolarimetry*, *IAU Coll. 23*, edited by T. Gehrels, (University of Arizona Press), p.135
- Simon, M., & Prato, L. 1995, *ApJ*, 450, 824
- Simon, M., Ghez, A. M., & Leinert, Ch. 1993, *ApJ*, 308, 33
- Skinner, S. L., Brown, A., & Walter, F. M. 1991, *AJ*, 102, 1742
- Stassun, K., Mathieu, R. D., Basri, G., Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A. Jensen, E. L., & Hartmann, L. W. 1996 *BAAS*188, 4006
- Stellingwerf, R. F. 1978, *ApJ*, 224, 953
- Tomkin, J. 1983, *ApJ*, 271, 717
- Topping, J. 1972, *Errors of Observation and their Treatment* (Chapman and Hall, London)

- Vrba, F. J., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1976, *AJ*, 81, 958
- Weaver, W. B., & Jones, G. 1992, *ApJS*, 78, 239
- Walter, F. M. 1986, *ApJ*, 306, 573
- Walter, F. M., Brown, A., Mathieu, R. D., Myers, P. C., & Vrba, F. J. 1988, *AJ*, 96, 297
- Walter, F. M., Vrba, F. J., Mathieu, R. D., Brown, A., & Myers, P. C. 1994, *AJ*, 107, 692
- Welty, A. D. 1995, *AJ*, 110, 776
- Wolinski, K. G., & Dolan, J. F. 1994, *MNRAS*, 267, 5
- Wolk, S. J., & Walter, F. M. 1996, *AJ*, 111, 2066
- Yoshida, S., Kogure, T., Nakano, M., Tatematsu, K., & Wiramihardja, S. 1991, *PASJ*, 43, 363
- Young, A. 1978, *PASP*, 90, 144
- Zakirov, M. M., Azimov, A. A., & Grankin, K. N. 1993, *IAU Information Bulletin on Variable stars*, no 3898

Table 8.1. Identification, coordinates, and location of the sample of binary young stars.

Star	HBC	Other names	α	δ	Equinox	Ref.	Location
V773 Tau	367	HD 283447	04 14 13	+28 12 12	2000.0	1	Tau-Aur L1495
LkCa 3	368		04 14 48	+27 52 35	2000.0	1	Tau-Aur L1495
V826 Tau	400	TAP 43, FK 1	04 32 15	+18 01 42	2000.0	1	Tau-Aur L1551
UZ Tau E/W	52	CoKu UZ Tau f	04 32 43	+25 52 31	2000.0	1	Tau-Aur B217
DQ Tau	72	IRAS 04439+1654	04 46 52	+16 59 54	2000.0	1	Tau-Aur L1558
NTTS 045251+3016	427	TAP 57, V397 Aur	04 56 02	+30 21 03	2000.0	1	Tau-Aur L1517
GW Ori	85	HD 244138, BD +11 819	05 29 08	+11 52 13	2000.0	1	λ Asso c. B225

Table 8.1. Continued

Star	HBC	Other names	α	δ	Equinox	Ref.	Location
Par 1540	447	NGC 1977 334	05 34 41	-05 24 36	2000.0	1	Trapezium
Par 2486		NGC 1977 1060, BD -05 1340	05 37 10	-05 10 36	2000.0	1	Trapezium
Ori 429			05 34 41	-02 33 54	1950.0	2	
Par 2494	487	NGC 1977 1069, BD -06 1258	05 37 09	-06 06 12	2000.0	1	Trapezium
Ori 569			05 44 29	-00 10 30	1950.0	2	L1630 (M78)
W 134	536	NGC 2264 134, VAS 92, VSB 92	06 40 59	+09 55 20	2000.0	1	NGC 2264
VSB 126		NGC 2264 169, NGC 2264 VAS 126	06 41 08	+09 44 03	2000.0	1	NGC 2264

Table 8.1. Continued

Star	HBC	Other names	α	δ	Equinox	Ref.	Location
NTTS 155808-2219		ScoPMS 20	16 01 06	-22 27 00	2000.0	1	Upper Sco
NTTS 155913-2233		ScoPMS 23	16 02 11	-22 41 28	2000.0	1	Upper Sco
NTTS 160814-1857	630	ScoPMS 44, Wa OPH 1, V1000 Sco	16 11 09	-19 04 46	2000.0	1	Upper Sco (B40)
NTTS 160905-1859	633	ScoPMS 48, Wa OPH 2, V1001 Sco	16 11 59	-19 06 53	2000.0	1	Upper Sco (B40)
Haro 1-14C	644		16 31 05	-24 04 40	2000.0	1	ρ Oph B42
NTTS 162814-2427		ROX 42	16 31 16	-24 34 01	2000.0	1	ρ Oph B42
NTTS 162819-2423S		ROX 43A	16 31 20	-24 30 04	2000.0	1	ρ Oph B42

Table 8.1. Continued

Star	HBC	Other names	α	δ	Equinox	Ref.	Location
AK Sco	271	HD 152404, IRAS 16514-3648	16 54 45	-36 53 19	2000.0	1	Upper Sco
EK Cep		HD 206821, BD +69 1191, SAO 19585	21 41 22	+69 41 34	2000.0	1	isolated
MWC 1080	317	V628 Cas, IRAS 23152+6034	23 17 26	+60 50 43	2000.0	1	isolated

Note. — The HBC numbers come from the Herbig and Bell Catalog (Herbig & Bell 1988). The locations within the Tau-Aur region come from Lienert *et al.* 1993; Ori 569: Vrba *et al.* 1976.

References. — (1) SIMBAD; (2) F. Walter, private communication.

Table 8.2. Spectroscopic and orbital information for the sample binary stars.

Star	Sp. Type	Ref.	TTS	Ref.	sgl/ dbl	Ref.	Period	Ecc.	Ref.	Inc.	Ref.	Dist.	Ref.
							d			°		pc	
V773 Tau (3?)	K3 V(Li)	1	WT	1	dbl	3	51.075	0.267	3	$\gtrsim 66$	3	170	3
LkCa 3 (3)	M1 V(Li)	1			sgl	3	12.941	0.20	2			140	3
V826 Tau (2)	K5-K7 + K5-K7	7	WT	1	dbl	3	3.88776	0.0	2	7-13	8, 9	160	3
UZ Tau E (2)	M1,3:V(Li)	1	CT	1	sgl	11	19.1	0.28	11			140	
DQ Tau	M0,1 V(Li)	1	CT	1	dbl	10	15.8	0.58	10				
NTTS 045251+3016	K7(Li)	1	WT	1	sgl	17	2530	0.48	2				
GW Ori (3)	G5 (Li)	1	CT	1	sgl	19	241.9	0.04	2	15-90		400	19

Table 8.2. Continued

Star	Sp. Type	Ref.	TTS	Ref.	sgl/ dbl	Ref.	Period	Ecc.	Ref.	Inc.	Ref.	Dist.	Ref.
							d					pc	
Par 1540 (2)	K4-K5	7	WT	7	dbl	6	33.73	0.12	2			470	18
Par 2486 (2)					dbl	2	5.1882	0.161	2			470	
Ori 429 (2)	K3 +	7	WT	7	dbl	7	7.46	0.27	2			470	7
	K3-K5												
Par 2494 (2)	K0 IV(Li)	1			dbl		19.4815	0.262	2			470	
Ori 569 (3)	K4-K5 +	7	WT	7	dbl	7	4.25	0.0	2			470	7
	K4-K5												
W 134 (2)	G5 V	1			dbl		6.3532	<0.01	4	46, 63	4	700	
VSB 126 (2)					sgl	2	12.924	0.18	2			700	

Table 8.2. Continued

Star	Sp. Type	Ref.	TTS	Ref.	sgl/ dbl	Ref.	Period	Ecc.	Ref.	Inc.	Ref.	Dist.	Ref.
							d					pc	
NTTS 155808-2219 (3)					dbl	12	16.925	0.10	2				
NTTS 155913-2233 (3)	K5 IV	13	WT	12	sgl	2	2.42378	0.024	12			160	
NTTS 160814-1857 (2)	K2 IV + M2-M3	13	WT	14	sgl	12	144.7	0.26	2			150	14
NTTS 160905-1859 (2)	K0 IV + M3 IV	13	WT	14	sgl	12	10.400	0.17	2			150	14
Haro 1-14C (2)	K3	1			sgl	2	591	0.62	2			125	
NTTS 162814-2427 (3)	K4-K5	7	WT	7	dbl	12	35.95	0.48	2	≈ 71	15	125	12
NTTS 162819-2423S (2)	G8	12	WT	12	sgl	12	89.1	0.41	2	~ 60	15	125	

Table 8.2. Continued

Star	Sp. Type	Ref.	TTS	Ref.	sgl/ dbl	Ref.	Period	Ecc.	Ref.	Inc.	Ref.	Dist.	Ref.
							d					pc	
AK Sco(2)	F5e V(Li)	1	CT	1	sgl	2	13.6093	0.469	2	≈ 63	15	160	
EK Cep (2)	A1.5 V +	16	ZAMS +	5	dbl	5	4.427822	0.109	2	≈ 90	5	150	16
	F V	5	PMS										

Note. — The numbers in parenthesis after each object indicates the number of stars in each system.

References. — (1) Herbig & Bell 1988 (HBC catalog) and references cited; (2) Mathieu 1994 and references cited; (3) Welty 1995; (4) Padgett & Stapelfeldt 1994; (5) Tomkin 1983; (6) Marshall & Mathieu 1988; (7) Lee, Martín, & Mathieu 1994; (8) Reipurth *et al.* 1990; (9) Mundt 1983; (10) Stassun *et al.* 1996; (11) Mathieu, Martín, & Maguzzo 1996

Table 8.2. Continued

Star	Sp. Type	Ref.	TTS	Ref.	sgl/ dbl	Ref.	Period d	Ecc.	Ref.	Inc.	Ref.	Dist. pc	Ref.
MWC 1080 (3)	B0?eq	1	HAeBe				2.88	0.2-0.5	22	≈ 90	22	1000-2200	20,21

References. — (12) Mathieu, Walter, & Myers 1989; (13) Walter *et al.* 1994; (14) Walter 1986; (15) Jensen & Mathieu 1997; (16) Popper 1987; (17) Walter *et al.* 1988; (18) Jones & Walker 1988; (19) Mathieu, Adams, & Latham 1991; (20) Hillenbrand, Strom, Vrba, & Keene 1992; (21) Levreault, R. M. 1988; (22) Grankin *et al.* 1992

Table 8.3. Results of the variability tests.

Star	N_{obs}		σ_{sample}	σ_{mean}	$Z \pm \sigma Z$	$P\chi^2$	
						1σ	1.5σ
V773 Tau	6	Q	0.0912	0.0122	3.36 0.32	1.00	1.00
		U	0.0777	0.0122	2.60 0.32	1.00	0.97
LkCa 3	12	Q	0.0314	0.0090	0.95 0.21	0.45	0.04
		U	0.0277	0.0090	0.84 0.21	0.27	0.02
V826 Tau	11	Q	0.0659	0.0104	1.69 0.22	0.99	0.76
		U	0.0753	0.0104	2.05 0.22	1.00	0.95
UZ Tau E/W	2	Q	0.8147	0.0274	21.03 0.71	1.00	1.00
		U	0.3819	0.0274	9.86 0.71	1.00	1.00
NTTS 045251+3016	3	Q	0.0399	0.0281	0.68 0.50	0.29	0.14
		U	0.0573	0.0281	1.10 0.50	0.70	0.42
GW Ori	11	Q	0.1119	0.0077	4.47 0.22	1.00	1.00
		U	0.0901	0.0077	3.04 0.22	1.00	1.00
Par 1540	19	Q	0.0529	0.0078	1.34 0.17	0.98	0.28
		U	0.0564	0.0078	1.39 0.17	0.99	0.38
Par 2486	6	Q	0.0378	0.0136	0.99 0.32	0.58	0.18
		U	0.0694	0.0136	1.88 0.32	0.99	0.84
Ori 429	5	Q	0.0776	0.0242	1.27 0.35	0.83	0.42
		U	0.0506	0.0242	0.92 0.35	0.48	0.15
Par 2494	29	Q	0.0342	0.0059	1.01 0.13	0.56	0.01
		U	0.0386	0.0059	1.17 0.13	0.90	0.05
Ori 569	4	Q	0.0800	0.0407	1.01 0.41	0.61	0.28
		U	0.2331	0.0407	2.47 0.41	1.00	0.95

Table 8.3. Continued

Star	N_{obs}		σ_{sample}	σ_{mean}	$Z \pm \sigma Z$	$P\chi^2$	
						1σ	1.5σ
W 134	11	<i>Q</i>	0.0706	0.0162	0.81 0.22	0.18	0.01
		<i>U</i>	0.1483	0.0162	2.13 0.22	1.00	0.97
VSB 126	6	<i>Q</i>	0.0790	0.0345	0.88 0.32	0.40	0.10
		<i>U</i>	0.0994	0.0345	1.29 0.32	0.86	0.41
NTTS 155808-2219	4	<i>Q</i>	0.1531	0.0350	2.35 0.41	1.00	0.94
		<i>U</i>	0.0539	0.0350	0.76 0.41	0.34	0.13
NTTS 155913-2233	36	<i>Q</i>	0.0597	0.0059	1.42 0.12	1.00	0.35
		<i>U</i>	0.0433	0.0059	1.09 0.12	0.78	0.01
NTTS 160814-1857	9	<i>Q</i>	0.0956	0.0165	1.52 0.25	0.98	0.59
		<i>U</i>	0.1040	0.0165	2.37 0.25	1.00	0.99
NTTS 160905-1859	34	<i>Q</i>	0.0478	0.0070	1.15 0.12	0.89	0.03
		<i>U</i>	0.0520	0.0070	1.32 0.12	0.99	0.18
Haro 1-14C	5	<i>Q</i>	0.2400	0.0265	2.29 0.35	0.88	0.48
		<i>U</i>	0.9109	0.0265	8.98 0.35	1.00	1.00
NTTS 162814-2427	22	<i>Q</i>	0.1055	0.0097	1.91 0.15	1.00	0.96
		<i>U</i>	0.2287	0.0097	3.34 0.15	1.00	1.00
NTTS 162819-2423S	17	<i>Q</i>	0.2430	0.0099	4.55 0.18	1.00	1.00
		<i>U</i>	0.2527	0.0099	6.52 0.18	1.00	1.00
AK Sco	27	<i>Q</i>	0.1783	0.0169	1.94 0.14	1.00	0.98
		<i>U</i>	0.2481	0.0169	3.01 0.14	1.00	1.00
EK Cep	36	<i>Q</i>	0.0389	0.0037	1.64 0.12	1.00	0.80
		<i>U</i>	0.0381	0.0037	1.54 0.12	1.00	0.56
MWC 1080	60	<i>Q</i>	0.1013	0.0035	3.30 0.09	1.00	1.00
		<i>U</i>	0.0917	0.0035	3.32 0.09	1.00	1.00

Table 8.4. Classification of the observed pre-main-sequence binary stars, according to their variability.

Binary young stars	
Variable	V773 Tau (6), V826 Tau (11), UZ Tau E (2), GW Ori (11) Par 1540 ² (19), W 134 (11), NTTS 160814-1857 (9) NTTS 162819-2423S (17), NTTS 162814-2427 ² (22) EK Cep ¹ (36)MWC 1080 ² (60), AK Sco (27)
Possibly variable	Par 2486 (6), Ori 569 (4) NTTS 155808-2219 (4) NTTS 160905-1859 ² (34), Haro 1-14C (5)
Possibly constant	NTTS 155913-2233 ² (36)
Constant	LkCa 3 (12), NTTS 045251+3016 (3), Ori 429 (5) Par 2494 ² (29), VSB 126 (6)

¹For EK Cep, the variability is based on observations taken outside of the primary eclipses.

²These stars were sometimes observed to have very different polarization and/or position angle values (well above or below the majority of the data points) so their variability is based on data excluding those very odd values.

Note. — The number of observations with which the variability is tested is indicated in parentheses.

Table 8.5. Ratio of the amplitude of the single-periodic variations over the double-periodic ones for the polarization.

Star	Ratio of the amplitude in 1λ over the amplitude in 2λ					Period (d)
	Q	U	P	θ	e	
LkCa 3	1.62	0.32	2.98	0.71	0.20	12.9
V826 Tau	3.31	0.49	0.63	0.75	0.0	3.9
GW Ori	0.50	1.52	0.93	0.67	0.04	242
Par 1540	0.57	0.45	0.44	0.50	0.12	33.7
Par 2494	0.56	0.68	0.69	0.56	0.26	19.5
W 134	0.60	0.60	0.68	0.29	0	6.4
NTTS 155913-2233	0.68	1.86	1.02	0.78	0.02	2.4
NTTS 160814-1857	1.26	0.13	1.80	0.72	0.26	145
NTTS 160905-1859	2.43	0.49	0.49	2.29	0.17	10.4
..... set1	1.46	1.05	1.03	1.43	0.17	10.4
..... set2	1.98	0.58	0.58	1.95	0.17	10.4
..... set3	0.91	0.59	0.59	0.91	0.17	10.4
..... set4	0.79	1.49	1.49	0.82	0.17	10.4
NTTS 162814-2427	0.52	8.11	1.74	2.73	0.48	36
NTTS 162819-2423S	0.79	0.36	0.62	0.31	0.41	89
AK Sco	7.34	1.14	1.09	4.15	0.47	13.6
EK Cep	0.75	1.55	0.61	4.07	0.11	4.4
MWC 1080	0.67	0.38	0.57	0.49		2.9

Note. — The orbital eccentricities and period given are approximate values only.

Table 8.6. Average polarization and origin of the polarization for the binary
PMS stars

Star	P_{ave}^1 %	θ_{ave}^1 °	N_{obs}	Origin of Polarization ²
V773 Tau	0.35	88	6	★ + IS?
LkCa 3	0.05	76	12	IS
V826 Tau	0.85	67	11	★
UZ Tau E/W	0.80	16	2	★ + IS
DQ Tau	0.57	79	1	★? + IS?
NTTS 045251+3016	0.10	107	3	★? + IS
GW Ori	0.61	126	11	★ + IS
Par 1540	0.83	77	19	★ + IS
Par 2486	0.14	63	6	IS + ★?
Ori 429	0.24	72	5	IS
Par 2494	0.16	46	29	★ + IS
Ori 569	0.18	76	4	★ + IS
W 134	0.22	32	11	★ + IS?
VSB 126	0.16	66	6	★ + IS

Table 8.6. Continued

Star	P_{ave} ¹ %	θ_{ave} ¹ °	N_{obs}	Origin of Polarization ²
NTTS 155808-2219	0.48	139	4	IS + *
NTTS 155913-2233	0.49	124	36	IS + *
NTTS 160814-1857	1.94	117	9	* + IS
NTTS 160905-1859	1.38	134	34	* + IS
Haro 1-14C	1.08	34	5	* + IS
NTTS 162814-2427	3.50	22	22	* + IS
NTTS 162819-2423S	2.92	16	17	* + IS
AK Sco	1.00	133	27	* + IS?
EK Cep ³	0.17	69	36	*
MWC 1080	1.60	82	60	IS + *

¹Weighted averages of P and θ . Data was taken in a red large filter, except for AK Sco (5250Å filter) and EK Cep (V filter).

²In this column, we indicate from where comes most of the polarization; for example, for V826 Tau, interstellar polarization is not impossible. A * symbol indicates intrinsic polarization; IS is for interstellar polarization. If IS comes before a * symbol, the IS component of the polarization is probably stronger than the intrinsic one.

³Averages for EK Cep are for data outside the primary eclipses

Table 8.7. Polarization data for V773 Tau

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1998 Jan. 22	50835.493	0.316	0.189	0.025	94.9	3.8
1998 Dec. 14	51161.509	0.699	0.469	0.058	80.1	3.6
1999 Feb. 6	51215.615	0.179	0.397	0.033	85.6	2.4
1999 Feb. 9	51218.668	0.239	0.369	0.023	93.0	1.7
1999 Feb. 15	51224.632	0.355	0.385	0.033	86.1	2.5
1999 Mar. 10	51247.586	0.384	0.432	0.031	82.6	2.0

¹Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 51.075E$ (period from Jensen & Mathieu 1997).

Table 8.8. Polarization data for LkCa 3

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1996 Jan. 3	50085.630	0.344	0.031	0.043	119.4	38.9
1996 Jan. 5	50087.506	0.489	0.065	0.034	68.3	15.0
1996 Jan. 7	50089.576	0.649	0.050	0.029	39.8	16.5
1996 Aug. 24	50319.767	0.436	0.000	0.038	137.7	57.3
1996 Aug. 25	50320.779	0.515	0.043	0.025	91.6	16.7
1996 Sept. 4	50330.745	0.285	0.129	0.034	78.1	7.6
1996 Sept. 7	50333.708	0.514	0.050	0.031	69.6	17.8
1996 Oct. 12	50368.676	0.216	0.040	0.024	69.2	17.0
1997 Feb. 9	50488.511	0.476	0.045	0.028	101.3	18.1
1997 Feb. 14	50493.594	0.869	0.036	0.031	98.1	24.8
1997 Oct. 18	50739.896	0.901	0.059	0.032	73.9	15.4
1997 Oct. 26	50747.784	0.511	0.054	0.048	67.6	25.6

¹Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 12.941E$ (period from Mathieu 1994).

Table 8.9. Polarization data for V826 Tau

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1994 Sept. 22	49709.744	0.147	0.739	0.039	73.2	1.5
1994 Dec. 23	50084.583	0.562	0.772	0.041	61.6	1.5
1996 Jan. 2	50089.529	0.835	0.911	0.032	66.8	1.0
1996 Aug. 25	50320.846	0.334	0.878	0.027	64.8	1.0
1996 Sept. 7	50333.730	0.648	0.899	0.042	67.3	1.3
1996 Oct. 12	50368.696	0.641	0.824	0.028	66.5	1.0
1997 Feb. 9	50488.679	0.503	0.871	0.035	68.3	1.2
1997 Feb. 14	50493.557	0.758	0.849	0.036	66.3	1.2
1997 Sept. 9	50700.770	0.057	0.877	0.032	66.9	1.0
1997 Oct. 26	50747.754	0.142	0.748	0.050	67.3	1.9
1998 Jan. 22	50835.468	0.703	0.867	0.035	69.4	1.2

¹Calculated with the ephemeris $2446840.004 + 3.887758E$ (Reipurth *et al.* 1990).

Table 8.10. Polarization data for GW Ori

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1996 Dec. 12	50429.896	0.442	0.654	0.031	123.4	1.4
1997 Feb. 14	50493.628	0.706	0.677	0.028	118.3	1.2
1997 Sept. 9	50700.795	0.562	0.585	0.020	129.2	1.0
1997 Oct. 26	50747.828	0.757	0.566	0.033	127.0	1.7
1997 Nov. 4	50756.930	0.794	0.666	0.030	128.7	1.3
1998 Jan. 23	50836.552	0.123	0.533	0.021	130.8	1.1
1998 Feb. 16	50860.623	0.223	0.626	0.021	123.8	0.9
1998 Aug. 28	51053.800	0.021	0.639	0.023	124.7	1.0
1999 Feb. 9	51218.711	0.703	0.569	0.026	114.4	1.3
1999 Feb. 15	51224.668	0.810	0.616	0.030	114.6	1.4
1999 Mar. 9	51246.607	0.818	0.460	0.034	113.6	2.1

¹Calculated with the ephemeris $2445001 + 241.9E$ (Mathieu *et al.* 1991).

Table 8.11. Polarization data for Par 1540

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1996 Jan. 7	50089.667	0.696	1.072	0.055	82.1	1.5
1996 Oct. 12	50368.755	0.970	0.907	0.071	82.5	2.3
1997 Feb. 9	50488.541	0.521	0.753	0.026	77.1	1.0
1997 Feb. 14	50493.533	0.669	0.855	0.032	75.7	1.1
1997 Sept. 8	50699.867	0.787	0.807	0.048	73.2	1.7
1997 Oct. 18	50739.848	0.972	0.810	0.031	76.0	1.1
1997 Oct. 25	50746.770	0.177	0.793	0.038	78.1	1.4
1997 Oct. 26	50747.858	0.209	0.855	0.046	74.6	1.5
1997 Nov. 4	50756.895	0.477	0.826	0.036	76.8	1.3
1998 Jan. 13	50826.593	0.544	0.765	0.024	77.9	0.9
1998 Jan. 23	50836.570	0.839	0.845	0.030	78.1	1.0
1998 Feb. 15	50859.587	0.522	0.813	0.031	77.1	1.1
1998 Feb. 16	50860.556	0.551	0.882	0.029	77.7	0.9
1998 Dec. 10	51157.704	0.360	0.918	0.038	74.5	1.2
1999 Feb. 4	51213.627	0.018	0.748	0.046	75.9	1.8
1999 Feb. 6	51215.555	0.075	0.874	0.045	78.2	1.5
1999 Feb. 9	51218.618	0.166	0.888	0.028	76.4	0.9
1999 Feb. 14	51223.561	0.313	0.863	0.036	76.2	1.2
1999 Feb. 15	51224.598	0.343	0.842	0.032	74.7	1.1
1999 Mar. 9	51246.542	0.994	0.795	0.048	77.6	1.7

¹Calculated with the ephemeris $2444972.95 + 33.73E$ (Marschall & Mathieu 1988).

Table 8.12. Polarization data for Par 2486

UT Date	JD	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
	2400000.0+					
1995 Dec. 14	50065.738	0.945	0.125	0.023	63.8	5.2
1996 Oct. 12	50368.779	0.354	0.097	0.039	59.7	11.6
1997 Feb. 9	50488.625	0.454	0.117	0.038	85.8	9.2
1997 Oct. 19	50740.863	0.072	0.055	0.039	57.4	20.7
1998 Jan. 23	50836.613	0.527	0.190	0.036	63.2	5.5
1998 Feb. 16	50860.641	0.158	0.232	0.036	58.1	4.5

¹Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 5.1882E$ (period from Mathieu 1994).

Table 8.13. Polarization data for Ori 429

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 Dec. 14	50065.689	0.210	0.268	0.043	69.0	4.6
1996 Jan. 7	50089.617	0.417	0.293	0.066	78.3	6.5
1996 Jan. 7	50089.643	0.421	0.085	0.061	70.4	20.6
1996 Oct. 12	50368.723	0.831	0.290	0.053	72.7	5.2
1997 Feb. 9	50488.595	0.900	0.242	0.057	69.9	6.7

¹Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 7.460E$ (period from Mathieu 1994).

Table 8.14. Polarization data for Par 2494

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 Aug. 28	49957.860	0.969	0.352	0.030	27.8	2.4
1995 Sept. 3	49963.800	0.274	0.178	0.029	38.9	4.7
1996 Jan. 7	50089.715	0.738	0.178	0.030	43.1	4.8
1996 Sept. 4	50330.868	0.116	0.231	0.035	42.9	4.4
1996 Sept. 7	50333.844	0.269	0.124	0.038	43.0	8.6
1997 Jan. 1	50449.724	0.217	0.117	0.054	50.3	13.3
1997 Feb. 9	50488.569	0.211	0.149	0.025	44.1	4.8
1997 Feb. 10	50489.566	0.262	0.114	0.022	49.6	5.6
1997 Feb. 14	50493.508	0.465	0.121	0.026	49.2	6.1
1997 Sept. 9	50700.859	0.108	0.190	0.024	46.0	3.6
1997 Oct. 18	50739.870	0.111	0.186	0.037	47.8	5.8
1997 Oct. 19	50740.844	0.161	0.203	0.032	44.8	4.5
1997 Oct. 25	50746.797	0.466	0.159	0.042	44.9	7.6
1997 Oct. 26	50747.894	0.523	0.191	0.038	49.5	5.8
1997 Nov. 4	50756.847	0.982	0.121	0.030	36.4	7.0

Table 8.14. Continued

UT Date	JD	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
	2400000.0+					
1998 Jan. 13	50826.546	0.560	0.194	0.029	47.2	4.2
1998 Jan. 23	50836.592	0.075	0.148	0.025	53.6	4.8
1998 Feb. 15	50859.562	0.255	0.212	0.031	35.3	4.2
1998 Feb. 16	50860.527	0.304	0.191	0.031	38.5	4.7
1998 Nov. 14	51131.644	0.221	0.224	0.083	53.5	10.6
1998 Dec. 8	51155.797	0.460	0.237	0.034	51.2	4.1
1998 Dec. 10	51157.725	0.559	0.162	0.030	57.6	5.4
1998 Dec. 29	51176.758	0.536	0.107	0.046	53.5	12.2
1999 Feb. 4	51213.604	0.428	0.121	0.039	35.7	9.2
1999 Feb. 5	51215.484	0.524	0.168	0.049	48.2	8.4
1999 Feb. 9	51218.558	0.682	0.143	0.024	46.3	4.7
1999 Feb. 15	51224.548	0.990	0.108	0.030	39.3	8.1
1999 Feb. 17	51226.518	0.091	0.147	0.037	50.7	7.2
1999 Mar. 9	51246.588	0.121	0.164	0.047	55.9	8.2
1999 Mar. 10	51247.557	0.171	0.205	0.036	43.4	5.0

¹Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 19.4815E$ (period from Mathieu 1994).

Table 8.15. Polarization data for W 134

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 Dec. 14	50065.781	0.108	0.180	0.040	26.8	6.4
1996 Jan. 2	50084.813	0.104	0.132	0.052	11.2	11.3
1996 Jan. 7	50089.745	0.880	0.290	0.061	36.6	6.0
1997 Jan. 1	50449.783	0.550	0.155	0.067	-16.6	12.4
1997 Feb. 9	50488.711	0.678	0.344	0.052	33.8	4.3
1997 Oct. 19	50740.892	0.371	0.176	0.050	37.2	8.2
1998 Jan. 23	50836.685	0.449	0.223	0.047	34.3	6.0
1998 Feb. 16	50860.699	0.229	0.236	0.038	33.0	4.7
1998 Apr. 29	50932.567	0.541	0.160	0.112	112.2	20.1
1999 Feb. 9	51218.734	0.584	0.326	0.070	32.8	6.2
1999 Feb. 16	51225.742	0.687	0.282	0.086	34.8	8.7

¹Calculated with the ephemeris $2447472.985 + 6.3532E$ (Padgett & Stapelfeldt 1994).

Table 8.16. Polarization data for VSB 126

UT Date	JD	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
	2400000.0+					
1995 Dec. 14	50065.828	0.831	0.176	0.077	10.7	12.5
1996 Jan. 2	50084.861	0.303	0.055	0.121	17.9	63.0
1996 Jan. 7	50089.795	0.685	0.193	0.083	162.3	12.3
1997 Feb. 9	50488.758	0.555	0.133	0.079	167.2	17.0
1998 Jan. 23	50836.803	0.485	0.246	0.072	22.3	8.4
1998 Feb. 16	50860.734	0.337	0.052	0.097	57.8	53.3

¹Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 12.9240E$ (period from Mathieu 1994).

Table 8.17. Polarization data for NTTS 155913-2233

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 May 2	49839.724	0.518	0.472	0.025	123.2	1.5
1995 May 4	49841.771	0.362	0.456	0.037	122.4	2.3
1995 May 7	49844.782	0.605	0.220	0.073	161.7	9.4
1995 May 9	49846.667	0.382	0.579	0.037	122.1	1.8
1995 May 10	49847.683	0.802	0.495	0.022	122.2	1.2
1995 Aug. 28	49957.543	0.128	0.500	0.040	120.3	2.3
1995 Aug. 31	49960.532	0.361	0.575	0.052	116.9	2.6
1995 Sept. 3	49963.531	0.598	0.424	0.066	123.1	4.5
1996 Apr. 19	50192.802	0.190	0.491	0.053	129.4	3.1
1996 Apr. 28	50201.789	0.898	0.443	0.030	126.9	1.9
1996 Apr. 29	50202.804	0.317	0.556	0.034	120.7	1.7
1996 May 3	50206.780	0.957	0.482	0.040	123.4	2.4
1996 May 7	50210.743	0.593	0.470	0.027	127.3	1.6
1996 June 2	50236.698	0.301	0.467	0.069	123.9	4.3
1996 July 7	50271.600	0.701	0.509	0.027	122.0	1.5
1997 Feb. 11	50490.909	0.183	0.486	0.028	125.0	1.6
1997 Apr. 2	50540.832	0.780	0.504	0.052	126.6	3.0
1997 Apr. 3	50541.811	0.184	0.471	0.033	121.3	2.0
1997 Apr. 5	50543.839	0.021	0.480	0.031	123.0	1.9
1997 Apr. 10	50548.786	0.062	0.461	0.029	129.1	1.8

Table 8.17. Continued

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1997 Apr. 11	50549.766	0.466	0.462	0.028	125.4	1.7
1997 Apr. 11	50549.872	0.510	0.476	0.046	168.2	2.8
1997 Apr. 12	50550.781	0.885	0.471	0.028	125.3	1.7
1997 Apr. 15	50553.786	0.125	0.472	0.027	121.5	1.6
1997 Apr. 16	50554.784	0.536	0.570	0.033	126.7	1.7
1997 June 3	50602.627	0.276	0.474	0.045	123.9	2.7
1997 June 4	50603.728	0.730	0.452	0.044	123.3	2.8
1997 June 5	50604.678	0.122	0.429	0.034	127.3	2.3
1997 June 6	50605.609	0.506	0.399	0.062	127.6	4.5
1997 June 6	50605.725	0.554	0.584	0.074	120.8	3.6
1997 June 7	50606.602	0.915	0.430	0.043	123.4	2.9
1997 June 7	50606.738	0.972	0.420	0.052	126.2	3.5
1997 June 9	50608.608	0.743	0.528	0.034	124.1	1.8
1997 June 9	50608.741	0.798	0.536	0.043	127.4	2.3
1997 June 15	50614.731	0.269	0.398	0.070	131.9	5.0
1998 Apr. 29	50932.838	0.514	0.420	0.054	127.4	3.7
1998 May 1	50934.781	0.315	0.448	0.036	118.8	2.3
1999 June 11	51340.609	0.751	0.567	0.034	124.6	1.7

¹Calculated with the ephemeris $2445999.2 + 2.42378E$ (Mathieu *et al.* 1989).

Table 8.18. Polarization data for NTTS 160814-1857

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 May 9	49846.763	0.356	1.926	0.065	115.0	1.0
1996 May 8	50211.700	0.878	1.788	0.064	119.9	1.0
1997 Apr. 11	50549.737	0.214	1.909	0.048	116.3	1.0
1997 Apr. 12	50550.715	0.221	1.934	0.052	118.4	1.0
1997 June 5	50604.730	0.594	2.026	0.054	117.6	1.0
1998 Apr. 29	50932.660	0.860	1.817	0.035	116.0	1.0
1999 May 22	51320.633	0.542	2.045	0.035	118.6	1.0
1999 June 11	51340.733	0.680	2.079	0.076	118.0	1.0
1999 June 12	51341.729	0.687	1.953	0.0063	116.7	1.0

¹Calculated with the ephemeris $2446003 + 144.7E$ (Mathieu *et al.* 1989).

Table 8.19. Polarization data for NTTS 160905-1859

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 May 9	49846.729	0.012	1.332	0.064	135.4	1.4
1996 May 3	50206.816	0.636	1.264	0.087	140.7	2.0
1996 May 7	50210.780	0.017	1.320	0.036	135.2	1.0
1996 June 2	50236.624	0.502	1.430	0.091	134.9	1.8
1997 Apr. 2	50540.794	0.749	1.355	0.044	135.3	1.0
1997 Apr. 3	50541.765	0.842	1.346	0.035	132.9	1.0
1997 Apr. 5	50543.865	0.044	1.408	0.046	135.5	1.0
1997 Apr. 10	50548.821	0.521	1.264	0.039	132.5	1.0
1997 Apr. 11	50549.800	0.615	1.370	0.034	133.8	1.0
1997 Apr. 12	50550.744	0.706	1.428	0.034	134.5	1.0
1997 Apr. 15	50553.746	0.994	1.373	0.035	134.2	1.0
1997 Apr. 16	50554.747	0.091	1.428	0.040	133.8	1.0
1997 June 3	50602.732	0.705	1.427	0.083	135.4	1.7
1997 June 4	50603.616	0.790	1.389	0.053	135.2	1.1
1997 June 5	50604.595	0.884	1.395	0.050	132.3	1.0
1997 June 6	50605.693	0.989	1.307	0.055	135.5	1.2
1997 June 7	50606.678	0.084	1.332	0.045	133.7	1.0
1997 June 9	50608.675	0.276	1.486	0.035	134.2	1.0
1997 June 15	50614.687	0.854	1.370	0.043	134.4	1.0

Table 8.19. Continued

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1997 July 7	50636.626	0.964	1.353	0.048	134.4	1.0
1997 July 11	50640.605	0.346	1.443	0.041	134.8	1.0
1997 Sept. 9	50700.541	0.109	1.426	0.065	132.4	1.3
1998 Apr. 27	50930.708	0.241	1.316	0.034	133.2	1.0
1998 Apr. 29	50932.713	0.433	1.315	0.032	132.8	1.0
1998 Apr. 30	50933.701	0.528	1.318	0.031	133.0	1.0
1998 May 1	50934.670	0.622	1.419	0.036	120.7	1.0
1998 May 13	50946.745	0.783	1.333	0.052	134.8	1.1
1998 May 14	50947.768	0.881	1.409	0.027	135.0	1.0
1998 May 20	50953.720	0.453	1.435	0.030	135.7	1.0
1998 May 25	50958.613	0.924	1.418	0.033	135.0	1.0
1998 May 27	50960.627	0.118	1.427	0.051	134.3	1.0
1998 June 1	50966.634	0.695	1.448	0.052	133.6	1.0
1999 May 22	51320.698	0.740	1.417	0.043	135.5	1.0
1999 June 12	51341.610	0.750	1.400	0.048	134.7	1.0
1999 June 13	51342.611	0.847	1.413	0.050	133.9	1.0
1999 June 14	51343.601	0.942	1.411	0.055	133.5	1.1

¹Calculated with the ephemeris $2445998.6 + 10.40E$ (Mathieu *et al.* 1989).

