

RÉMI CABANAC

ASTRONOMIE AVEC MIROIRS LIQUIDES

Thèse
présentée
à la faculté des études supérieures
de l'Université Laval
pour l'obtention
du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D.)

Département de physique
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL

JUIN 1998



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-36242-6

Canada

RÉSUMÉ

Cette thèse démontre que la technologie des miroirs liquides a atteint une maturité qui permet de l'appliquer à la recherche astronomique. Les télescopes à miroir liquide offrent des images astronomiques de qualité comparable à celle des télescopes conventionnels utilisés dans des conditions similaires. La première partie de la thèse présente le premier télescope à miroir liquide dédié à la recherche astronomique: le 2,7 m de University of British Columbia-Université Laval (UBC-UL). Elle donne également les renseignements techniques utiles pour l'exploitation des télescopes à miroir liquide en milieu extérieur. La deuxième partie de la thèse analyse les données de la saison 1996 du télescope à miroir liquide de 3 m du NASA Orbital Debris Observatory (NODO). Une comparaison avec les observations effectuées avec des télescopes conventionnels, publiées dans la littérature, démontre la bonne qualité des données du NODO. Une recherche d'objets particuliers, parmi les 20 000 objets répertoriés pendant la saison 1996, démontre le potentiel des miroirs liquides pour les projets d'astronomie demandant de grandes surfaces collectrices sur de longues périodes de temps.

RÉSUMÉ LONG

Depuis la réinvention des miroirs liquides au début des années 1980 par Ermanno Borra de l'Université Laval, la technologie des miroirs liquides a atteint une maturité qui permet de l'appliquer à la recherche astronomique. Une collaboration entre l'UL et University of British Columbia (UBC) a permis la construction du premier télescope dédié à l'astronomie: le télescope de 2,7 m de UBC-UL. Ce télescope a été utilisé par l'auteur pendant l'année 1993-1994, observant 25 nuits avec des filtres à bande étroite. La première partie de la thèse présente les connaissances techniques acquises avec ce premier télescope à miroir liquide et décrit les premières données astronomiques. Elle montre que l'exploitation des télescopes à miroir liquide est simple, même si elle requiert des techniques uniques au miroir liquide.

Les connaissances acquises avec le 2,7 m de UBC-UL ont permis d'utiliser un autre télescope à miroir liquide à des fins astronomiques: le télescope de 3 m du NASA Orbital Debris Observatory (NODO). La deuxième partie de la thèse analyse les données de la saison 1996 du NODO: 34 nuits de 280 images de 20 x 20', prises à travers 11 filtres à bande étroite, allant de 450 à 950 nm. En tout, 70 Go d'images astronomiques.

Une comparaison avec les observations effectuées avec des télescopes conventionnels, publiées dans la littérature, démontre la bonne qualité des données du NODO. Les données du NODO sont aussi profondes que celles du Palomar Observatory Sky Survey (dans le rouge) et elles reproduisent bien les nombres d'étoiles du modèle de Bahcall-Soneira de la structure stellaire de la Voie Lactée. La saison 1996 du NODO donne un catalogue de 20 000 objets détectés dans 10 filtres à

bande étroite. Pour démontrer le potentiel des miroirs liquides, l'auteur recherche les objets ayant une couleur particulière, parmi les 20 000 objets répertoriés, à l'aide d'une technique de classification automatique. Une dizaine d'objets potentiellement intéressants sont extraits.

Cette thèse démontre que les données des miroirs liquides sont comparables à celles de n'importe quel télescope conventionnel, utilisé dans des conditions équivalentes. Les prix très bas des miroirs liquides en font des candidats idéaux pour les projets d'astronomie demandant de grandes surfaces collectrices sur de longues périodes de temps.

AVANT-PROPOS

*Si tous ceux qui disent du mal de moi savaient exactement ce que je pense d'eux,
ils en diraient bien davantage.
Sacha Guitry, Toutes réflexions faites*

*... Et je m'en voudrais beaucoup d'oublier de remercier Wonderbra pour son soutien constant dans l'adversité.
Marie Curie à Stockholm, 1903*

Si d'aventure un journaliste s'appliquait à sonder les universitaires pour connaître la partie la plus importante d'une thèse, il est fort probable que ce cénacle de l'impartialité, prenant un air à mi-chemin entre une componction affectée et une modestie écrasante de supériorité, énoncerait une série de lieux communs aussi hypocrites que mensongers; « l'introduction..., la conclusion..., l'analyse... ». Or, il est notoire que la première, et souvent unique partie, de la thèse que l'on lit par obligation charitable envers l'auteur amène des commentaires ressemblant davantage à: « Tiens!? Il n'a pas remercié untel! ». Les étudiants approchent donc les avant-propos avec une certaine crainte de l'hérésie latente les guettant à chaque détour de ligne. Le dosage des remerciements est un exercice périlleux où l'on saute aisément de la flagornerie la plus basse à une muflerie de Neandertal. Un lecteur professionnel vous dirait même que l'avant-propos d'une thèse est un fidèle reflet de la personnalité d'un auteur voire un miroir de son âme. Par exemple, l'auteur à tendance paranoïaque va remercier le monde entier dans un ordre impeccable de

hiérarchie intellectuelle. Le schizophrène va remercier trois ou quatre fois les mêmes personnes sous une forme différente. Le pédant obséquieux va dorer la pilule dans un foisonnement d'épithètes. L'arrogant nombriliste remerciera d'abord et surtout lui-même. L'auteur nouvel-âge remerciera le destin lui ayant permis de grandir à travers cette expérience mystique.

Sans doute aurez-vous compris que je cherche à gagner du temps pour repousser le fatal moment où, esquissant finement un sourire entendu, vous vous direz: « hé hé, mais nous avons à faire à un véritable paranoïaque, schizophrène, pédant, nombriliste, à tendance nouvel-âge ». Je me garderai bien de vous obliger à ajouter la couardise à ce chapelet d'une justesse gênante. Aussi dans un esprit de finasserie bien gauloise je garderai le strip-tease moral et la litanie des flatteries à sa plus simple expression. Ne dit-on pas que la force réside dans la simplicité et la concision. « J'aime les choses simples, prenez ma cour par exemple » disait Louis XIV dans un élan d'humilité, et encore « Le plus court sera le mieux » fut le dernier conseil du Dr Guillotin au Comité de salut public.

Je voudrais remercier mon directeur de thèse, Ermanno Franco Borra, pour m'avoir offert la possibilité de travailler sur un projet fascinant, pour m'avoir dirigé avec clarté, pour m'avoir soutenu moralement dans les moments de découragement, pour m'avoir apporté un enseignement riche d'expériences multi-disciplinaires et enfin pour m'avoir soutenu financièrement dans les derniers mois de mon doctorat. Je remercie Paul Hickson pour son soutien durant mes deux années passées à Vancouver. Paul n'a pas compté son temps pour me guider dans l'appropriation des techniques. Il a été un exemple de rigueur scientifique et m'a donné accès à des données de qualité. Je remercie Jean-René Roy, pour son intérêt constant, son érudition, ses nombreux conseils et intéressantes discussions. Jean-René a une qualité d'écoute et un dynamisme hors du commun qui en font un interlocuteur privilégié. Je remercie les professeurs et chercheurs de l'Université Laval (UL), Laurent Drissen, Eduardo Hardy, Gilles Joncas, Serge Pineault, pour leur intérêt, leur présence et leur science et Carmelle Robert pour sa pré-lecture rigoureuse et ses conseils. Je remercie

les professeurs du département de physique de l'UL et les professeurs du Department of Physics and Astronomy de l'University of British Columbia (UBC). Je remercie mes collègues étudiants présents et passés des deux universités pour avoir maintenu une ambiance conviviale et humoristique dans les jours de peine comme les jours de joie. Merci à Dominique, Sonya, Steve(s), Yvan, Robert(s), Daniel, Michel, Bernard, Marc-Antoine, Christian, Stéphanie, Magdalen, Mario, Grégoire, Luc, Gilberto, Sylvie, Guy et les petits nouveaux de l'UL. Merci à Dave, Ted, Stephen, Rodrigo, Alexei, Greg, Giorgi, Brad, James et Sandra de UBC. Un merci tout spécial à l'équipe des techniciens et secrétaires de l'UL dont le dévouement est hors pair. Merci également à Ron, Dieter et William de UBC pour leur aide professionnelle unique. Je remercie spécialement le professeur H. H. Arsenault pour m'avoir donné accès à des moyens de calcul puissants.

Je tiens enfin à remercier les vrais responsables de ce travail: mes parents. C'est sous leur impulsion et leur encouragement que j'ai persévéré dans mes études. Sans la discipline de vie et l'amour qu'ils m'ont constamment apportés, jamais cette thèse n'aurait vu le jour. De même, mes frères et ma soeur m'ont donné exemple de qualité et de persévérance. Merci à mon épouse, Cécile, pour l'amour et le soutien qu'elle m'apporte. Il ne fait nul doute que les derniers mois de travail ont été supporté par elle bien davantage que cela n'aurait dû être. Je ne lui serai jamais assez reconnaissant de son dévouement.

Je voudrais achever en remerciant le Conseil national de la recherche en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) et le Fonds pour la Formation des Chercheurs et l'Aide à la Recherche du Québec (FCAR) pour faveurs obtenues avec promesse de publication, et une mention spéciale à l'Amicale des anciens combattants pour son désintéret total dans mon travail.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	ii
RÉSUMÉ LONG	iii
AVANT-PROPOS	v
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES TABLEAUX	xv
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
PARTIE I:	7
LE TÉLESCOPE À MIROIR LIQUIDE DE 2.7 M DE UBC-UL	7
INTRODUCTION DE LA PARTIE I	8
CHAPITRE 1	10
L'INSTRUMENT	10
1.1 Les pièces mécaniques	11
1.2 L'équipement optique	16
1.3 Le système électronique	20
CHAPITRE 2	24
LE PREMIER TÉLESCOPE À MIROIR LIQUIDE DÉDIÉ À L'ASTRONOMIE: UTILISATION ET DONNÉES	24
2.1 Faire fonctionner un miroir liquide par étapes	25
2.2 L'impact du temps et des variations climatiques sur le télescope	41
2.2.1 L'impact du vent	42
2.2.2 L'impact des variations climatiques et vieillissement des pièces mécaniques	43
2.2.3 L'impact des variations climatiques et vieillissement de l'équipement optique	
.....	53

2.3 Le télescope à miroir liquide idéal	54
2.3.1 Le bâtiment	54
2.3.2 Le télescope	55
2.3.3 Le matériel informatique	57
2.3.4 Le correcteur optique	57
2.4 Le mercure	57
2.5 Les données de la saison 1994 du 2.7 m de UBC-UL	58
2.5.1 Les observations	58
2.5.2 Les magnitudes limites	61
2.5.3 Les images	63
2.5.4 Les données brutes	64
CONCLUSION DE LA PARTIE I	66
PARTIE II	67
ASTRONOMIE AVEC LE TÉLESCOPE DE 3 M DU NASA ORBITAL DEBRIS OBSERVATORY	67
INTRODUCTION DE LA PARTIE II	68
CHAPITRE 3	70
LA QUALITÉ DES IMAGES	70
3.1 Le mode d'intégration par délai temporel du CCD	72
3.1.1 L'effet géométrique: analyse continue	73
3.1.2 L'effet sur le CCD: calcul de PSF	77
3.2 Correction optique	79
3.3 Conclusion	82
CHAPITRE 4	83
LA SAISON D'OBSERVATION 1996 DU NASA ORBITAL DEBRIS OBSERVATORY	83
4.1 Le NASA Orbital Debris Observatory : NODO	83