Table 8.20. Polarization data for Haro 1-14C

UT Date	JD	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
	2400000.0+					
1997 Apr. 11	50549.860	0.099	0.989	0.055	31.3	1.6
1997 June 5	50604.749	0.192	1.074	0.199	133.2	5.3
1997 June 6	45605.750	0.733	1.030	0.096	31.3	2.7
1997 July 11	50640.637	0.253	1.085	0.043	31.9	1.1
1998 May 1	50934.760	0.750	1.166	0.049	33.2	1.2

¹Calculated with the ephemeris $49900.0 + 591.0E$ (period from Mathieu 1994).

Table 8.21. Polarization data for NTTS 162814-2427

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 May 10	49847.723	0.206	3.371	0.080	20.9	1.0
1996 May 7	50210.808	0.306	3.261	0.049	22.5	1.0
1996 July 9	50273.616	0.053	3.210	0.062	21.7	1.0
1997 Apr. 3	50541.841	0.514	3.414	0.050	23.4	1.0
1997 Apr. 10	50548.845	0.709	3.556	0.046	23.1	1.0
1997 Apr. 11	50549.828	0.736	3.444	0.047	23.0	1.0
1997 Apr. 12	50550.813	0.763	3.417	0.044	22.7	1.0
1997 Apr. 15	50553.824	0.847	3.415	0.044	21.9	1.0
1997 June 3	50602.677	0.206	2.626	0.033	15.0	1.0
1997 June 4	50603.679	0.234	3.413	0.042	22.9	1.0
1997 June 5	50604.635	0.261	3.550	0.040	22.6	1.0
1997 June 6	50605.650	0.289	3.459	0.049	23.2	1.0
1997 June 7	50606.638	0.316	3.346	0.054	22.9	1.0
1997 June 9	50608.640	0.372	3.694	0.038	24.1	1.0
1997 June 15	50614.629	0.539	3.667	0.070	22.5	1.0
1997 Sept. 9	50700.523	0.928	3.595	0.063	20.6	1.0
1998 Apr. 27	50930.754	0.332	3.557	0.038	22.7	1.0
1998 Apr. 29	50932.753	0.388	3.445	0.036	22.9	1.0
1998 Apr. 30	50933.748	0.415	3.621	0.034	22.7	1.0
1998 May 1	50934.721	0.442	3.674	0.032	23.0	1.0
1998 May 25	50958.643	0.108	3.501	0.037	22.2	1.0
1999 June 13	51342.650	0.789	3.489	0.063	22.6	1.0
1999 June 14	51343.632	0.817	3.085	0.150	15.3	1.4

¹Calculated with the ephemeris $2445023.0 + 35.95E$ (Mathieu *et al.* 1989).

Table 8.22. Polarization data for NTTS 162819-2423S

UT Date	JD 2400000.0+	Phase ¹	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
1995 May 7	49844.838	0.196	3.639	0.141	14.1	1.1
1996 May 7	50210.828	0.304	3.041	0.083	18.2	1.0
1996 May 8	50211.768	0.315	2.528	0.052	13.6	1.0
1996 June 1	50235.667	0.583	2.637	0.061	15.7	1.0
1996 July 7	50271.619	0.986	2.829	0.028	14.2	1.0
1997 Apr. 3	50541.865	0.019	2.651	0.029	14.7	1.0
1997 Apr. 10	50548.868	0.098	2.871	0.037	17.6	1.0
1997 Apr. 15	50553.865	0.154	2.940	0.047	14.6	1.0
1997 June 3	50602.677	0.702	2.626	0.033	15.0	1.0
1997 June 5	50604.706	0.725	2.887	0.036	15.0	1.0
1997 June 9	50608.708	0.770	3.549	0.034	18.2	1.0
1997 June 9	50608.714	0.770	3.208	0.048	17.1	1.0
1998 Apr. 29	50932.808	0.407	2.995	0.029	17.6	1.0
1999 June 11	51340.651	0.984	2.842	0.044	15.7	1.0
1999 June 12	51341.683	0.996	3.218	0.052	16.5	1.0
1999 June 13	51342.695	0.007	3.190	0.053	18.0	1.0
1999 June 13	51342.736	0.008	2.977	0.065	16.9	1.0

¹Calculated with the ephemeris $2445996.0 + 89.1E$ (Mathieu *et al.* 1989).

Table 8.23. Polarization data for other stars

Star	UT Date	JD	Phase	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
		2400000.0+					
UZ Tau E/W	1997 Sept. 9	50700.684	0.920 ¹	0.604	0.035	47.7	1.6
UZ Tau E/W	1998 Jan. 23	50836.514	0.032	1.097	0.044	1.6	1.1
DQ Tau	1997 Sept. 9	50700.745	0.753 ²	0.571	0.048	78.9	2.4
NTTS 045251+3016	1997 Jan. 1	50449.687	0.217 ³	0.026	0.076	90.9	57.7
NTTS 045251+3016	1997 Oct. 26	50747.807	0.335	0.125	0.050	119.4	11.3
NTTS 045251+3016	1998 Jan. 23	50836.535	0.370	0.095	0.038	95.0	11.4
Ori 569	1996 Sept. 7	50333.866	0.086 ⁴	0.370	0.138	49.6	10.7
Ori 569	1997 Feb. 9	50488.653	0.506	0.250	0.080	116.9	9.1
Ori 569	1998 Jan. 23	50836.654	0.389	0.114	0.062	44.6	15.8
Ori 569	1998 Feb. 16	50860.667	0.039	0.142	0.086	38.0	17.4

Table 8.23. Continued

Star	UT Date	JD	Phase	P(%)	$\sigma(P)$	$\theta(^{\circ})$	$\sigma(\theta)$
		2400000.0+					
NTTS 155808+2219	1997 Apr. 12	50550.849	0.454 ⁵	0.481	0.063	152.7	3.8
NTTS 155808+2219	1997 Apr. 16	50554.827	0.689	0.474	0.064	132.2	3.8
NTTS 155808+2219	1997 June 7	50606.708	0.755	0.522	0.102	133.5	5.6
NTTS 155808+2219	1998 May 1	50934.813	0.141	0.479	0.067	134.8	4.0

¹Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 19.1E$ (period from Mathieu *et al.* 1996).

²Calculated with the ephemeris $2449582.54 + 15.8043E$ (Mathieu *et al.* 1997).

³Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 2530E$ (Mathieu 1994).

⁴Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 4.25E$ (Mathieu 1994).

⁵Calculated with the ephemeris $2449900.0 + 16.925E$ (Mathieu 1994).

Table 8.24. Noise analysis and orbital inclination from the BME model for some observed binaries

Star	DQ	γ	Noise ¹ for Q	Noise for U	$i, \mathcal{O}2$ °	$i, \mathcal{O}1$ °
LkCa 3	0.346	4.2	0.25	0.35	93.9 ± 25.4	72.3 ± 65.5
V826 Tau	0.165	18.3	0.30	0.23	92.7 ± 5.3	
GW Ori	0.109	42.2	0.36	0.28	79.7 ± 6.3	107.6 ± 15.7
Par 1540	0.242	8.5	0.22	0.17	96.4 ± 6.5	117.5 ± 38.5
Par 2494	0.140	25.5	0.19	0.28	97.3 ± 7.0	77.0 ± 22.9
W 134	0.203	12.1	0.18	0.25	83.9 ± 7.0	95.0 ± 22.5
NTTS 155913-2233	0.202	12.2	0.16	0.22	96.7 ± 8.8	23.4 ± 84.5
..... set 1	0.276	6.6	0.23	0.24	95.5 ± 9.7	87.8 ± 17.3
..... set 2	0.248	8.1	0.20	0.23	103.0 ± 19.4	88.6 ± 18.7
NTTS 160814-1857	0.941	45.8	0.23	0.23	97.1 ± 0.3	93.4 ± 0.6
NTTS 160905-1859	0.281	6.3	0.29	0.24	84.4 ± 8.1	150.2 ± 68.8
..... set 1	0.106	44.6	0.34	0.13	95.6 ± 7.7	100.0 ± 15.8
..... set 2	0.190	13.9	0.34	0.15	93.2 ± 14.4	66.8 ± 37.4
..... set 3	0.143	24.3	0.10	0.31	98.4 ± 17.1	99.4 ± 40.7
..... set 4	0.256	7.6	0.44	0.51	112.2 ± 35.0	86.6 ± 25.1
NTTS 162814-2427	0.099	51.1	0.22	0.10		93.8 ± 2.6
AK Sco	0.059	78.3	0.24	0.15		89.6 ± 5.9
EK Cep	0.204	11.9	0.22	0.15	94.2 ± 10.3	52.0 ± 32.1
MWC 1080	0.046	236	0.16	0.17	101.7 ± 1.7	58.0 ± 7.0

¹The noise is the square root of the variance of the fit over the amplitude of the variations; the amplitude comes from the maximum values of the data and not of the fit.

Table 8.25. Other parameters returned by the BME model: Ω , the orientation of the orbital plane, and moments of the distribution of the scatterers.

Star	Ω	σ_{Ω}	$\tau_0 G$	$\tau_0 H$	$\tau_0 G / \tau_0 H$
LkCa 3	58.0	48.1	1.20E-4	2.59E-4	2.16
V826 Tau	96.4	12.6	4.35E-4	7.32E-4	1.68
GW Ori	171.9	12.9	2.63E-4	6.71E-4	2.56
Par 1540	109.6	7.3	9.84E-5	3.96E-4	4.02
Par 2494	141.3	16.3	1.47E-4	4.60E-4	3.14
W 134	91.9	14.7	3.41E-4	1.09E-3	3.20
NTTS 155913-2233	14.1	17.6	2.48E-4	2.94E-4	1.18
NTTS 160814-1857	133.8	0.6	7.54E-4	1.64E-3	2.18
NTTS 160905-1859	95.8	20.7	1.56E-4	2.83E-4	1.82
NTTS 162814-2427	0.6	3.0	7.41E-4	6.11E-4	0.82
NTTS 162819-2423S	46.0	0.3	9.31E-4	3.07E-3	3.30
AK Sco	91.4	7.7	1.25E-3	2.05E-3	1.63
EK Cep	147.3	20.1	9.25E-5	1.60E-4	1.73
MWC 1080	135.9	3.4	2.39E-4	7.46E-4	3.13

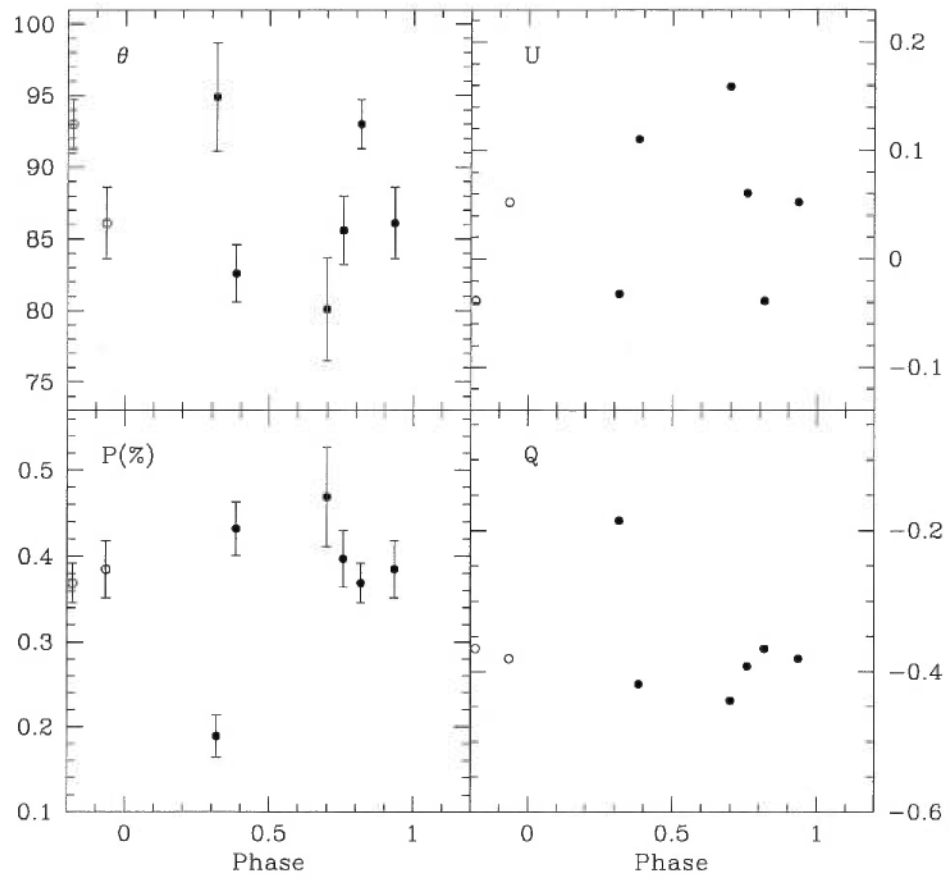


Figure 8.1 - *Polarimetric observations of V773 Tau. This star is polarimetrically variable.*

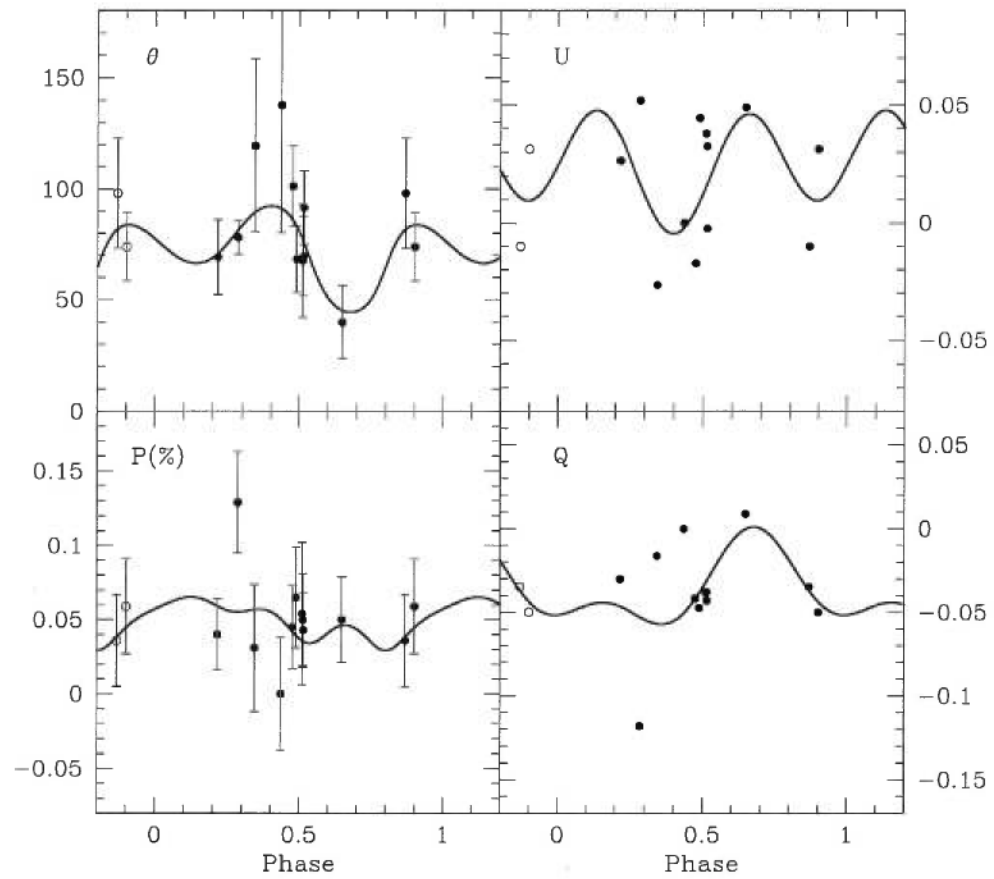


Figure 8.2 - *Polarimetric observations of LkCa 3. Statistical tests determined its polarization is constant, although there seem to be a sinusoidal trend in polarization angle between phases 0.2 and 0.65.*

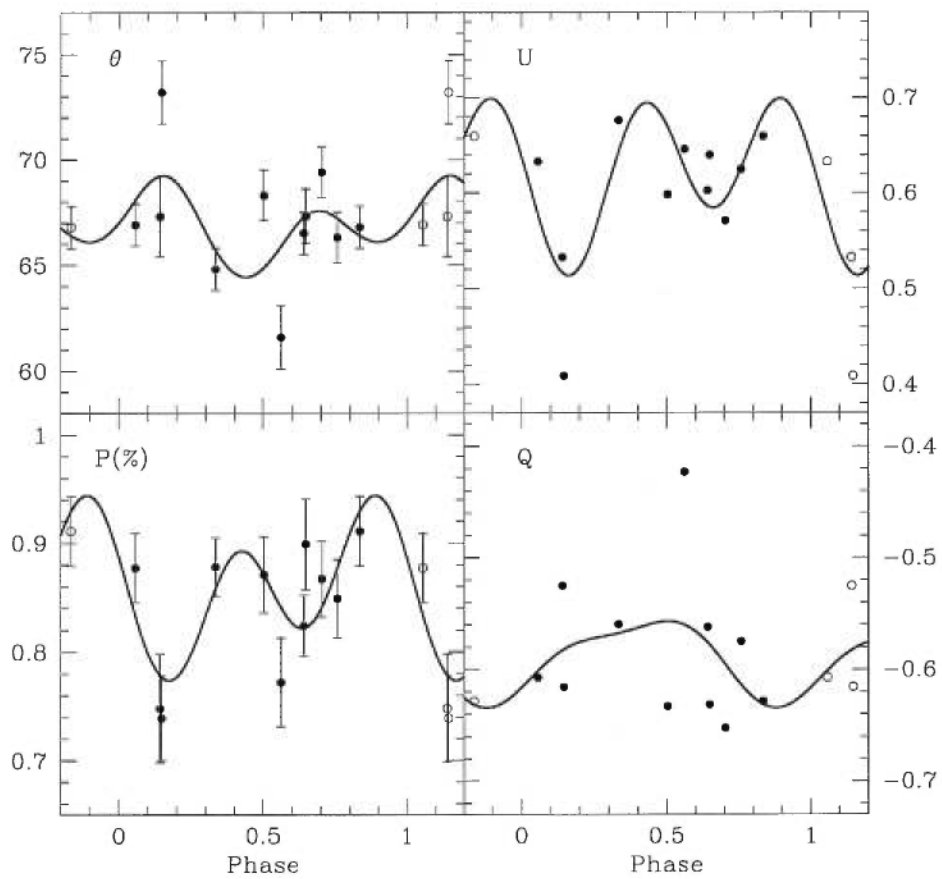


Figure 8.3 - *Polarimetric observations of V826 Tau, a polarimetrically variable binary.*

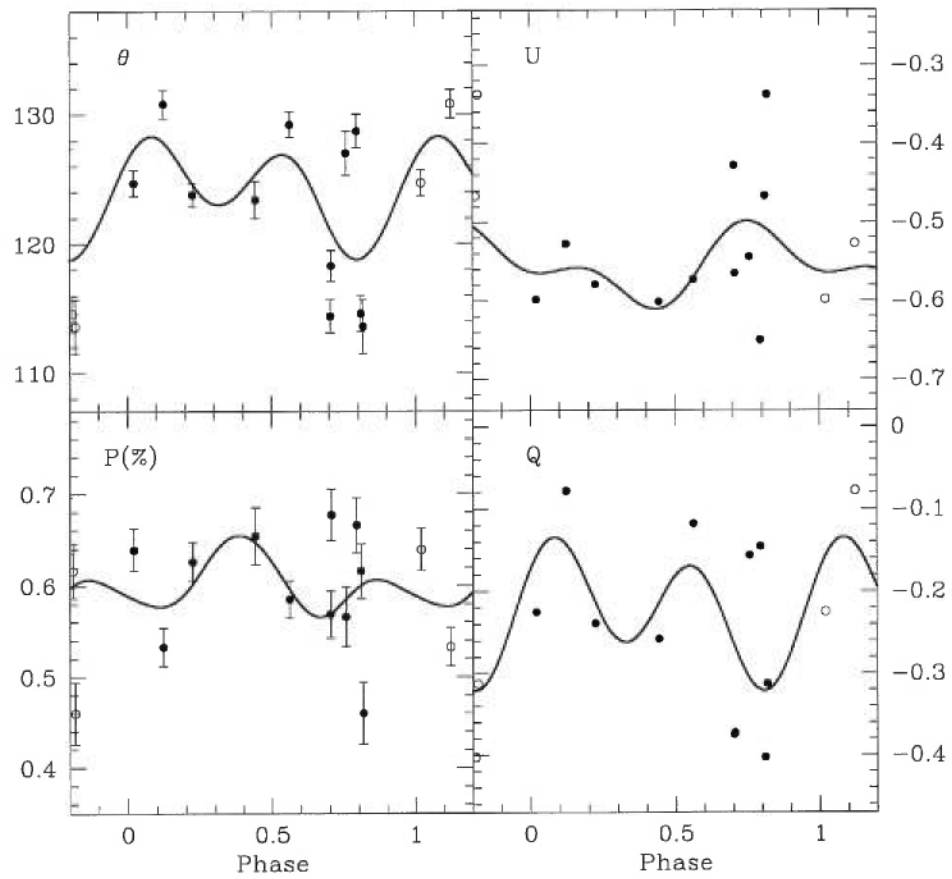


Figure 8.4 - *Polarimetric observations of GW Ori. This star is polarimetrically variable.*

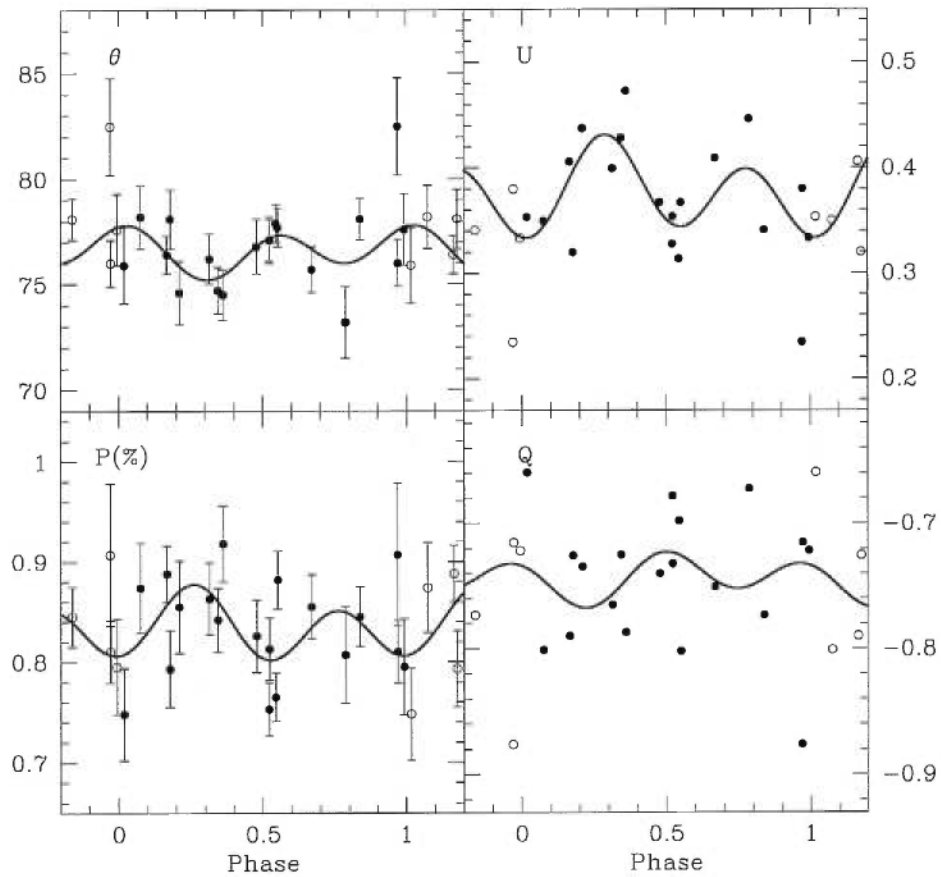


Figure 8.5 - *Polarimetric observations of Par 1540; one point with a rather high polarization of $\approx 1.1\%$ was removed. Clearly, this binary is variable, but there is a lot of scatter, and periodic variations are not clear.*

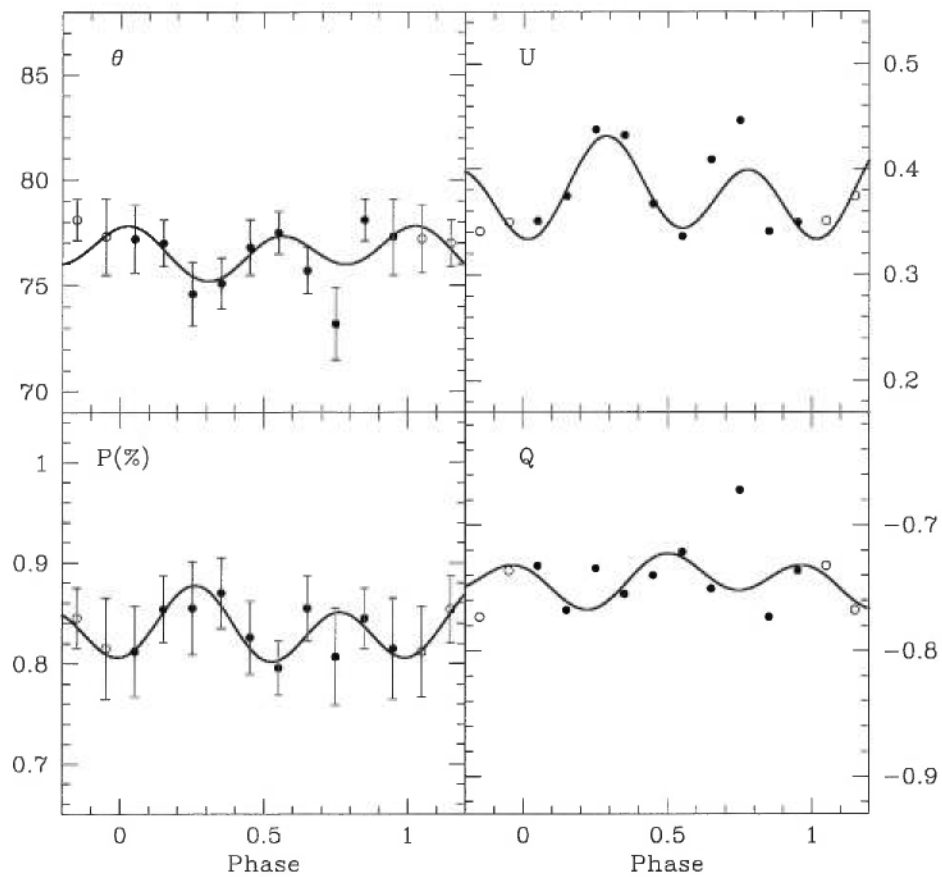


Figure 8.6 - *Polarimetric observations of Par 1540. Data has been binned in phase, to reveal small amplitude periodic variations.*

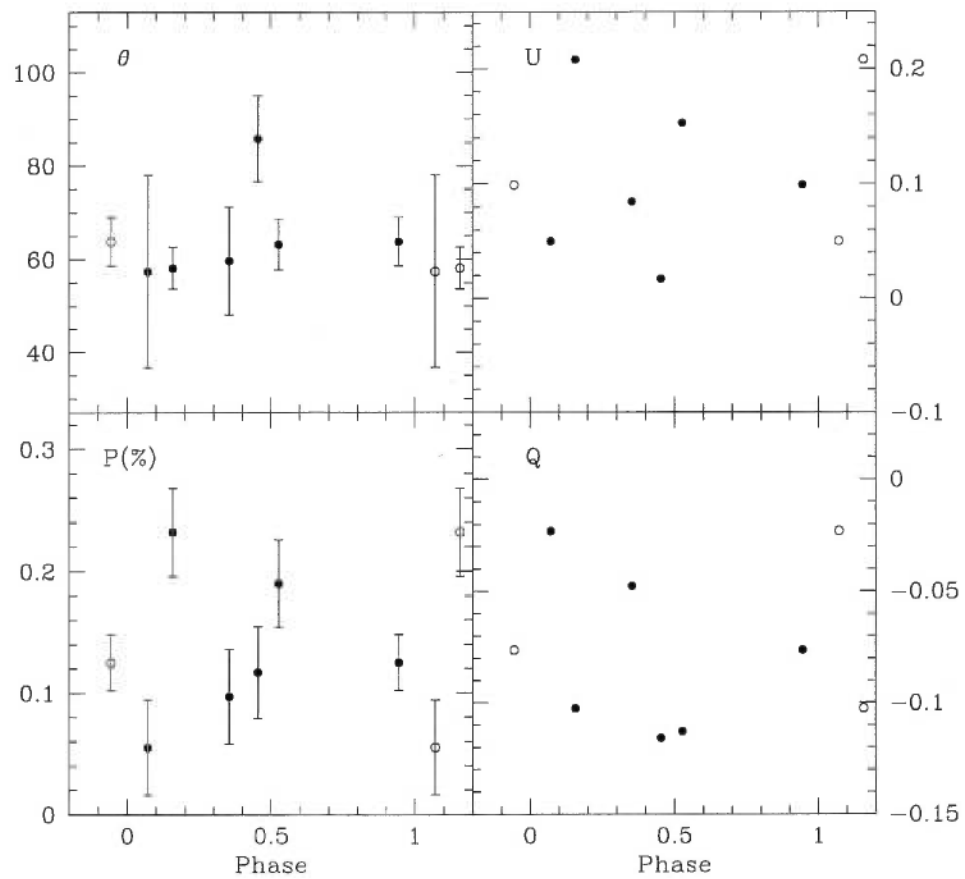


Figure 8.7 - *Polarimetric observations of Par 2486.*

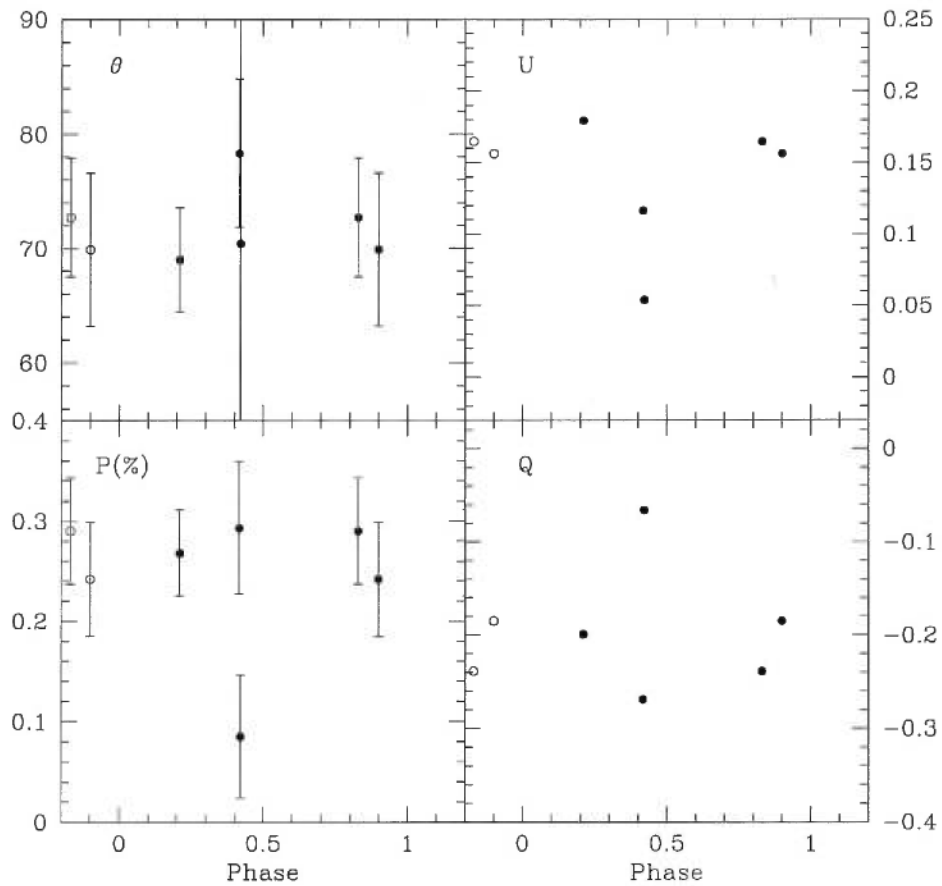


Figure 8.8 - *Polarimetric observations of Ori 429.*

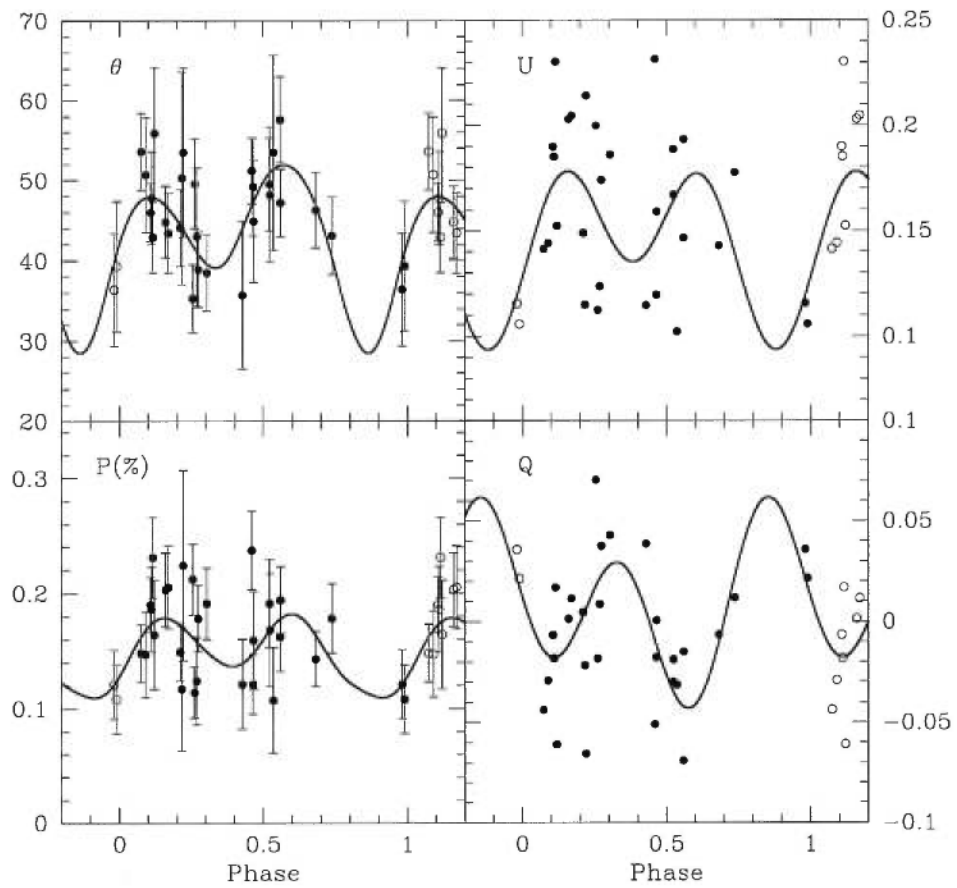


Figure 8.9 - *Polarimetric observations of Par 2494, which was determined to be constant in polarization. The first observation, taken in 1995 August, is not shown, since its polarization level and position angle are different from the rest of the data.*

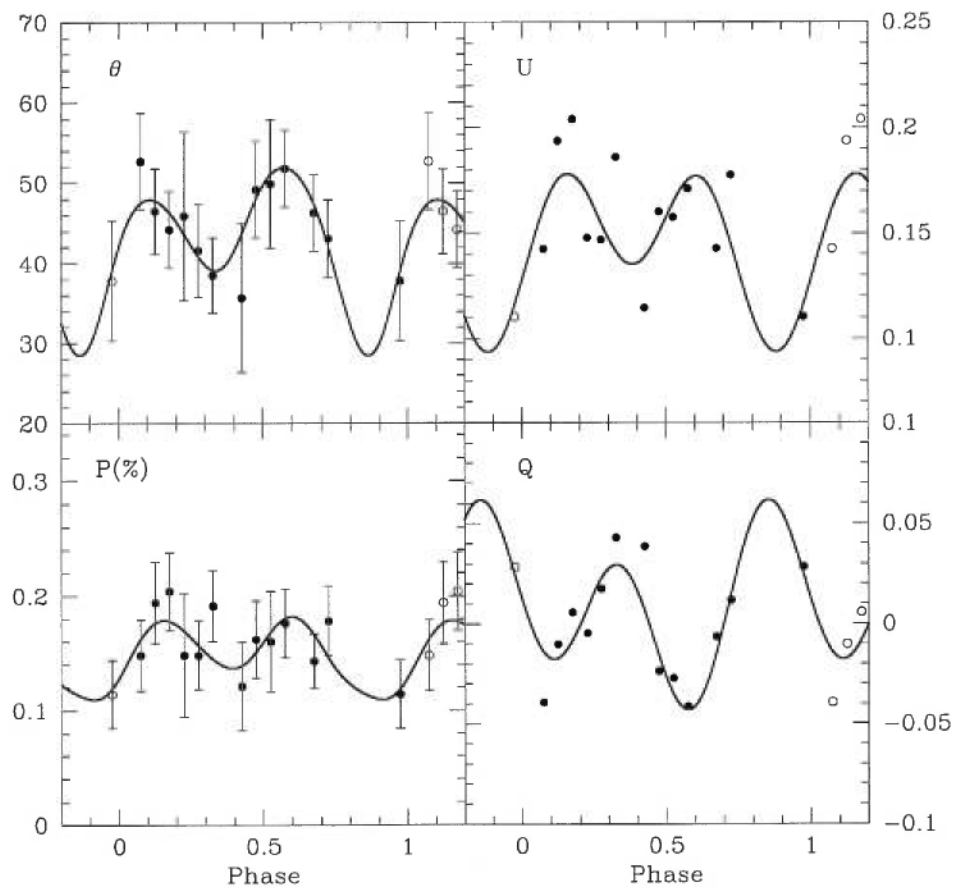


Figure 8.10 - *Binned data for polarimetric observations of Par 2494 reveal phased-locked variations in position angle.*

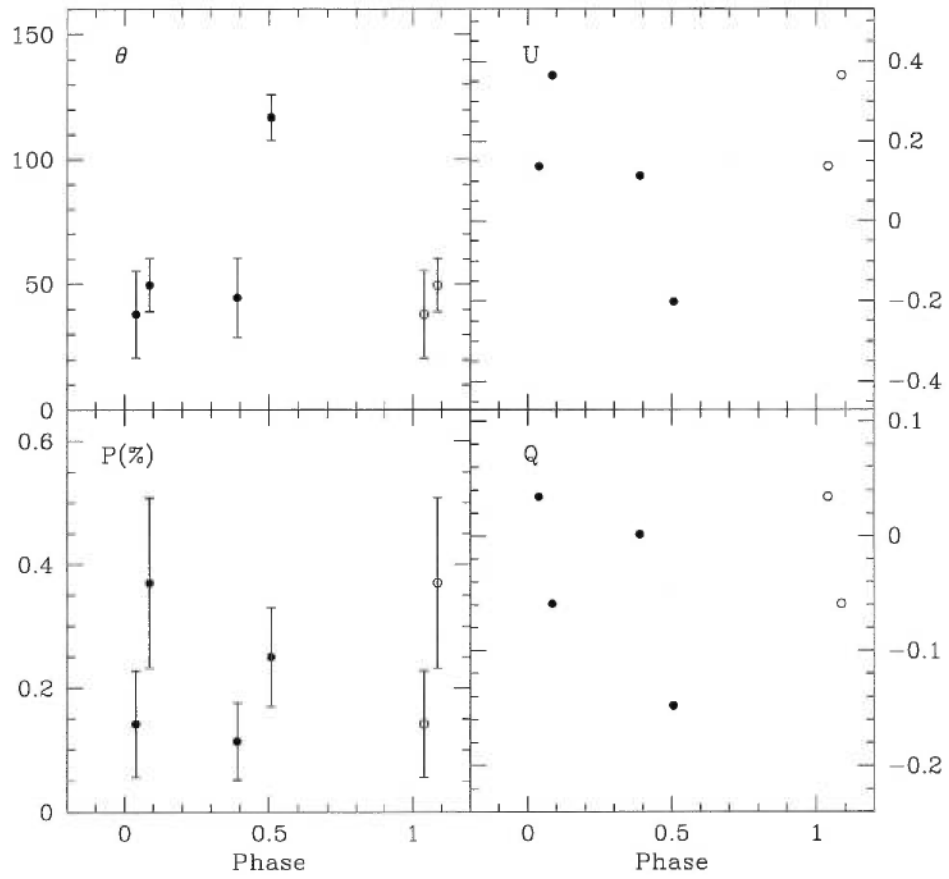


Figure 8.11 - *Polarimetric observations of Ori 569.*

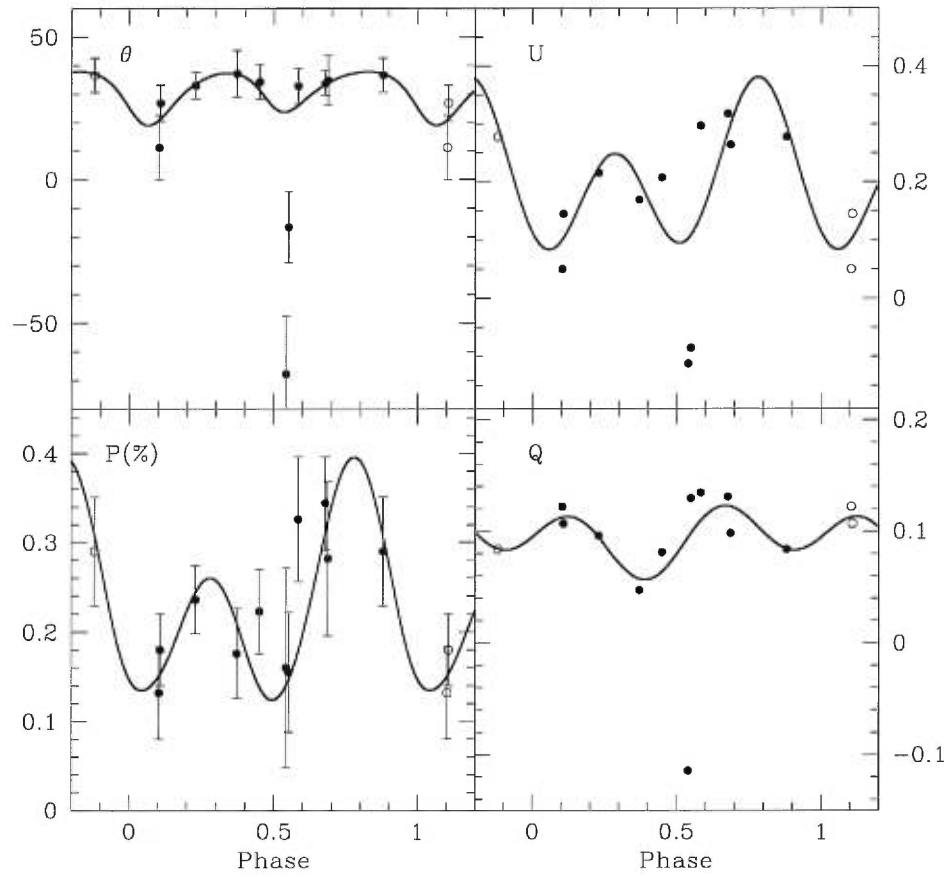


Figure 8.12 - *Polarimetric observations of W 134.*

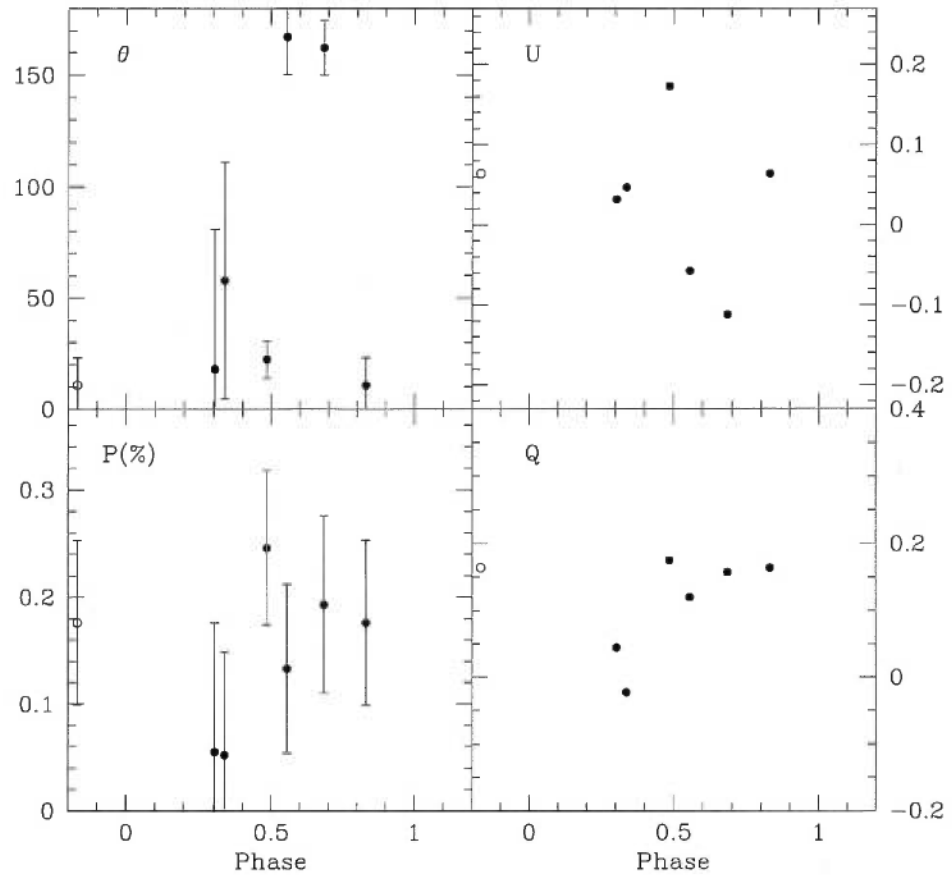


Figure 8.13 - *Polarimetric observations of VSB 126.*

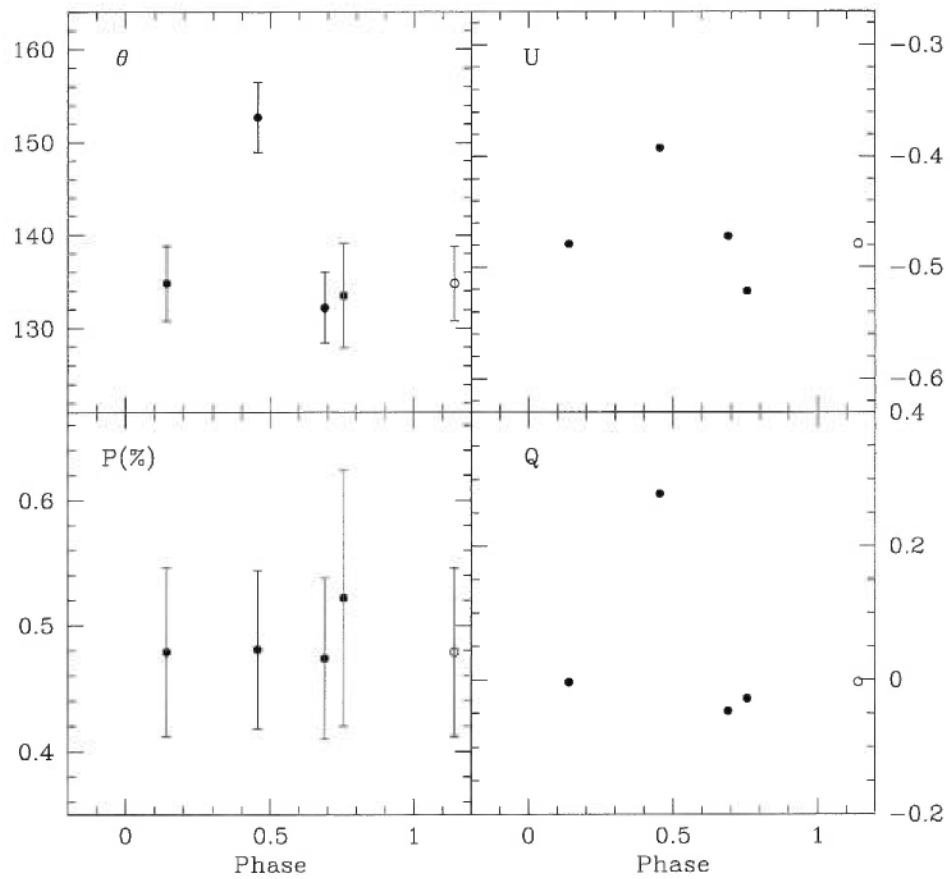


Figure 8.14 - *Polarimetric observations of NTTS 155808-2219.*

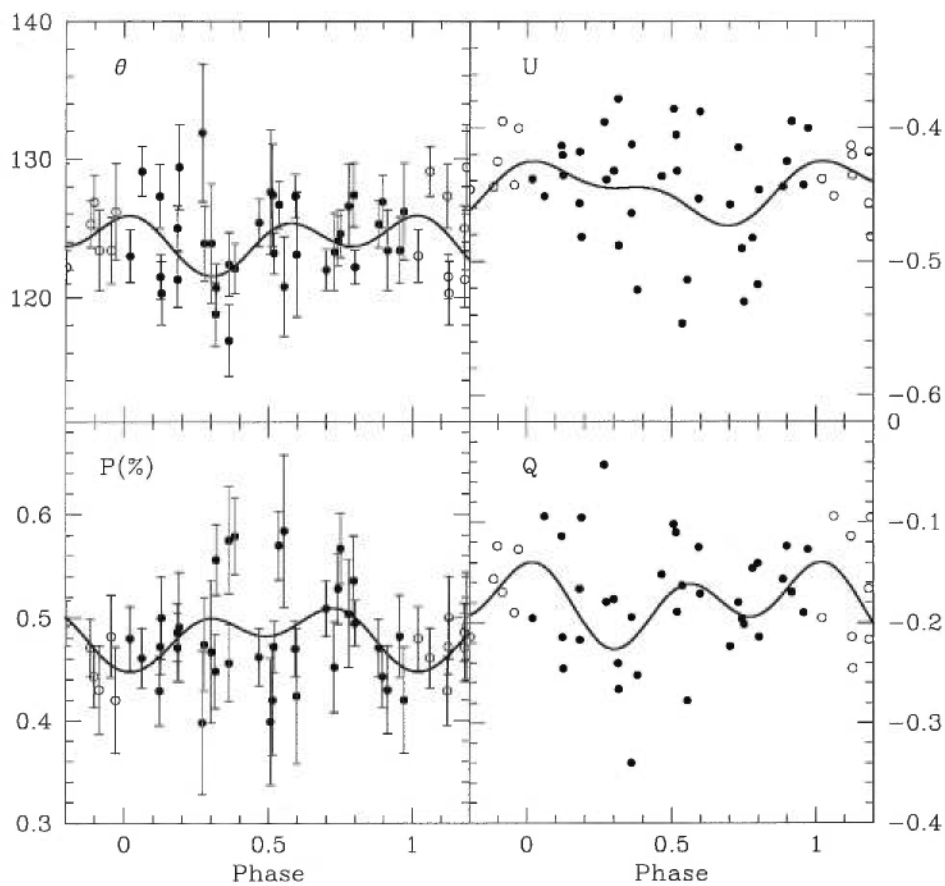


Figure 8.15 - *Polarimetric observations of NTTS 155913-2233. The star is variable polarimetrically, but there is a lot of scatter and no clear periodic variations. Two observations, taken in 1995 May and 1997 April are not shown since their position angle, 162° and 168° , are very different from the rest of the observations.*

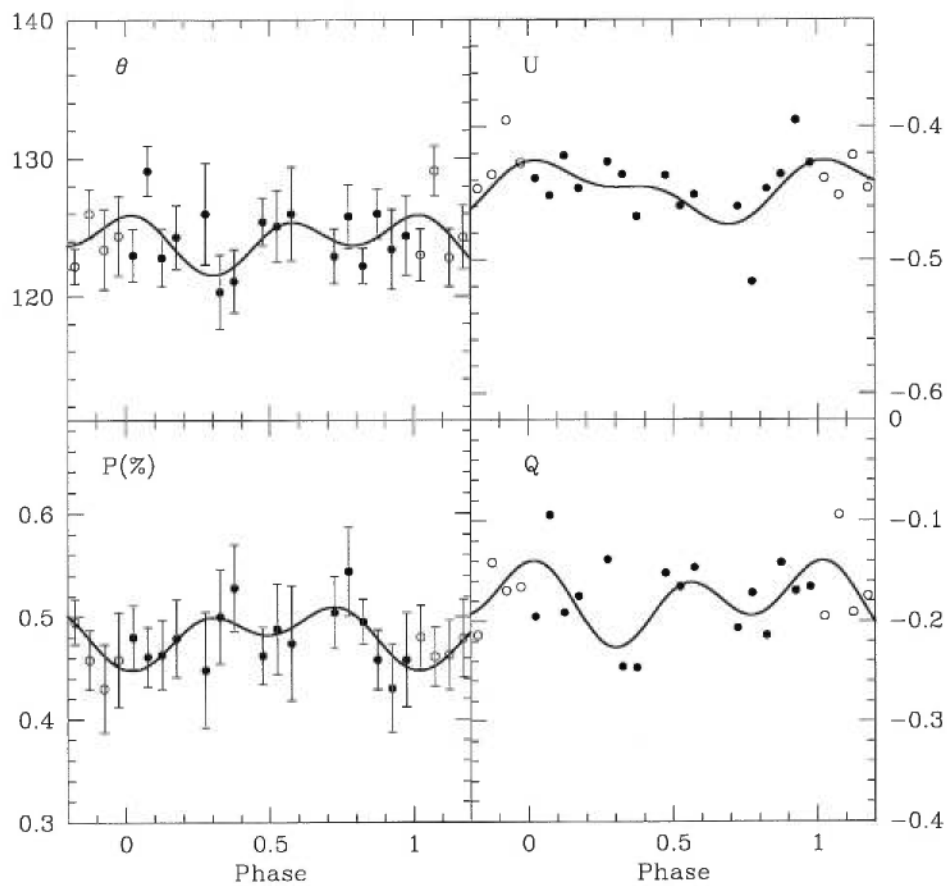


Figure 8.16 - *Binned polarimetric observations of NTTS 155913-2233; if there are periodic polarimetric variations, they are of very small amplitude.*

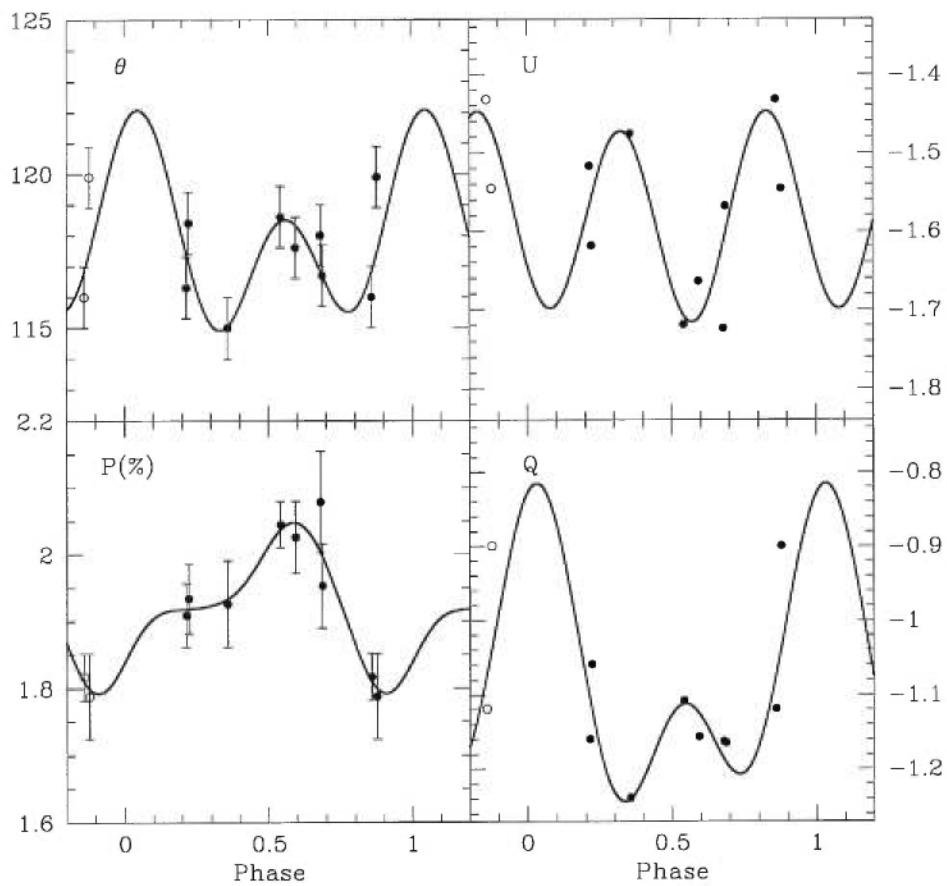


Figure 8.17 - *Polarimetric observations of NTTS 160814-1857.*

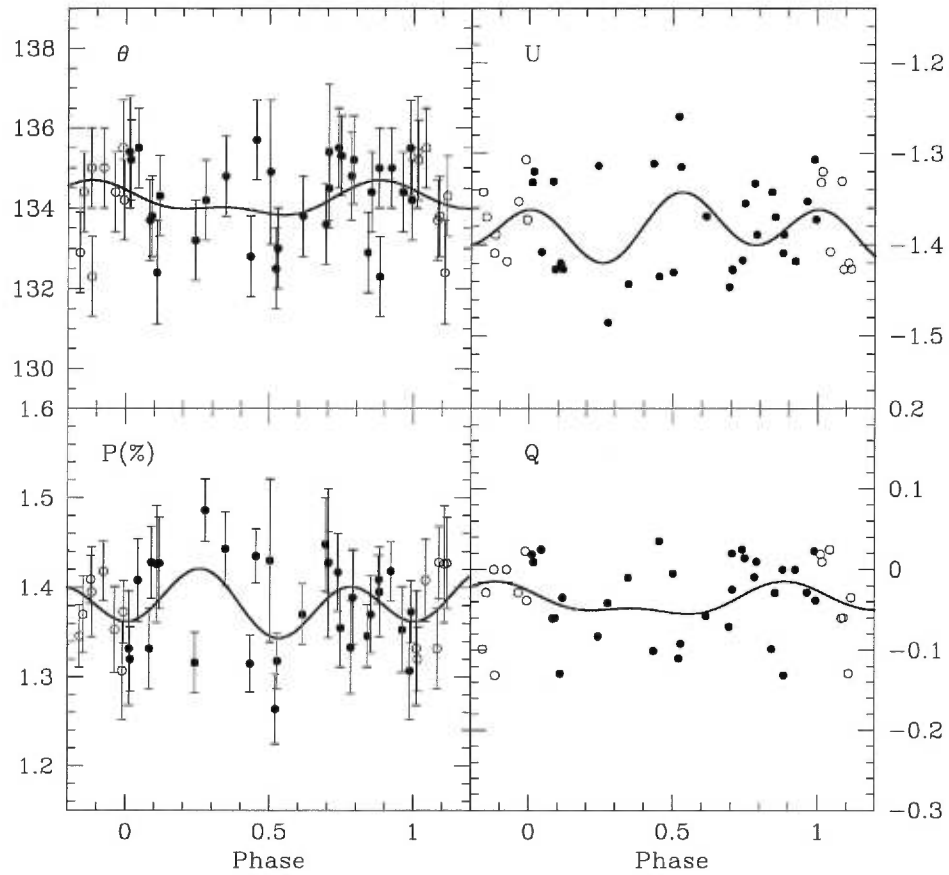


Figure 8.18 - *Polarimetric observations of NTTS 160905-1859 that show a lot of scatter. Two observations, taken in 1996 May and 1998 May, were removed since their position angle was much lower or higher than the rest of the observations.*

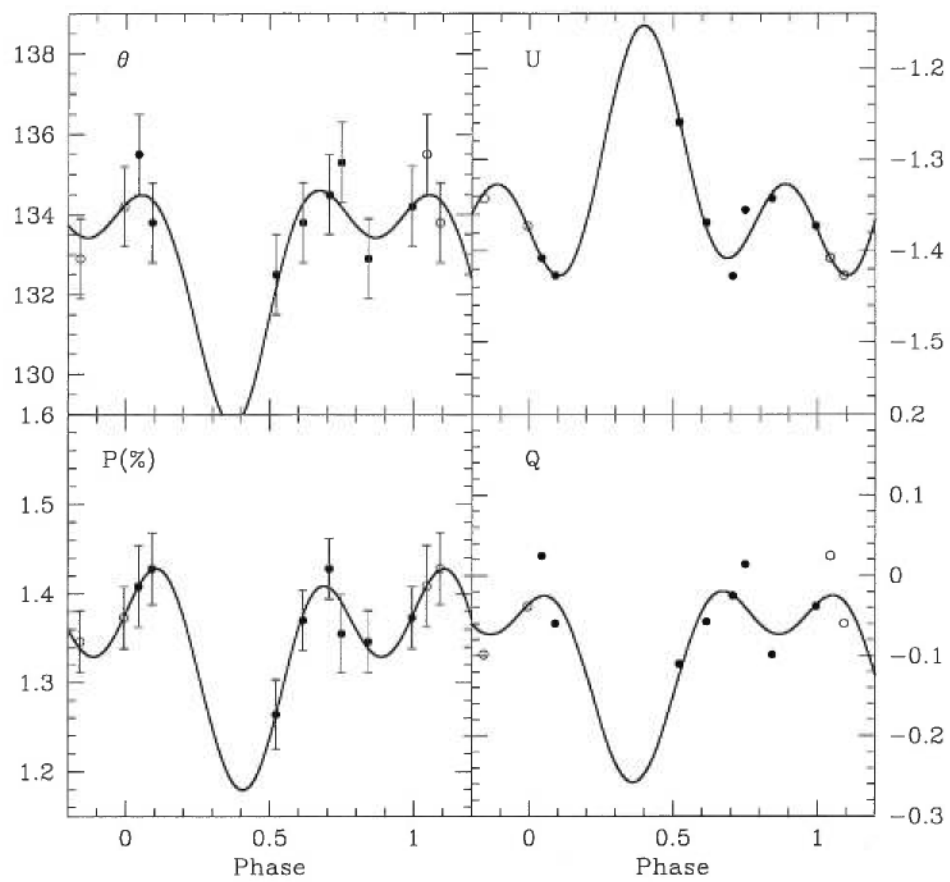


Figure 8.19 - *Polarimetric observations of NTTS 160905-1859 obtained between 1997 April 2 and 1997 April 16.*

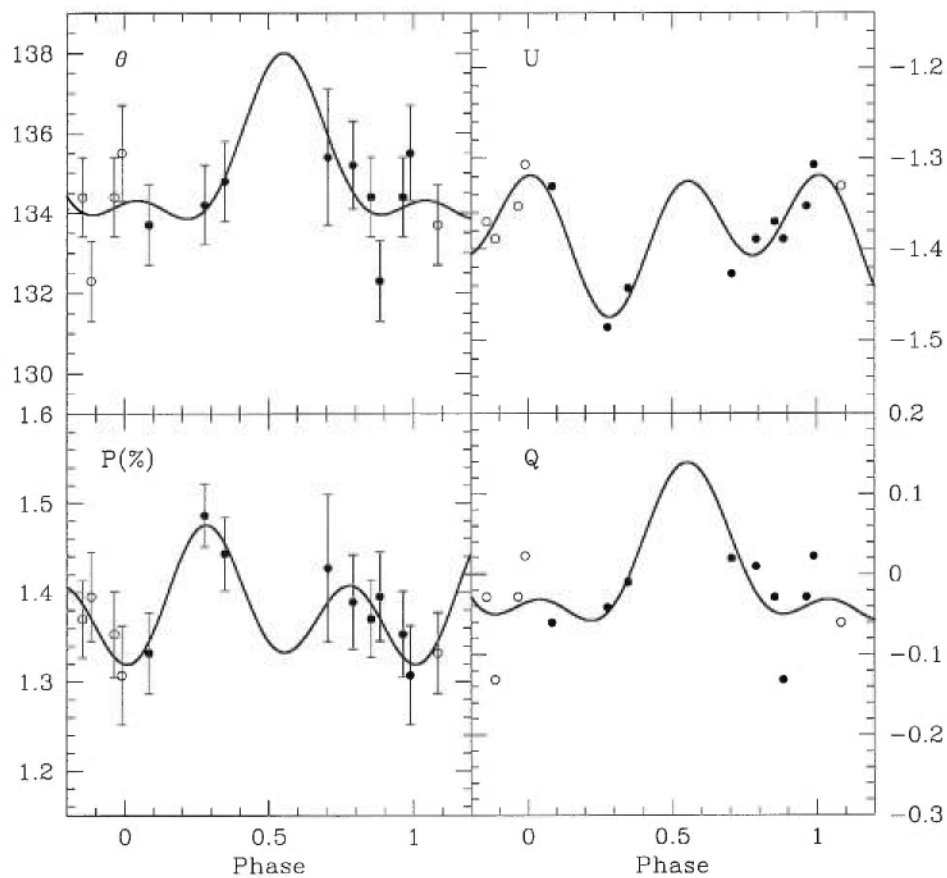


Figure 8.20 - *Polarimetric observations of NTTS 160905-1859 obtained between 1997 June 3 and July 11. The behavior is clearly different from the one presented in the preceding figure.*

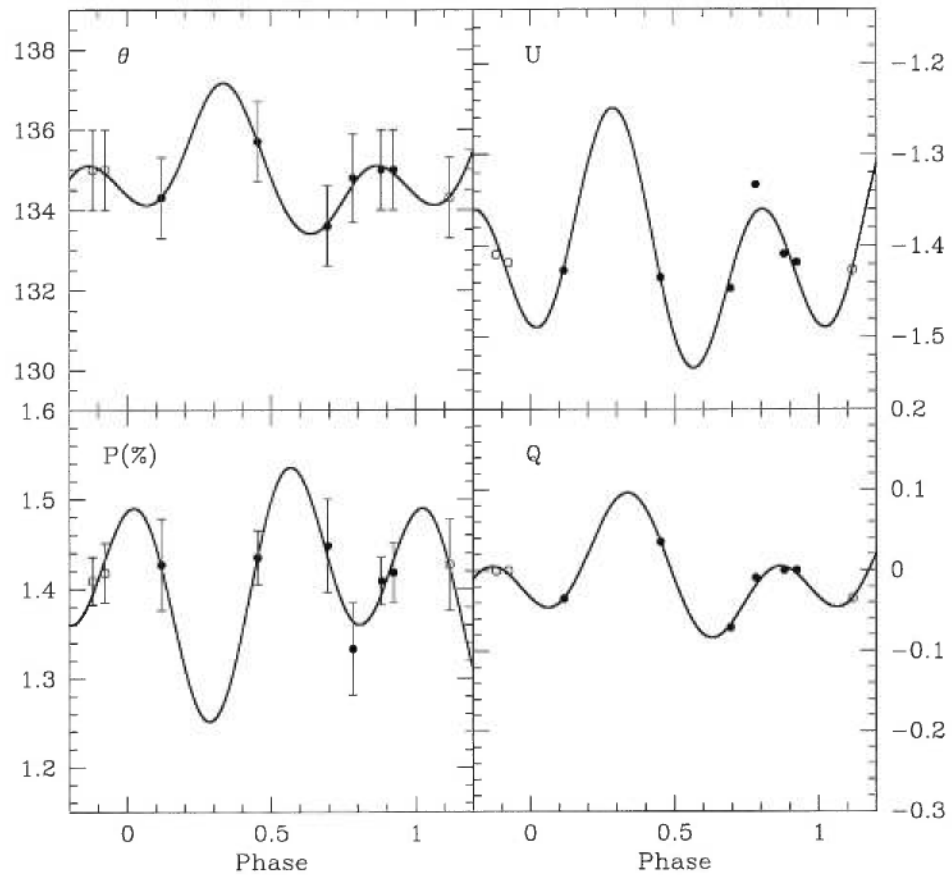


Figure 8.21 - *Polarimetric observations of NTS 160905-1859, obtained between 1998 May 13 and June 1.*

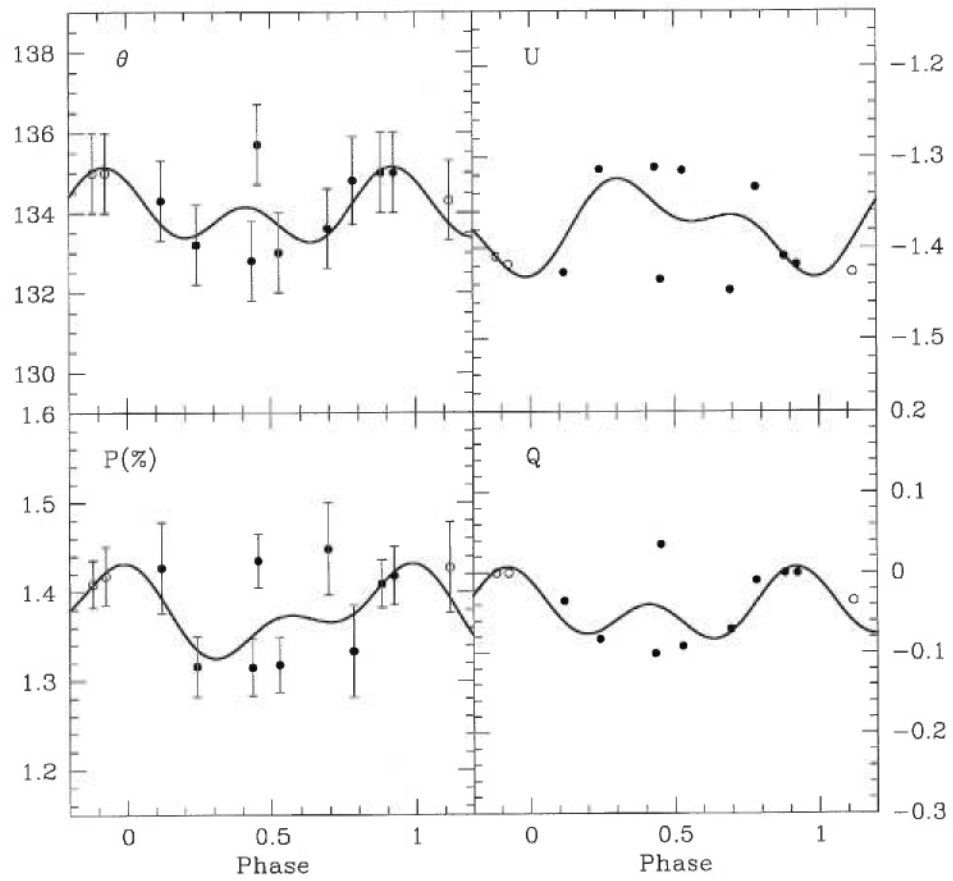


Figure 8.22 - *Polarimetric observations of NTTS 160905-1859, obtained between 1998 April 27 and June 1, thus including the data presented in the preceding figure.*