4.2 Description des données brutes	85
4.3 Réduction préliminaire automatique	90
4.3.1 Suppression du fond thermique	90
4.3.2 Mesure du ciel et plage uniforme	90
4.3.3 Suppression des mauvais pixels	96
4.3.4 Convolution de l'image	96
4.3.5 Détection des objets	97
4.3.6 Mesures des coordonnées, flux et géométrie des objets	98
4.3 Réduction secondaire	102
4.3.1 Étalonage photométrique	103
4.3.2 Astrométrie	106
4.3.3 Fusion des filtres: catalogue d'objets	107
4.4 Évaluation de la qualité des données	108
4.4.1 Comparaisons qualitatives avec les données existantes	108
4.4.2 Critères de sélection, effets de sélection et magnitudes limites	113
4.5 Conclusion	116
CHAPITRE 5	117
MODÈLE DE LA VOIE LACTÉE AVEC LE CATALOGUE 1996 DU NODO	117
5.1 Modèle de Bahcall-Soneira de la Voie Lactée	120
5.1.1 Disque	120
5.1.2 Halo	122
5.1.3 Programme et les prédictions du modèle	122
5.2 Comparaison avec le catalogue 1996 du NODO	124
5.2.1 Étalonage préliminaire des couleurs	125
5.2.2 Nombre d'objets	126
5.2.3 Couleur des objets	128
5.3 Conclusion	130
CHAPITRE 6	131

DÉTECTION D'OBJETS PARTICULIERS PAR CLASSIFICATION HIÉRARCHIQUE	131
-----	-----
6.1 Technique d'analyse par classification hiérarchique	134
6.1.1 Description de la technique	134
6.1.2 Tests de classification avec spectres simulés	135
6.2 Application sur le catalogue 1996 du NODO	139
6.2.1 Évaluation des variations photométriques temporelles	140
6.2.1 Méthodologie	142
6.2.2 Résultats: les objets particuliers	149
6.3 Conclusion	156
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	157
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	161
ANNEXE A: LES OBSERVATOIRES DU TÉLESCOPE DE 2.7 M DE UBC-UL	168
A.1 Saison 1994: Surrey/White Rocks	170
A.2 L'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest	173
ANNEXE B: TAUX DE REFROIDISSEMENT D'UN MUR VERTICAL	178
ANNEXE C: LE MERCURE: TOXICITÉ, ENVIRONNEMENT ET SÉCURITÉ	183
C.1 Le mercure	183
C.2 Le mercure dans l'observatoire	185
C.3 Le mercure dans l'environnement	192
ANNEXE D: DISTORSION DUE AU MODE IDT SUR LE DÉTECTEUR	195
D.1 Distorsion de la flèche de l'arc (eq. 3.1)	195
D.2 Vitesse différentielle dans la direction nord-sud (eq. 3.2)	196
ANNEXE E: ROUTINE DE CALCUL DE DISTORSION IDT	198
ANNEXE F: PAGES INTERNET SUR LES MIROIRS LIQUIDES	201

LISTE DES FIGURES

Figure 1: Le télescope de 2.7 m de UBC-UL. _____	11
Figure 2: Pilier de sécurité. _____	14
Figure 3: Expansion verticale du miroir en fonction de la température. _____	15
Figure 4: Photographie du sommet du télescope UBC-UL. _____	16
Figure 5: Courbe de transmission des filtres à bande large B, V, R et I. _____	19
Figure 6: Organigramme du système électronique. _____	21
Figure 7: Tige d'alignement sur l'axe optique. _____	31
Figure 8: Schéma de la technique d'alignement sur l'axe optique. _____	31
Figure 9: Trace d'étoiles dans le champ du CCD. _____	34
Figure 10: Orientation du CCD par rapport à la voûte céleste. _____	36
Figure 11: Image du ciel avec un faible désalignement du CCD. _____	37
Figure 12: Foyer et température dans l'observatoire de Surrey/White Rocks. _____	40
Figure 13: Effets du compresseur sur les étoiles brillantes à Surrey/White Rocks. _____	45
Figure 14: Sauts de foyer pendant une nuit à Surrey/White Rock. _____	51
Figure 15: Observations exploitables de la saison 1994 du 2.7m de UBC-UL. _____	59
Figure 16: Histogrammes du nombre d'objets au cours d'une nuit d'observation. _____	60
Figure 17a: Logarithme du nombre d'objets versus magnitude. _____	61
Figure 17b: Carte des objets brillants au cours d'une nuit. _____	62
Figure 18: Comparaison d'une image prise avec le miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL et du DSSII. _____	63
Figure 19: Image brute typique de la saison 1994 du 2.7 m de UBC-UL, à Surrey/White Rocks. _____	64
Figure 20: Image d'une étoile brillante du NODO. _____	71
Figure 21: Trace d'une étoile prise avec le 2.7 m de UBC-UL à Surrey/White Rocks. _____	73
Figure 22: Distorsion des trajectoires stellaires sur le champ du CCD. _____	74
Figure 23: Distorsions théoriques de l'observation en mode IDT. _____	76
Figure 24: Carte de PSF en fonction de la position d'objets ponctuels sur un CCD. _____	78
Figure 25: Distorsion IDT d'un télescope à $\delta=30^\circ$ sud. _____	80

Figure 26: Erreur résiduelle dans la trajectoire des étoiles. _____	81
Figure 27: Caractéristiques des filtres, du ciel et du CCD de la saison 1996. _____	86
Figure 28: Champ total des télescopes à miroir liquide servant à l'astronomie. ____	87
Figure 29: Saison 1996, description des données brutes. _____	89
Figure 30: Variation de l'émission du ciel nocturne sur toute la nuit pour 10 filtres. 93	
Figure 31: Variation nord-sud de l'émission de fond du CCD. _____	94
Figure 32: Flux encerclés moyens d'étoiles brillantes et faibles de la nuit 750c. ____	100
Figure 33: Erreur systématique sur le flux des objets entre deux nuits. _____	105
Figure 34: Comparaison entre les données de la saison 1996 (750-850 et 500-700-850) du NODO et le catalogue USNO. _____	109
Figure 35: Image d'un amas de galaxies prise avec le NODO. _____	110
Figure 36: Image d'un amas de galaxies prise avec le POSS. _____	110
Figure 37: Diagramme couleur-magnitude d'un champ du NODO au pôle gal. ____	112
Figure 38: Diagramme couleur-magnitude d'une plaque de l'APM au pôle gal. ____	112
Figure 39 : Magnitude limite de détection en fonction des filtres. _____	114
Figure 40 : Carte de 10000 objets détectés à 500, 700 et 850 nm. _____	115
Figure 41: Fonctions de luminosité du modèle de Bahcall-Soneira. _____	121
Figure 42: Nombre d'objets en fonction de leur couleur B-V . _____	124
Figure 43: Étalonnage de $M_{500}-V$ vs B-V. _____	126
Figure 44: Étalonnage de $M_{500}-M_{750}$ vs B-V sur 2 intervalles de couleur B-V. ____	126
Figure 45: Nombre d'étoiles observées avec le NODO en fonction de la magnitude et modèle de Bahcall-Soneira. _____	127
Figure 46: Histogramme des couleurs observées dans le NODO et modèle de Bahcall- Soneira pour 3 latitudes galactiques (83° , 47° , 34°). _____	128
Figure 47: Distributions d'énergie spectrales pour des étoiles (Star), des galaxies (E, Sc, Ir) et des QSO. _____	132
Figure 48: HCA sur 82 spectres d'objets divers. _____	136
Figure 49 : Variations photométriques temporelles des 10 filtres du catalogue 1996 du NODO. _____	141
Figure 50 : HCA des 2000 premiers objets du catalogue 1996 du NODO. _____	144
Figure 51 : Comparaison entre des spectres observés et des spectres d'étoiles. ____	146

Figure 52 : HCA sur 445 objets potentiellement intéressants du catalogue 1996 du NODO. _____	147
Figure 53 : Schéma des caractéristiques étudiées dans les 206 objets particuliers. _	148
Figure 54 : Contreparties optiques de sources radio, objets #50 et #122. _____	154
Figure 55 : Spectres de candidats lentilles gravitationnelles. _____	155
Figure 56 : Les observatoires à miroir liquide dans la grande région de Vancouver. 170	
Figure 57 : Observatoire de Surrey/White Rock. _____	171
Figure 58 : Baisse de température des murs de l'observatoire. _____	172
Figure 59 : Site de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest. _____	174
Figure 60: Bâtiment de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest (1). ___	176
Figure 61: Bâtiment de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest (2). ___	177
Figure 62: Écoulement le long d'un mur vertical en fonction de la température. __	178
Figure 63: Taux de vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation arrêtée. ___	188
Figure 64: Taux de vapeurs de mercure avec toit ouvert et ventilation arrêtée. ___	189
Figure 65: Taux de vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation ouverte. ___	190
Figure 66: Production annuelle humaine de Hg par continent. _____	193
Figure 67: Champ du CCD sur la voûte céleste. _____	196
Figure 68: Image du CCD en projection polaire sur la voûte céleste. _____	197

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1: Caractéristiques des filtres B V R et I. _____	18
Tableau 2: Caractéristiques des filtres interférentiels. _____	19
Tableau 3: Caractéristiques du télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL. ___	22
Tableau 4: Cahier d'observations de Surrey/White Rocks, notes climatiques. ____	26
Tableau 5: Caractéristiques du NODO. _____	84
Tableau 6: Magnitudes de calibration de deux étoiles standards. _____	104
Tableau 7: Erreurs instrumentales en fonction des magnitudes dans 10 nuits. ___	106
Tableau 8: Paramètres physiques de la Voie Lactée tirés de Bahcall (1986). _____	123
Tableau 9: Classification HCA des spectres simulés dans 20 groupes _____	136
Tableau 10: Écart-types des variations photométriques des 10 filtres de la figure 47. _____	141
Tableau 11: Segmentation du catalogue du NODO. _____	143
Tableau 12: Liste des 206 objets particuliers. _____	149
Tableau 13: Coordonnées de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest. _	174
Tableau 14: Quelques données sur le mercure. _____	183
Tableau 15: Vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation arrêtée. _____	187
Tableau 16: Vapeurs de mercure avec toit ouvert et ventilation arrêtée. _____	188
Tableau 17: Vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation ouverte. _____	189

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Savoir que l'on sait ce que l'on sait, et savoir que l'on ne sait pas ce que l'on ne sait pas: voilà la véritable science.
Confucius, *Doctrine, le Lun-Yu.*

Puisqu'on ne peut être universel et savoir tout ce qu'on peut savoir sur tout, il faut savoir un peu de tout. Car il est bien plus beau de savoir quelque chose de tout que de savoir tout d'une chose; cette universalité est la plus belle.
Pascal, *Pensées.*

Approchant l'aube du XXI^e siècle, nous pouvons commencer à ouvrir sur le milieu du XX^e siècle un oeil critique partiellement exempt de l'influence de la mode du temps. L'astronomie, comme la plupart des sciences, a été bouleversée par les grandes innovations de la deuxième moitié de notre siècle. On peut essayer de subdiviser les grands pas de l'astronomie moderne d'après guerre en trois phases.

La première révolution a commencé avec l'ouverture du rayonnement radio et l'érection des premiers grands radiotélescopes, peu après la deuxième guerre mondiale. Ce développement a donné accès à un domaine du spectre électromagnétique totalement inconnu jusqu'alors. Une discipline est née, avec son cortège de découvertes fascinantes. Entre autres, cette innovation a permis la découverte du fameux rayonnement thermique de fond à environ 2.7 K dont l'impact sur la cosmologie contemporaine est central dans le choix du paradigme fondateur. Le modèle d'Univers naissant dans une phase chaude et dense, appelé "Big Bang" par dérision par le grand théoricien anglais Fred Hoyle, prédisait ce rayonnement et a donc été adopté massivement par les astronomes contemporains de la découverte (Penzias & Wilson 1965; Bertotti et al. 1990).