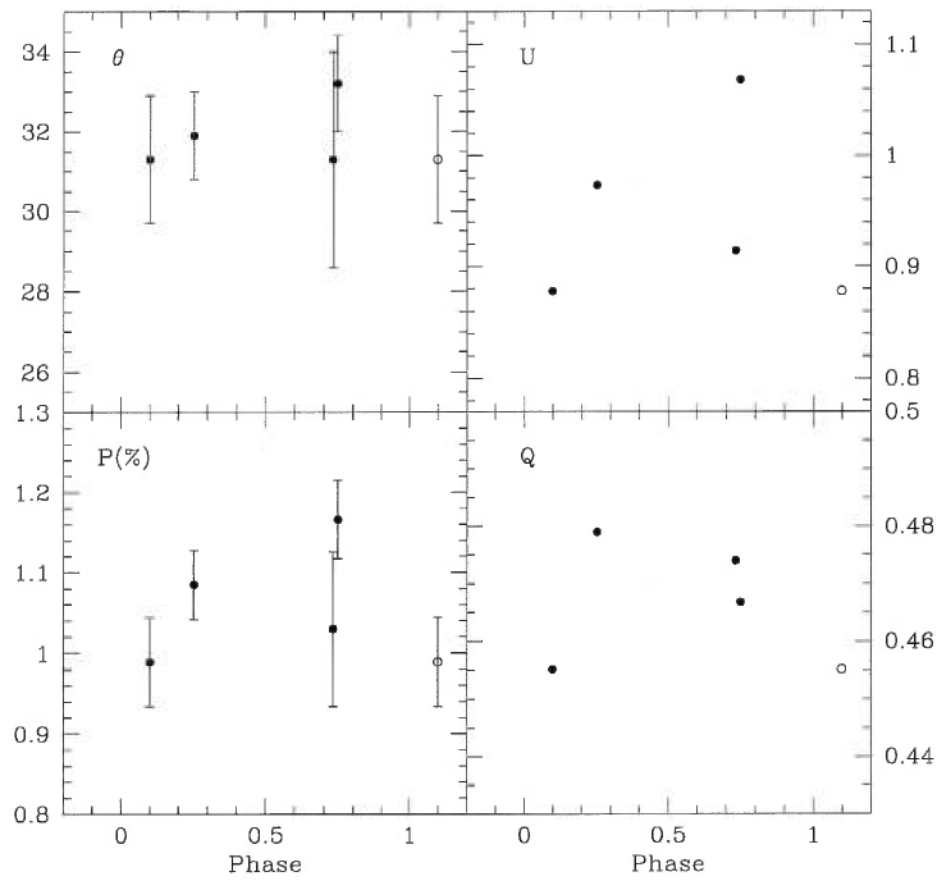


Figure 8.23 - *Polarimetric observations of Haro1-14C. One point with a position angle difference of 100° is not shown.*

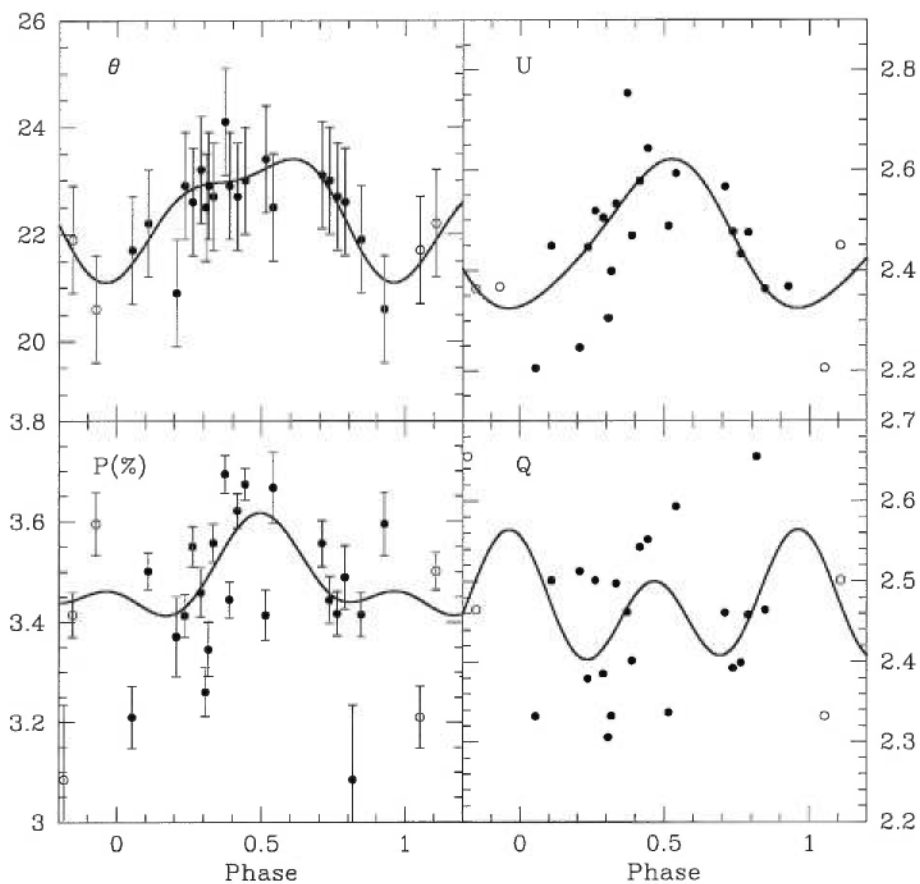


Figure 8.24 - *Polarimetric observations of NTTS 162814-2427. The star is clearly variable, but non-periodic variations introduce a lot of scatter in the possible periodic variations. One point, taken in 1997 June, was removed since its position angle and polarization were below the rest of the data.*

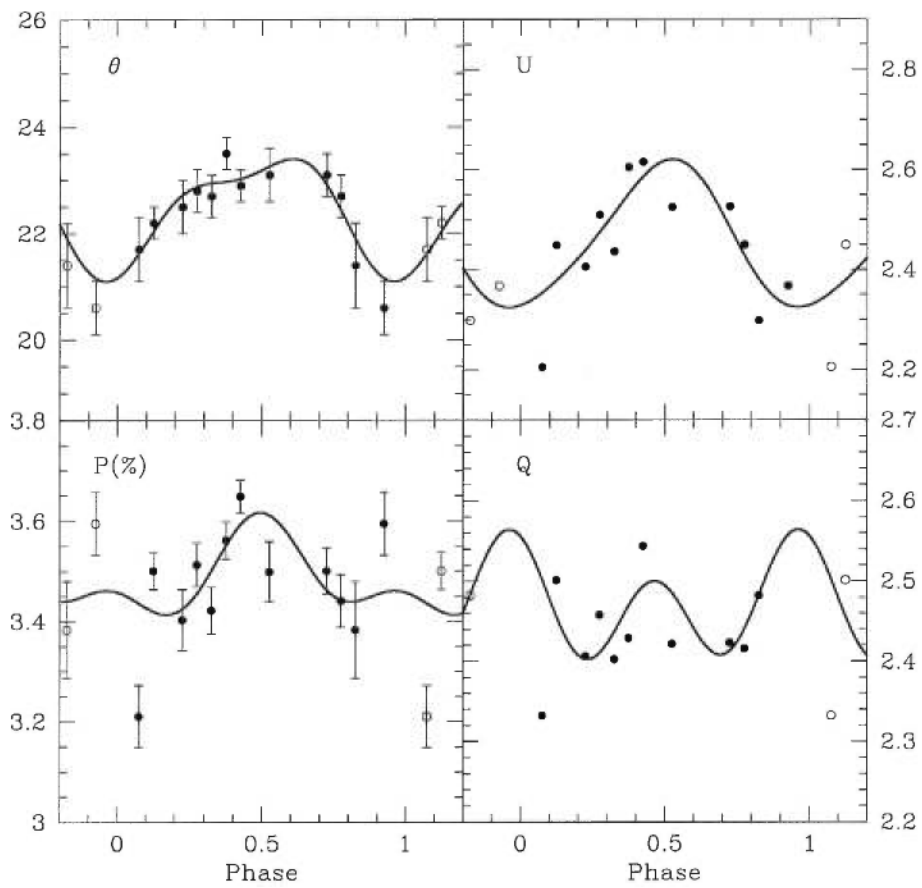


Figure 8.25 - Binned data for the polarimetric observations of NTTS 162814-2427 that reveal clear single-periodic variations in position angle and U parameter.

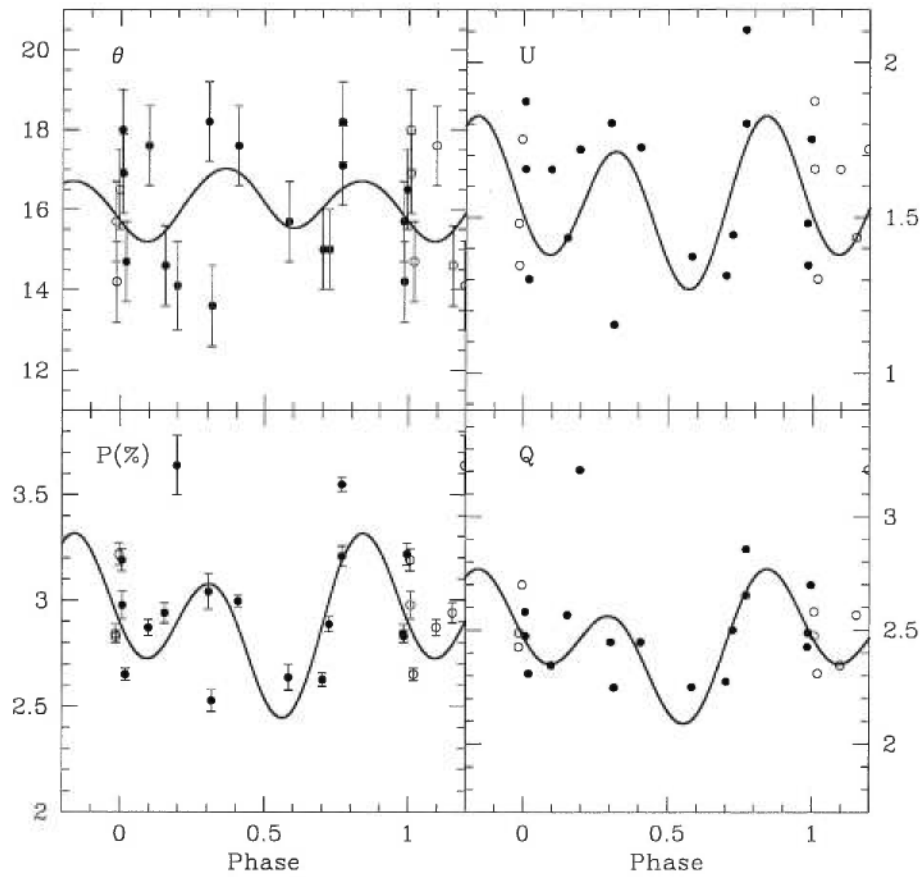


Figure 8.26 - *Polarimetric observations of NTT 162819-2423S. This star is highly variable, but some of the variability can be attributed to measurement that included the North component.*

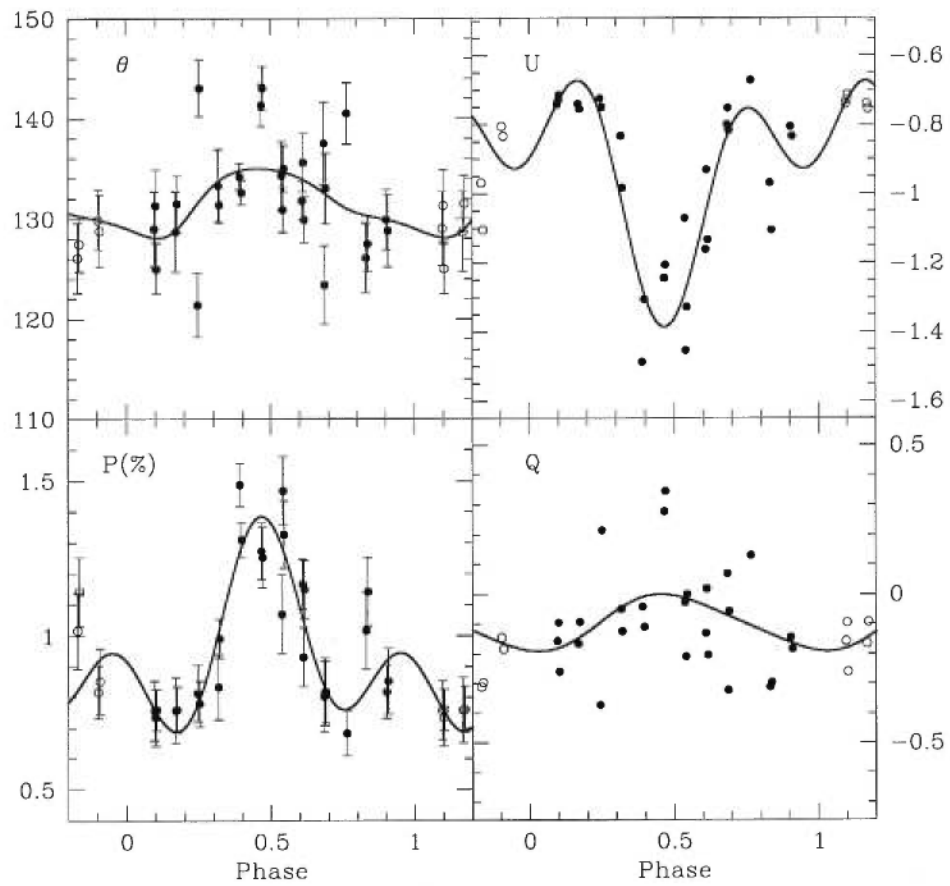


Figure 8.27 - *Polarimetric observations of AK Sco. Data was obtained during 12 consecutive nights and shows strongly variable polarization with non-random variations. The ephemeris used is $49000.0 + 13.6093E$, with the period from Mathieu (1994).*

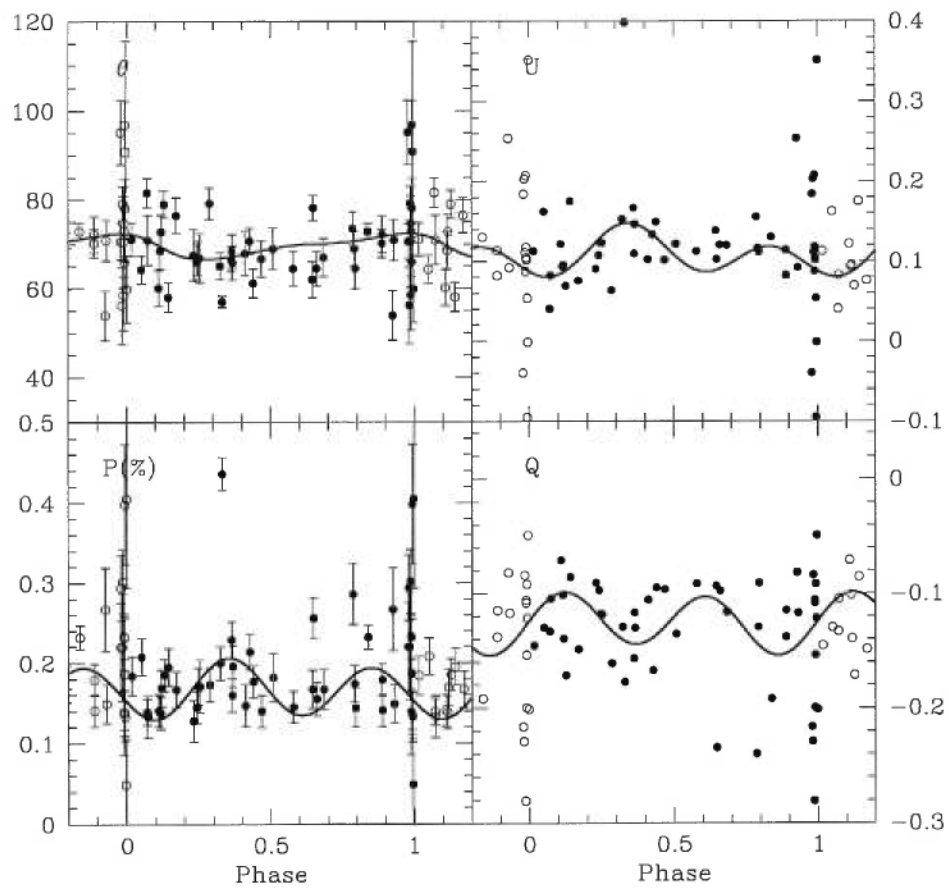


Figure 8.28 - *Polarimetric observations of EK Cep. Primary eclipses occur at phase 0.0 and are clearly visible in polarization and position angle. The ephemeris used is $39002.7222 + 4.4278E$ (Tomkin 1983).*

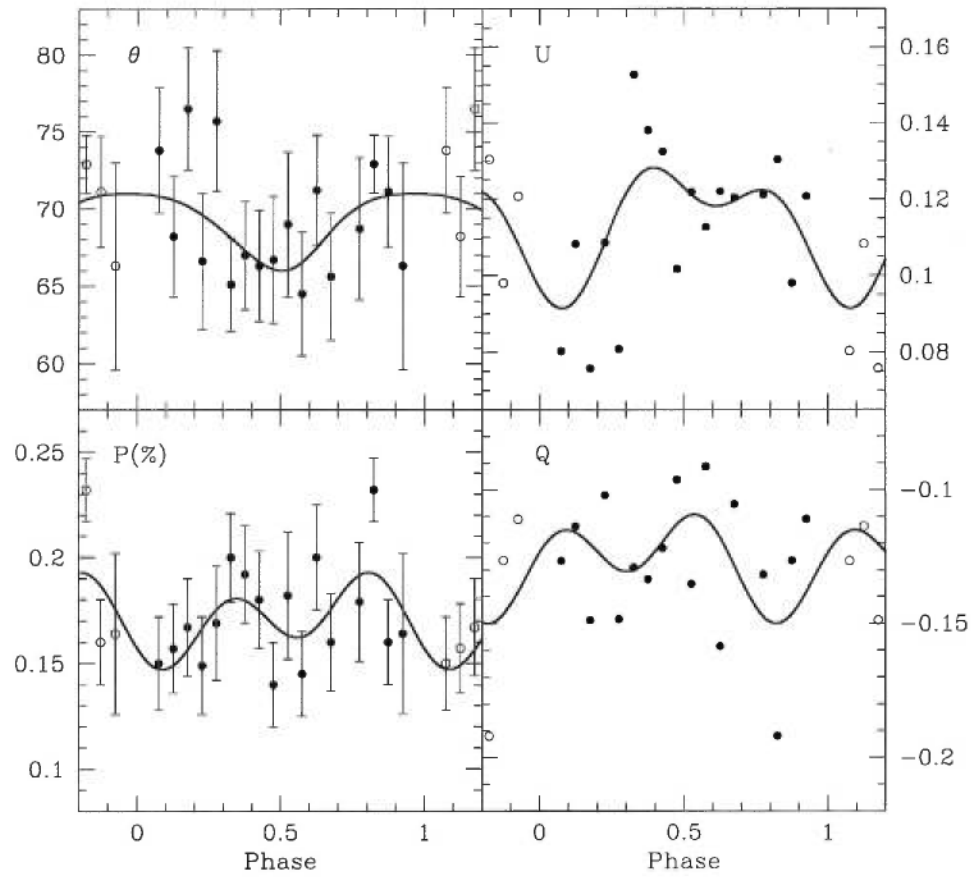


Figure 8.29 - *Polarimetric binned observations of EK Cep, with eclipses removed. The data was averaged in 20 bins.*

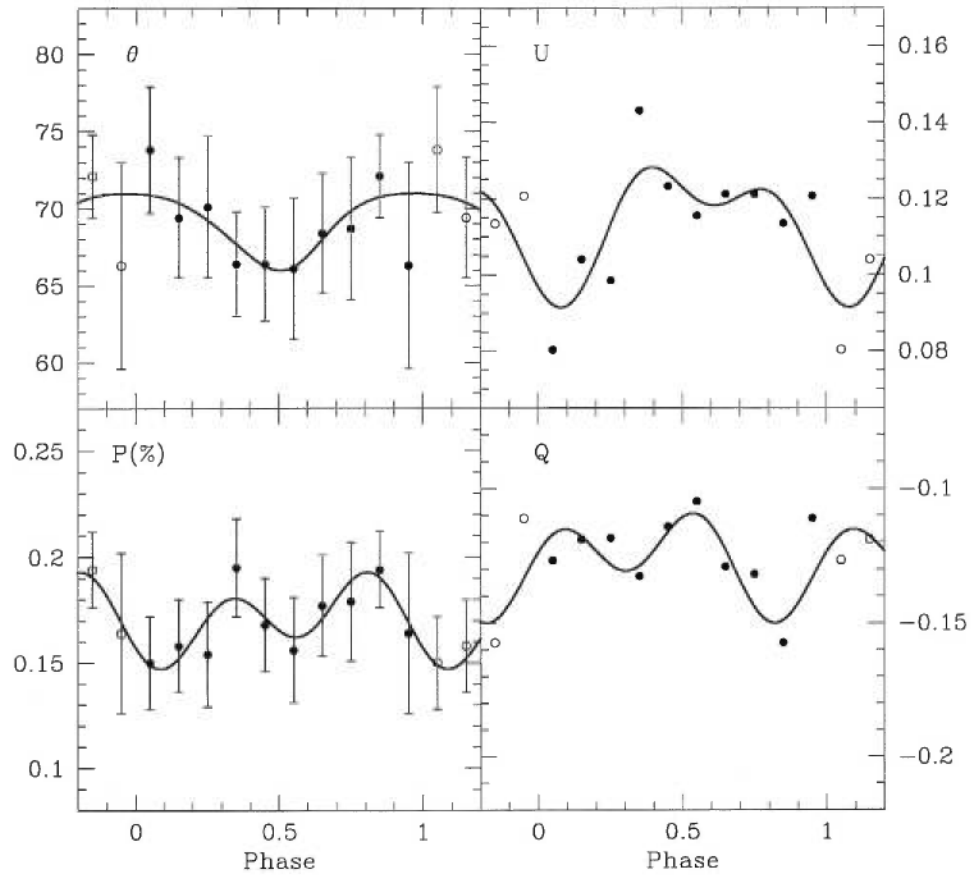


Figure 8.30 - *Polarimetric binned observations of EK Cep. Data was averaged in 10 bins, and reveal low amplitude periodic variations.*

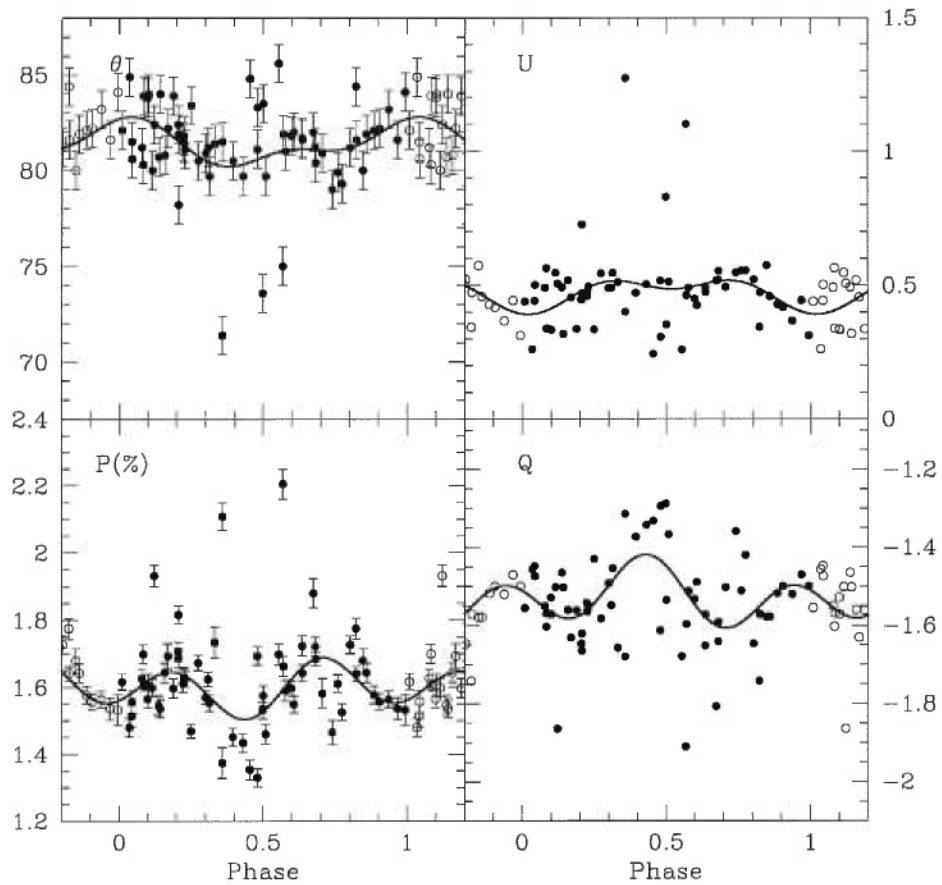


Figure 8.31 - Complete set of polarimetric observations of MWC 1080. A few observations are clearly away from the average curve, in both polarization and position angle. The ephemeris used is from Grankin et al. (1992): $2445607.374 + 2.886926E$. MWC 1080 is an eclipsing binary; the primary eclipse occurs at phase 0.0, and the secondary at phase 0.55.

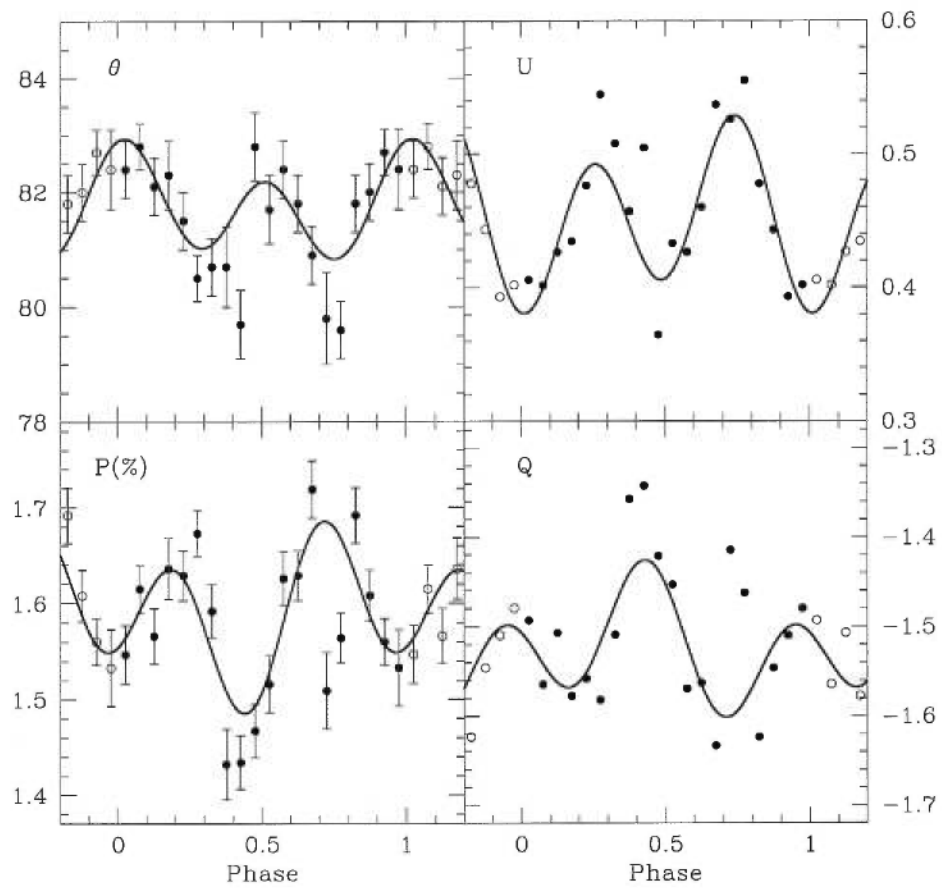
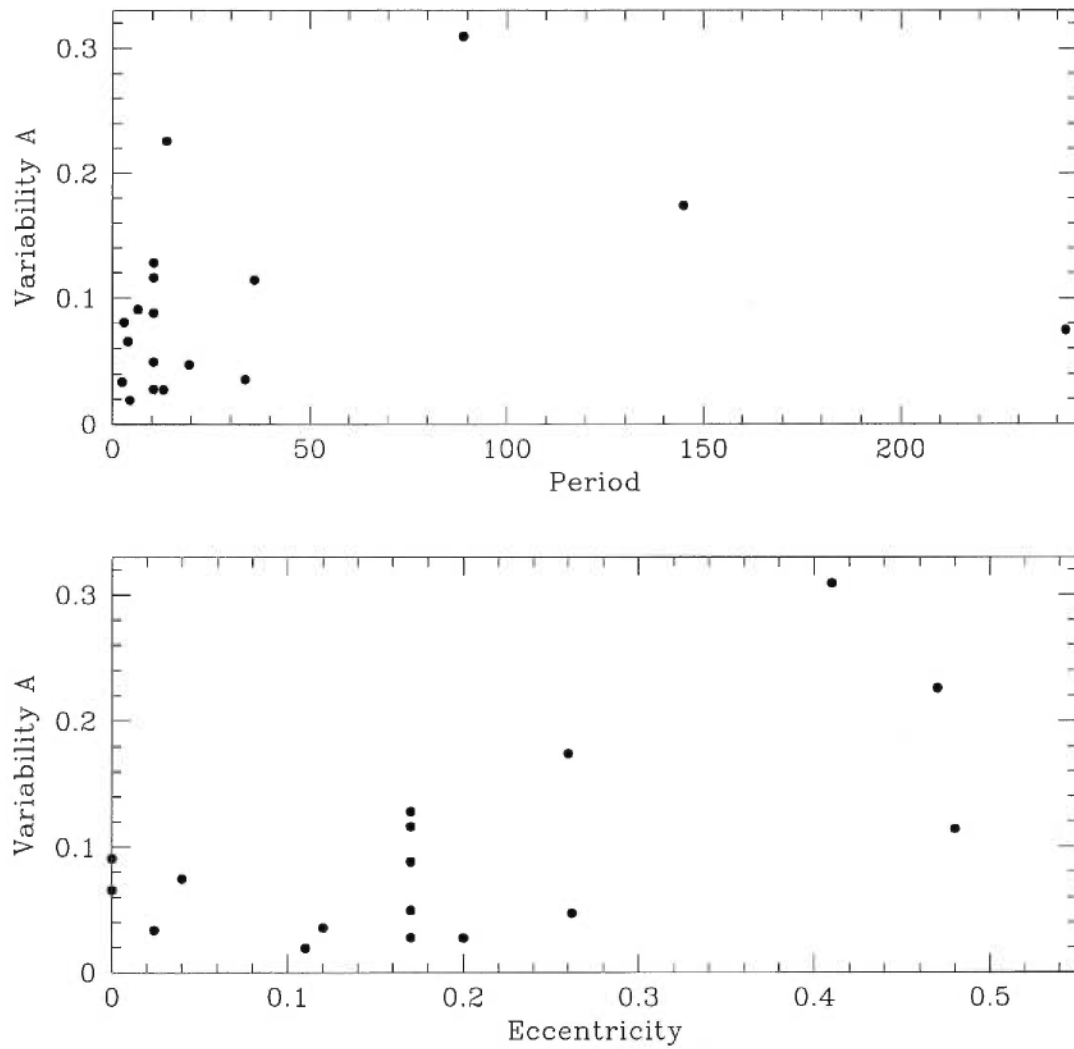


Figure 8.32 - Polarimetric observations of MWC 1080. The most deviant points were removed before binning the data.



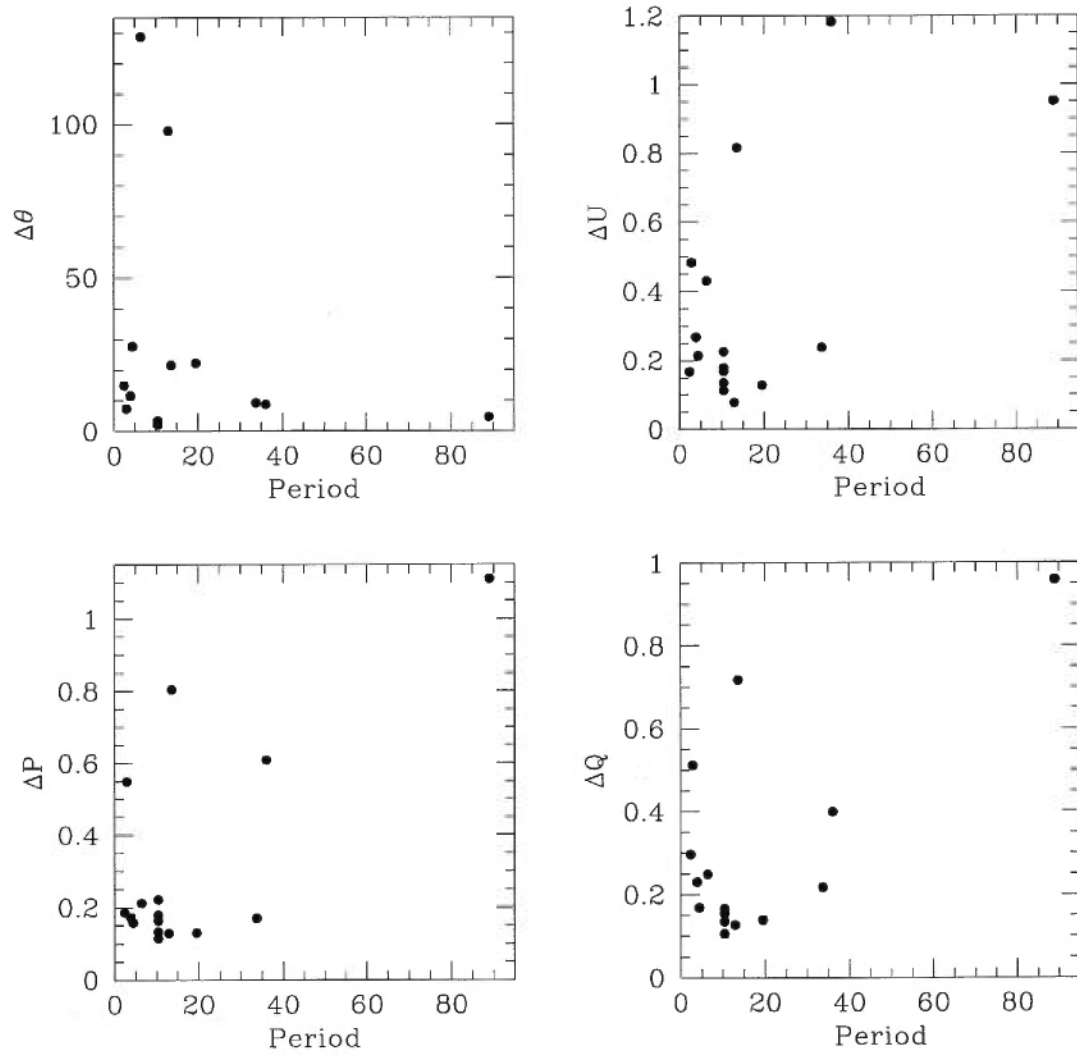


Figure 8.34 - Variability ΔU , ΔP , and $\Delta\theta$ of the observations as a function of the orbital period. Note that to increase the clarity of the figure, data for GW Ori, with a period of 242 d, is not shown.