La deuxième, et sans doute la plus importante révolution, a eu lieu au moment de la conquête spatiale. S'abstraire de l'atmosphère a permis d'observer à travers de nouvelles fourchettes du spectre électromagnétique auparavant inaccessibles puisque

l'atmosphère terrestre ne laisse passer qu'une région étroite allant du proche ultraviolet, au visible, avec quelques bandes dans l'infrarouge et le radio. Les observations astronomiques dans les hautes énergies (rayonnements X et gamma) sont nées avec les satellites Einstein et Gamma Rays Observatory. Les sondes spatiales ont révolutionné l'étude des planètes, comètes et astéroïdes de notre système solaire. Notre étoile a bénéficié d'une couverture inégalée. Une des plus vieilles branches de l'astronomie, l'astrométrie, connaît un essor grâce au satellite HIPPARCOS. Naturellement, il faut ajouter au crédit de la conquête spatiale l'extraordinaire récolte du télescope spatial Hubble.

La troisième révolution a commencé dans les années 80 combinant deux facteurs principaux : d'une part, l'apparition d'ordinateurs puissants, traitant des masses d'informations, et d'autre part, l'invention de détecteurs à semi-conducteurs, alliant une sensibilité exceptionnelle avec une large linéarité dynamique. Ces facteurs, joints au développement de la technologie des matériaux composites, ont permis de repenser complètement le dessin des nouveaux instruments d'observations astronomiques. Les observatoires à neutrinos sont apparus sondant le coeur même du Soleil et des supernovae (eg Sudbury Neutrino Observatory, SAGE, GALLEX, KAMIOKANDE I et II). Des instruments de mesure d'ondes gravitationnelles sont en cours de fabrication (LIGO). Une toute nouvelle génération de télescopes est née: télescopes géants formés de mosaïque de miroirs (KECK I et II), télescopes au miroir fin déformé activement pour maintenir en tout temps une surface optique d'une qualité exceptionnelle (VLT, Gemini), télescopes équipés de systèmes d'optique adaptative redressant les déformations causées par l'atmosphère. Le règne des télescopes de verre massifs, tel le 5 m du Mont Palomar, est désormais révolu. Les nouveaux télescopes sont plus légers, plus grands et plus performants dans toutes les facettes de l'observation.

Malgré la supériorité technique des télescopes de la nouvelle génération, le nombre de ceux-ci n'est que d'une dizaine seulement, répartis sur les meilleurs sites du monde, c'est-à-dire les volcans éteints d'Hawaii et les Andes Chiliennes. Grosso modo, le nombre d'astronomes ayant accès à ces instruments est d'environ 10 000. En

comptant généreusement un nombre de 300 nuits claires par télescope par an, on peut rapidement déduire que le nombre moyen de nuits par astronome et par an sera de $1/3$. Autant dire que la compétition entre les astronomes pour obtenir quelques nuits sur ces instruments sera féroce. Il sera politiquement difficile d'accorder à des chercheurs seuls de longues périodes d'observation. En d'autres termes, les projets devront s'adapter aux instruments et non les instruments aux projets. Une situation comme celle-ci introduit clairement un paramètre purement arbitraire dans l'orientation générale de l'astronomie. En particulier les projets requérant des observations cycliques ou continues seront relégués aux télescopes moins performants, en admettant que les observatoires maintiennent le financement des instruments de deuxième classe. L'approche actuelle pour tenter de résoudre le problème des projets de longue haleine est de fabriquer des télescopes dédiés à ces projets. Le Sloan Digital Sky Survey, qui est un gros projet de cartographie de l'hémisphère nord galactique, est l'exemple typique d'un instrument conçu de A à Z pour un projet spécifique. Tant le télescope que l'instrument ont été dessinés pour répondre uniquement au projet de cartographie du ciel profond. C'est dans cet esprit que les miroirs liquides ont été développés. La technologie des miroirs liquides offre une nouvelle chance aux projets nécessitant de grandes surfaces collectrices en utilisation prolongée.

Depuis sa redécouverte au début des années 1980 par Ermanno Borra de l'Université Laval (UL; Borra 1987; Borra et al. 1988), la technologie des miroirs liquides a atteint une maturité permettant de l'utiliser dans un large éventail de champs de recherche (Borra 1995). Les premiers succès des miroirs liquides en laboratoire au début des années 1990 (Borra et al. 1992; Content 1992) ont permis la fabrication d'une première génération de miroirs de 3 m (Hickson et al. 1993b) utilisés pour différents projets scientifiques allant du test optique (Girard & Borra 1997), de l'utilisation comme surface de référence (Ninane & Jamar 1996), de la physique de la haute atmosphère (Sica et al. 1995), à la détection de débris spatiaux (Potter & Mulrooney 1997). Mais c'est vraiment pour l'astronomie que les miroirs liquides ont été développés à l'origine (Borra 1987) et c'est également en astronomie que ces instruments sont prometteurs. Ils sont relativement peu coûteux en comparaison des

miroirs traditionnels pour une qualité optique équivalente ou supérieure (Borra et al. 1992; Girard 1996). Leur principale limitation est l'impossibilité de les incliner hors de la verticale, réduisant leur champ de vision à une mince bande de ciel. La recherche dans le domaine des correcteurs optiques hors-axe offre une solution élégante pour éliminer ce talon d'Achille (Moretto 1996; Moretto & Borra 1996) et des progrès récents (Borra, communication privée) permettent d'envisager d'incliner les miroirs liquides.

Dans le but de tester la technologie des miroirs liquides appliquée à l'astronomie, Paul Hickson de University of British Columbia (UBC) et Ermanno Borra de l'UL ont entrepris la construction d'un télescope à miroir liquide, le télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL, de 1990 à 1993 (Hickson et al. 1993a; Hickson et al. 1994a). Il a d'abord été installé dans un site urbain de la grande région de Vancouver (Surrey/White Rocks). Dans le cadre de cette collaboration, j'ai passé deux ans à UBC, participant à toutes les phases terminales du projet, en particulier à l'exploitation de l'instrument dans le site de Surrey/White Rocks, en 1993-1994, puis à l'érection d'un nouvel observatoire en zone suburbaine de Vancouver, l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest, de 1994 à 1996, et enfin à la ré-installation et au test du 2.7 m de UBC-UL dans ce nouveau bâtiment, au printemps 1996.

Le programme initial d'observation avec le miroir de 2.7 m de UBC-UL était un sondage spectro-photométrique de galaxies utilisant 40 filtres interférentiels couvrant un intervalle de longueur d'onde de 400 nm à 1 μ (Cabanac 1992; Cabanac 1996). Une série de contretemps, incluant le mauvais temps, des bris de matériel et la qualité médiocre du site astronomique de Colombie-Britannique, ont empêché de mener ce programme à bien. Cependant, la vingtaine de nuits d'observation de la saison 1993-1994 à Surrey/White Rocks ont donné des renseignements inestimables sur le comportement des miroirs liquides en milieu extérieur. En particulier, les informations techniques recueillies auprès du télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL ont permis le développement d'un autre projet initié en 1992 par Andrew Potter du NASA Johnson Space Flight Center : le NASA Orbital Debris Observatory (NODO). Il s'agit d'un miroir liquide de 3 m de diamètre dédié à l'observation des

débris spatiaux. Andrew Potter et Mark Mulrooney (NASA; Potter & Mulrooney 1997), avec la collaboration de Paul Hickson (UBC) qui a construit le miroir, et le soutien technique d'Ermanno Borra (UL) ont achevé le télescope en 1993 et l'ont installé dans un site astronomique de bonne qualité (comparé à la Colombie Britannique) à Cloudcroft, au Nouveau-Mexique. Bien que non-optimisé pour l'astronomie, Hickson & Mulrooney (1998a) ont utilisé le télescope du NODO au cours de la saison 1996, avec les mêmes 40 filtres à bandes étroites que ceux de mon projet initial.

La première partie de cette thèse présente les premiers résultats techniques obtenus avec le 2.7 m de UBC-UL. En gardant une perspective astronomique, elle couvre les aspects instrumentaux de l'usage des télescopes à miroir liquide. Elle donne une série de conseils pratiques sur l'utilisation des miroirs liquides en milieu extérieur. Enfin, elle donne un aperçu des données observationnelles obtenues avec ce tout premier télescope à miroir liquide dédié à l'astronomie.

La deuxième partie de cette thèse présente les miroirs liquides sous un angle astronomique. Elle répond à deux questions. Quelle est la qualité des images? Quelle est la fiabilité astronomique des observations? En effet, d'une part, l'observation avec un instrument zénithal induit des conditions particulières liées à la projection d'un espace courbe en rotation polaire sur un espace plat. J'étudie les effets parasites introduits par cette projection. D'autre part, la reproduction de modèles connus et de données publiées dans le passé est essentielle à la démonstration de validité ou de robustesse d'une nouvelle technologie. Dans cet esprit, je présente un échantillon préliminaire de la moisson scientifique de la saison d'observation 1996 du NODO. Ces données ont été gracieusement offertes par Paul Hickson et Mark Mulrooney.

La conclusion de la thèse présentent quelques projets donnant une mesure du potentiel de ces miroirs liquides appliqués à l'astronomie. Les deux études décrites dans la seconde partie de cette thèse ne représentent qu'un aperçu de la capacité des miroirs liquides à remplir des missions scientifiques d'envergure dans le domaine des sondages et relevés d'objets du ciel profond. Elles se veulent une démonstration

convaincante que les miroirs liquides ont non seulement un avenir mais qu'ils sont l'avenir dans certains domaines de l'astronomie où l'usage de télescopes géants est requis sur une longue période de temps. L'investissement de plusieurs dizaines de millions de dollars dans un télescope traditionnel n'est justifiable qu'en maximisant le nombre de projets et minimisant le nombre de nuits par projet, les projets exigeant des observations répétées sont naturellement adaptés aux miroirs liquides. Cette thèse fait la démonstration que la qualité des images n'est pas différente entre un miroir liquide et un miroir classique. Elle montre également que l'utilisation d'un observatoire à miroir liquide, bien que requérant un apprentissage de la technologie, n'est pas plus complexe que celle d'un observatoire classique.

PARTIE I:

**LE TÉLESCOPE À MIROIR LIQUIDE DE 2.7 M
DE UBC-UL**

INTRODUCTION DE LA PARTIE I

Quelques années après la démonstration de la performance optique des miroirs liquides par Borra et al. (1989), Ermanno Borra (UL), Paul Hickson (UBC) et Robert Sica (University of Western Ontario; UWO) ont démarré une collaboration pour construire 3 miroirs liquides de 2.5 m à 2.7 m de diamètre; un miroir pour chacune des institutions. Les miroirs ont été conçus par Paul Hickson (Hickson et al. 1993a et 1993b) avec le soutien en génie d'Ermanno Borra (Arrien 1992). Le miroir de l'UL a servi de banc d'essai optique pour les autres (Girard 1996), le miroir de UWO est utilisé dans un LIDAR étudiant les courants dans la haute atmosphère (Sica et al. 1995).

Le miroir de 2.7 m de UBC-UL a été construit spécifiquement pour un usage astronomique entre 1990 et 1993 par Paul Hickson et son équipe (Brad Gibson et David Hogg). Les logiciels d'acquisition ont été écrits par Paul Hickson. Les lentilles correctrices ont été dessinées par Chris Morbey du Dominion Astrophysical Observatory, réalisées par Arnold Optics d'Alberta, et montées dans les ateliers du département de géophysique et d'astronomie de UBC au début de 1994. Le détecteur CCD a été entièrement conçu par l'équipe de Gordon Walker de UBC. Le bâtiment accueillant le 2.7 m de UBC-UL a été érigé au cours des années 1992 et 1993 dans la

banlieue sud de Vancouver (Surrey/White Rocks) par Hickson, Gibson et Hogg. L'équipe de l'UL formée de Borra, Content, Girard et Arrien a partagé son expertise avec UBC tout au long de la réalisation du projet.

C'est également dans le cadre de cette collaboration que je suis arrivé à UBC à la fin de 1993 pour contribuer à la phase terminale du projet, au moment excitant de l'assemblage de toutes les composantes et de la mise en fonctionnement du télescope pour la première lumière. Durant la saison d'hiver 1994, j'ai testé le système pour différentes conditions climatiques, pendant une vingtaine de nuits. L'issue de cette saison d'observation a été une publication dans un journal d'astrophysique à comité de lecture (Hickson et al. 1994a). À la fin de la saison d'observation de 1994, le télescope a été remisé pendant 2 ans puis déménagé dans un site de meilleure qualité : la Malcolm Knapp Research Forest, forêt expérimentale de UBC situé à 60 km à l'est de Vancouver. Un nouveau bâtiment a été construit dans ce nouveau site, pendant les années 1994, 1995 et 1996 sous la supervision de Hickson et moi-même. Il a été conçu assez grand pour accueillir le prochain miroir liquide de 6 m, fruit d'une collaboration entre UBC (Hickson et al. 1998), l'UL et l'Institut d'astrophysique de Paris (IAP). J'ai ré-installé le miroir de 2.7 m de UBC-UL dans le nouveau bâtiment au printemps 1996 et je l'ai testé pendant cette période. Les deux saisons d'opération (1993-94 et 1996) ont permis d'identifier les points faibles et les points forts du télescope, de déceler les parties à améliorer ou à remplacer, de mettre au point des routines robustes d'optimisation et de bon fonctionnement du miroir pendant une nuit d'observation et enfin de tester la qualité réelle des images de l'instrument hors laboratoire.

Je présente le télescope de 2.7 m de UBC-UL au chapitre 1 et l'observatoire en annexe A et B. Je donne le mode d'emploi général d'un observatoire à miroir liquide avec les routines d'optimisation au chapitre 2, soulignant les conditions de manutention et de sécurité liées au mercure dans l'annexe C. La partie I s'achève par une description des premières données astronomiques obtenues avec ce tout premier télescope à miroir liquide dédié à l'astronomie.

CHAPITRE 1

L'INSTRUMENT

Ce chapitre présente les caractéristiques techniques du télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL. Des renseignements complémentaires sont donnés dans les annexes A, B et C. Bien qu'exempt de la lourde monture d'un télescope traditionnel et de son système d'entraînement, le télescope à miroir liquide est équipé de trois composantes mécaniques de haute précision, d'un correcteur optique et d'un système électronique de détection et d'acquisition de bonne qualité. La qualité de ces composantes est essentielle au bon fonctionnement du télescope. La figure 1 montre l'instrument doté de son système d'entraînement à courroie. Le miroir étant un large récipient sur une base étroite, il est susceptible de se renverser si le moment de force radial dépasse la limite d'équilibre. Le contrôle de l'équilibre doit donc être rigoureux. Un facteur de sécurité est calculé pour la rigidité du système entier. Il est défini à la section 2.2.2. Le facteur de sécurité du système entier est assez proche de 1.8 (Girard 1996), ce qui est faible.

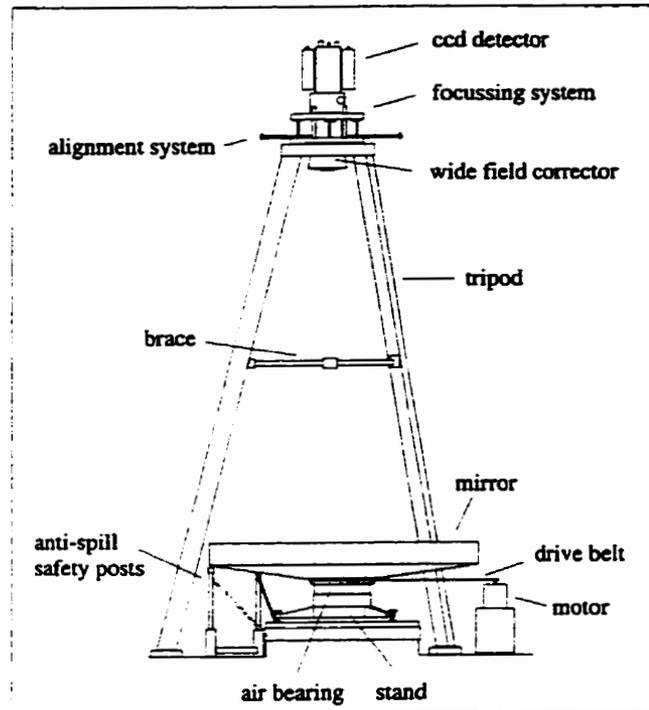


Figure 1: Le télescope de 2.7 m de UBC-UL.

1.1 Les pièces mécaniques

Les pièces mécaniques principales sont le palier à air, le récipient formant le miroir proprement dit et le système d'entraînement à courroie (figure 1).

Le palier à air a une dimension de 35.6 cm et une capacité de 455 kg. Il est fabriqué par la compagnie Rank Taylor Hobson sise à Keene, New Hampshire. C'est un ensemble de deux plaques d'acier finement polies entre lesquelles on injecte de l'air sous une pression de 300 à 400 kPa. La plaque supérieure flotte sur la plaque

inférieure. Ces paliers, idéaux pour les miroirs liquides, ont une très faible friction, amortissent les vibrations et montrent une forte rigidité angulaire. Leur faiblesse réside dans leur petite capacité de charge et leur coût élevé. Dans le cas du miroir liquide, la caractéristique critique du palier à air est la charge maximale applicable à un rayon donné, c'est cette valeur qui contrôle principalement la sensibilité du miroir aux instabilités dynamiques de niveau, appelé « wobbling » en anglais. Notre palier a une rigidité radiale de $144 \text{ kg cm arcsec}^{-1}$, et accepte un moment maximal de 2900 kg cm . Notre miroir a un rayon de 133 cm , la masse maximale pouvant être accrochée au bord du miroir sera donc 21.8 kg . Je reparlerai de l'importance de ce poids dans la section sur l'équilibrage du miroir au chapitre 2.

La monture à trois pointes est un cylindre d'aluminium de 10 cm d'épais et de 45 cm de diamètre extérieur. Son centre est creusé à la dimension de la base du palier (28 cm) avec la précision standard des machines industrielles ($25 \mu\text{m}$). Les trois pointes sont des vis dont le filet est de 8 pas cm^{-1} (1.25 mm pas^{-1}) pour une distance de 390 mm entre deux vis, le rapport de proportion est de $3.2 \times 10^{-3} \text{ rad par tour}$, c'est-à-dire $661''$ par tour. Deux des vis sont équipées d'un démultiplicateur d'environ 150 fois, pour atteindre une précision de $4''$ par tour. C'est par cet ajustement que la mise à niveau de l'ensemble du miroir est faite. La déflexion angulaire de la monture à trois pointes est négligeable comparée à la rigidité du palier et à celle du miroir.

Le récipient est fait de matériaux composites. La technique de construction a été développée à UBC (Hickson et al. 1993b). Son coeur est en polystyrène expansé formé de tranches radiales pré-coupées en sections paraboliques. Le coeur est collé autour d'un anneau central en aluminium vissé sur une plaque formant la base du récipient. Sur le coeur de polystyrène sont laminées des feuilles de kevlar en couches successives. Le kevlar est un matériau isolant alliant une grande rigidité, une grande légèreté, et un faible coefficient d'expansion. Le surfacage final du substrat accueillant le métal réfléchissant est fait en coulant une résine d'uréthane sur la surface en rotation. La résine se polymérise en épousant une forme parabolique proche de la distance focale désirée d'environ 5 m . Les méthodes de fabrication d'un miroir similaire de 2.5 m sont décrites plus quantitativement dans Girard (1996).

Le système d'entraînement a changé entre la première et la deuxième saison d'observation. Lors de sa première saison, le système d'entraînement était formé d'une poulie vissée sur la plaque de fond du miroir, d'un moteur synchrone contrôlant la période de rotation à une précision de 10^{-6} sec, dont l'alimentation venait d'un générateur-oscillateur réalisé à l'UL par Bernard Boulé, et d'une courroie de transmission, faite d'une bande magnétique de cassette commerciale (Content 1992). Le miroir était entraîné à une période de 6.34 secondes pour une longueur focale de 500 cm. La précision sur l'entraînement du miroir est définie par la variation acceptable de foyer, à partir de la définition de la longueur focale (ℓ) :

$$\ell = \frac{g}{2\omega^2}, \quad (\text{eq. 1.1})$$

où ω est la vitesse angulaire et g la constante gravitationnelle. On dérive par simple calcul dérivatif l'erreur relative $|\Delta\ell/\ell|$:

$$\left| \frac{\Delta\ell}{\ell} \right| = 2 \left| \frac{\Delta\omega}{\omega} \right|. \quad (\text{eq. 1.1})$$

Une variation sur la fréquence ou la vitesse angulaire $\Delta\omega/\omega = 10^{-6}$ va donc provoquer une variation relative de $2 \cdot 10^{-6}$ sur la longueur focale, c'est-à-dire 10 μm sur 5 m. On peut calculer l'effet approximatif d'une variation de foyer de 10 μm sur la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement spatial d'une image ponctuelle (PSF). En utilisant des considérations géométriques simples, la dimension de l'image varie linéairement avec le cône d'ouverture de l'instrument :

$$D_{\Delta\ell} = D_o + 2|\Delta\ell|\tan\varphi. \quad (\text{eq. 1.2})$$

Le paramètre $D_{\Delta\ell}$ est la dimension totale de l'image hors foyer, D_o est la dimension de l'image au foyer, et φ est l'angle d'ouverture de la pupille. Pour $\varphi = 15^\circ$, $|\Delta\ell| = 10$ μm et $D_o = 25$ μm (image de 1'' tenant compte du seeing), on trouve $D_{\Delta\ell} = 30$ μm (image de 1.2''). Cette dégradation est loin d'être négligeable. La précision de 10^{-6} sec sur la fréquence doit donc être rigoureusement respectée.

Le système à courroie fonctionne très bien en laboratoire, où les conditions d'observation sont stables et ajustables, mais à l'extérieur, le système a souffert de

l'humidité et des variations de température (voir chapitre 2) et il a été remplacé par un système d'entraînement direct développé par Mark Mulrooney du NASA Orbital Debris Observatory (NODO) et adapté par l'équipe de UBC. Ce nouveau système utilise un moteur synchrone de haute précision directement attaché à l'axe de rotation. La vitesse est mesurée par encodage optique. Le moteur est entraîné par un oscillateur à onde sinusoïdale. Ce système fonctionne bien au NODO dans les conditions d'observation usuelles.