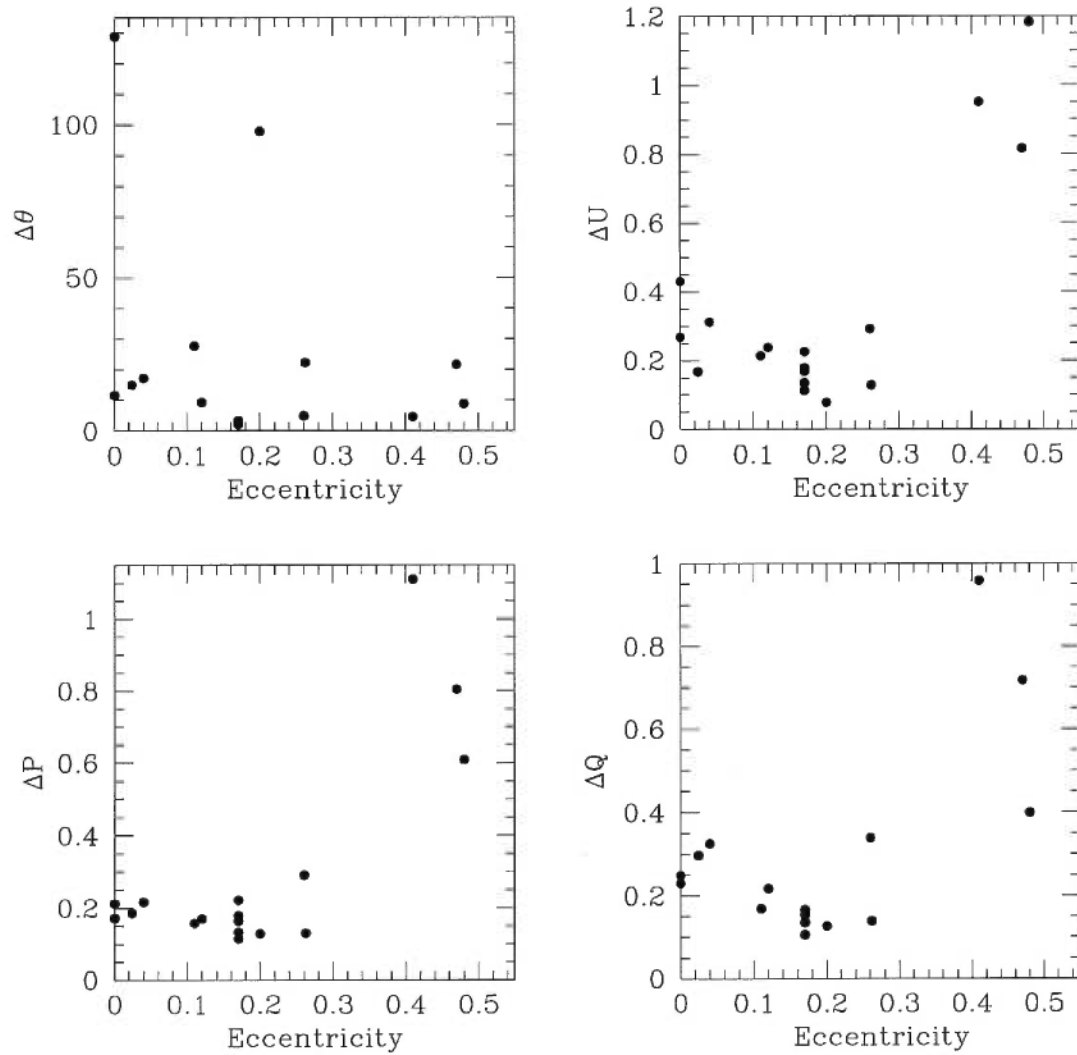


Figure 8.35 - Variability ΔU , ΔP , and $\Delta\theta$ of the observations as a function of the orbital eccentricity. The highly variable binaries have very eccentric orbits ($e > 0.3$).

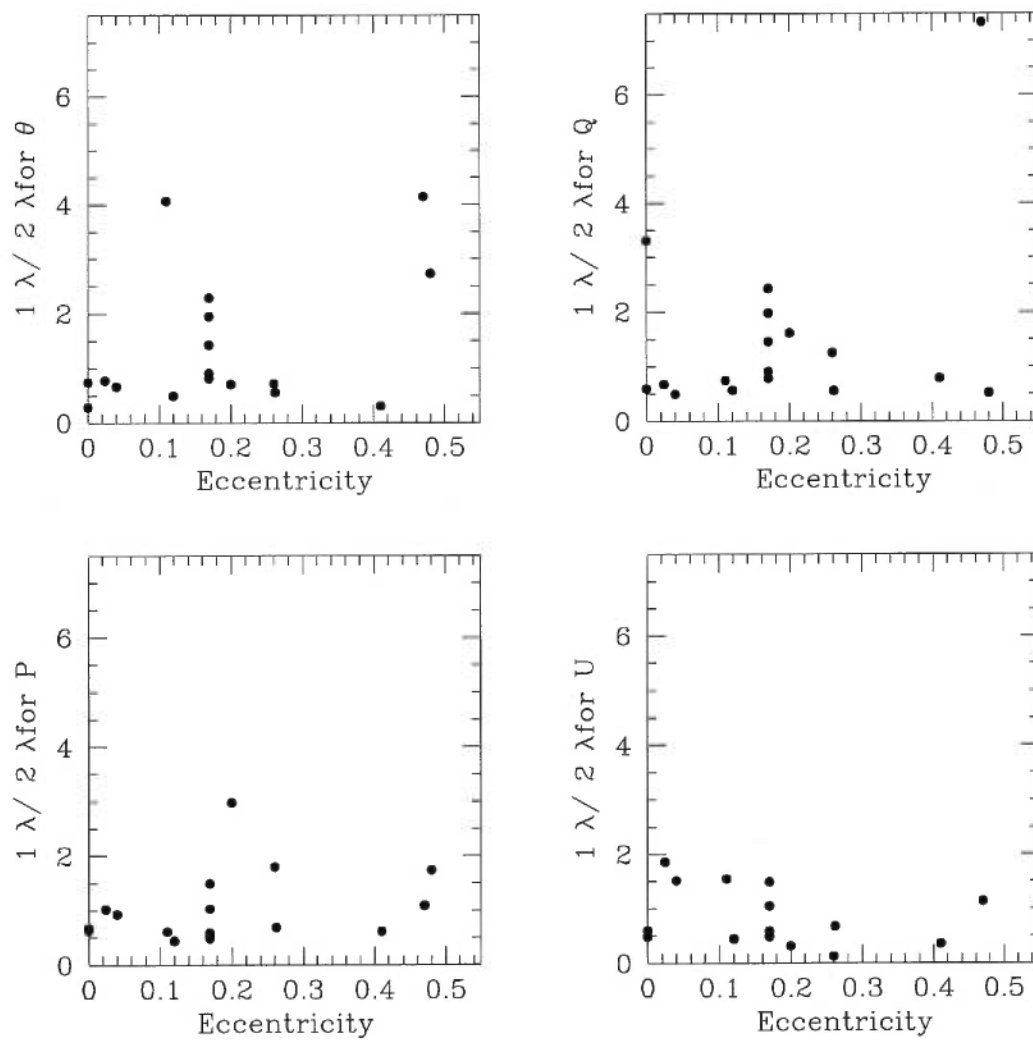


Figure 8.36 - *Ratio of the amplitude of the single-periodic variations (in 1λ) over the double-periodic ones (in 2λ) as a function of orbital eccentricity. No clear correlation is seen.*

CONCLUSION

Cette recherche a porté sur l'étude des variations polarimétriques d'étoiles jeunes (ou pré-série principale) faisant partie de systèmes binaires spectroscopiques à très courtes périodes (inférieures à environ 50 jours).

Le but ultime de cette recherche était de montrer que les variations périodiques de polarisation de ces systèmes binaires peuvent être utilisées pour trouver leur inclinaison orbitale, en utilisant le modèle BME (Brown, McLean & Emslie 1978).

Cette technique polarimétrique est intéressante puisqu'elle permet de déduire l'inclinaison orbitale de façon tout à fait indépendante des méthodes habituelles (photométriques ou spectroscopiques). De plus, elle peut servir à décrire la distribution des diffuseurs dans l'environnement circumstellaire.

Le modèle analytique utilisé (BME) étudie les systèmes binaires en orbite circulaire et entourés d'électrons. La diffusion sur ces électrons produit de la polarisation, qui varie en fonction du temps à cause du mouvement orbital. La forme de ces variations est reproduite par des courbes sinusoïdales que l'on retrouve une ou deux fois par période orbitale (variations simplement ou doublement périodiques), et sert à calculer l'inclinaison orbitale. Les variations simplement périodiques apparaissent lorsqu'il y a asymétrie dans la distribution des diffuseurs.

Cependant, les conditions qui prévalent dans les systèmes binaires jeunes sont différentes de celles étudiées par ce modèle. Les étoiles jeunes sont entourées de grains de poussière et la plupart ont des orbites excentriques, et non circulaires. Certaines modifications à ce modèle ont été déjà étudiées, mais aucune ne

tient compte à la fois de la diffusion sur des grains de poussière et des orbites excentriques. Le modèle BME ne peut pas *a priori* être utilisé.

Une solution possible, qui est celle utilisée ici, consiste à produire des courbes synthétiques de variations polarimétriques qui simulent des systèmes dont les propriétés (diffuseurs, excentricité et inclinaison orbitales, géométrie) correspondent à celles attendues pour des étoiles binaires jeunes à période courte. Ces courbes peuvent ensuite être analysées à l'aide du formalisme de BME pour vérifier si celui-ci retrouve l'inclinaison orbitale qui avait servi à produire les courbes polarimétriques.

La géométrie adoptée dans ces simulations numériques consistait en une enveloppe circumbinaire ellipsoïdale au centre de laquelle se trouvait une région sphérique vide où deux étoiles de même masse et de même luminosité étaient en orbite circulaire ou excentrique. Cette enveloppe était optiquement mince, et constituée d'électrons ou de grains de poussière. Les orbites occupaient environ 10% de l'enveloppe, ce qui revient à dire que seules les régions les plus internes de l'enveloppe ont été modélisées. Ce sont dans les régions les plus internes que la majeure partie des diffusions (et de la polarisation) sont produites.

Cette géométrie particulière est adéquate pour les binaires jeunes à courte période que nous voulions étudier. On sait que les étoiles jeunes sont entourées de matière, reste de leur formation, sous forme de disques et d'enveloppes, entourant les étoiles individuelles ou les systèmes binaires. L'orbite très serrée n'étant pas très favorable à la présence de disques autour de chacune des deux étoiles (ce qui n'empêche toutefois pas leur existence), seul un disque circumbinaire est présent. De plus, près des étoiles, la température est telle que les grains de poussière sont détruits, et les interactions gravitationnelles créent également une cavité vide autour des étoiles.

En plus des électrons, quatre types de grains de poussière sphériques ont

été utilisés dans les simulations, avec des rayons de $0.02 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$: silicates astronomiques, graphite, carbone amorphe et glace sale.

De ces simulations, plusieurs points ont été mis en évidence, dont certains étaient déjà connus. Tout d'abord, pour obtenir des niveaux de polarisation élevés, il faut avoir une inclinaison orbitale élevée (un système vu par le plan équatorial), une enveloppe aplatie, une profondeur optique élevée, ou une enveloppe contenant une grosse cavité centrale. Les variations polarimétriques sont importantes pour une inclinaison faible (un système vu par le pôle), une profondeur optique élevée, une enveloppe aplatie, une petite cavité centrale, ou une orbite qui mène les étoiles à frôler le bord interne de la cavité centrale.

La nature des diffuseurs est importante pour l'amplitude des variations polarimétriques: les grains de poussière sont de moins bons polariseurs que les électrons et les variations qu'ils causent sont moins importantes. La composition des grains a également une importance quant au niveau de polarisation et des variations: les grains les plus polarisants sont ceux faits de silicates astronomiques, suivis de ceux de graphite, de carbone amorphe et de glace sale. Quelle que soit la composition, les grains de $0.1 \mu\text{m}$ sont également les plus polarisants et causent les plus fortes variations; des grains plus petits ou plus gros donnent des variations parfois à peine perceptibles.

Les variations produites sont en général de l'ordre de 0.1% , même dans le cas de la diffusion par des électrons, ce qui est en général inférieur aux variations observées dans le cas d'étoiles binaires chaudes. Ceci est dû en partie à la géométrie adoptée ici: une enveloppe circumbinaire (qui entoure les deux étoiles) est moins asymétrique et produit moins de variations qu'une seule enveloppe circumstellaire en orbite autour d'une source externe de lumière.

Les variations polarimétriques produites par des étoiles de masses (et de luminosités) égales sont, dans le cas d'orbites circulaires, doublement périodiques.

Les courbes pour chaque étoile sont identiques à un déphasage d'une demi-période près et contiennent des composantes simplement périodiques qui disparaissent lorsque les courbes sont additionnées pour produire celle de la binaire. Le cas de deux étoiles de luminosité (et de masse) différentes n'a pas été étudié, mais on peut imaginer que les orbites différentes pour chaque étoile vont introduire des niveaux de polarisation et de variations différents pour chacune des étoiles, ce qui pourrait donner pour la courbe de la binaire des variations doublement et simplement périodiques, ou même d'ordre supérieur.

L'effet des orbites excentriques est de modifier la forme des courbes polarimétriques, qui ne sont alors plus représentées par des fonctions sinusoïdales doublement périodiques, mais par une somme de variations doublement et simplement périodiques, même pour des excentricités aussi faibles que 0.1.

Contrairement à ce qui avait été prédit par le modèle BME, une asymétrie dans la distribution des diffuseurs ne donne pas nécessairement des variations simplement périodiques. Dans le cas de deux étoiles de même masse, l'asymétrie introduit de telles variations dans les courbes de chaque étoile, mais pas dans la courbe de la binaire. Si la lumière d'une des deux étoiles peut être négligée, alors dans ce cas, seules des variations simplement périodiques sont présentes (et aucune doublement périodique).

Donc l'observation de variations simplement périodiques peut être due à plusieurs facteurs: orbite excentrique, étoiles de masses différentes, ou asymétrie dans la distribution de matière.

Ces simulations, qui ne s'appliquent pas seulement aux étoiles binaires jeunes mais en fait à tout système binaire entouré de matière, électrons ou grains de poussière, avec des orbites circulaires ou excentriques, ont permis de mieux comprendre ce qui cause les variations polarimétriques, et de prévoir ou d'entrevoir dans quels cas des variations peuvent être produites. Elles devaient cependant ser-

vir à tester si le modèle BME peut fonctionner dans le cas d'orbites excentriques et de diffuseurs autres que des électrons.

Comme attendu, puisque ce cas avait déjà été étudié par d'autres, le modèle BME fonctionne quel que soit le type de diffuseurs, électrons ou grains de poussière sphériques.

Le modèle BME peut servir à retrouver l'inclinaison orbitale si celle-ci est supérieure à environ 45° et si les variations polarimétriques sont assez visibles (pour des simulations sans bruit, on parle ici d'amplitudes supérieures à 0.002 %, ce qui n'est en général pas observable avec les instruments actuels); étant donné que les grains de poussières produisent des amplitudes plus faibles que les électrons, il sera plus difficile de détecter des variations polarimétriques lorsque l'enveloppe est constituée de poussières, et le modèle BME sera plus difficile à utiliser. Un biais, qui était déjà connu, empêche de trouver les inclinaisons plus basses. La géométrie (aplatissement, grosseur de la cavité centrale), le rayon orbital et la nature des diffuseurs n'influencent pas les résultats du modèle BME.

De plus importants progrès ont été réalisés dans le cas d'orbites non-circulaires. Dans le cas d'orbites circulaires, ce sont les variations doublement périodiques qui servent à retrouver l'inclinaison orbitale; il est encore possible d'utiliser ces variations pour des excentricités inférieures à 0.3 si l'inclinaison réelle est encore une fois supérieure à 45° . Cependant, comme mentionné plus haut, une excentricité non-nulle introduit également des variations simplement périodiques, et celles-ci peuvent être utilisées pour retrouver l'inclinaison pour toute la plage d'excentricités étudiées ici (0.1 à 0.6) si l'inclinaison vraie est supérieure à 20° .

Un facteur très important qui peut empêcher le modèle BME de trouver la bonne inclinaison, même pour les orbites circulaires, est le niveau de bruit, c'est-à-dire la dispersion des observations autour des variations périodiques moyennes. Il a été déterminé qu'avec du bruit ayant une déviation standard de 10% de

l'amplitude des variations polarimétriques, 92% des inclinaisons trouvées par le modèle BME seront à 10° de la vraie inclinaison, et 55% seront à 5° . Si le niveau de bruit est supérieur, le modèle BME surestimera grandement l'inclinaison, et lorsque le bruit domine, la moyenne de ses évaluations sera d'environ 90° , même si les erreurs d'observation sont très faibles.

Nous avons également étudié la méthode de propagation des erreurs qui peut être utilisée pour estimer l'erreur que le modèle BME fait sur l'inclinaison. Si le bruit est plus important que les erreurs sur la polarisation, l'erreur sur l'inclinaison sera grandement sous-estimée, faisant croire que l'inclinaison trouvée est plus proche de la vraie valeur qu'elle ne l'est en réalité. Si le niveau de bruit est semblable aux erreurs de mesure sur la polarisation, la méthode de propagation des erreurs donne des intervalles $\pm 1\sigma$ et $\pm 3\sigma$ raisonnables.

Jusqu'à maintenant, le modèle BME était surtout utilisé pour retrouver l'inclinaison orbitale, mais il donne également certains moments de la distribution des diffuseurs, qui peuvent servir à caractériser la géométrie des enveloppes circumbinaires (symétrie ou asymétrie par rapport au plan orbital quantifiée par $\tau_0 G$, concentration dans le plan orbital quantifiée par $\tau_0 H$). Le modèle BME reconnaissait en général que les enveloppes simulées étaient symétriques ($\tau_0 G \sim 0$), et donnait des valeurs de $\tau_0 H$ de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-5}$; ces valeurs sont similaires à celles trouvées pour des systèmes binaires déjà observés. L'effet de géométries différentes sur ces valeurs n'est pas clair, malgré les simulations que nous avons effectuées. Par exemple, l'utilisation d'enveloppes très asymétriques (dont la partie inférieure avait été ôtée) ne produit pas de valeurs non-nulles pour $\tau_0 G$, même si l'interprétation faite des équations du modèle le demande. De plus, il n'y a pas pour le moment de façon d'évaluer les incertitudes sur ces valeurs.

En plus de ces simulations numériques, cette recherche a utilisé des observations polarimétriques d'étoiles binaires jeunes, les premières du genre. Ces observations ont montré que la majorité des étoiles binaires jeunes sont variables

polarimétriquement (tout comme les étoiles jeunes dans les systèmes simples), certaines présentant en plus des variations périodiques, ce qui n'avait jamais été rapporté auparavant.

Plusieurs étoiles, dont V826 Tau et NTTS 160814-1857, montrent des variations polarimétriques même si elles ne sont pas des T Tauri classiques (pour lesquelles diverses observations montrent l'existence d'importants disques de matière) mais plutôt des T Tauri à raies faibles, qui ont beaucoup moins de matière dans leur environnement. La méthode polarimétrique semble plus sensible que celles photométriques et spectroscopiques pour détecter la présence de matière, même si on sait qu'en fait très peu de poussière est nécessaire pour produire de la polarisation.

Les tests statistiques utilisés pour déterminer si les observations montrent de la variabilité ou non ne tiennent pas compte des variations de très faible amplitude, même si elles sont périodiques et systématiques. Ainsi, LkCa 3 et Par 2494 ont été classées constantes en polarisation, donc peu intéressantes, mais ces deux binaires présentent en fait des variations en angle de position. Dans le cas de Par 2494, ces variations apparaissent lorsqu'on regroupe et effectue des moyennes pour plusieurs données obtenues à des phases orbitales similaires (*binning*). Cette méthode permet de diminuer la dispersion des observations et de faire ressortir les tendances générales et les faibles niveaux de variabilité, comme dans le cas de Par 1540 et NTTS 155913-2233.

Nous avons donc constaté que les variations sont en général moins claires et moins prononcées que pour les objets étudiés jusqu'ici (étoiles chaudes ou évoluées), probablement à cause de la nature des diffuseurs (les grains de poussière produisant des amplitudes de variation plus faibles que les électrons, comme montré dans les simulations numériques) et de la géométrie (un disque circumbinaire étant moins asymétrique qu'un seul disque circumstellaire, les variations produites peuvent être plus faibles).

De plus, ces modulations sont entachées de variations non-périodiques (dues à des éruptions stellaires, à des taches sombres ou brillantes à la surface des étoiles, à de l'accrétion variable, à un re-arrangement important de la structure des disques, etc.) qui rajoutent du bruit, rendant l'utilisation du modèle BME plus difficile. Ces événements non-périodiques modifient la polarisation et camouflent parfois des variations périodiques de faible amplitude. Certains événements causent des changements tellement importants dans la polarisation que les mesures sont nettement au-dessus ou en dessous de la moyenne des observations.

Les éclipses ont également un effet très important sur la polarisation, causant des changements rapides de polarisation ou d'angle de position. De telles fluctuations ont été observées pour EK Cep, pour laquelle on connaissait déjà l'existence d'éclipses, mais peut-être également pour W 134 qui a montré à deux reprises et à la même phase orbitale des angles de position très différents du comportement général. Des observations supplémentaires effectuées à cette phase pourraient permettre de confirmer ou d'infirmer l'existence d'éclipses pour ce système binaire.

Il est fort probable que des changements surviennent dans l'environnement des étoiles binaires jeunes. Deux cas supportent cette idée, NTTS 155913-2233 et NTTS 160905-1859. Pour la première étoile, la polarisation semble présenter des maximums à des phases différentes pour des années différentes. Encore plus frappant est l'exemple de NTTS 160905-1859; deux ensembles de données prises à deux mois d'intervalle montrent des courbes de polarisation différentes, les maximum et minimum ne se présentant pas aux mêmes phases orbitales. Lorsque l'ensemble des données est examiné, aucune périodicité n'est évidente. Dans le cas de systèmes où des changements importants peuvent survenir sur des échelles de temps très courtes, il serait donc important d'obtenir des données sur un très court intervalle de temps ($\approx 10-30$ jours) pour éviter de contaminer les variations périodiques par des événements non-périodiques qui introduisent de la dispersion.

Cette suggestion peut être illustrée par les observations de AK Sco, qui ont été obtenues au Chili à l'intérieur d'une douzaine de jours. Ces données présentent clairement des variations qui ne sont pas trop dispersées, alors que des ensembles de données prises sur plusieurs dizaines de jours ou de mois ne montrent aucune variation périodique.

Toutes ces observations peuvent être comparées aux simulations numériques; certaines prédictions ou observations faites à la suite des simulations numériques ont été confirmées par les observations.

Les simulations ont montré que des orbites excentriques introduisent des variations simplement périodiques; ce genre de variations a été clairement détecté pour deux systèmes à excentricité élevée ($e \sim 0.47$): NTTS 162814-2427 et AK Sco. Ces deux systèmes présentent également des variations importantes (0.5% et plus en polarisation) qui pourraient être une conséquence du fait que NTTS 162814-2427 a plus de matière que sa classification ne le laisse penser, et que le disque circumbinaire de AK Sco pourrait ne pas avoir de cavité centrale. Les simulations numériques avaient montré que des diffuseurs placés près des étoiles produisent plus de variations que ceux placés plus loin.

Finalement, la seule étoile Ae/Be de Herbig de l'échantillon, MWC 1080, présente elle aussi des variations périodiques, accompagnées de dispersion importante.

Le but ultime de cette recherche, qui consistait à trouver l'inclinaison orbitale de ces binaires, n'a pas encore été atteint. Nous pensons que le niveau de bruit présent dans les données et dû à des événements non-périodiques à la surface des étoiles ou dans le milieu circumbinaire est trop élevé pour utiliser de façon fiable le formalisme de BME.

Cependant, comme suggéré plus haut, des données obtenues sur de courts intervalles de temps pourraient présenter moins de bruit et rendre ainsi l'utilisation

du modèle BME plus profitable.

Néanmoins, toutes les simulations numériques et les observations présentées contribuent à mieux comprendre les causes de la polarisation et des variations polarimétriques chez les étoiles binaires jeunes ainsi que pour tous les systèmes binaires qui ont la géométrie ici étudiée.

Les travaux suivants devraient essayer de nouvelles géométries (un ou deux disques circumstellaires accompagnés ou non d'un disque circumbinaire) pour voir leurs effets sur les courbes de polarisation et sur les paramètres $\tau_0 G$ et $\tau_0 H$ calculés par le modèle BME, des distributions non-uniformes de matière, des profondeurs optiques plus élevées, et des mélanges plus réalistes de composition et de grosseur de grains de poussière.

Annexe A

Observations polarimétriques des comètes C/1995 O1 Hale-Bopp et C/1996 B2 Hyakutake

Cette annexe présente un article qui a été publié dans la revue *Icarus* (Manset & Bastien 2000, *Icarus*, 145, 203).

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF COMETS C/1995 O1
HALE-BOPP AND C/1996 B2 HYAKUTAKE

N. Manset^{1,2}, P. Bastien¹

¹ Université de Montréal, Département de Physique,
and Observatoire du Mont Mégantic,

[REDACTED]

[REDACTED]

² Canada-France-Hawaii Telescope Corporation,

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

Number of manuscript pages: 78

Number of figures: 15

Number of tables: 15

Running title: Polarimetry of Comets Hale-Bopp and Hyakutake

Send editorial communications to:

Nadine Manset

CFHT Corporation

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

Abstract

We present polarimetric observations of Comet C/1995 O1 Hale-Bopp. Polarimetric data was obtained with a Pockels cell polarimeter at the Observatoire du Mont Mégantic, between July 1996 and May 1997. An intermediate bandpass red filter and five cometary filters, in the continuum and in emission bands, have been used. The comet was measured in linear and circular polarimetry, in the nuclear region and in the coma and tail, and through apertures of different sizes. The polarization was always parallel or perpendicular to the scattering plane within 4° or 5° . The curve of polarization as a function of the phase angle β has a steeper slope than usually seen in comets: a trigonometric fit gives $0.303 \pm 0.014\%$ per degree. The cross-over value of the phase angle, β_{co} , is evaluated to be around 20° , which is typical for comets. Polarization and the angle of polarization show some variations when using different apertures, and also as calculated in concentric rings centered on the nuclear region. Polarization was found to be significantly lower in the blue in the CO^+ and C_3 emission filters (426 nm and 406 nm) compared to an adjacent 484 nm continuum filter, and significantly higher in the red in the H_2O^+ emission filter (700 nm) compared to the adjacent 684 nm continuum filter. Polarization has been measured in the coma and tail up to a distance of about $200''$, corresponding to 2.2×10^5 km, in two continuum filters; the polarization increases and then decreases when going away from the nuclear region. Circular polarization at a maximum value of 0.2% was detected and was found to be variable. We present also a few observations of Comet C/1996 B2 Hyakutake that show that $P_{max} \approx 28.6\%$ occurs at $\beta \approx 91^\circ$.

Keywords: comets: Hale-Bopp - comets: Hyakutake - polarimetry

A.1 Introduction

In 1996 and 1997, astronomers have had the chance to observe two bright comets, C/1995 O1 Hale-Bopp and C/1996 B2 Hyakutake. Bright comets such as these allow detailed and varied observations using different techniques, imaging, spectroscopy, photometry, and polarimetry, to name a few.

Each technique is used to probe certain properties of comets. In particular, continuum polarimetric observations are useful to determine grains properties in comets, and polarimetry in emission bands help investigate the resonant fluorescence mechanism responsible for the emission in comets.

When comets approach the Sun and are heated by it, grains are released from the nucleus and can scatter sunlight. Such scattering process linearly polarizes light, mainly through simple scattering processes. The linear polarization varies with the phase angle β (Sun-comet-Earth angle). This phase angle dependence of the linear polarization can then give information on the albedo, texture, shape, and size of the grains. Polarization measured through apertures of different sizes or at different positions in the coma and tail can reveal inhomogeneities in the spatial distribution or size distribution of the grains. Presence or absence of circular polarization can be used to constraint possible alignment of the grains in the coma and/or tail.

Polarization in emission bands has been known since the 1940s, and the fact that polarization in the continuum and emission bands is different has been used to deduce the presence of two types of scatterers, dust grains and molecules.

A.2 Observations

A.2.1 Comet Hale-Bopp

A.2.1.1 Polarimetric observations

Measurements were obtained on 18 nights, during 5 separate observing runs, in July 1996, August-September 1996, October 1996, February 1997, and April-May 1997, on the 1.6 m Ritchey-Chrétien telescope at the Observatoire du Mont Mégantic.

Polarimetric data was taken with Beauty and The Beast, a two-channel photo-electric polarimeter, in which a Wollaston prism serves as the analyzer, a Pockels cell acts as a variable quarter-wave plate and an additional quarter-wave plate is used when measuring linear polarization. See Manset and Bastien 1995 for details about the instrument. The high voltage supplied to the Pockels cell is switched at 62.5Hz to overcome the effects of variable seeing and transparency (Serkowski 1974). This instrument is used at the f/8 Cassegrain focus of the telescope.

In 1996, since the comet was still faint for polarimetry work, we mainly used a red intermediate bandpass interference filter, with 760 nm central wavelength, and 80 nm full width at half maximum. In 1997, the comet being much brighter, we used Standard International Halley Watch interference filters: 684 nm(9 nm) and 484.5 nm(6.5 nm) in the continuum (free of emission to avoid problems of contamination), and, for emission bands, the 700 nm(17.5 nm) H_2O^+ filter, 426 nm(6.5 nm) CO^+ filter, and 406 nm(7 nm) C_3 filter. Six apertures have been used, with diameters of 5.5", 8.2", 10.6", 15.5", 22.5", and 31.1".

In linear polarization, we did observations in all of the above mentioned filters.

In linear polarimetry, to obtain one data point, a total of eight measurements must be taken, four on the comet (at the instrument's positions 0° , 45° , 90° , and 135°) and four on the sky (again at 0° , 45° , 90° , 135°). See Manset and Bastien 1995 for more details on the observation procedure. Usually, a sequence of these eight steps is done in the following order: object at 0° , sky at 0° , sky at 45° , object at 45° , object at 90° , sky at 90° , sky at 135° and finally the object at 135° . However, in February, April and May 1997 when the comet's proper motion was very important (up to $250''$ per hour per direction, as opposed to less than about $15''$ per hour per direction in the summer and autumn of 1996), we did all the four measurements on the comet first, and then the four measurements on the sky. This, coupled with a variable guiding that allowed to compensate for the comet's proper motion, ensured the comet was kept relatively well centered during one whole sequence (because we did not move it in and out of the instrument to go on the sky). The sky was still adequately subtracted even if not measured immediately before or after the comet because integration times on the comet were short, and varied from 40 to 60 seconds only. Moreover, if, to reduce the uncertainty on the measurement, we needed to integrate more than about one minute on the comet, we preferred to do many short integrations instead of one unique long integration during which the comet could have drifted partially out of the aperture of the instrument.

The only time when sky subtraction may have been less precise was on the night of April 10-11, 1997, when the comet was seen through a very bright and variable aurorae Borealis. However, we do not think data was contaminated by emission from the aurorae, since we were using narrow band filters.

The data was calibrated for instrumental efficiency using a Glan-Thomson polarizing prism, for instrumental polarization (due to the aluminization quality of the telescope's mirrors) with non-polarized standard stars, and for the origin of position angles with polarized standard stars. The polarizing efficiency ranged

between 89.3% and 97.8% depending on the filter used. Instrumental polarization was very low, in general lower than 0.02%, and was sometimes neglected altogether when reducing data. The quoted errors on the position angles (sometimes as low as 0.1°) are the relative errors, and can thus be used to tell if two observations are statistically different or not. However, the absolute errors on the position angles are of the order of 1° , because of instrumental effects, systematic errors, and the calibration procedure itself. Therefore, this latter value should be used for comparison with observations from other instruments. The position angles have also been calculated with respect to the scattering plane, which includes the Sun, the comet and the Earth. In circular polarization, we did some observations in the 684 nm(9 nm) and the 484.5 nm(9 nm) continuum filters. The data was calibrated for instrumental efficiency using circular polarizers, for instrumental polarization using a non-polarized standard star, and for the sense of circular polarization using a circularly polarized star. Efficiency varied between 89% and 96%, depending on the filter used. Instrumental polarization was of the order of or lower than 0.02%, and was carefully subtracted from the data. The sense of circular polarization was determined by observing a magnetic cataclysmic variable, RXJ1712.6-2414. This intermediate polar¹ is known to have a negative circular polarization in the red (~ 560 nm to ~ 900 nm, with an effective wavelength $\lambda_{eff} \sim 700$ nm) of -2.82 ± 0.04 % over its entire cycle of 927 seconds, with a variation in amplitude of 0.82 ± 0.06 % (Buckley *et al.* 1997). In the blue (~ 320 nm to ~ 700 nm; $\lambda_{eff} \sim 470$ nm), its polarization is -0.90 ± 0.03 % with an amplitude of 0.42 ± 0.04 %. We observed this polar on September 6th 1997, in a RG645 red large filter (766 nm central wavelength, 241 nm full width at half maximum, which gives a wavelength coverage from 646 nm to 886 nm), and obtained the following results within 30 minutes: $-4.36 \pm 0.47\%$, $-6.21 \pm 0.43\%$,

1. Intermediate polars, also called DQ Herculis systems, are cataclysmic variables containing a magnetic, rapidly rotating white dwarf whose rotation is not phase-locked with the orbital period, and accreting matter from a Roche-filling late-type star. For a review, see Patterson 1994.

$-4.34 \pm 0.63\%$. These values were corrected for the efficiency, but not for the instrumental polarization, which is known to be low, and in any case much lower than the errors for these observations. It can be seen that our observations are more negative than the values quoted by Buckley *et al.* 1997. Considering the wavelength dependence of the circular polarization (more negative towards the red), the fact that our observations cover the red part of Buckley *et al.*'s observations, and the quoted uncertainties, our observations are compatible with those reported by Buckley *et al.* 1997.

A.2.2 Comet Hyakutake

For Comet Hyakutake, data in linear polarimetry was obtained with the same polarimeter and at the same observatory, on three occasions, April 15-16, April 21-22 and April 24-25 1996, with the 684 nm(9 nm) filter, and apertures of 8.2'' and 10.6''.

Since the instrumental polarization measured with non-polarized standard stars was found to be low (less than 0.02%) and the comet's polarization was high ($\sim 25\%$), we did not subtract the instrumental polarization.

The correction for the position angle was determined for a RG780 filter from observations of polarized standard stars, and then the difference between the correction for the RG780 and 684 nm(9 nm) filters was found using the calibration prism as a reference source.

On the night of April 15-16, sky conditions were not perfect (variable absorption, but no Moon) but we selected the best measurements from all those that we took. Moreover, the efficiency was not adequately measured, so we estimated its value from the value of another night, and increased the uncertainty on P to 0.3% to reflect the uncertainty on the efficiency value. The uncertainty from Poisson statistics was of the order of 0.12%.

On the night of April 21-22, sky conditions were not perfect but sufficient, and the observations were performed when the comet was between an altitude of 15° and 10° above the horizon.

On the last night, sky conditions were good, but the comet was very low, between an altitude of 10° and 5° above the horizon.

A.3 Data - Comet Hale-Bopp

A.3.1 Linear polarization

Information about the orbit of the comet for each date of observation (phase angle β , geocentric and heliocentric distances) can be found in Table I. Linear polarization data can be found in Tables II through VII, where data is presented as follows: Column 1, UT Date of the observation, Column 2, Julian Date of the middle of the observation, Columns 3 and 4, polarization P and its standard error $\sigma(P)$ both in %, Columns 5 and 6, the equatorial position angle θ_{eq} and its error $\sigma(\theta_{eq})$ in degrees, Column 7, the position angle θ_{sca} in the scattering plane (Sun-comet-Earth plane), Column 8, size of the aperture used, in arcsec, Column 9, phase angle β as given in the Ephemeris by Yeomans 1996, 1997 (Orbit and Ephemeris Information for Comet Hale-Bopp (1995 O1). <http://galileo.ivv.nasa.gov/comet/>).

Data on the polarization of the coma and tail is presented in Tables XI through XIII.

A.3.1.1 Polarization in the scattering plane.

Position angles are generally given with respect to the north direction in the celestial sphere. For comets, position angles are more meaningful when expressed

with respect to the scattering plane, which includes the Sun, comet and the Earth. For each observing night, the geocentric 2000.0 coordinates (Yeomans 1996, 1997) were used to linearly interpolate the coordinates of the comet for the time of the observation. Those coordinates were then precessed, and used together with the Julian date of the middle of the observations, the coordinates of the Sun, and the observed equatorial position angle θ_{eq} to compute θ_{sca} , the angle with respect to the scattering plane. These angles (see Tables II through VII) were found to always be parallel to the scattering plane ($\theta_{sca} \approx 0^\circ$ or 180°) within 4.7° for $\beta < 19.0^\circ$, and perpendicular to the scattering plane ($\theta_{sca} \approx 90^\circ$) within 3.7° for $\beta > 28.9^\circ$. No observations were made for β values between 19.0 and 28.9° , in particular around β_{co} which is usually between 18° and 25° for comets (Dollfus 1989), and represents the angle for which the polarization goes from parallel to perpendicular to the scattering plane.

A.3.1.2 Polarization as a function of the phase angle β

Coverage of the phase angle includes one measurement at β around 3.0° , three values for β between 16° and 19° , and over a dozen values for β between 29° and 47.5° .

There are two ways to analyze the $P(\beta)$ curve. The first one that was used in the study of comets consists in computing a linear fit to the positive branch of the curve, in order to find the slope averaged over 10° beyond the inversion point β_{co} (see Geake and Dollfus, 1986). More recently, another technique was developed and uses a polynomial or trigonometric fit to represent all data between phase angles 0° and 180° (see for example Levasseur-Regourd *et al.*, 1996). In order to compare our data for Hale-Bopp with previous studies using one technique or the other, we used both methods.