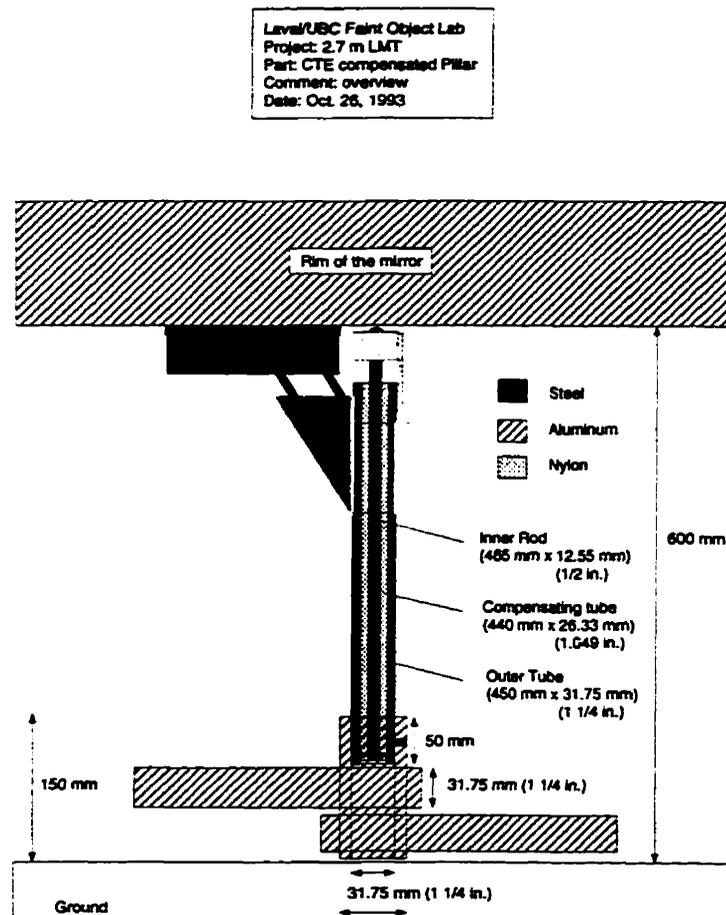


Figure 2: Pilier de sécurité. Ils servent à protéger le palier à air en compensant l'expansion thermique du miroir. Le frein magnétique est dessiné en noir.

Les piliers de sécurité : Le palier à air est une pièce d'équipement très coûteuse et assez fragile (voir section 2.2.2). Pour éviter que le miroir ne se renverse, endommageant le palier et contaminant la coupole de l'observatoire au mercure, j'ai

conçu des piliers de sécurité (figure 2) et l'atelier technique de l'UL les a fabriqués. Il s'agit de piliers thermiquement compensés pour suivre les mouvements verticaux d'expansion et de contraction du miroir suivant les variations de température entre le bord inférieur en aluminium et une distance de référence clouée au sol. Comme on peut le voir à la figure 3, cette distance augmente quand la température diminue, indiquant que le miroir se referme sur lui-même.

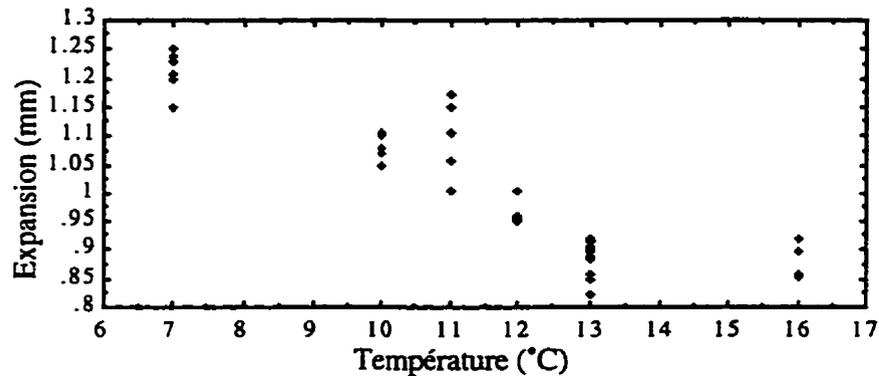


Figure 3: Expansion verticale du miroir en fonction de la température. La mesure en ordonnées est la distance entre le bord inférieur en aluminium et les roulettes des piliers de sécurité. Cette distance augmente quand la température diminue, indiquant que le miroir se referme sur lui-même.

J'ai utilisé un dessin similaire à celui de Girard (1996). Le principe consiste à imbriquer trois cylindres les uns dans les autres, le cylindre intermédiaire ayant un coefficient d'expansion différent, puis d'ajuster les longueurs de chacun de manière à égaler le coefficient d'expansion du miroir. Notre miroir a une expansion verticale de $-5.4 \times 10^{-5} \text{ m } (^\circ\text{C})^{-1}$ (figure 3). Le couple acier-aluminium-acier utilisé par Girard n'a pas pu être utilisé faute de place. Le cylindre intermédiaire est fabriqué en nylon dans notre cas étant donné l'amplitude de l'expansion. La figure 2 montre un des six piliers. La partie de base est un squelette d'aluminium formant un hexagone, attaché au centre sur la base de béton du miroir (tel qu'indiqué sur la figure 1). Sur la figure 2 est également dessiné un frein conçu par Girard. Il sert à arrêter le miroir en cas de panne d'air ou de courant, pour éviter que le palier ne soit endommagé par friction. Les freins utilisent un interrupteur magnétique se déclenchant automatiquement en cas de rupture de courant. Dans sa conception initiale, l'interrupteur utilise un

solénoïde chauffant au-dessus de 45°C. Toute source de chaleur parasite introduit des zones de convection dans la coupole et détériore la qualité des images. Nous en reparlerons au chapitre suivant.

1.2 L'équipement optique

L'équipement optique du télescope comprend le trépied, le système de mise au foyer, le système d'alignement sur l'axe optique, le correcteur optique, les filtres et le détecteur CCD. Toutes ses composantes ont été conçues à UBC par Paul Hickson, Brad Gibson, Gordon Walker (CCD) et moi-même.



Figure 4: Photographie du sommet du télescope UBC-UL. On y voit (de bas en haut) le trépied, le correcteur optique, le système de mise au foyer, 2 diodes-lasers d'alignement, le réservoir cryogénique du détecteur CCD.

La figure 4 est une photographie du sommet du télescope. Elle montre l'équipement optique du télescope. On y voit en particulier, tout en haut, le réservoir cryogénique du détecteur CCD, deux des tiges d'alignement avec leur laser à diode, la plaque supérieure du système de mise au foyer avec le moteur d'entraînement et la courroie et enfin la plus grosse lentille du correcteur optique entre les trois pieds.

Le trépied est formé de 3 poutrelles d'aluminium en H vissées sur une plaque supérieure et attachées entre elles, au deux tiers de la hauteur, par des tiges radiales rigidifiant la structure. Il sert à tenir l'équipement optique. Les poutrelles du trépied ont une longueur de 5.552 m en leur centre et forment un angle de 75° avec le sol. La hauteur du trépied est donc de 5.362 m. Chacune des poutrelles a une base ajustable avec quatre boulons permettant de jouer sur sa longueur et de faire ainsi l'horizontalité de la table du sommet. Malgré les tiges radiales, le trépied s'est avéré beaucoup trop flexible pour être déplacé en un bloc solide. Nous reparlerons des problèmes résultant de cette flexibilité parasite au chapitre 2.

Le système de mise au foyer est fait de deux plaques rondes, parallèles, découpées en leur centre pour laisser passer le faisceau optique, distantes d'une dizaine de centimètres et reliées entre elles par trois vis couplées au même moteur à pas. Le moteur à pas est contrôlé de l'ordinateur. Les trois vis peuvent faire monter ou descendre la plaque supérieure de ± 1 cm, par pas de $1 \mu\text{m}$. Comme nous l'avons vu plus haut une telle précision n'est pas vraiment nécessaire, en fait le foyer est ajusté par saut de $\pm 10 \mu\text{m}$. Ce système de mise au foyer est boulonné sur la table du trépied (figure 4). Le détecteur CCD vient se loger sur la plaque supérieure.

Le système d'alignement est constitué de trois lasers à diode attachées sur des montures à trois pointes en T (figure 4). Les lasers sont reliés à une source électrique dans la salle de contrôle, leur fournissant un courant de quelques dizaines de milliampères (pic d'émission vers 790 nm). Chacun est doté d'une lentille projetant vers le miroir l'image allongée du faisceau. Les détails de la technique d'alignement seront donnés dans un chapitre subséquent. La technique permet de centrer le trépied et tout le système optique sur l'axe à 0.3 mm près. L'effet d'un désalignement de 0.3 mm est assez difficile à évaluer analytiquement. Il dépend de la longueur

d'onde d'observation (filtre), des lentilles correctrices et du niveau de la table. On peut préférentiellement utiliser un programme commercial de synthèse de rayons optiques en simulant notre ensemble miroir-lentilles. Dans notre cas, l'effet observationnel d'un désalignement de 0.3 mm est loin d'être l'effet dominant, je n'ai pas jugé bon de faire l'analyse exacte de l'erreur introduite, considérant qu'elle est suffisamment faible pour être négligée et pour court-circuiter ce long travail d'analyse.

Le correcteur optique est utilisé pour corriger l'aberration introduite par le miroir parabolique, il redresse la courbure du plan focal. Le miroir liquide ayant un rapport focal petit ($f/1.8$), les lentilles sont difficiles à réaliser. Le correcteur optique est formé de cinq lentilles en deux blocs, les deux lentilles inférieures de grand diamètre (environ 30 cm et 20 cm) sont attachées à la plaque supérieure du système de mise au foyer (figure 4). Les trois autres lentilles sont boulonnées au détecteur lui-même. Un adaptateur permet de joindre le système optique à la bonne distance focale. Les boîtiers en aluminium peint en noir ont été réalisés à UBC par Dieter Schreiber, comme la plupart des pièces d'équipement du miroir liquide. Ce correcteur optique redresse un champ de 30' en-deçà de 1'', entre les longueurs d'onde de 400 nm et 1 μ m.

Les filtres sont un ensemble de 40 filtres interférentiels et de 4 filtres à bande large (B, V, R, I). Les filtres interférentiels et les filtres à bande large ont été réalisés par BARR associates, Massachusetts. Les bandes passantes sont définies dans les tableaux 1 et 2. Les filtres étroits ont des courbes de transmission à peu près carrées. Les courbes de transmission des filtres à bande large sont montrées à la figure 5. Pour davantage de détails sur les filtres interférentiels, le lecteur est renvoyé à Cabanac (1992).

Tableau 1: Caractéristiques des filtres B V R et I.

Nom du filtre	Centre (nm)	Bande passante (nm)
B	409.8	121.8
V	535.3	80.6
R	896.8	256.5
I	698.3	209.5

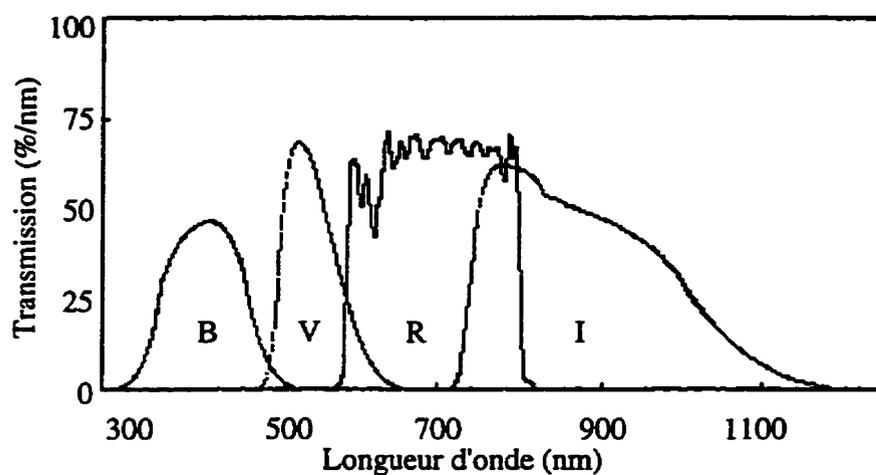


Figure 5: Courbe de transmission des filtres à bande large B, V, R et I.

Tableau 2: Caractéristiques des filtres interférentiels.

Nom	Centre (nm)	Largeur (nm)	Nom	Centre (nm)	Largeur (nm)
40	404.8	15.7	64	641.1	24.3
41	414.0	16.5	65	654.6	28.6
42	423.8	17.5	67	671.3	29.5
43	434.3	16.7	69	688.0	29.6
44	443.6	17.1	70	704.4	30.1
46	454.5	18.4	72	718.7	30.7
47	465.9	19.0	73	734.7	32.6
48	475.6	20.1	75	752.4	33.3
49	486.0	20.9	77	769.6	31.9
50	498.1	22.2	79	787.5	33.8
51	510.2	22.9	81	805.9	34.8
52	519.0	26.5	82	824.8	34.1
53	532.7	23.4	84	843.8	36.4
55	545.1	21.3	87	867.9	36.2
56	557.0	22.1	88	883.1	42.5
57	571.1	22.6	91	906.3	36.7
59	585.6	23.8	92	924.5	40.1
60	597.6	24.7	95	947.7	40.4
61	613.7	24.8	97	966.5	42.9
63	628.7	26.4	99	989.7	43.4

Le détecteur CCD est une matrice non-amincie de 2048 x 2048 pixels de 15 μm de côté fabriquée par Loral. La matrice est montée dans un cryostat d'excellente qualité fabriqué par Ron Johnson à UBC. Il est refroidi à l'azote liquide et a une capacité de plus de 12 heures. Le CCD est monté selon deux architectures. L'une permet la lecture traditionnelle après intégration, l'autre permet de lire ligne par ligne à vitesse variable ou en mode d'intégration par délai temporel (mode IDT; voir chapitre 3). Les miroirs liquides sont des instruments zénithaux. Ils utilisent donc le mode IDT pour leurs observations. Le transfert de charge est triphasé. Le CCD est installé sur un adaptateur azimutal pouvant faire tourner la matrice autour de l'axe optique de manière à aligner le plus rigoureusement possible les lignes avec la direction nord-sud. Il est possible d'aligner le CCD au pixel près (15 μm ou 0.6''). Nous verrons dans les chapitres suivants les problèmes de géométrie associés au mode IDT.

1.3 Le système électronique

Le système électronique du télescope a été entièrement réalisé par Paul Hickson à UBC, pour la partie de contrôle informatique, et par Ron Johnson, pour l'électronique de contrôle du CCD. À l'origine, toutes les commandes électroniques étaient centralisées dans l'ordinateur principal de la salle de contrôle. Le logiciel Telescope Control System (TCS), écrit en langage C par Paul Hickson, permettait à la fois de traiter les données du détecteur CCD, de les afficher en temps réel à l'écran, de les enregistrer sur une cassette exabyte (capacité de 2 Go par cassette) et de modifier le foyer du télescope. Le contrôle d'alignement optique est monté séparément parce qu'il a été conçu dans une deuxième phase. À l'avenir, il est prévu de tout organiser pour permettre une utilisation à distance de l'observatoire, y compris l'ouverture de la coupole et la mesure des données climatiques (température, humidité, vent).

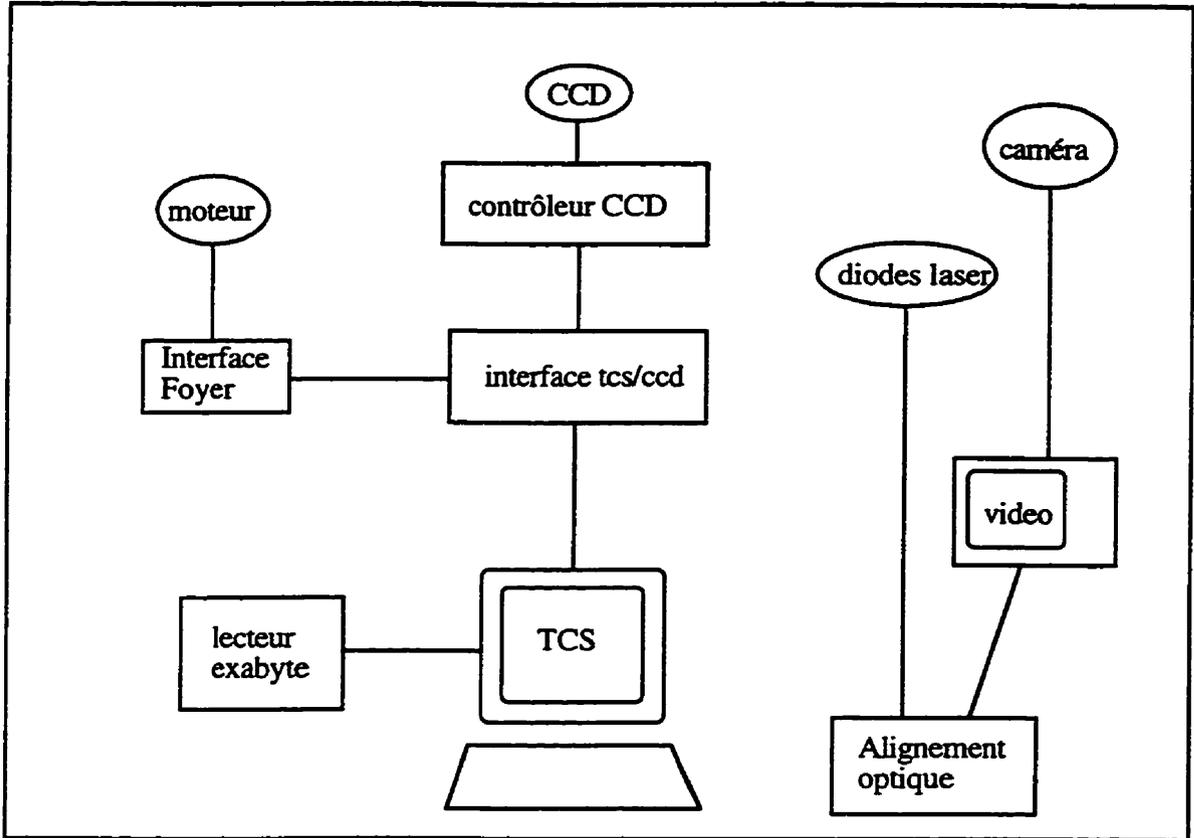


Figure 6: Organigramme du système électronique. La majeure partie des fonctions de contrôle est exercée par l'ordinateur central, le système d'alignement fait partie d'un circuit annexe.

Toutes les données préliminaires ont été prises avec le système décrit à la figure 6. Le détecteur CCD est relié à un contrôleur avec une sortie standard. Pour connecter ce contrôleur à l'ordinateur on doit utiliser une interface construite selon l'architecture spécifique de la machine. Pendant la première saison d'observation, notre ordinateur était un SUN 386i associé à un lecteur exabyte 8200, et un disque dur de 2 Go. Cette machine était tout juste assez rapide pour faire fonctionner la version initiale de TCS. En effet, en mode IDT, Chaque ligne de CCD est lue en 56 ms, alors que la vitesse de rotation de la terre est de 63 ms par lignes. Il ne reste donc que 7 ms à l'ordinateur pour effectuer le reste des opérations. Pendant certaines phases de gestion du système informatique, l'ordinateur excédait le temps de 7 ms et perdait des lignes de CCD. Pour remédier à ce problème, le CPU a été changé pour un SUN

SPARC 1+. Le programme TCS fait l'objet d'une maintenance continue par Paul Hickson. La dernière version fonctionne dans l'environnement Open Windows sur système d'opération Solaris 2.4.

Avec cette description sommaire du système électronique, s'achève la description technique du télescope de 2.7 m de UBC-UL. Le tableau 3 résume les principales caractéristiques du télescope et ses capacités.

Tableau 3: Caractéristiques du télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL.

Diamètre du miroir	265 cm
Longueur focale	500 cm
Rapport focal	1.84
Période de rotation	6.34 sec
Échelle de l'image	41.25''mm ⁻¹
Dimension pixel du détecteur CCD	15 x 15 μ (0.62'' x 0.62'')
Dimension du détecteur CCD	2048 x 2048 (21.1' x 21.1')
Latitude de l'observatoire de Sur./WR	49°17'12''
Temps d'intégration	129 sec image ⁻¹ nuit ⁻¹
Surface totale du ciel observée	83 deg ²
Surface de ciel observée en 8 heures	27.7 deg ²
Surface commune observée en 3 mois	13 deg ²

Le lecteur désirant davantage de renseignements est renvoyé à l'annexe F pour une liste d'adresses WWW. Les annexes A, B et C contiennent un certain nombre de renseignements pratiques sur l'érection du bâtiment d'un observatoire astronomique. J'ai acquis une expertise dans la construction de ce type de bâtiment et considère important d'en faire une synthèse.

Nous avons vu dans ce premier chapitre les principaux éléments nécessaires au fonctionnement d'un télescope à miroir liquide, en partant de l'instrument lui-même, suivi du système de contrôle et enfin de l'observatoire (annexe A, B et C).

L'observatoire de Surrey/White Rocks a été utilisé en 1993-94 et celui de Malcolm Knapp Research Forest à partir de 1996. Depuis 1998, le site de Malcolm Knapp Research forest accueille le télescope à miroir liquide de 6 metre du Large Zenith Telescope Project (Hickson et al. 1998).

CHAPITRE 2

LE PREMIER TÉLESCOPE À MIROIR LIQUIDE DÉDIÉ À L'ASTRONOMIE: UTILISATION ET DONNÉES

L'opération routinière des miroirs liquides est assez simple. Les thèses de Content (1992) et Girard (1996) donnent une bonne description de la maintenance et du mode d'opération du miroir liquide en laboratoire. Cette partie présente un résumé succinct et nous renvoyons le lecteur à ces travaux de références. Un aspect n'est pas traité dans ces thèses. Il s'agit de l'exploitation en milieu naturel. Ce chapitre présente un mode d'emploi pour le tout premier télescope à miroir liquide construit pour l'astronomie: le télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL. On y explique l'opération de l'observatoire étape par étape, en insistant surtout sur les phases uniques au miroir liquide et sur son utilisation en milieu naturel. Ce mode d'emploi se veut une preuve que l'utilisation routinière d'un télescope à miroir liquide est simple et efficace une fois l'apprentissage effectué et les précautions prises. Ce chapitre finit par une description sommaire des toutes premières données

astronomiques prises avec le télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL dont j'ai fait l'analyse au début de mon doctorat (Hickson et al. 1994a).

2.1 Faire fonctionner un miroir liquide par étapes

Les étapes de mise en opération d'un télescope à miroir liquide peuvent être énumérées de la façon suivante.

- *Étape 0* - Vérification des parties mécaniques.
- *Étape 1* - Nettoyage du mercure.
- *Étape 2* - Mise au niveau.
- *Étape 3* - Alignement du trépied sur l'axe optique.
- *Étape 4* - Démarrage du miroir, fermeture de la surface.
- *Étape 5* - Balancement dynamique.
- *Étape 6* - Ajustement de l'angle et de la vitesse du CCD.
- *Étape 7* - Foyer.

Chaque étape est décrite en détail dans les pages suivantes.

Étape 0

L'*étape 0* est naturellement l'étape préliminaire de vérification des pièces mécaniques, c'est-à-dire, vérifier que l'air comprimé fonctionne (cette vérification inclut le compresseur et les dessiccateurs à air du circuit; voir annexe A), que la courroie d'entraînement du miroir est suffisamment tendue et qu'elle est bien centrée sur la poulie du miroir, vérifier que les roues des piliers de sécurité (figure 2) sont ajustées à la bonne distance sous le bord en aluminium du miroir. La distance dépend de l'affaissement radial du miroir avec le mercure en surface. Le miroir de UBC était assez mou à cause d'un défaut de conception et l'affaissement-déséquilibre était de ~1.0 mm. La distance à ajuster était donc de 1.5 mm sous l'anneau d'aluminium du bord du miroir. Les vérifications suivantes concernent les systèmes électriques et enfin, les conditions climatiques comme la force du vent, la couverture nuageuse, la

température et l'humidité. Toutes ces données sont soigneusement compilées dans le journal de bord. Le tableau 4 donne ces valeurs pour la saison d'observation 1994.

Tableau 4: Cahier d'observations de Surrey/White Rocks, notes climatiques.