Linear fit

Fig. A.1 and A.2 show the polarization as a function of the phase angle β , with linear fits to the positive polarization branch of the curve. Fig. A.1 shows data for the red filters (684 nm and 760 nm) along with observations for Comet Halley, and Fig. A.2 for the 484.5 nm and the 684 nm (for comparison) filters. The curves have the general shape that is usually seen in other comets, although the slope between $\beta=30^\circ$ and 50° is significantly steeper. As seen in Fig. A.1 the polarization of Comet Hale-Bopp is significantly higher (between 2.7% and 4% higher) than that of Comet Halley for the same phase angles (e.g., Bastien *et al.* 1986).

A linear fit for the 684 nm(9 nm) filter, with observations made with all six apertures and with β between 20° and 50° , gives a slope m_p of $0.585 \pm 0.019\%$ per degree. Although the fit is usually made with β values below 40° , the inclusion of observations above 40° does not alter the result of the fit, within the uncertainties. See Table VIII for details. Variations of the polarization measured through different apertures introduce some scatter in the curve, but individual fits for each aperture give similar results within the uncertainties.

The slope for the 484.5 nm(6.5 nm) filter seems to be smaller, with a value of $0.510 \pm 0.039\%$ per degree, but is still compatible with the slope for the 684 nm (9 nm) filter. Compared to other comets for which the slope is usually between 0.31% per degree and 0.35% per degree (Dollfus 1989), these values are significantly different.

With these fits, it is possible to evaluate the value of β_{co} , i.e., the β value for which the polarization is zero, assuming that the slope is the same down to β values around 20.0° . For the 484.5 nm(6.5 nm) filter, this value is $23.1^\circ \pm 3.4^\circ$, and for the 684 nm(9 nm) filter, with all six apertures and β between 20 and 50° , β_{co} is equal to $22.4^\circ \pm 1.5^\circ$ (see Table VIII) . However, on Fig. A.1 it can be seen that the slope changes near (or below) $P = 0\%$, such that the value of β_{co} could be lower, around 20° . These values compare well with the β_{co} values for other

comets, that are found to be between 18° and 25° (Dollfus 1989).

Since we did not sample the phase angle β around 12 - 18° , we cannot try to find a value for P_{min} , the lower polarization value reached when $\beta < \beta_{co}$. We can only state, considering our observation at $\beta = 3^\circ$, that $P_{min} < -1.0\%$. The characteristics of the $P(\beta)$ curve are shown on Table IX.

Trigonometric fit

We computed a trigonometric fit to the data taken with the red filters (684 nm(9 nm) and 760 nm(80 nm)), using the following analytic function: $P(\beta) = p(\sin \beta)^a(\cos \beta/2)^b \sin(\beta - \beta_{co})$, where p , a , b , and β_{co} are fitted parameters. See Fig. A.3. The curve can then be characterized by its slope $dP/d\beta$ at the inversion point β_{co} , its minimum polarization P_{min} and the phase angle at which it occurs β_{min} , and the maximum polarization P_{max} along with its phase angle β_{max} . The results are presented in Table VIII where we also show the results of the linear fit, and in Table IX where we make a comparison between comets Hale-Bopp and Halley.

A.3.1.3 Behavior of the polarization as a function of the aperture

Often, observations were made through different aperture sizes. No systematic trends with aperture size were found. The polarization can increase or decrease with aperture size, or stay more or less at the same level, or vary erratically, for all the filters used.

The position angle of polarization is usually constant or varies erratically with aperture size, but there are a few instances where the angle of polarization shows a systematic increase or decrease by 1° or 2° with increasing aperture size. When there is a systematic trend, it is always a decrease of the angle for the narrow-band continuum filters (684 nm (9 nm) and 484.5 nm (6.5 nm)), but an

increase in the broader red filter (760 nm (80 nm)). See Fig. A.4. With respect to the errors, these variations are statistically significant and real.

Since the polarization in concentric rings centered on the nuclear region may be more informative than the polarization in disks (apertures) as discussed above, we subtracted the polarization from pairs of apertures to get the polarization in rings. The characteristics of the rings used are given in Table X. Details about how the polarization was calculated in the rings are given in the Appendix.

Again, the polarization in concentric rings does not show a systematic behavior. See Fig. A.5 and A.6, where the polarization in different filters, as calculated in rings, is shown. The polarization can increase or decrease monotonically with distance from the center of the nuclear region, or show more complex behavior. For example, in the 760 nm(80 nm) filter (Fig. A.5, top row), the polarization was higher in the first ring than in the center on February 11, and then lower than in the center 6 days later. The middle row of the same figure shows that on the same night (April 16, 1997), the behavior was not the same for the three filters used. Fig. A.6 shows data for the 684 nm(9 nm), where it can be seen again that the behavior of polarization with distance from the nuclear region can be complex and highly variable. These results will be discussed in the last section of the paper.

When variations of the position angle are observed or suspected in the case of observations through different apertures, variations of the position angle are also found in the rings (as expected), although the variations are more erratic, and the errors on the angle in the case of rings are larger.

A.3.1.4 Polarization as a function of wavelength

As can be seen in Fig. A.2 where we show the $P(\beta)$ curves for the two continuum filters at 684 nm(9 nm) and 484.5 nm(6.5 nm), the polarization is

statistically different at these two wavelengths, and increases toward the red. This can also be seen in Fig. A.7, where polarization as a function of wavelength is presented, for various dates. This tendency to increase was stable through the whole month of April 1997, on eight different nights. This increase of polarization with wavelength was also found in Comet Halley (see Dollfus *et al.* 1988, or Kikuchi *et al.* 1987).

A.3.1.5 Polarization in the continuum and emission bands

As can be seen in Table VI and Table VII, in the 406 nm and 426 nm emission band filters the polarization is in general significantly lower than the polarization in the adjacent continuum filter at 484.5 nm (Table IV), but the polarization in the 700 nm emission filter (Table V) is significantly higher than the polarization in the adjacent continuum filter at 684 nm (Table II). See also Fig. A.8. Moreover, the angles are usually similar in emission bands and in the continuum for a given pair continuum filter-emission filter.

Since the emission filters are contaminated by flux and polarization coming from the continuum, a subtraction should be performed to find the polarization coming from the emission *only*. As with the method used for subtracting the polarization from two different apertures, the flux and polarization of each filter must be used to subtract the *unnormalized* Stokes parameters. In particular, I_E , the flux in the emission filter coming from emission radiation *only*, must be measured.

To be applied, this method must yield more photons in the emission filter (contaminated by continuum radiation) than what is calculated coming from the emission only.

Unfortunately, this condition was not always verified, probably because of non-photometric sky conditions and flexions in the instrument, which was not

designed to be a photometric instrument. Therefore, the polarization coming from the emission only could not be found from the observations.

A.3.1.6 Polarization in the coma and tail

In addition to observations of the center of maximum brightness, we did three sets of observations in the coma and tail using an aperture of $15.5''$, two with the 684 nm(9 nm) filter, and one with the 484.5 nm(6.5 nm) filter. See Tables XI through XIII, where the data is presented as follows: Column 1, position of the observation, Column 2, distance in arcsec between the nuclear region and the observation in the coma or tail, Columns 3 and 4, polarization P and its standard error $\sigma(P)$ both in %, Columns 5 and 6, the position angle θ_{eq} and its error $\sigma(\theta_{eq})$ in degrees, Column 7, the position angle θ_{sca} in the scattering plane (Sun-comet-Earth plane). Note that the positions indicated in the first columns are the same as those that are used in the corresponding figures (see Fig. A.9 to A.14).

To calculate the distance between the nuclear region and the position in the coma and tail where the observations were made, we used the coordinates given by the telescope's console, correcting the position of the nuclear region for the comet's proper motion between each observation in the coma or tail. We also corrected the coordinates for the effects of refraction, which were important because observations were performed when the comet was between 25° and 14° above the horizon. Errors on the distances nuclear region-tail are estimated to be $\approx 13''$.

On February 17th, we did 4 observations in the coma, up to a distance of $65''$. The tail was in a southwestern direction. We tried to follow the main direction of the tail and take the observations in its center, as can be seen in Fig. A.9, where a sketch of the observed positions in the coma is shown. When moving away from

the nuclear region, the polarization increases slightly, although the increase is not statistically significant, and then decreases by 2% (see Fig. A.10). The angle of polarization does not show any statistically significant change.

On April 12th, the tail was directed in a northern direction. Observations were made up to a distance of $\approx 200''$. We did not re-center the telescope in the east/west direction before each observation, so there was a drift in the east/west direction through the coma, because of the comet's proper motion eastward, as can be seen in See Fig. A.11. The polarization significantly increases up until about $30''$ from the nuclear region (increase by 1.5%) and then decreases (total decrease of 5.5%) (see Fig. A.12). The position angle of the polarization does show some variations, but they are more erratic than systematic.

On April 16th, we did re-center the telescope on the nuclear region before each observation. See Fig. A.13 for a sketch of the observations' positions. The behavior of the polarization in that filter is different. See Fig. A.14. Again, the polarization increases by almost 1% up until $25''$ from the nuclear region, but then it stays constant and only decreases much further from the nuclear region, at a distance of over $75''$.

A.3.2 Circular polarization

In April 1997, the comet was bright enough to conduct circular polarization observations. The comet was found to be polarized at a rather high level (up to 0.25%), and showed variations. See Table XIV, where data is presented as follows: Column 1, UT Date of the observation, Column 2, Julian Date of the middle of the observation, Column 3, position of the observation (nuclear region or coma), Column 4, filter used, Columns 5 and 6, circular polarization V and its standard error $\sigma(V)$ both in %, Column 7, size of the aperture used, in arcsec, Column 8, phase angle β as given in the Ephemeris by Yeomans 1996, 1997.

A.4 Data - Comet Hyakutake

Data for Comet Hyakutake is presented in Table XV, with the same column headings as for Comet Hale-Bopp. In particular, positions angles have been calculated in the scattering plane, and found to be perpendicular to it on all occasions, within 1.5° .

Fig. A.15 shows the polarization as a function of the phase angle β for the three observations with the 8.2'' aperture and 684 nm(9 nm) filter. These values indicate that $P_{max} \approx 28.6\%$ occurs for $\beta \approx 91^\circ$.

The polarization measurement taken with the 10.6'' aperture is not very different than the measurements taken with the 8.2'' aperture hole.

These data will be discussed further in the following section.

A.5 Discussion

A.5.1 Comet Hale-Bopp

For Comet Hale-Bopp, some results of our observations are typical of all comets, and others less so. Comet Hale-Bopp was a peculiar comet in many regards.

As expected, the polarization was always parallel (for $\beta < 19.0^\circ$) or perpendicular (for $\beta > 28.9^\circ$) to the scattering plane.

The polarization for $\beta > \beta_{co}$ was higher than expected, and higher than for Halley's comet, as has also been found by Ganesh *et al.* 1998, and Kiselev 1997.

We also found that the $P(\beta)$ slopes, either computed with linear or trigonometric fits, are higher than those of other comets.

Ganesh *et al.* 1998 report a slope (computed with a polynomial fit) of $0.29\%/^\circ$ for the 484.5 nm filter, and $0.35\%/^\circ$ for the 684 nm(9 nm) filter; the last value is higher than the one we found for the 684 nm(9 nm) filter, $0.303 \pm 0.014\%/^\circ$, but could still be compatible. From their value, Ganesh *et al.* tried to use the slope-albedo relation (see Fig. 1 in Dollfus 1989 for example) and deduced a normal albedo for this comet; the Dollfus empirical relation was developed with a slope found from a linear fit, and not a trigonometric or polynomial one. As seen in Table VIII, linear and trigonometric fits do not give similar values for the slope, so the slope found with a non-linear fit should not be used with the slope-albedo relation found by Dollfus. As we will now discuss, in fact Hale-Bopp seemed to have a higher than normal albedo.

To use the slope-albedo relation, Dollfus uses “h, the slope averaged over 10° beyond V_0 ” (here, β_{co}) (Geake and Dollfus, 1986). So we computed a slope using a linear fit, both red filters (684 nm and 760 nm) and $16.3^\circ < \beta < 30.8^\circ$. We then find $0.424 \pm 0.114\%/^\circ$.

Usually, this slope is used with Fig. 1 of Dollfus 1989 to find the albedo of cometary grains. This figure gives a relationship between the albedo of the grains and the slope of the $P(\beta)$ curve, for samples of rocks and meteorites ground into small grains of sizes $20\text{-}340\mu\text{m}$, and natural lunar fines. This is an empirical relationship established in laboratory for solid surfaces covered with a powder of dust.

This relation has been used for asteroids. Since the polarimetric observations of comets are similar to those of asteroids, in particular the C-type ones, the assumption was made that the relation might also be applicable directly to comets.

But if we try to read an albedo value on that figure using the slope we found for Hale-Bopp, we find that the slope is too high, and therefore we can not

deduce the albedo of Hale-Bopp's grains. This may be an indication that those laboratory measurements may not always be used to study cometary grains, which can differ in composition, size distribution, and maybe more importantly, which are not deposited on a solid surface but are in suspension in the interplanetary medium. Therefore, the relation slope-albedo does not apply to Hale-Bopp, and maybe not to other comets.

Regardless of the values, we also found as Ganesh *et al.* that the slope is higher in the red than in the blue.

Using a polynomial fit, Ganesh *et al.* and we find slightly different values for β_{co} . They report about the same β_{co} for the 484.5 nm and 684 nm filters, $\sim 21.6^\circ$, but we find a lower value of 19.2° for the red filter.

For the minimum value of the fitted polarimetric curve, we found a higher value (-1.7%) than Ganesh *et al.* (-2.2%) but Kiselev *et al.* 1997 indicate that Hale-Bopp's polarization at small phase angle was similar to that of Comet Halley, giving $P_{min} \approx -1.5\%$.

If we take a $P_{min} \approx -1.5 - 2.0\%$ with a $\beta_{co} \approx 22^\circ$, Figures 6b and 6c of Geake and Dollfus 1986 would indicate grains similar to pulverized rocks and meteorites with a low albedo ≈ 0.05 , or dusty lunar rocks with a slightly higher albedo of ≈ 0.10 . This is what is usually found in comets, but if the albedo of Comet Hale-Bopp were ~ 0.1 , we should have found a slope compatible with the relationship given in Fig. 1 of Dollfus 1989. When a comparison between laboratory measurements and observations of comets is attempted, one should realize that there are fundamental differences between those two situations.

Another indication that the problem is more complex than we usually assume is the following striking disagreement. Although a low albedo is usually expected from comets, Williams *et al.* 1997 have found, based on spectrophotometric infrared observations, a phase angle-dependent albedo $A(\beta) = 0.41$ for $\beta = 30^\circ$,

whereas an average of previously measured comets is $A(\beta) \approx 0.2$ (see Fig. 2 of Williams *et al.* 1997). It should be noted that this phase angle-dependent albedo is not the optical albedo used by polarimetrists, and in particular for the Dollfus relation, and can not be directly compared to the phase angle-dependent albedo that has been used in this paper. See Williams *et al.* 1997 for its exact definition. Also based on infrared observations, Hanner 1997 deduces a high abundance of small silicate grains and thus a high albedo. The presence of those small grains would explain the high polarization we observed, and the high slope of the $P(\beta)$ curve. The high albedo and high slope go against what one would expect from Fig. 1 of Dollfus 1989.

In fact, higher slopes than that of Hale-Bopp were observed by Kiselev and Chernova 1981 for comets Ashbrook-Jackson and Chernykh, in support of rejecting the Dollfus relation for comets.

With a trigonometric fit, we find that the minimum of the curve, $P_{min} = -1.67\%$, occurs for $\beta_{min} = 8.9^\circ$, which is not unusual for comets. The inversion point, $\beta_{co} = 19.3^\circ$, puts Hale-Bopp in the low P_{max} class by Levasseur-Regourd *et al.* (1996), but the P_{max} value, 29.8% , found for $\beta_{max} = 86^\circ$, is a characteristic of high P_{max} comets. On the other hand, the slope, $dP/d\beta = 0.303 \pm 0.014$ % per degree, is higher than the slope for either class of comets, although it could fit in the high P_{max} class. So again, Comet Hale-Bopp is seen to have a rather unusual polarimetric curve.

We point out that both methods (linear and trigonometric) use empirical fits which are not based on any known physical properties of dust grains nor dusty surfaces. The first one (linear fit) was used by Geake and Dollfus 1986 for comparison with laboratory measurements of dusty surfaces. The second one (trigonometric fit) was developed to have a good representation of the polarization as a function of the phase angle. The goal is to use polarimetric observations of comets to represent the scattering properties of a realistic ensemble of irregular

dusty grains (see Hamel 1997; Hamel, Bastien, and Levasseur-Regourd, in preparation; Worms, Renard, Levasseur-Regourd, and Hadamcik 1999). Although both methods can be useful to compare polarimetric observations of various comets with each other, it is not surprising that a detailed analysis does not necessarily lead to firm physical constraints.

Even though we could not find the polarization produced by emission processes, we can still use Eq. 1 of Le Borgne and Crovisier 1987 to estimate the value of P_{max} for fluorescence. This equation gives the polarization dependence on phase angle:

$$P(\beta) = \frac{P_{max} \sin^2 \beta}{1 + P_{max} \cos^2 \beta} \quad (\text{A.1})$$

Fig. A.8 presents a $P(\beta)$ curve for the emission filters, along with a dotted line, which is Eq. 1 for a P_{max} value of 11.4%.

If we assume that by removing the contamination due to the continuum the polarization measured in the emission filters would be lower than what we measured, we can estimate an upper limit to the value of P_{max} for fluorescence mechanisms. This procedure can also be applied to the H_2O^+ filter when we take into account the wavelength dependence of continuum polarization. Even though the polarization that we measured with the H_2O^+ filter is higher than the polarization in the nearby continuum (684 nm), the continuum polarization at 700 nm should be still higher than what we measured in the 700 nm filter if we take into account the wavelength dependence of the continuum polarization (see Fig. A.7).

For the 426 nm filter which corresponds to CO^+ emission, the lowest polarization point at $\beta = 28.9^\circ$ would give $P_{max} < 11.5\%$. With the 700 nm filter, for H_2O^+ emission, we would get $P_{max} < 19.5\%$, and for the 406 nm filter for C_3 emission, $P_{max} < 17.9\%$.

Le Borgne and Crovisier 1987 discuss the C_3 emission, and give a theoretical value of $P_{max} = 19\%$, noting that this theoretical polarization is uncertain and can be decreased by partial optical pumping. Few measurements have been taken in the C_3 band. For P/Halley, if we use the value Le Borgne and Crovisier 1987 report, we get $P_{max} = 6.7\%$. This value and ours are significantly below the theoretical P_{max} .

Spatial variations of the polarization were investigated here with observations centered on the nuclear region and offsetted from it. It is known that the spatial distribution of polarization can be very inhomogeneous (Renard *et al.* 1996). We could not sample the circumnuclear region of lower polarization which is reported to have a radius smaller than 2000 km for previously studied comets (Renard *et al.* 1996). Even if Hale-Bopp's circumnuclear region was larger than 2000 km due to the bigger nucleus, we do not seem to have detected such a persistent lower polarization region.

On the other hand, we did sample the outer regions of the coma, up to distances of 15000 km centered on the nuclear region, and up to 90000 and 180000 km with observations offsetted from the photocenter.

For the observations centered on the nuclear region, the polarization can increase and/or decrease when going away from nucleus, up to distances of 15000 km. The position angle can also change a little; although the changes are small (at most 2°), they are sometimes systematic. See Fig. A.4, A.5 and A.6. Different polarization levels could be due to dust grains having different properties, for example, bigger grains in the case of fresh dust just expelled from the nucleus. Slight variations in the position angle, especially those that are systematic, may result from scattering by partially aligned grains by magnetic fields, jets or any other flow.

Observations made offsetted from the nuclear region show smoother varia-

tions. In the ion tail, the polarization increases up to a distance of 30000 km from the nuclear region, and then decreases steadily. See Fig. A.10 and A.12. In the dust tail, the polarization first reaches a plateau before starting to decrease. See Fig. A.14.

The wavelength dependence was studied with two continuum filters and 3 emission filters. In the continuum, the polarization increases toward the red, as has been found by Ganesh *et al.* 1998 for the same phase angles.

Circular polarization was detected at a small but significant level of 0.25%, with both signs. This circular polarization could be due to some multiple scattering in the densest regions near the nucleus or to scattering by partially aligned grains, or a combination of these two mechanisms.

A.5.2 Comet Hyakutake

For Comet Hyakutake, we detected a maximum polarization, which we estimate gives a $P_{max} \approx 28.6\%$ for $\beta \approx 91^\circ$ with an $8.2''$ aperture, whereas Kiselev and Velichko 1997 report a lower P_{max} of 26.5% at a greater phase angle of $\beta = 94.1^\circ$, with a 10 times larger aperture. This significant difference could be due to different aperture sizes, and different geocentric and heliocentric distances at the time of the observations.

We did not detect a significant difference in polarization using $8.2''$ and $10.6''$ apertures, but a rough comparison between the Kiselev and Velichko 1998 data and ours seem to show that we detected a higher polarization level using a much smaller aperture. This indicates that the polarization decreases with aperture size on large spatial scales. This has also been found for Comet Hale-Bopp, for which there was a $\sim 2\%$ decrease in polarization between positions at $\sim 8''$ and $\sim 80''$ in the direction of the ion tail.

The difference between apertures used is worsen by the different geocentric distances at times of observations: we observed Hyakutake when it was between 0.72 and 1.0 AU from the Earth, whereas Kiselev and Velichko observed it at distances between 0.10 and 0.40 AU.

The different heliocentric distances could also have produced changes in the coma of the comet, or in the size distribution of the grains, producing a different level of the polarization. When closer to the Sun, a comet's coma may contain more grains of smaller size, due to the sublimation processes, thus increasing the level of polarization. This is compatible with the fact that when we observed the comet, it was closer to the Sun (0.54 to 0.32AU) and also more polarized than when Kiselev and Velichko observed it (1.0 to 0.80AU). (Perihelion was on May 1st, 1996).

Regardless of the exact value of P_{max} , the observations put Hyakutake in the high-polarization class as defined by Lvasseur-Regourd *et al.* 1996. Those comets display strong emission silicate features in their infrared spectrum, but Hyakutake did so only near the end of April 1996. Between March 18 and March 20, the $10\mu\text{m}$ emission feature was generally very weak (Sarmecanic *et al.* 1996). Both features at $10\mu\text{m}$ and $20\mu\text{m}$ were very weak on March 21 and 23 (Mason *et al.* 1996a), and April 10 (Mason *et al.* 1996b), but quite strong on April 22 and 23 (Mason *et al.* 1996c).

For comets, the value of P_{max} , which depends on the properties of the dust grains, could depend on when the measurement was taken and on what portion of the coma was included in that measurement, because then, regions of different grain properties might be probed.

A.6 Conclusion

We presented polarimetric observations of comets Hale-Bopp and Hyakutake. We showed that Comet Hale-Bopp had a higher than expected polarization for $\beta > \beta_{co}$, and a higher slope at β_{co} . Polarization was variable on small and large spatial scales. The wavelength dependence of polarization showed an increase toward the red. Circular polarization was detected at a significant level, and with both signs, which would indicate the presence of multiple scattering in the densest regions near the nucleus, and/or scattering by partially aligned grains. Comet Hale-Bopp was exceptional in many respects. Its high $P(\beta)$ slope, that can not be interpreted with the usual relationship between the albedo of the grains and this slope, may indicate that, at least for this comet but maybe for all comets, laboratory measurements can not be directly compared to observations to find the properties of dust grains. Infrared spectrophotometric observations that deduce the presence of small grains support our high $P(\beta)$ slope, and the combined high albedo and high $P(\beta)$ slope demonstrate that Fig. 1 of Dollfus 1989 can not be used, at least for Comet Hale-Bopp, and probably for all comets.

For Comet Hyakutake, we detected a maximum polarization which indicates a $P_{max} \approx 28.6\%$ at phase angle $\beta \approx 91^\circ$. This polarization, measured for an heliocentric distance of $\approx 0.4\text{AU}$, was higher than the one measured by Kiselev and Velichko 1998 for a heliocentric distance of $\approx 0.9\text{AU}$, indicating that the P_{max} value can depend on the size of the aperture used, and/or that the polarization was increased by the presence of more small grains when the comet was closer to the Sun.

A.7 Appendix: Calculation of the polarization in concentric rings

Calculations to get the polarization in a ring can be done in more than one way, the easiest to understand being:

- (1) transform P and θ into the normalized Stokes parameters Q/I and U/I with the usual relations: $Q/I = P * \cos(2\theta)$ and $U/I = P * \sin(2\theta)$,
- (2) calculate I , the total number of photons received from the comet only (subtract the photons coming from the sky),
- (3) calculate the un-normalized Stokes parameters: $Q = (Q/I) * I$ and $U = (U/I) * I$,
- (4) subtract the un-normalized Stokes parameters I , Q and U from two different size apertures,
- (5) subtract the number of photons from the two different size apertures to get the number of photons in the ring, after the number of photons from one of the aperture has been normalized for different integration times and use of a neutral density filter, if necessary,
- (6) calculate the normalized Stokes parameters for the ring, using the subtracted un-normalized Stokes parameters and the number of photons received from the comet in the ring,
- (7) transform the normalized Stokes parameters into P and θ for the ring.

Great care has to be taken when choosing which pair of observations can be used for this subtraction, since variable sky conditions (variable absorption) will greatly affect the result from the subtraction being made, but not the polarization in a given aperture.

The calculations for the resulting uncertainty on P and θ in the ring being very complex and delicate, we choose to estimate the error by using the number of photons computed in the ring (photons statistics), ignoring the propagation of

errors introduced by the fact that we did many mathematical steps to get to the final result. This method is reasonable, since the final error computed with the photon statistics in a ring is always larger than the smallest error between the two errors for the apertures.

A.8 Acknowledgments

The authors would like to thank the director of the Observatoire du Mont Mégantic for generously granting us observing time. We also acknowledge the help from the technical staff of the Observatoire, B. Malenfant and G. Turcotte. N.M. would like to thank FCAR Québec for a scholarship. We would like to thank the Conseil de recherche en sciences naturelles et génie for supporting this research.

A.9 References

Bastien, P., F. Ménard, and R. Nadeau 1986. Linear polarization observations of P/Halley. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **223**, 827-834.

Buckley, D. A. H., F. Haberl, C. Motch, K. Pollard, A. Schwarzenberg-Czerny, and K. Sekigushi 1997. ROSAT observations of RX J1712.6-2414: a discless intermediate polar? *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **287**, 117-123.

Dollfus, A. 1989. Polarimetry of grains in the coma of P/Halley II. Interpretation. *Astron. Astrophys.* **213**, 469-478.

Dollfus, A., P. Bastien, J.-F. Le Borgne, A. C. Levasseur-Regourd, and T. Mukai 1988. Optical polarimetry of P/Halley: synthesis of the measurements in

the continuum. *Astron. Astrophys.* **206**, 348-356.

Ganesh, S., U. C. Joshi, K. S. Baliyan, and M. R. Deshpande 1998. Polarimetric observations of the comet Hale-Bopp. *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **129**, 489-493.

Geake, J. E. and A. Dollfus 1986. Planetary surface texture and albedo from parameter plots of optical polarization data. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **218**, 75-91.

Hamel, S. 1997. *La diffusion de la lumière par des grains de poussière circumstellaire de forme quelconque*. M. Sc. thesis, Université de Montréal.

Hanner, M. S. 1997. The Dust Properties in Comet C/1995 O1 Hale-Bopp. *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting* **29**, 3412.

Kikuchi, S., Y. Mikami, T. Mukai, S. Mukai, and J. H. Hough 1987. Polarimetry of comet P/Halley. *Astron. Astrophys.* **187**, 689-692.

Kiselev, N. N. 1997. Polarization phase dependence of dusty comets after observations of comets C/1995 O1 (Hale-Bopp) and C/1996 B2 (Hyakutake). *Interactions between Planets and Small Bodies, 23rd meeting of the IAU, Joint Discussion 6* **6E**, 41.

Kiselev, N. N. and G. P. Chernova 1981. Phase functions of polarization and brightness and the nature of cometary atmosphere particles. *Icarus*, **48**, 473-481.

Kiselev, N. N. and F. P. Velichko 1997. Polarimetry of Comet C/1996 B2 Hyakutake and Polarization Maximum of Dusty Comets. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* **28**, 733-734.

Kiselev, N. N. and F. P. Velichko 1998. Polarimetry and photometry of Comet C/1996 B2 Hyakutake. *Icarus*, 133, 286-292.

Kiselev, N. N., K. N. Kiselev, D. F. Lupishko, and Yu. N. Krugly 1997. Polarimetry of comet C/1995 O1 Hale-Bopp at small phase angles. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* **28**, 735.

Le Borgne, J. F. and J. Crovisier 1987. Polarization of molecular fluorescence bands in comets: recent observations and interpretation. *Symposium on the Diversity and Similarity of Comets*, 171-175.

Levasseur-Regourd, A. C., E. Hadamcik and J. B. Renard 1996. Evidence for two classes of comets from their polarimetric properties at large phase angles. *Astron. Astrophys.*, **313**, 327-333.

Manset, N., and P. Bastien 1995. A New Polarimeter at the Université de Montréal. *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107**, 483-487.

Mason, C. G., R. D. Gehrz, T. J. Jones, and D. M. Williams 1996a. Comet C/1996 B2 (Hyakutake). *IAU Circ.* **6365**, 1.

Mason, C. G., R. D. Gehrz, T. J. Jones, J. Mergen, D. Williams, A. T. Tokunaga, T. Y. Brooke, H. A. Weaver, J. Crovisier, and D. Bockelee-Morvan 1996b. Comet C/1996 B2 (Hyakutake). *IAU Circ.* **6378**, 1.

Mason, C.G., R. D. Gehrz, T. J. Jones, and D. M. Williams 1996c. Comet C/1996 B2 (Hyakutake). *IAU Circ.* **6396**, 2.

Patterson, J., 1994. The DQ Herculis Stars. *Publ. Astron. Soc. Pacific* **106**, 209

Renard, J.-B., E. Hadamcik, and A.-C. Levasseur-Regourd, 1996. Polarimetric CCD imaging of comet 47P/Ashbrook-Jackson and variability of polarization in the inner coma of comets. *Astron. Astrophys.* **316**, 263-269.

Sarmecanic, J., M. Fomenkova, and B. Jones 1996. Mid-Infrared Imaging of C/1996 B2 (Hyakutake). *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting* **28**, 0909.

Serkowski, K. 1974. Polarimeters for optical astronomy. In *Planets, Stars, and Nebulae Studied with Photopolarimetry* (T. Gehrels, Ed.), pp135-173. Univ. of Arizona Press, Tucson.

Williams, D. M., C. G. Mason, R. D. Gehrz, T. J. Jones, C. E. Woodward, D. E. Harker, M. S. Hanner, D. H. Wooden, F. C. Witteborn, and H. M. Butner 1997. Measurement of Submicron Grains in the Coma of Comet Hale-Bopp C/1995 01 during 1997 February 15–20 UT. *Astrophys. J.* **489**, L91-94.

Worms, J.-C., Renard, J.-B., Levasseur-Regourd, A.-C., and E. Hadamcik
1999. Light Scattering by Dust Particles in Microgravity: The PROGRA2 Achievements and Results. *Adv. Space Res.* **23**, no 7, 1257-1267.

Table A.1 - *Geocentric and heliocentric distances to Comet Hale-Bopp for each date of observation*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	β ($^{\circ}$)	Geocentric Distance (AU)	Heliocentric Distance (AU)
1996 Jul. 7	271.5	3.1	2.864	3.865
1996 Aug. 25	320.5	16.3	2.789	3.314
1996 Sept. 4	330.5	18.0	2.839	3.200
1996 Oct. 15	371.5	19.0	3.035	2.721
1996 Oct. 16	372.5	18.9	3.038	2.709
1997 Feb. 11	491.5	31.5	1.807	1.251
1997 Feb. 17	497.5	34.8	1.693	1.186
1997 Apr. 2	540.5	47.4	1.359	0.914
1997 Apr. 3	541.5	47.0	1.367	0.915
1997 Apr. 6	544.5	45.7	1.396	0.918
1997 Apr. 10	548.5	43.6	1.442	0.928
1997 Apr. 11	549.5	43.1	1.455	0.931
1997 Apr. 12	550.5	42.5	1.468	0.935
1997 Apr. 15	553.5	40.6	1.510	0.947
1997 Apr. 16	554.5	40.0	1.525	0.952
1997 Apr. 27	565.5	32.7	1.702	1.023
1997 Apr. 30	568.5	30.8	1.753	1.047
1997 May 3	571.5	28.9	1.804	1.074

Table A.2 - *Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 684 nm(9 nm) filter*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)		θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1996 Jul. 7	271.730	1.00	0.05	157.9	1.5	1.2	22.5	3.1
1997 Feb. 17	496.907	7.40	0.07	55.3	1.0	90.1	8.2	34.8
1997 Feb. 17	496.903	7.30	0.06	55.4	1.0	90.2	15.5	34.8
1997 Feb. 17	496.900	7.28	0.07	55.3	1.0	90.1	31.1	34.8
1997 Apr. 2	540.570	14.81	0.14	118.5	0.3	91.4	8.2	47.4
1997 Apr. 2	540.566	14.63	0.07	118.6	0.1	91.5	10.6	47.4
1997 Apr. 2	540.553	14.69	0.07	118.0	0.1	90.9	15.5	47.4
1997 Apr. 2	540.549	14.81	0.07	117.5	0.1	90.4	22.5	47.4
1997 Apr. 2	540.546	14.75	0.07	117.0	0.1	89.9	31.1	47.4
1997 Apr. 3	541.552	14.82	0.11	119.4	0.2	90.1	5.5	47.0
1997 Apr. 3	541.548	14.44	0.07	119.2	0.1	89.9	8.2	47.0
1997 Apr. 3	541.546	14.39	0.05	119.3	0.1	90.0	10.6	47.0
1997 Apr. 3	541.537	14.35	0.06	119.5	0.1	90.2	15.5	47.0
1997 Apr. 3	541.534	14.55	0.06	118.9	0.1	89.6	22.5	47.0
1997 Apr. 3	541.530	14.17	0.06	119.1	0.1	89.8	31.1	47.0
1997 Apr. 6	544.539	13.94	0.15	123.9	0.3	88.3	5.5	45.7
1997 Apr. 6	544.536	13.67	0.10	123.7	0.2	88.1	8.2	45.7
1997 Apr. 6	544.532	13.80	0.13	123.6	0.3	88.0	15.5	45.7
1997 Apr. 6	544.528	13.85	0.08	122.9	0.2	87.3	31.1	45.7
1997 Apr. 10	548.610	12.83	0.08	133.1	0.2	89.5	8.2	43.6
1997 Apr. 10	548.581	12.61	0.05	132.8	0.1	89.2	15.5	43.6
1997 Apr. 10	548.541	12.52	0.08	132.3	0.2	88.7	31.1	43.6
1997 Apr. 11	549.537	11.76	0.06	134.7	0.1	89.3	8.2	43.1
1997 Apr. 11	549.525	12.01	0.07	134.5	0.2	89.1	15.5	43.1
1997 Apr. 11	549.541	12.01	0.06	134.2	0.1	88.8	31.1	43.1
1997 Apr. 12	550.530	11.66	0.04	135.4	0.1	88.1	8.2	42.5
1997 Apr. 12	550.535	11.63	0.07	135.3	0.2	88.0	15.5	42.5
1997 Apr. 12	550.539	11.99	0.14	135.3	0.3	88.0	31.1	42.5

Table A.2 - *Continued*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)		θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1997 Apr. 15	553.606	10.61	0.09	142.9	0.2	90.5	5.5	40.6
1997 Apr. 15	553.603	10.43	0.07	142.7	0.2	90.3	8.2	40.6
1997 Apr. 15	553.600	10.22	0.07	142.7	0.2	90.3	10.6	40.6
1997 Apr. 15	553.595	10.32	0.06	142.5	0.2	90.1	15.5	40.6
1997 Apr. 15	533.592	10.30	0.06	141.8	0.2	89.4	22.5	40.6
1997 Apr. 15	553.589	10.42	0.05	141.5	0.1	89.1	31.1	40.6
1997 Apr. 16	554.550	10.24	0.06	142.4	0.2	88.3	8.2	40.0
1997 Apr. 16	554.546	9.91	0.06	142.5	0.2	88.4	15.5	40.0
1997 Apr. 16	554.531	10.29	0.05	141.5	0.1	87.4	31.1	40.0
1997 Apr. 27	565.542	5.91	0.08	157.4	0.4	86.8	8.2	32.7
1997 Apr. 27	565.537	5.94	0.07	156.9	0.3	86.3	15.5	32.7
1997 Apr. 30	568.549	5.41	0.11	162.1	0.6	87.3	8.2	30.8
1997 Apr. 30	568.545	5.07	0.08	161.3	0.4	86.5	15.5	30.8
1997 May 3	571.548	4.07	0.14	166.3	1.0	87.3	8.2	28.9
1997 May 3	571.552	3.89	0.06	165.8	0.4	86.8	15.5	28.9