Date	Température début - fin (°C)	Humidité début - fin (%)	Vent début - fin (km/s)	Qualité début - fin
04 mars 94	8 - 4	80 - 80	0 - 30	variable-couvert
23 mars 94	7 - 1	78 - 82	0	clair
24 mars 94	4 - 2	74 - 78	0	variable
25 mars 94	_ - 4	_ - 82	-	variable
27 mars 94	11 - 6	72 - 80	-	ciel brillant
28 mars 94	16 - _	69 - _	-	nuages
29 mars 94	14 - 8.5	70 - 77	-	clair
31 mars 94	11 - 8	76 - 82	0	variable
9 avril 94	14 - 6	80 - 88	-	variable
16 avril 94	13 - 9	78 - 86	-	nuages
17 avril 94	11 - 11	72 - 85	-	nuages
19 avril 94	13 - 8	72 - 84	-	clair
21 avril 94	13 - 7	76 - 86	-	nuages-brume
27 avril 94	13 - 8	74 - 85	-	variable
30 avril 94	11 - 5	69 - 80	-	nuages
02 mai 94	11 - 5	67 - 82	-	clair
04 mai 94	13 - 10	80 - 88	-	brume
05 mai 94	16 - 10	70 - 86	-	variable
06 mai 94	17 - 11	65 - 82	0	variable
08 mai 94	18 - 11	70 - 79	-	nuages
13 mai 94	12 - _	70 - _	0	clair
18 mai 94	17 - 2	64 - 80	-	nuages
19 mai 94	19 - 14	65 - 74	-	variable
21 mai 94	14 - 9	67 - 80	-	clair
22 mai 94	15 - 10	65 - 80	-	clair

Note : Un trait _ signifie pas de données.

Une fois vérifiées les pièces mécaniques du miroir lui-même, on doit ouvrir le toit de l'observatoire aussitôt que le permet le temps pour uniformiser la température de la coupole avec celle de l'extérieur, même si les échanges thermiques sont dominés par les propriétés des murs à Surrey/White Rocks, comme on peut le voir à l'annexe B. Une fois la coupole ouverte, on vérifie la qualité de la surface du miroir. Habituellement, au cours de la nuit, se déposent des débris de quelques millimètres à quelques centimètres de diamètre (poussières, feuilles, insectes, araignées) qui,

parfois, percent la couche de mercure de petits trous. Si le nombre de ces trous excèdent une dizaine, ou si le miroir, via une inspection visuelle révèle des imperfections de surface tels des signes de craquelure dans la couche d'oxyde, il faut arrêter le moteur et nettoyer le mercure (voir *étape 1*). En général, les trous et les taches d'oxyde provoquent peu de lumière diffusée (Girard 1996). Le nettoyage du miroir ne permet que d'en augmenter la réflectivité jusqu'à sa valeur optimale de 80% dans le spectre visible. Plus le miroir tourne longtemps plus il est stable et plus la couche d'oxyde en surface s'épaissit. En pratique, pour l'observatoire de Surrey, la surface du mercure devait être nettoyée tous les 3 ou 4 jours à cause de la présence d'arbres à proximité de la coupole apportant leur lot de feuilles et aiguilles, mais un miroir en laboratoire ou dans un site sans arbres peut fort bien tourner pendant des semaines sans interruption.

Étape 1

L'étape 1 est le nettoyage, si nécessaire, de la couche de mercure sur le miroir. Il n'est pas nécessaire de nettoyer le miroir au début de toutes les nuits, au contraire, il est préférable de ne nettoyer le miroir qu'en cas de nécessité. Le miroir doit être nettoyé dans les situations suivantes: quand l'oxyde forme des craquelures visibles sur le miroir, quand le miroir se brise, quand le nombre de trous excède la dizaine, quand les poussières déposées à la surface forment une couche visible. Cette étape est décrite dans les thèses de Content (1992) et Girard (1996). Elle utilise le fait que le mercure a une très forte densité et que les impuretés finissent toujours par se retrouver en surface. On imprime au mercure sale un mouvement circulaire et on place radialement un tube souple flottant sur sa surface. Le tube "écrème" ainsi la surface du mercure, accumulant les impuretés en amont du courant. Il suffit alors de ramener délicatement les poussières vers le bord et de les pomper à l'aide d'une pompe à vide. La quantité de mercure aspirée avec le nettoyage est négligeable et il n'est pas remplacé. On peut réitérer le nettoyage aussi souvent qu'on le juge nécessaire. À Surrey/White Rocks, deux nettoyages successifs étaient suffisants. Avec l'habitude, un nettoyage complet se fait en dix minutes.

Étape 2

L'étape 2 est la mise à niveau du miroir. Cette étape est importante pour la qualité finale de l'image. On doit régler deux types d'horizontalité. La première est le parallélisme entre l'axe normal du miroir et l'axe de rotation du palier à air. Si le miroir est incliné hors de l'axe de rotation, un basculement, « coning », va s'ajouter au basculement intrinsèque du palier, engendrant des aberrations en présence de couche de mercure de 2 mm ou plus (Girard 1996). Cette première mise au niveau se règle à la fabrication du miroir. La deuxième horizontalité est le parallélisme entre l'axe de rotation du miroir et la géoditique, c'est-à-dire le vecteur local de gravité. C'est cette deuxième horizontalité que l'on vérifie et règle fréquemment. On assume que la première horizontalité est stable.

On ajuste la première horizontalité de la manière suivante, comme l'indique la figure 1, l'ensemble (monture à trois pointes + palier à air + miroir) est fait de trois pièces rigides attachées deux à deux. Dans un cas parfait, le palier à air est assemblé avec suffisamment de précision sur la monture à trois pointes pour offrir un niveau solidaire avec elle, le miroir est ensuite assemblé avec le palier à air et mis au niveau avant même le surfaçage final à la résine. Puis on coule la résine liquide sur le miroir en rotation pour le surfaçage final et la résine épouse une forme paraboløide corrigeant les petits défauts de niveau entre le miroir et le palier à air. Cette correction est optimisée pour la configuration (miroir + palier à air) et on ne doit en aucun cas changer la position azimutale du miroir sur la table du palier à air. C'est à cette condition que la deuxième horizontalité du système (monture à trois pointes + palier à air + miroir) peut s'ajuster simplement en jouant sur la monture à trois pointes.

La deuxième horizontalité se fait avec un niveau à bulle (dans la suite NAB) gradué de précision (1 graduation = $0.0417 \text{ mm m}^{-1} = 8.59''$). La méthode est décrite succinctement par Girard (1996). Voici comment on procède.

A- On pose le NAB au centre du miroir, suivant le gradient d'une des vis de la monture. Ainsi la variation de hauteur de cette direction azimutale est directement relié au mouvement de la bulle dans le NAB. La bulle doit approximativement s'aligner avec une graduation du NAB.

B- On mesure la position de la bulle avec précision. On tourne le miroir d'un demi-tour. Si l'axe de rotation est aligné avec la géoditique (niveau parfait de la direction azimutale), la bulle reste au même endroit, la mesure est donc égale à la première et située symétriquement sur les graduations par rapport au centre. Si la bulle a bougé dans un sens ou dans l'autre autour de sa position initiale, on doit calculer la différence entre les deux mesures sur les graduations et monter ou descendre la monture à trois pointes de manière à déplacer la bulle à mi-chemin des deux mesures.

C- On recommence cet ajustement jusqu'à ce que la bulle ne bouge plus du tout; c'est-à-dire que le miroir orienté suivant cette direction azimutale soit mis au niveau.

D- On tourne alors le miroir d'un quart de tour pour placer le NAB perpendiculairement à sa position précédente et on recommence la suite des mesures à partir de B dans cette nouvelle direction azimutale.

E- Une fois cette nouvelle direction azimutale mise au niveau, on doit vérifier la mesure sur la première direction. En effet même si la mesure se fait sur deux axes orthogonaux, les deux vis de la monture à trois pointes ne sont pas orthogonales. Cela implique que la correction de niveau sur une vis modifie les deux directions azimutales en même temps. On doit donc refaire l'horizontalité d'une direction azimutale sur l'autre itérativement jusqu'à que la bulle ne bouge plus du tout quelque soit l'axe dans lequel on place le niveau. On est alors certain que l'axe de rotation du miroir est parfaitement parallèle à la géoditique avec une précision de l'ordre de 1''. Le miroir est alors horizontal.

Cette méthode donne une précision de 1''. Cette précision est tout juste suffisante quand la couche de mercure est supérieure à 2 mm. Une méthode plus

robuste et plus précise pourrait avantageusement remplacer la méthode du NAB. Un laser réfléchissant sur la surface du miroir en rotation, couplé à une matrice de cellules photosensibles pourrait corriger automatiquement le niveau, une fois l'étalonnage initial effectué. Une telle méthode requerrait une matrice CCD avec des pixels de 10 μm de côté, placée à 3 mètres pour effectuer une correction en deçà de 0.5". La caméra pourrait être branchée via une interface analogique aux deux vis de la monture à trois pointes reliées à un groupe de vérins. Une connaissance précise de la forme du faisceau laser permettrait un ajustement automatique et rapide au début de chaque nuit. Une autre méthode est utilisée par Hickson pour le miroir de 6 m de UBC. Elle corrige le niveau à l'aide de niveaux électroniques directement attachés au palier à air. Naturellement, toutes ces méthodes corrigent la deuxième horizontalité et présupposent que la première horizontalité est bien ajustée.

Si le miroir et le palier à air sont déplacés, le système ne se comporte plus comme un ensemble rigide, et la correction de la surface de résine optimisée pour une configuration donnée ne convient plus. C'est ce qui arrive quand une avarie se produit sur le palier à air et que l'on doit démonter le miroir au complet. La démarche la plus rigoureuse consiste alors à enlever la résine de surface du miroir et à couler une autre couche de résine pour corriger les petits défauts de la nouvelle configuration. Si le surfacage est impossible à effectuer, il faut noter précisément la position du miroir sur la table tournante du palier à air et la position du palier à air sur la monture, avant de démonter.

Étape 3

L'étape 3 est l'alignement du trépied sur l'axe optique. La technique d'alignement a été développée à UBC. Elle consiste à aligner la partie supérieure du trépied (figure 4) au centre du miroir à l'aide des faisceaux convergents de trois diodes lasers. Cette étape est cruciale pour diminuer les aberrations parasites introduites par un mauvais alignement du correcteur optique. La méthode est la suivante, chaque diode laser est fixée au bout d'une tige en aluminium montée sur

trois pointes. Les figures 7 et 8 schématisent la tige et le mode de fonctionnement du système d'alignement.

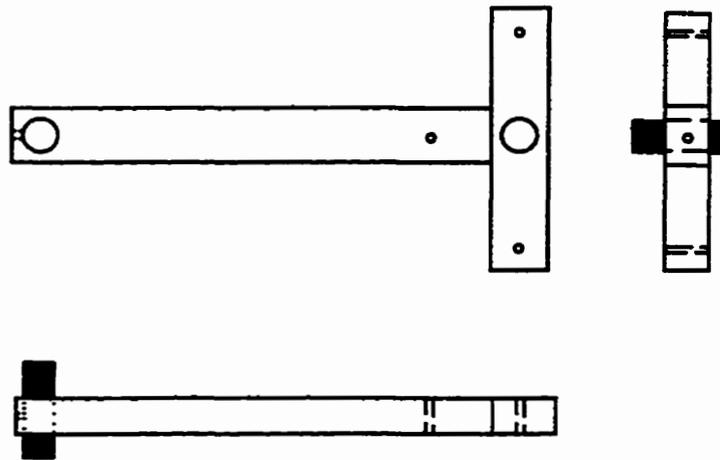


Figure 7: Tige d'alignement sur l'axe optique. (Aussi figure 4) La verticalité de la diode-laser, représentée en noir, est ajustée avec les trois vis placées en triangle.