Table A.3 - *Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 760 nm(80 nm) filter*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)		θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1996 Aug. 25	320.629	0.86	0.10	94.7	3.4	176.0	8.2	16.3
1996 Aug. 25	320.623	0.60	0.07	95.6	3.3	176.9	15.5	16.3
1996 Aug. 25	320.634	0.82	0.08	98.6	2.9	179.9	22.5	16.3
1996 Sept. 4	330.589	0.34	0.08	92.7	6.4	176.7	8.2	18.0
1996 Sept. 4	330.572	0.54	0.06	94.4	3.1	178.4	15.5	18.0
1996 Oct. 15	371.486	0.51	0.05	77.9	3.0	175.3	15.5	19.0
1996 Oct. 15	371.479	0.46	0.04	79.4	2.5	176.8	22.5	19.0
1996 Oct. 16	372.489	0.56	0.11	78.6	3.7	176.5	8.2	18.9
1997 Feb. 11	490.960	5.30	0.06	54.3	0.3	88.9	5.5	31.5
1997 Feb. 11	490.940	5.00	0.04	64.3	0.2	98.9	8.2	31.5
1997 Feb. 11	490.963	5.42	0.06	55.2	0.3	89.8	10.6	31.5
1997 Feb. 11	490.946	5.89	0.04	55.2	0.2	89.8	15.5	31.5
1997 Feb. 11	490.956	5.80	0.08	55.1	0.4	89.7	31.1	31.5
1997 Feb. 17	496.885	8.19	0.06	55.0	0.2	89.9	8.2	34.8
1997 Feb. 17	496.893	8.03	0.09	55.6	0.3	90.4	15.5	34.8
1997 Feb. 17	496.896	7.96	0.07	56.0	0.3	90.8	22.5	34.8
1997 Apr. 2	540.573	15.98	0.08	116.9	0.1	89.8	10.6	47.4
1997 Apr. 2	540.577	15.99	0.08	118.3	0.2	91.2	22.5	47.4

Table A.4 - *Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 484.5 nm(6.5 nm) filter*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P \pm σ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)		θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1997 Apr. 3	541.571	12.66	0.09	118.0	0.2	88.7	8.2	47.0
1997 Apr. 3	541.565	12.29	0.08	117.6	0.2	88.3	15.5	47.0
1997 Apr. 3	541.562	12.07	0.08	116.9	0.2	87.6	31.1	47.0
1997 Apr. 11	549.583	10.81	0.11	132.1	0.3	86.7	8.2	43.1
1997 Apr. 11	549.579	10.08	0.05	132.2	0.2	86.8	15.5	43.1
1997 Apr. 11	549.575	10.18	0.06	131.7	0.2	86.3	31.1	43.1
1997 Apr. 12	550.608	10.35	0.08	134.4	0.2	87.1	15.5	42.5
1997 Apr. 15	553.567	9.04	0.10	139.4	0.3	87.0	8.2	40.6
1997 Apr. 15	553.563	8.75	0.06	138.8	0.2	86.4	15.5	40.6
1997 Apr. 15	553.560	9.00	0.06	138.2	0.2	85.8	31.1	40.6
1997 Apr. 16	554.562	8.29	0.06	140.7	0.2	86.6	15.5	40.0
1997 Apr. 27	565.587	4.80	0.17	159.6	1.0	89.0	8.2	32.7
1997 Apr. 27	565.582	5.04	0.09	157.3	0.5	86.7	15.5	32.7
1997 Apr. 30	568.562	4.05	0.07	162.6	0.5	87.8	15.5	30.8
1997 May 3	571.559	2.92	0.08	166.8	0.8	87.8	15.5	28.9

Table A.5 - *Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 700 nm(17.5 nm) filter*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P $\pm\sigma$ (P) (%)	$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)	θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1997 Apr. 11	549.564	12.06 0.07	134.2 0.2	88.8	8.2	43.1
1997 Apr. 11	549.560	12.36 0.07	134.0 0.2	88.6	15.5	43.1
1997 Apr. 11	549.556	12.58 0.11	133.6 0.2	88.2	31.1	43.1
1997 Apr. 12	550.612	12.16 0.07	135.4 0.2	88.1	15.5	42.5
1997 Apr. 15	553.571	10.55 0.07	141.0 0.2	88.6	8.2	40.5
1997 Apr. 15	553.574	10.40 0.06	140.5 0.2	88.1	15.5	40.5
1997 Apr. 15	553.579	11.02 0.11	139.4 0.3	87.0	31.1	40.5
1997 Apr. 27	565.563	6.36 0.09	158.6 0.4	88.0	8.2	32.7
1997 Apr. 27	565.556	5.96 0.06	158.0 0.3	87.4	15.5	32.7
1997 Apr. 30	568.555	5.22 0.07	162.7 0.4	87.9	15.5	30.8
1997 May 3	571.564	3.97 0.09	166.0 0.6	87.0	15.5	28.9

Table A.6 - *Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 426 nm(6.5 nm) filter*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)		θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1997 Apr. 11	549.604	9.58	0.12	132.8	0.4	87.4	15.5	43.1
1997 Apr. 11	549.595	8.99	0.10	133.5	0.3	88.1	31.1	43.1
1997 Apr. 12	550.616	9.33	0.25	134.6	0.8	87.3	15.5	42.5
1997 Apr. 15	553.547	8.12	0.21	141.9	0.7	89.5	8.2	40.6
1997 Apr. 15	553.552	8.21	0.14	140.9	0.5	88.5	15.5	40.6
1997 Apr. 15	553.555	7.95	0.09	140.3	0.3	87.9	31.1	40.6
1997 Apr. 30	568.573	3.51	0.18	163.3	1.5	88.5	15.5	30.8
1997 May 3	571.569	2.48	0.63	166.8	6.2	87.8	15.5	28.9

Table A.7 - *Linear polarization for Comet Hale-Bopp in the 406 nm(7 nm) filter*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)		θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1997 Apr. 16	554.601	6.71	0.11	143.9	0.5	89.8	15.5	40.0
1997 Apr. 16	554.594	6.80	0.09	142.4	0.4	88.3	31.1	40.0

Table A.8 - *Linear and trigonometric fits of the polarization for Comet Hale-Bopp*

Filter	Aperture(s) (arcsec)	Phase angle coverage °	Slope m_p (% per °)	$\sigma(m_p)$	β_{co}	$\sigma(\beta_{co})$
484.5 nm	15.5	28.9-47.0	0.510	0.039	23.1	3.4
684 nm	8.2	28.9-47.4	0.573	0.032	21.9	2.6
684 nm	15.5	28.9-47.4	0.582	0.032	22.4	2.5
684 nm	31.1	34.8-47.4	0.590	0.062	22.5	5.1
684 nm	8.2, 15.5 and 31.1	28.9-47.4	0.579	0.021	22.2	1.7
684 nm	8.2, 15.5 and 31.1	28.9-40.0	0.551	0.050	21.6	3.7
684 nm	all 6	28.9-47.4	0.585	0.019	22.4	1.5
684 nm	all 6	28.9-40.0	0.551	0.050	21.6	3.7
red ¹	8.2, 10.6 or 22.5	3.1-47.4	0.303	0.014	19.3	<1.0

¹ trigonometric fit using the 684 nm(9 nm) and 760 nm(80 nm) filters.

Table A.9 - *Characteristics of the $P(\beta)$ curve for comets Hale-Bopp and Halley*

	Filter	P_{min}	m_p	$\sigma(m_p)$	β_{co}	$\sigma(\beta_{co})$	P_{max}
		%	% / °	% / °	°	°	%
Hale-Bopp	484.5 nm	< -1.0	0.510	0.039	23.1	3.4	
	684 nm	< -1.0	0.551	0.050	21.6	3.7	
Halley ¹	484 nm	-1.6±0.4	0.32	0.04	22.0	1.5	
	684 nm		0.31	0.03	21.8	1.5	
Hale-Bopp	red ²	-1.7	0.303	0.014	19.3	< 1.0	29.8

¹ Dollfus et al. 1988.² Trigonometric fit using the 684 nm(9 nm) and 760 nm(80 nm) filters.

Table A.10 - *Characteristics of rings*

Ring Name	Apertures (arcsec)	Inner Diameter (arcsec)	Outer Diameter (arcsec)	Middle Radius (arcsec)	Range in radius (arc sec)
R1	8.2 - 5.5	5.5	8.2	3.4	1.4
R2	10.6 - 8.2	8.2	10.6	4.7	1.2
R3	15.5 - 10.6	10.6	15.5	6.5	2.5
R4	22.5 - 15.5	15.5	22.5	9.4	3.4
R5	31.1 - 22.5	22.5	31.1	13.4	4.3
R6	15.5 - 8.2	8.2	15.5	5.9	3.7
R7	31.1 - 15.5	15.5	31.1	11.7	7.8
R8	22.5 - 10.6	10.6	22.5	8.3	6.0

Table A.11 - *Linear polarization for the coma and tail of Comet Hale-Bopp on 1997 February 17 when $\beta = 34.8^\circ$, in the 684 nm(9 nm) filter and with an aperture of 15.5''*

Object	Distance ¹ (arcsec)	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^\circ$)	θ_{sca} ($^\circ$)	
Nucleus	0	7.30	0.06	55.4	1.0	90.2
Tail #1	29	7.41	0.08	55.8	1.0	90.6
Tail #2	38	7.18	0.12	55.6	1.0	90.4
Tail #3	55	6.14	0.12	55.4	1.0	90.2
Tail #4	65	5.45	0.23	55.9	1.2	90.7

¹ Geocentric distance was 1.69 AU, heliocentric distance, 1.19 AU, and the scale was 1200 km/arcsec.

Table A.12 - *Linear polarization for the coma and tail of Comet Hale-Bopp on 1997 April 12 when $\beta = 42.5^\circ$, in the 684 nm(9 nm) filter and with an aperture of 15.5''*

Object	Distance ¹ (arcsec)	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^\circ$)		θ_{sca} ($^\circ$)
Nucleus	0	11.63	0.07	135.3	0.2	88.0
Tail #1	12	12.41	0.07	136.2	0.2	88.9
Tail #2	31	13.07	0.10	135.8	0.2	88.5
Tail #3	52	11.79	0.12	135.5	0.3	88.2
Tail #4	73	9.98	0.14	135.1	0.4	87.8
Tail #5	99	8.91	0.15	134.6	0.5	87.3
Tail #6	129	8.42	0.15	136.5	0.5	89.2
Tail #7	161	7.95	0.20	136.0	0.7	88.7
Tail #8	193	7.51	0.24	135.7	0.9	88.4

¹ Geocentric distance was 1.47 AU, heliocentric distance, 0.94 AU, and the scale was 1100 km/arcsec.

Table A.13 - *Linear polarization for the coma and tail of Comet Hale-Bopp on 1997 April 16 when $\beta = 40.0^\circ$, in the 484.5 nm(6.5 nm) filter, and with an aperture of 15.5''*

Object	Distance ¹ (arcsec)	P $\pm\sigma$ (P) (%)		$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^\circ$)	θ_{sca} ($^\circ$)	
Nucleus	0	8.29	0.06	140.7	0.2	86.6
Tail #1	19	8.53	0.08	141.0	0.3	86.9
Tail #2	27	9.09	0.16	140.9	0.5	86.8
Tail #3	40	8.97	0.14	141.0	0.5	86.9
Tail #4	53	9.04	0.17	140.7	0.6	86.6
Tail #5	65	9.01	0.15	141.2	0.5	87.1
Tail #6	77	8.48	0.13	141.1	0.4	87.0

¹ Geocentric distance was 1.53 AU, heliocentric distance, 0.95 AU, and the scale was 1100 km/arcsec.

Table A.14 - *Circular polarization for Comet Hale-Bopp*

UT Date	Julian Date	Object	Filter	$V \pm \sigma(V)$ (%)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
	2450000.0+					
1997 Apr. 2	540.558	nuclear region	684 nm(9 nm)	-0.09 0.03	15.5	47.4
1997 Apr. 3	541.541	nuclear region	684 nm(9 nm)	-0.07 0.03	15.5	47.0
1997 Apr. 11	549.530	nuclear region	684 nm(9 nm)	0.17 0.02	15.5	43.1
1997 Apr. 12	550.577	nuclear region	684 nm(9 nm)	0.01 0.02	15.5	42.5
1997 Apr. 12	550.588	coma ¹	684 nm(9 nm)	0.20 0.04	15.5	42.5
1997 Apr. 15	553.611	nuclear region	684 nm(9 nm)	-0.18 0.03	15.5	40.6
1997 Apr. 16	554.537	nuclear region	684 nm(9 nm)	-0.24 0.02	15.5	40.0
1997 Apr. 16	554.543	nuclear region	684 nm(9 nm)	-0.21 0.03	31.1	40.0
1997 Apr. 16	554.557	nuclear region	484.5 nm(6.5 nm)	-0.18 0.03	15.5	40.0

¹ 30'' from the photocenter

Table A.15 - *Linear polarization for Comet Hyakutake in the 684 nm(9 nm) filter*

UT Date	Julian Date 2450000.0+	P $\pm\sigma$ (P) (%)	$\theta_{eq} \pm \sigma(\theta_{eq})$ ($^{\circ}$)	θ_{sca} ($^{\circ}$)	Aperture (arcsec)	β ($^{\circ}$)
1996 Apr. 16	189.572	26.21 0.30	130.2 0.1	91.2	8.2	104.1
1996 Apr. 22	195.573	28.61 0.08	119.6 0.1	88.7	8.2	90.9
1996 Apr. 25	198.581	26.52 0.08	114.2 0.1	90.0	8.2	78.7
1996 Apr. 25	198.588	26.35 0.08	114.5 0.1	90.3	10.6	78.7

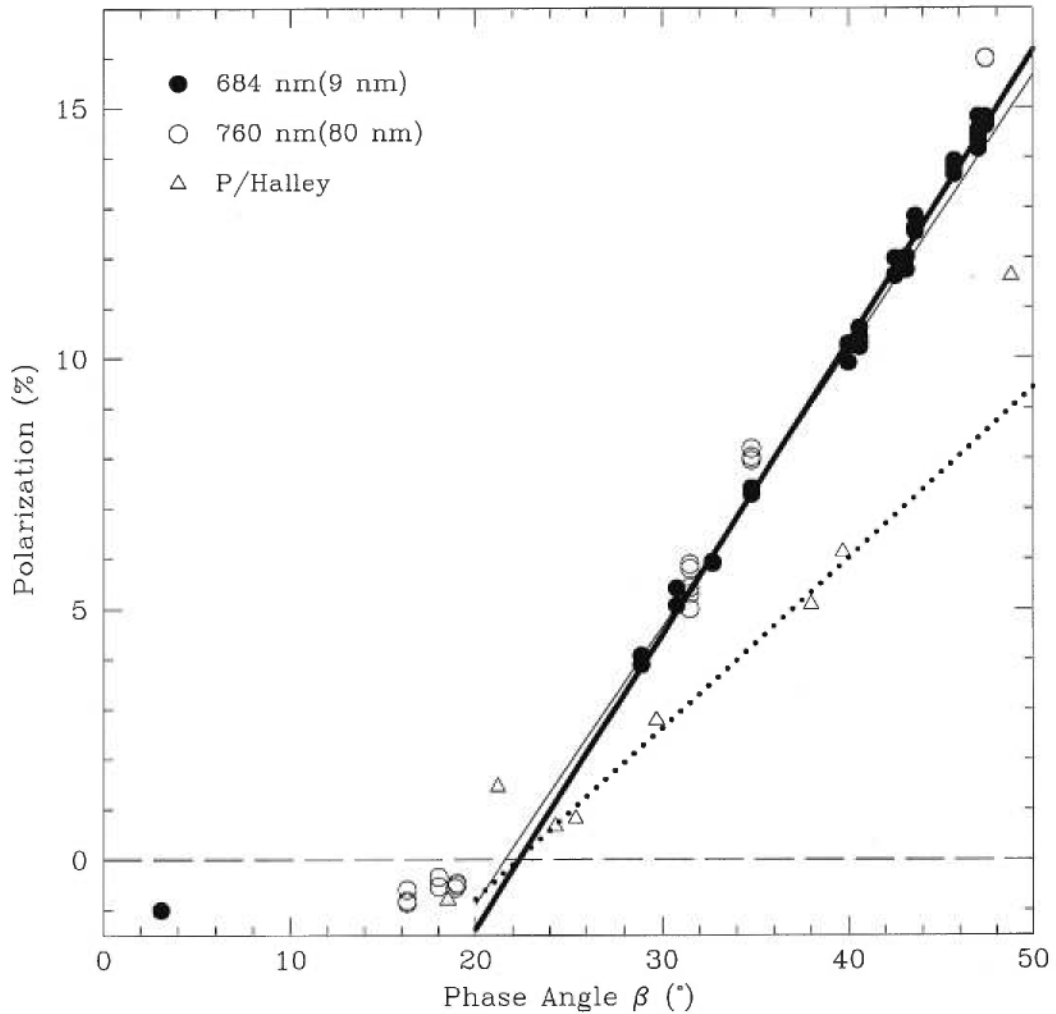


Figure A.1 - Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of the phase angle β for the 760 nm(80 nm) and 684 nm(9 nm) red filters (open and filled circles, respectively), along with data for Comet Halley (Bastien et al. 1986 - open triangles). Also shown are the linear fits, including (thick curve) and excluding (thin curve) the observations above $\beta = 40^\circ$, to the linear branch of the curve for the 684 nm(9 nm) filter.

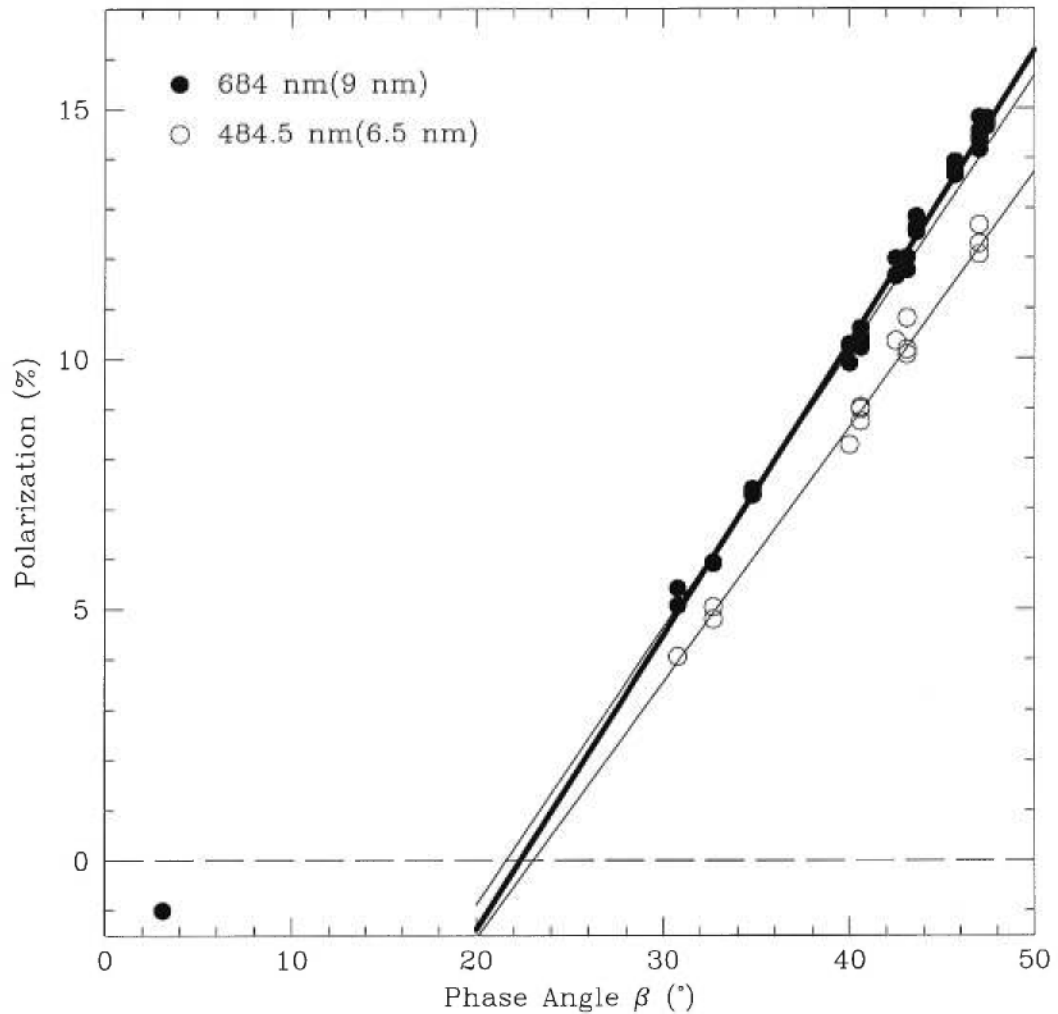


Figure A.2 - Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of the phase angle β for the 484.5 nm(9 nm) filter (open circles), along with the linear fit to the linear branch of the curve. For comparison, the data for the 684 nm(9 nm) filter (filled circles) is also shown, along with the linear fits, including and excluding the observations above $\beta = 40^\circ$.

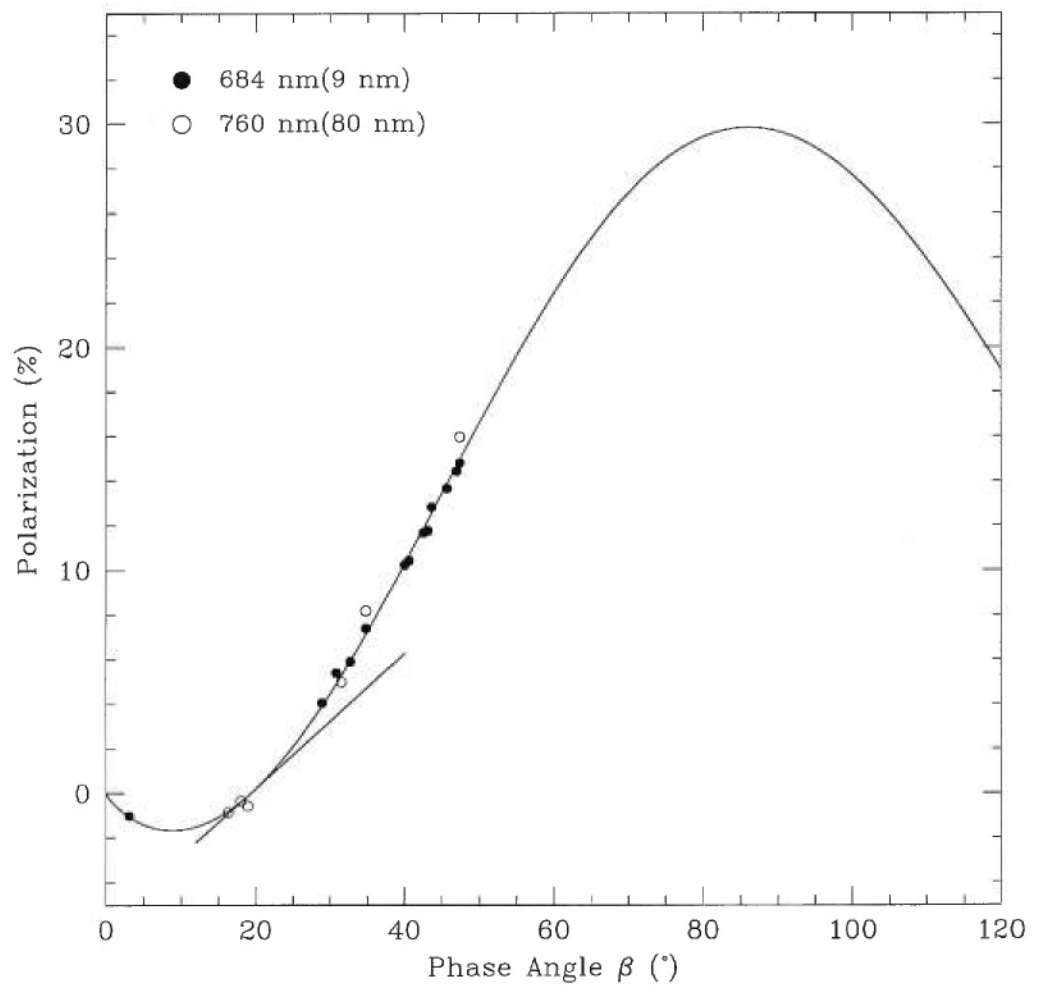


Figure A.3 - Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of the phase angle β for the 760 nm(80 nm) and 684 nm(9 nm) red filters, along with the trigonometric fit, and the slope at the inversion point β_{co} .

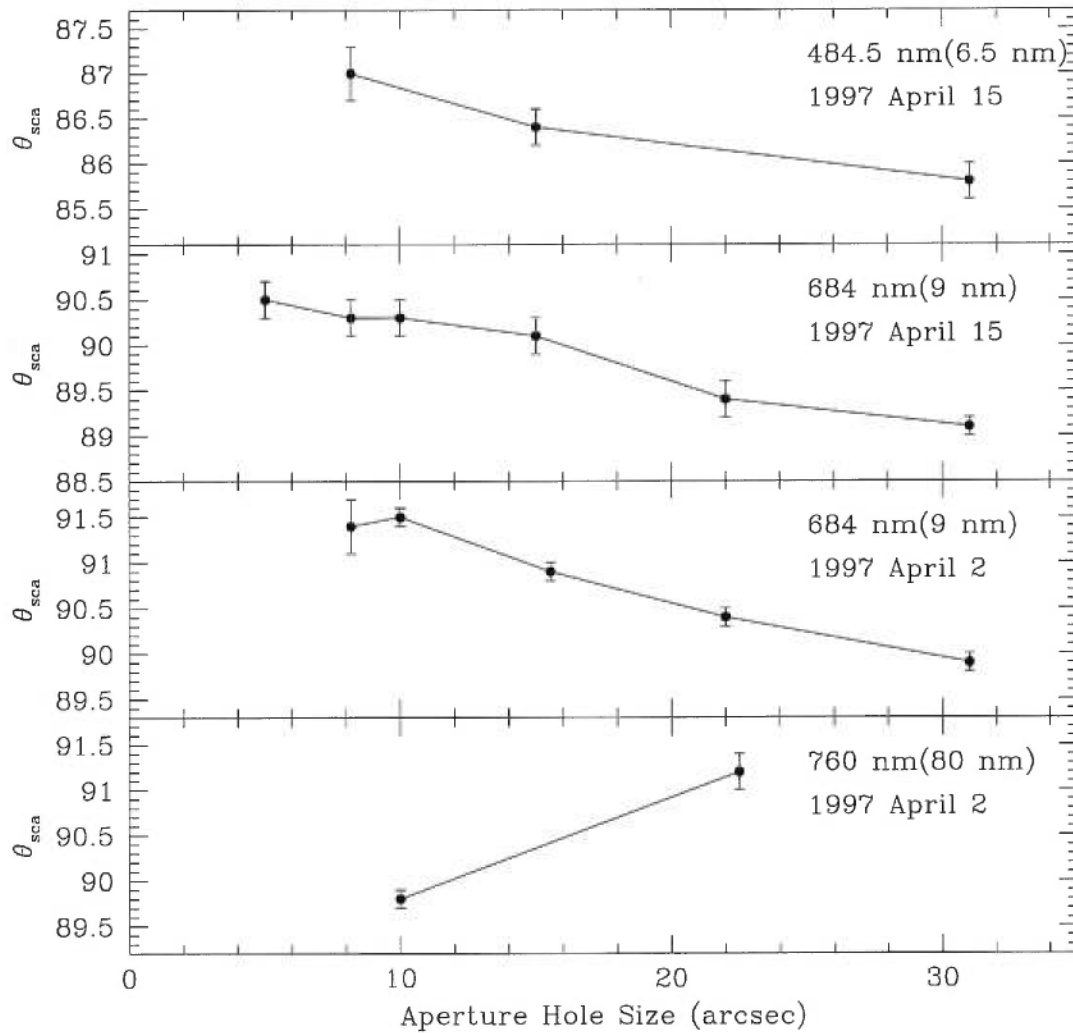


Figure A.4 - Some examples of the variation of the position angle of the polarization θ_{sca} in the scattering plane as a function of the aperture hole size. On 1997 April 2, the geocentric distance was 1.36 AU, the heliocentric distance, 0.91 AU, and the scale, 1000 km/arcsec, while on 1997 April 15, these distances were 1.51 AU and 0.95 AU respectively, and the scale was 1100 km/arcsec.

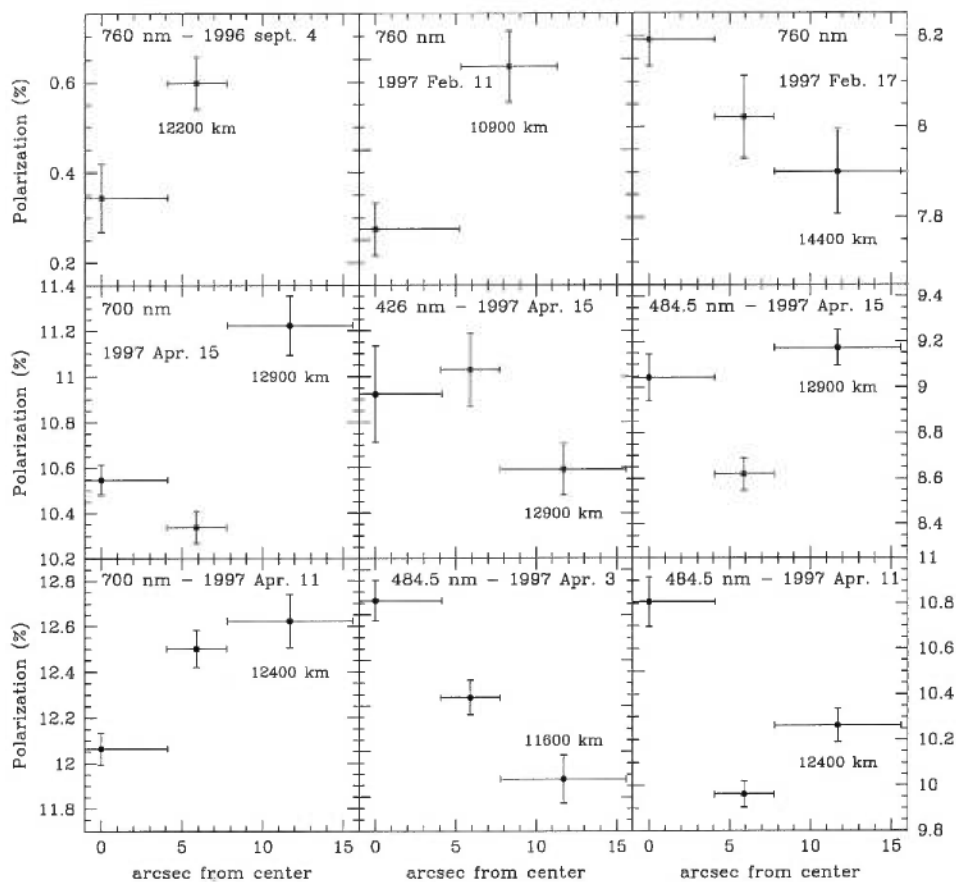


Figure A.5 - Polarization of Comet Hale-Bopp as calculated through different concentric rings, in September 1996, February, and April 1997. In particular, the first row shows, with the same vertical scale, data for the 760 nm(800 nm) filter, and the second row shows, again with the same vertical scale, data taken on April 16, 1997, in 700 nm(17.5 nm), 426 nm(6.5 nm) and 484.5 nm(6.5 nm) filters. Vertical bars indicate the uncertainty on the polarization. Horizontal bars indicate the area covered by the rings. Distances in km indicate the physical distance (projected) from nuclear region for the ring indicated, and the date of the observation. The geocentric and heliocentric distances were, respectively, 2.84 AU and 3.20 AU on 1996 September 4, ≈ 1.8 AU and ≈ 1.2 AU in 1997 February, and ≈ 1.5 AU and ≈ 0.9 AU in 1997 April.

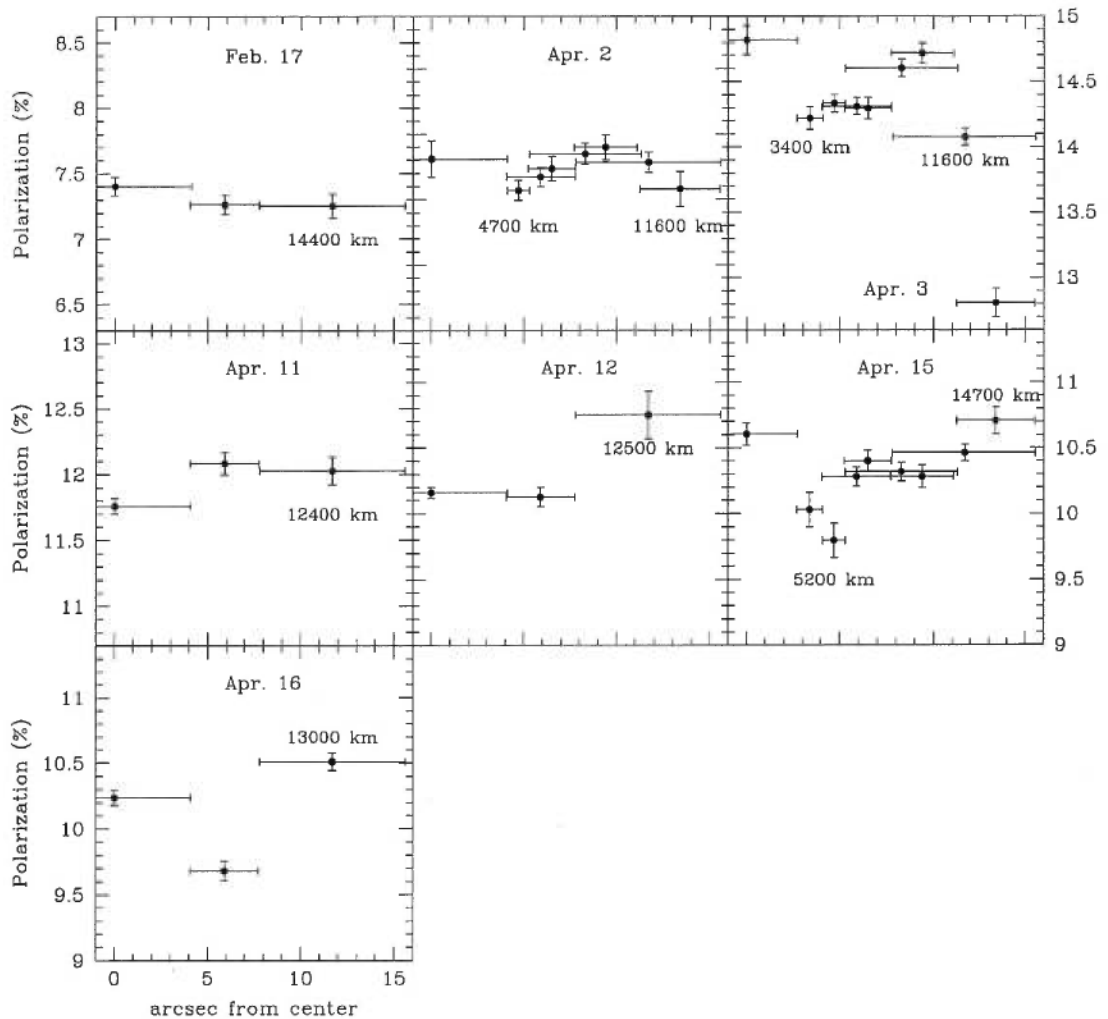


Figure A.6 - Polarization of Comet Hale-Bopp as calculated through different concentric rings, for the 684 nm(9 nm) filter, in February and April 1997. Vertical bars indicate the uncertainty on the polarization. Horizontal bars indicate the area covered by the rings. Distances in km indicate the physical distance (projected) from nuclear region for the ring indicated, and the date of the observation. Note that the same vertical scale has been use for all 7 figures. The geocentric and heliocentric distances were, respectively, 1.69 AU and 1.19 AU on 1997 February 17, ≈ 1.4 -1.5 AU and ≈ 0.9 AU in 1997 April.

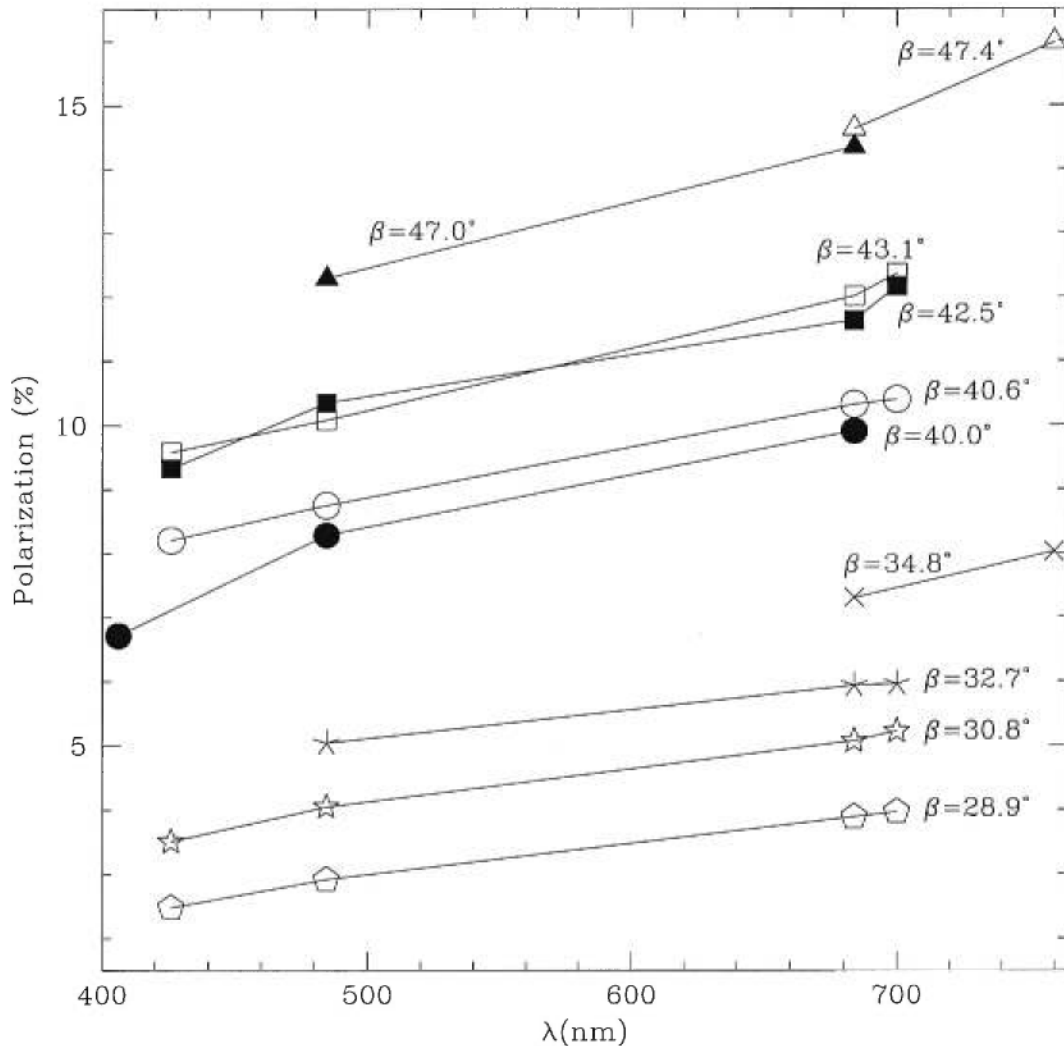


Figure A.7 - Polarization of Comet Hale-Bopp as a function of wavelength. Observations were made with the 15" aperture hole, except on April 2, where the 10" aperture hole was used. Data was taken in 1997, on Feb. 17 (crosses), April 2 and 3 (open and filled triangles), April 11 and 12 (open and filled squares), April 15 and 16 (open and filled circles), April 27 (skeletal stars), April 30 (stars) and May 3 (pentagons). The geocentric and heliocentric distances were, respectively, 1.69 AU and 1.19 AU on 1997 February 17, ≈ 1.4 -1.5 AU and ≈ 0.90 -0.95 AU for 1997 April 2-16, and ≈ 1.7 -1.8 AU and ≈ 1.0 -1.1 AU between 1997 April 27 and May 3.

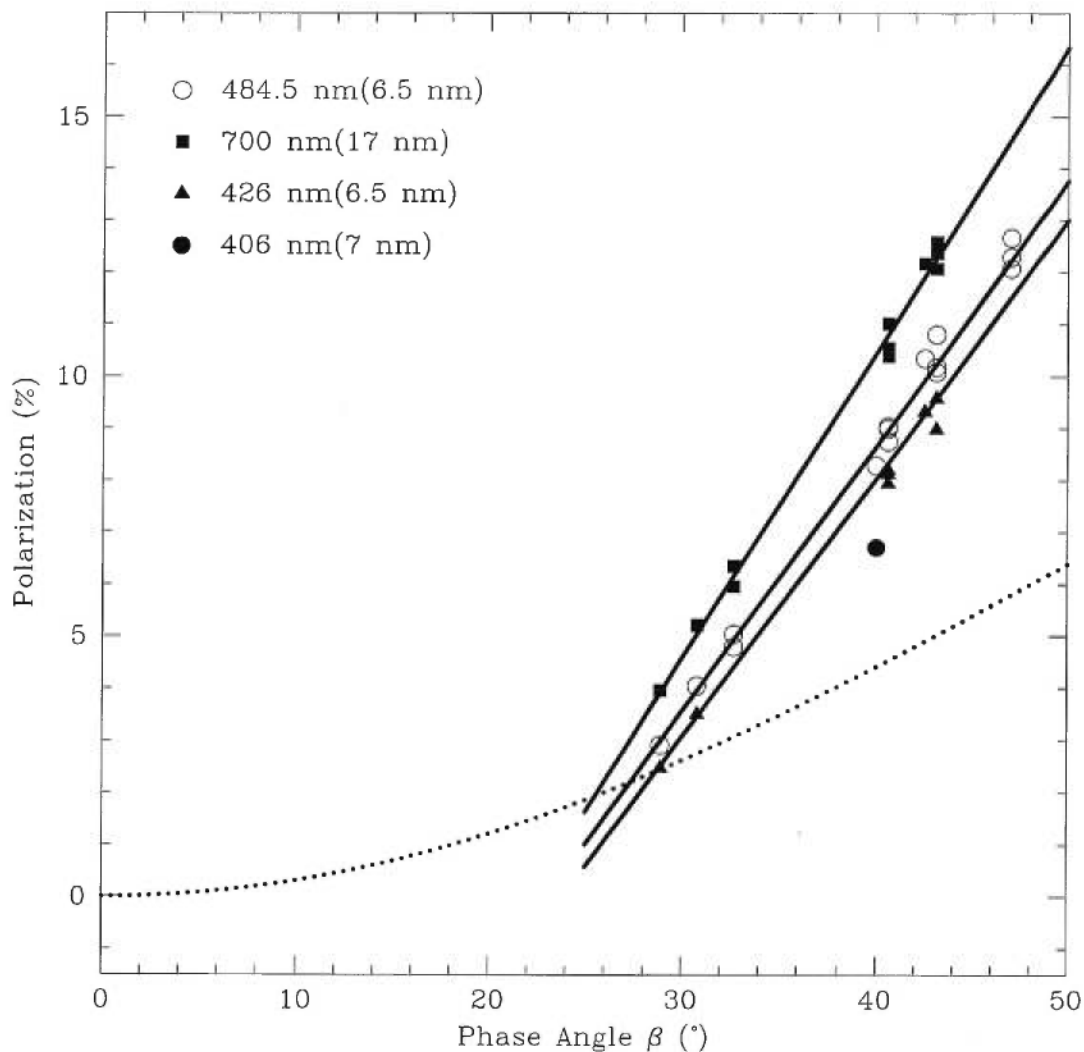


Figure A.8 - Polarization as a function of the phase angle, for the 406 nm, 426 nm and 700 nm emission filters (contaminated by continuum polarization). Also shown for comparison is the data for the continuum filter at 484.5 nm. Straight lines are linear fits to the data. The dotted curve is from Eq. 1, with $P_{max} = 11.4\%$. See the discussion for more details.

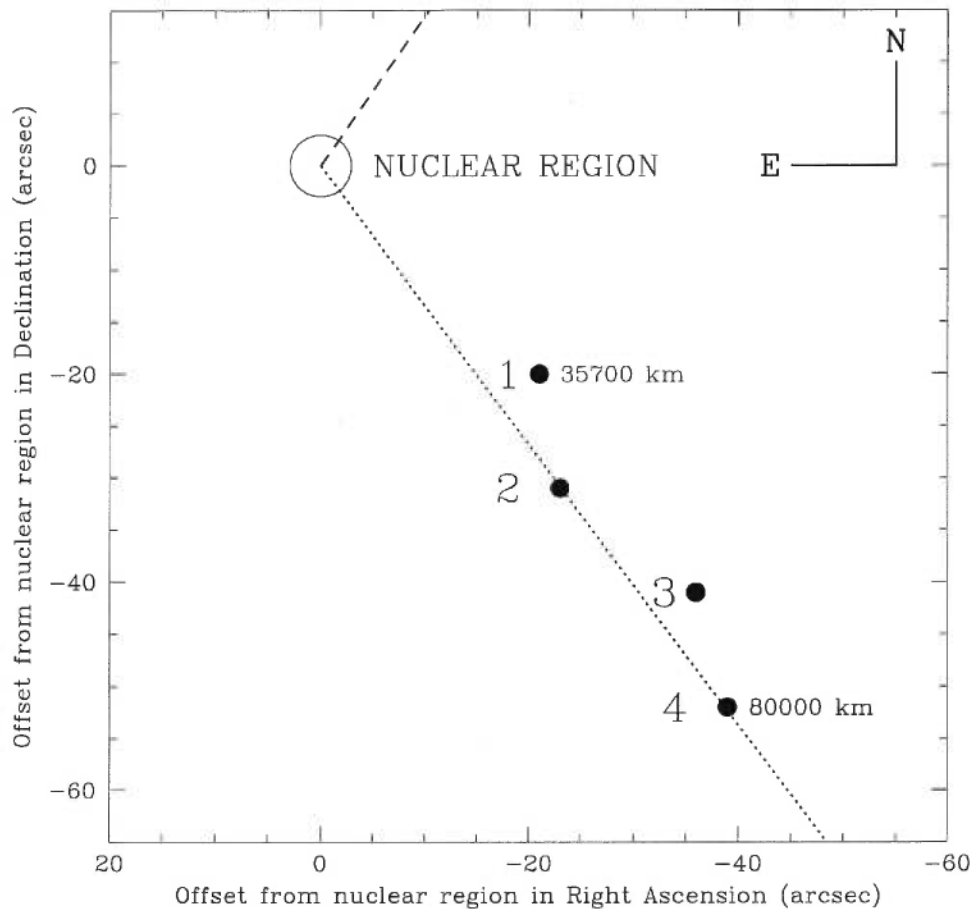


Figure A.9 - Positions of the observations in the coma of Comet Hale-Bopp made on February 17 1997, in the 684 nm(9 nm) filter and with an aperture of 15.5", when the comet was 1.69 AU from the Earth and 1.19 AU from the Sun. The positions shown are corrected for the effects of refraction and the comet's proper motion, and the numbers indicated are the same as those used in Table XI. The nuclear region is centered at (0,0), and the positions of the observations are shown offsetted from the nuclear region, in arcseconds, with North up and East to the left. Also shown are the projected distances in km for the observations #1 and #4. The dashed line shows the position angle of the extended radius vector, which corresponds to the approximate position of the ion tail. The dotted line shows the position angle of minus the velocity vector; a dust tail has an approximate position between the dashed and dotted lines.

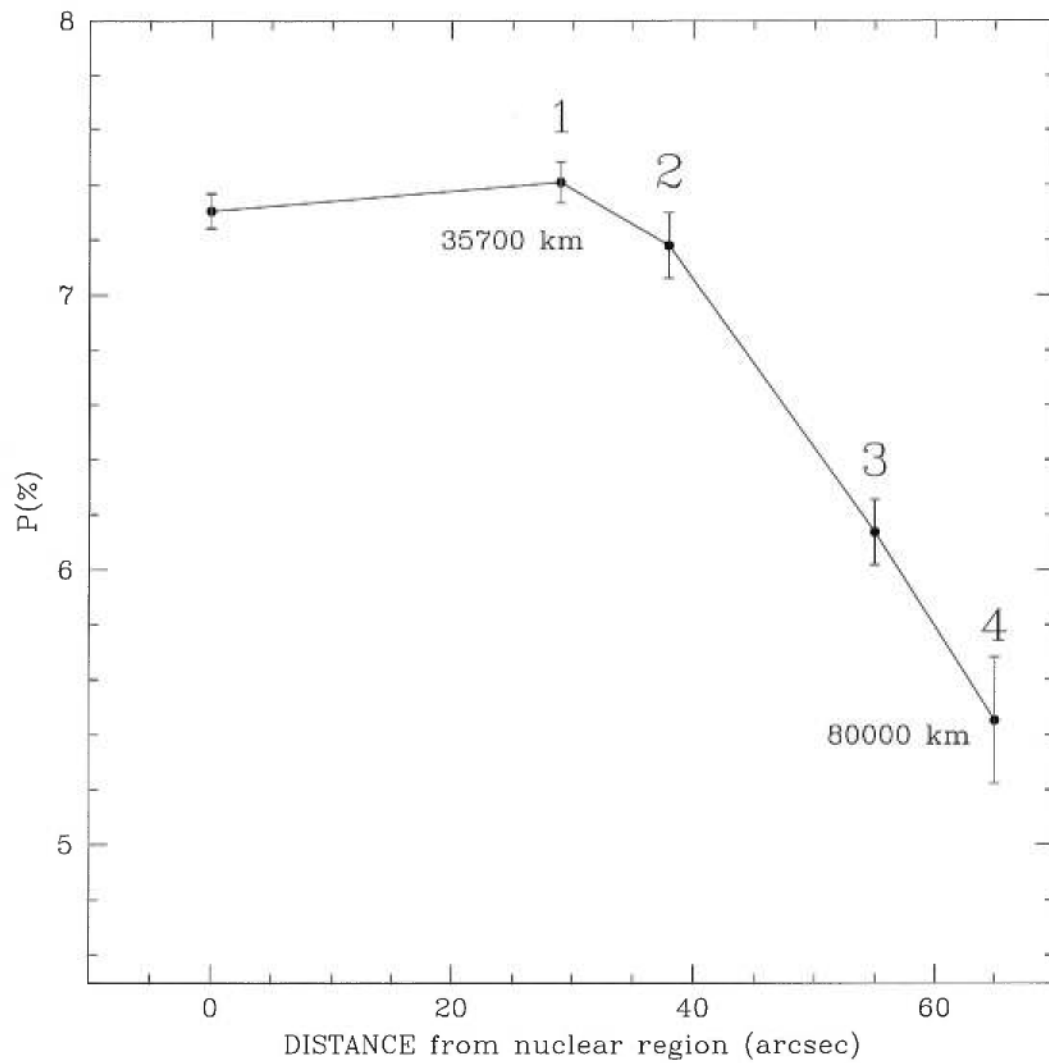


Figure A.10 - Polarization in the coma of Comet Hale-Bopp. Numbers correspond to the positions in the coma as shown in the preceding figure.

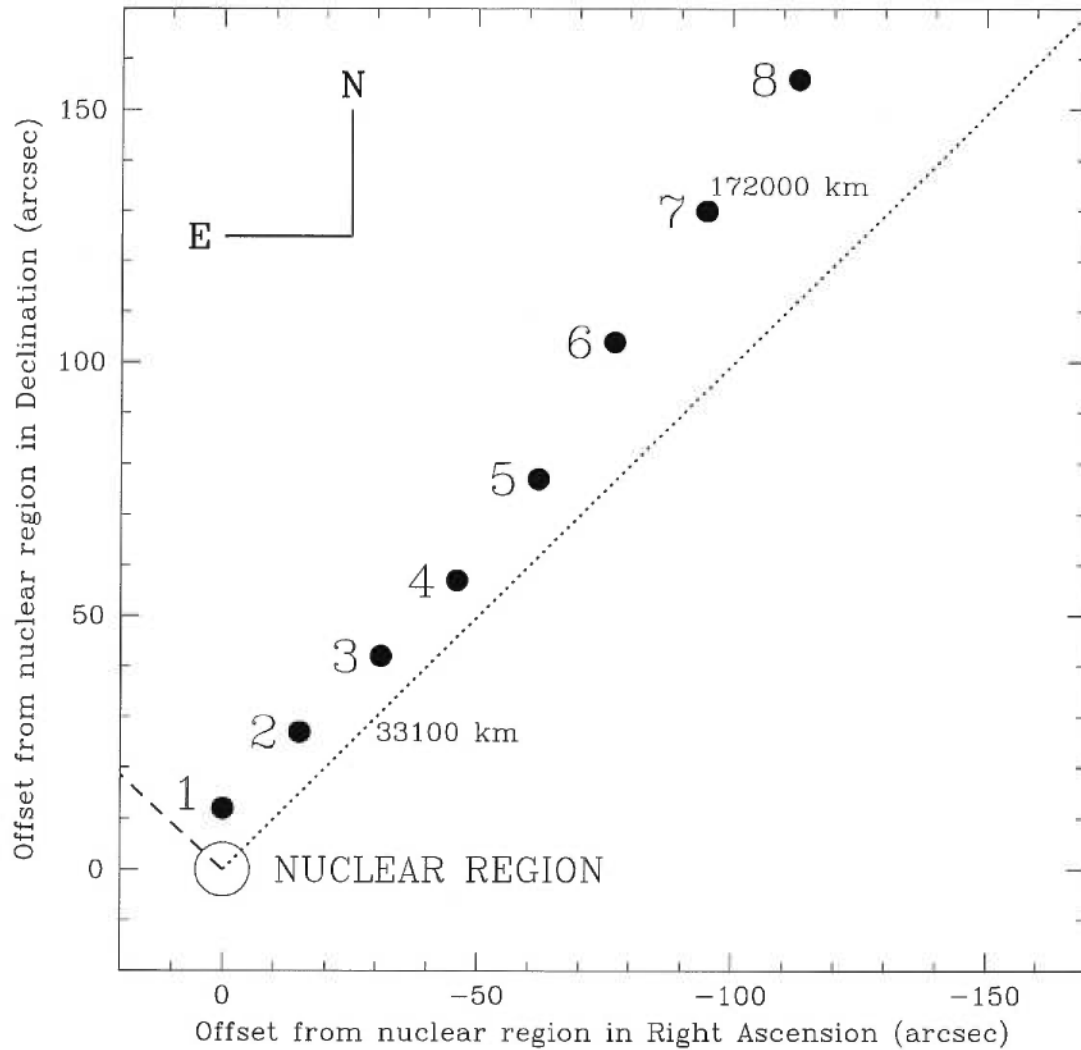


Figure A.11 - Same as Fig. A.9 for April 12 1997, when the comet was 1.47 AU from the Earth and 0.94 AU from the Sun. The numbers indicated are the same as those used in Table XII. The projected distances indicated are for the positions #2 and #7.

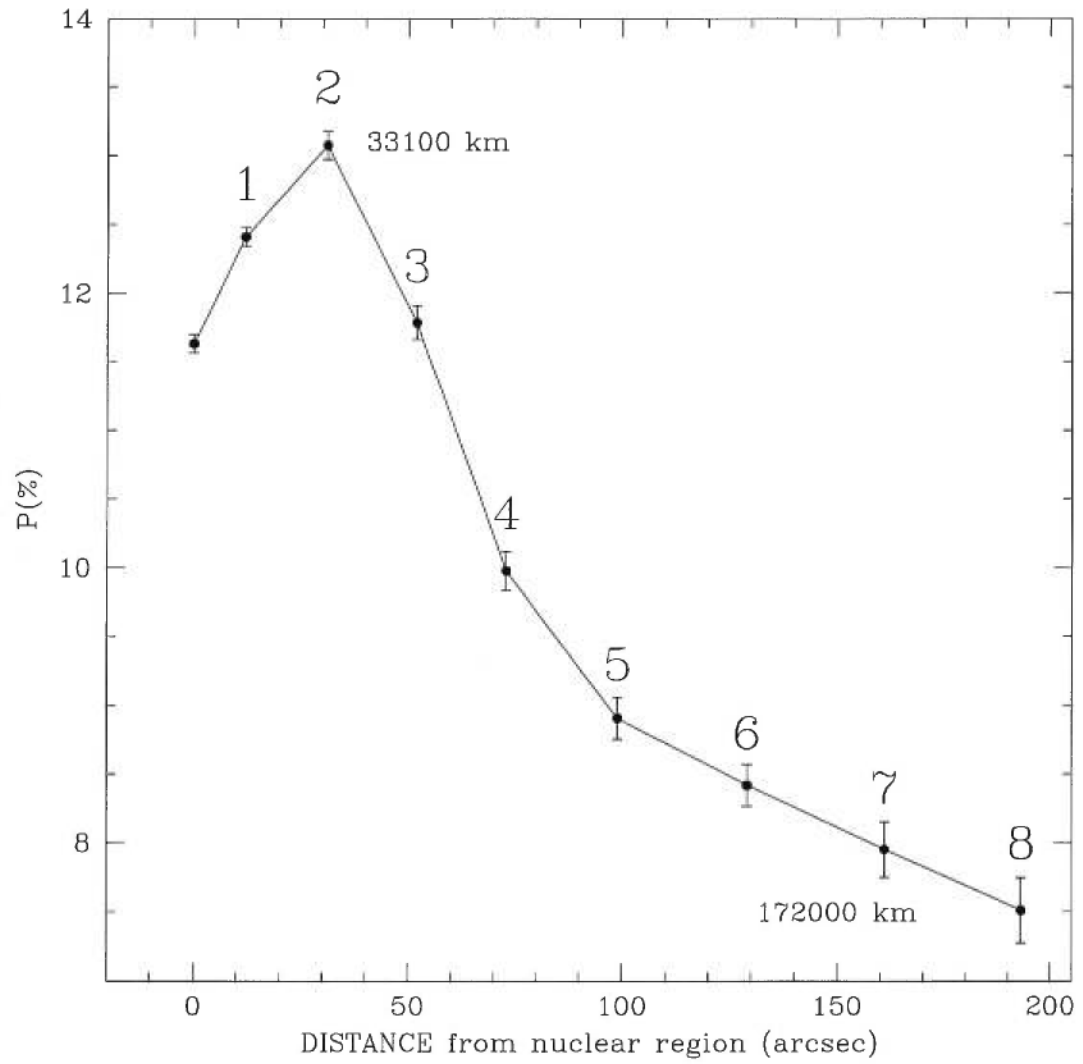


Figure A.12 - Polarization in the coma of Comet Hale-Bopp. Numbers correspond to the positions in the tail as shown in the preceding figure.

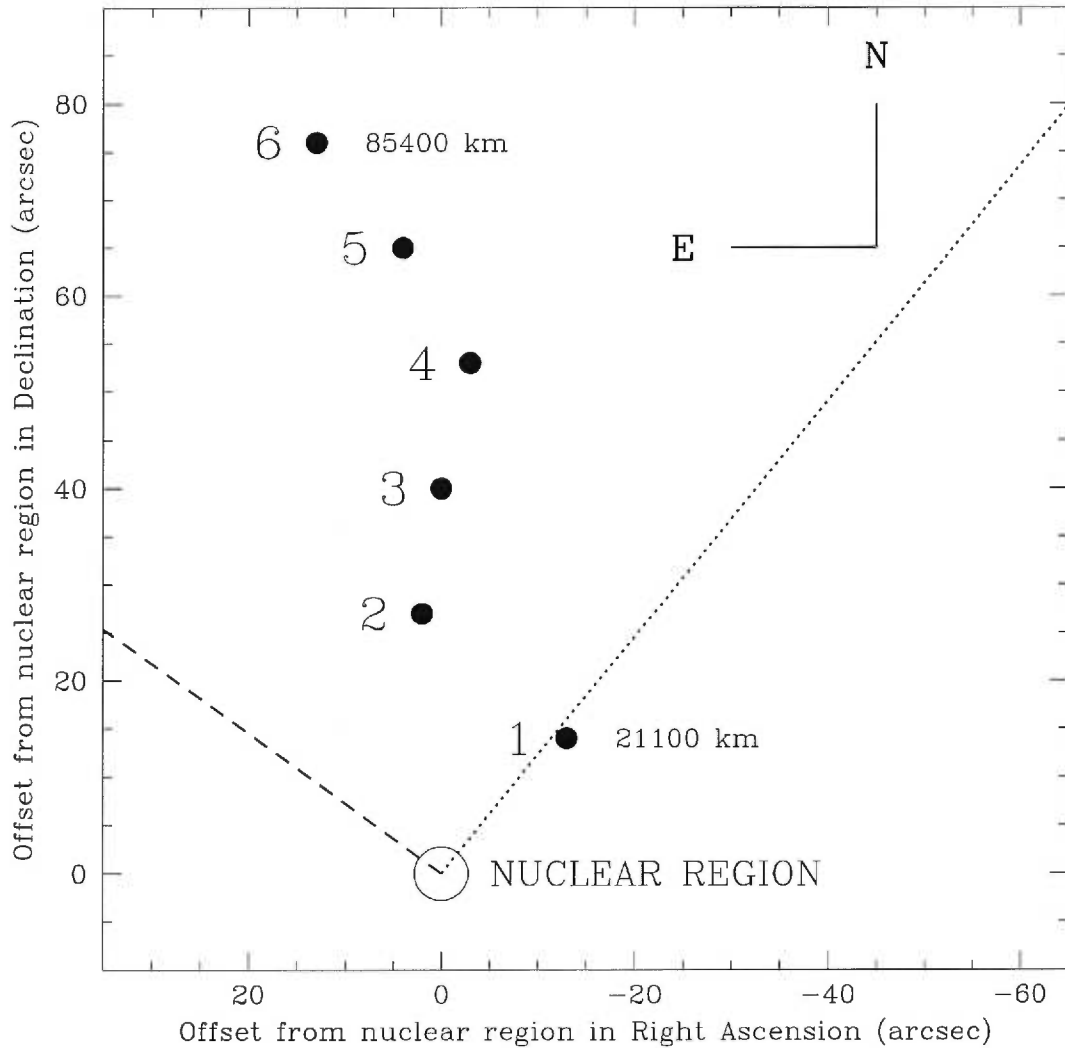


Figure A.13 - Same as Fig. A.9 for observations made on April 16 1997, in the 484.5 nm(6.5 nm) filter, and with an aperture of 15.5". The comet was then at 1.53 AU from the Earth and 0.95 AU from the Sun. The numbers indicated are the same as those used in Table XIII. The projected distances indicated are for the positions #1 and #6.

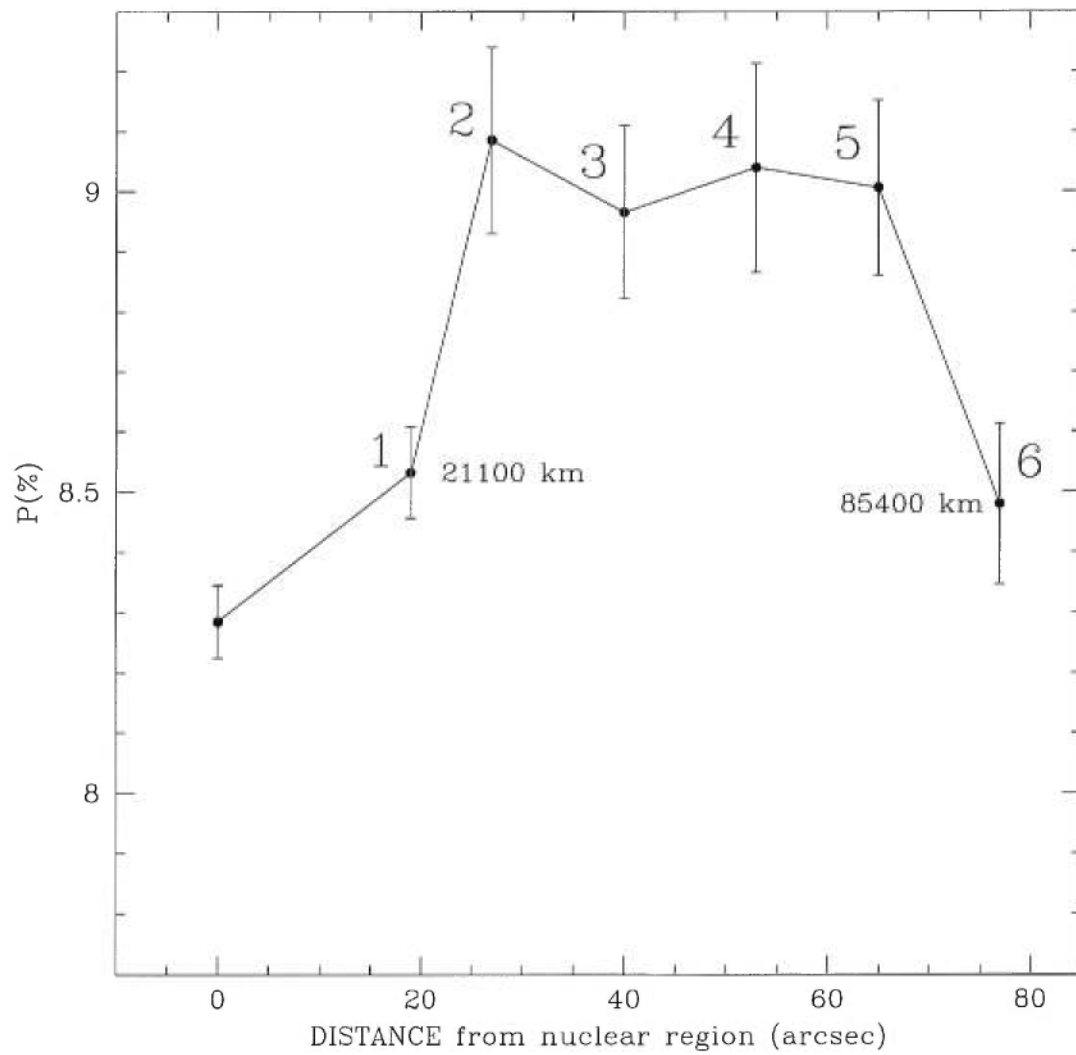


Figure A.14 - Polarization in the coma of Comet Hale-Bopp. Numbers correspond to the positions in the tail as shown in the preceding figure.

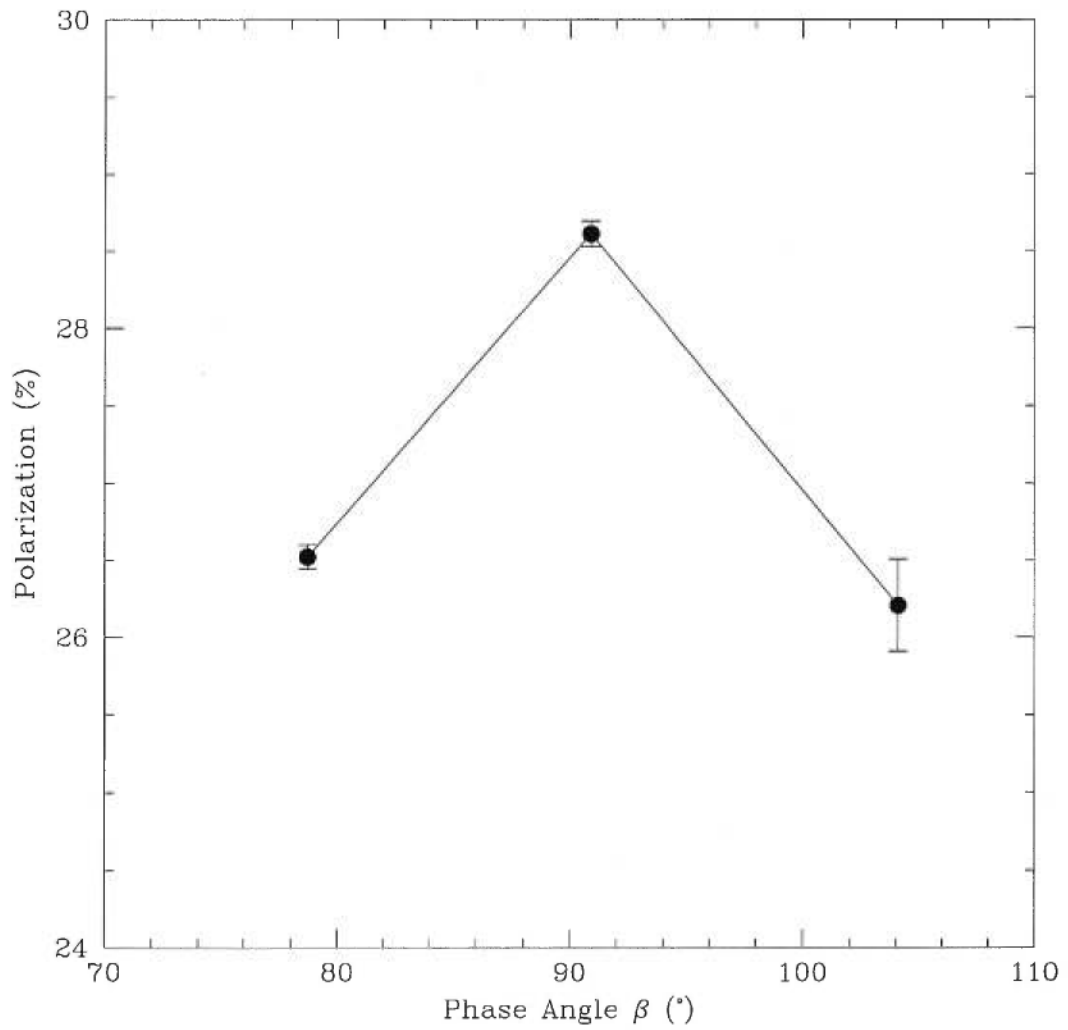


Figure A.15 - *Polarization of Comet Hyakutake as a function of phase angle β , as measured on April 16, 22 and 25, 1996, in the 684 nm(9 nm) filter and with an aperture of 8.2".*

Remerciements

Il convient en premier lieu de remercier Pierre Bastien, mon superviseur, qui pendant plus de 5 ans a guidé mes travaux, depuis la remise en fonction du polarimètre jusqu'à l'interprétation des simulations numériques, en passant par l'art des observations polarimétriques.

Ensuite, je dois beaucoup à mes parents et à ma petite soeur, pour le support moral et matériel, leur accueil toujours chaleureux, leur bonne humeur et leur enthousiasme face à mes choix de carrière.

Je n'aurais jamais pu dompter *La Bête* sans la précieuse aide des techniciens de l'atelier de mécanique du Département de Physique, et de R. Martel, technicien en électronique. Ce dernier a su réparer *La Bête*, ce vieil instrument de 20 ans, malgré des plans incomplets et des pièces de remplacement désormais inexistantes; il a également construit de A à Z des modules électroniques complets en se basant seulement sur mes instructions et explications dessinées sur des bouts de papier.

Je dois remercier B. Malenfant et G. Turcotte, techniciens d'observation, pour avoir effectué à maintes reprises des réparations, parfois en plein milieu d'une nuit claire. Je les remercie également, eux et F. Urbain, technicien de remplacement, pour leur assistance lors des observations.

Cette recherche a été rendue possible grâce à l'appui financier du Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie, du Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche, de la Faculté des Etudes Supérieures et du Département de physique de l'Université de Montréal, ainsi que de P. Bastien.

Merci aussi à...

... L. Turbide pour le fichier de style \LaTeX qui permet de présenter des thèses selon le format exigé par l'Université; pour son aide technique, surtout après ses célèbres mises à jour du système informatique, qui apportaient parfois plus de problèmes qu'elles n'en réglaient.

... O. Hernandez pour avoir modifié le fichier de style \LaTeX pour qu'il soit compatible avec $\text{\LaTeX}2\epsilon$.

... tous ceux qui ont eu assez confiance en mon travail pour utiliser *La Belle et La Bête* pour leurs recherches: T. Moffat et ses nombreux étudiants, C. Kahane et E. Viard, A. Goodman et H. Arce, P. Bastien, M. Matsumura, G. Hill, R. Hajjar, F. Ménard, P. Corporon.

... aux nombreux étudiants que j'ai côtoyés pendant des années: Rémi, Yannick, Sébastien L., Christian, Loic, Sébastien B.-O., Sébastien H., Serge, Eric, Olivier, Roger, Cédric, Hugues, Julie, Malvina, Yves, Liviu, Pascal B., Pascal T., Alain et ceux que j'oublie.

Finalement, à une personne qui m'est chère et qui se reconnaîtra. Pour la musique, même la plus énigmatique... Pour les livres... Pour les sorties au resto, au cinéma, les marches à la campagne... Pour l'écoute, la patience, le support, les encouragements, le partage, les confidences... et tout le reste... Merci...