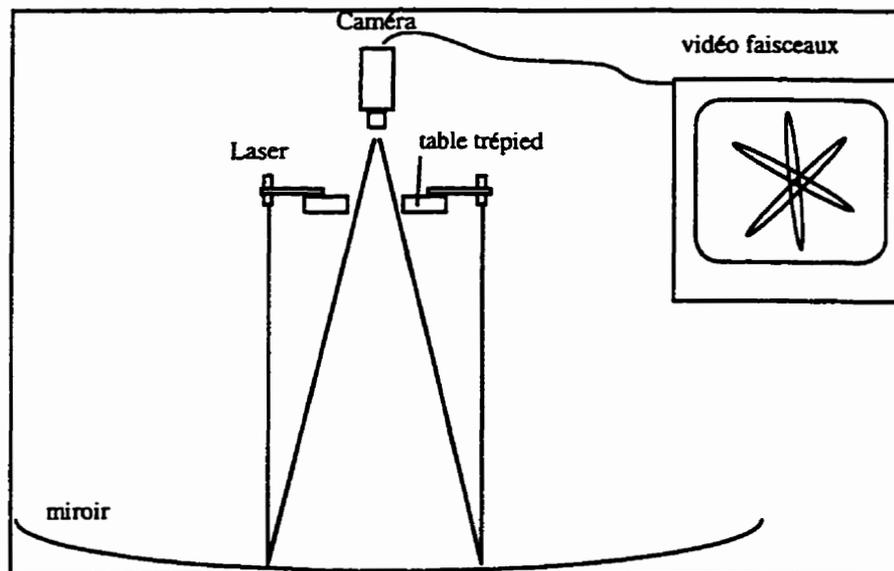


Figure 8: Schéma de la technique d'alignement sur l'axe optique. Les faisceaux verticaux allongés des trois diodes-lasers convergent en un point quand le trépied est aligné.

Les tiges reposent sur la table du sommet. Quand le miroir est à l'arrêt, la flaque de mercure est un miroir plan qui permet d'aligner verticalement les faisceaux lasers en jouant sur les trois vis des tiges. Une fois les trois faisceaux lasers alignés

verticalement, on démarre le miroir et on le laisse se stabiliser pendant quelques heures. Au bout de ce laps de temps, on allume les lasers dont les faisceaux agissent comme des rayons lumineux partant de l'infini et qui, par conséquent, devraient converger au plan focal sur l'axe optique. Si tout est parfaitement aligné les trois faisceaux se croisent en un point. Si le foyer n'est pas bien réglé, ou bien si le trépied est hors axe, les trois faisceaux vont être séparés. En pratique, la méthode n'est pas assez précise pour ajuster le foyer, qui se raffine dans une étape ultérieure, mais elle est suffisante pour l'alignement.

Les diodes lasers commerciales ont des faisceaux allongés formant des segments ellipsoïdes sur le détecteur plutôt que des points au profil gaussien (voir figure 8). On doit superposer les trois segments de manière à ce qu'ils se croisent en un point pour aligner le trépied sur l'axe optique. La méthode simple consiste à changer la position du trépied dans une première phase, de façon à voir les trois segments sur la sortie vidéo, puis dans une deuxième phase, à faire tourner le détecteur avec la bague rotative azimutale et à noter le déplacement des segments sur l'écran. Quand le point de croisement des faisceaux laser ne trace plus de cercle, c'est-à-dire quand les faisceaux tournent autour de leur point de croisement, le trépied est aligné sur l'axe optique. Le détecteur est une caméra SONY AVC-D5 dotée d'un CCD de 510 x 492 pixels, de dimensions 8.8 x 6.6 mm, et des pixels de 17.3 x 13.4 μm , l'échelle était de 0.7 x 0.5'' par pixel. Le moniteur avait une dimension de 167 x 123 mm, donnant une échelle de 3 x 4 pixels mm^{-1} .

La précision de la méthode est de 0.3 mm. L'incertitude est dominée par la largeur des faisceaux laser (ellipsoïde de 3 x 10 mm), la flexibilité des pieds en aluminium, et enfin le jeu entre les pieds et la table supérieure supportant le système optique. La largeur du faisceau peut se corriger avec des diaphragmes pour augmenter la précision spatiale. Nous pouvons quantifier l'erreur introduite par la flexibilité du trépied et le jeu avec la table supérieure. Chaque pied à la base peut bouger de 15 mm sans pour autant que les deux autres pieds ne suivent le mouvement. Ce mouvement de translation est en grande partie causé par la flexibilité de l'aluminium. Par conséquent, la poutrelle se courbe, le mouvement de translation

horizontal à la base se traduit donc par un mouvement de translation vertical au sommet du trépied en même temps qu'un mouvement de translation horizontale. Solutionnant le problème dans son approximation linéaire, une translation horizontale de 15 mm sur le pied induit une variation de 3 mm sur la hauteur de la table et une translation horizontale de son centre de 7 mm. Cette translation verticale change complètement le foyer. Si la table s'incline de manière différente entre les trois pieds d'aussi peu que 0.1 mm. Cela modifie la verticalité des faisceaux laser de 2.5 mm. Il est donc impératif de changer les trois pieds à la fois dans la même direction pour limiter les effets de flexibilité du trépied.

Étape 4

L'étape 4 est le démarrage du miroir et la fermeture de la surface. Cette étape est la plus rapide de toute. Pour fermer la surface de mercure, j'ai utilisé des couches épaisses de 2 mm ou plus. La méthode développée par Luc Girard s'est révélée pleinement satisfaisante. Elle consiste à transmettre au mercure une quantité de mouvement, en tournant le miroir à une vitesse approximativement égale à sa vitesse de fonctionnement. Le mercure s'étend tranquillement sur une surface correspondant aux deux tiers de la surface totale. Par un jeu d'accélération et de décélération successives, on donne à la flaque de mercure une forme ronde, puis avec un élan soudain et énergique, on ferme la surface. Le mercure monte uniformément vers le bord du miroir et remplit toute la surface. Quand le miroir est horizontal, avec 2 mm de mercure ou plus sur la surface, fermer la surface est un jeu d'enfant. Si la couche initiale de mercure est entre 1.5 et 2 mm, le miroir doit être bien équilibré pour être fermé. Une fois que le mercure couvre toute la surface, il met environ 2 heures à se stabiliser. Durant ce laps de temps, se forme une couche d'oxyde sur la surface qui coupe l'interface air-mercure, atténuant la friction de l'air et le dégagement de vapeurs de mercure.

Étape 5

L'étape 5 est celle du balancement dynamique. Nous avons déjà parlé du basculement pouvant être provoqué par un mauvais niveau. La fabrication du miroir, aussi rigoureuse soit-elle, engendre toujours un déséquilibre du miroir, c'est-à-dire que la masse des composantes tels la mousse, le kevlar, la colle ou la résine, n'est jamais également répartie sur toute la surface du miroir. Certains côtés sont plus lourds que d'autres. Cette différence de masse va engendrer un basculement dans le palier à air. L'effet de ce basculement est spectaculaire sur les étoiles traversant le champ du CCD. La figure 9 montre la trace d'étoiles dans le champ du miroir avant et après l'équilibrage dynamique. Les traces sont celles que font les étoiles à travers le détecteur. Les traces sont diagonales dans les deux cas parce que les colonnes du détecteur CCD sont orientés à 30° des trajectoires stellaires.

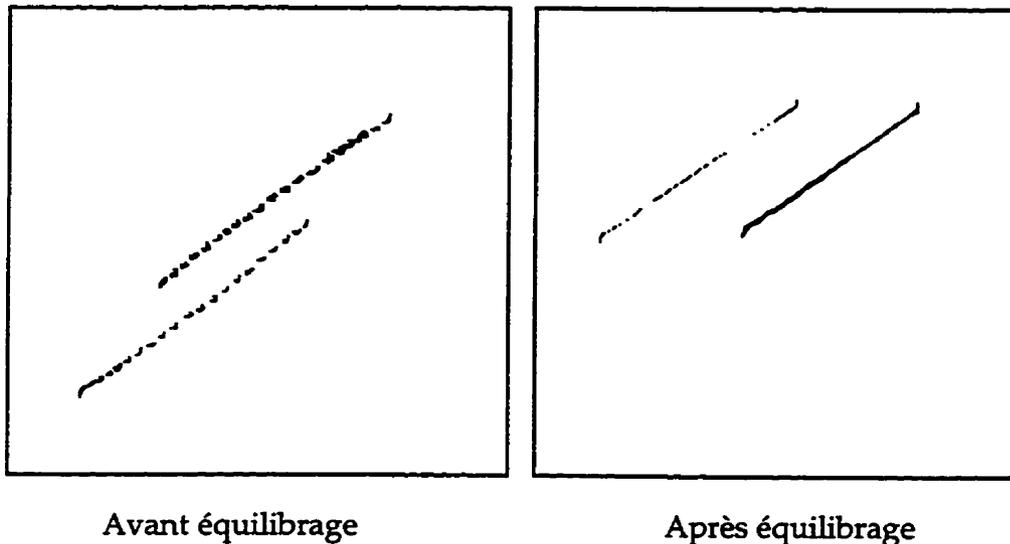


Figure 9: Trace d'étoiles dans le champ du CCD. Le miroir non-équilibré montre clairement des oscillations dans les traces stellaires (droite), ces oscillations disparaissent quand des poids sont ajoutés au bord du miroir (gauche). Les étoiles ne sont pas les mêmes à droite et à gauche.

Avant l'équilibrage, les traces forment de petits arcs d'amplitudes égales à $2.3''$. Ces arcs sont la signature d'un mouvement circulaire décomposé dans le temps. On peut en compter 20 par trace (figure 9 à gauche), la trace s'allonge sur une durée de 129

sec. Cela confirme l'origine du déséquilibre, puisque chaque arc de cercle dure 6.45 sec, c'est-à-dire, une rotation du miroir. Après l'équilibrage dynamique, les traces sont à peu près rectilignes (figure 9 à droite). Les fluctuations observées sont stochastiques et donne une idée du seeing.

L'équilibrage est étudié en détail dans la thèse de Tremblay (1999), j'utilise une méthode d'essais systématiques en me fondant sur les traces stellaires traversant le champ du CCD (figure 9). J'accroche d'abord un poids de 1.5 kg sur le bord du miroir. Je le déplace ensuite dans le sens de la rotation par pas de 30° et par intervalle de 10 minutes, c'est-à-dire le temps pour le mercure de regagner une équipotentielle stable. Je continue les déplacements du poids sur le bord du miroir jusqu'à ce que les arcs de cercle disparaissent complètement. Cela se fait très soudainement, il n'y a pas d'atténuation linéaire, les arcs disparaissent soudainement quand le miroir est équilibré. Cette non-linéarité peut s'expliquer par la nature du palier à air qui, bien que rigide, laisse un jeu dans le roulement. Ce jeu reste toujours le même tant que le miroir n'est pas équilibré. Puis le palier passe à un régime où le frottement est nul à cause du coussin d'air, les arcs disparaissent alors complètement sans transition. On peut noter que la trace stellaire balancée est très riche en information, tant d'un point de vue de la qualité de l'atmosphère, c'est-à-dire de la dimension des cellules de convections, que sur la qualité des lentilles correctrices et sur les effets de la lecture du détecteur en mode d'intégration par délai temporel (mode IDT). Nous y reviendrons dans un chapitre subséquent.

Étape 6

L'étape 6 concerne l'ajustement de l'angle et de la vitesse de lecture du CCD (mode IDT). Cette étape est la dernière avant la prise de données. Le détecteur CCD, par mesure de souplesse, a été placé sur une bague rotative azimutale graduée. L'alignement du CCD s'effectue à l'aide de la bague rotative. Il doit être aligné de façon à ce que ses colonnes soient parallèles aux parallèles célestes (ascensions droites) et que ses lignes soient tangentes aux méridiens célestes (déclinaisons), au centre du champ, tel qu'illustré à la figure 10.

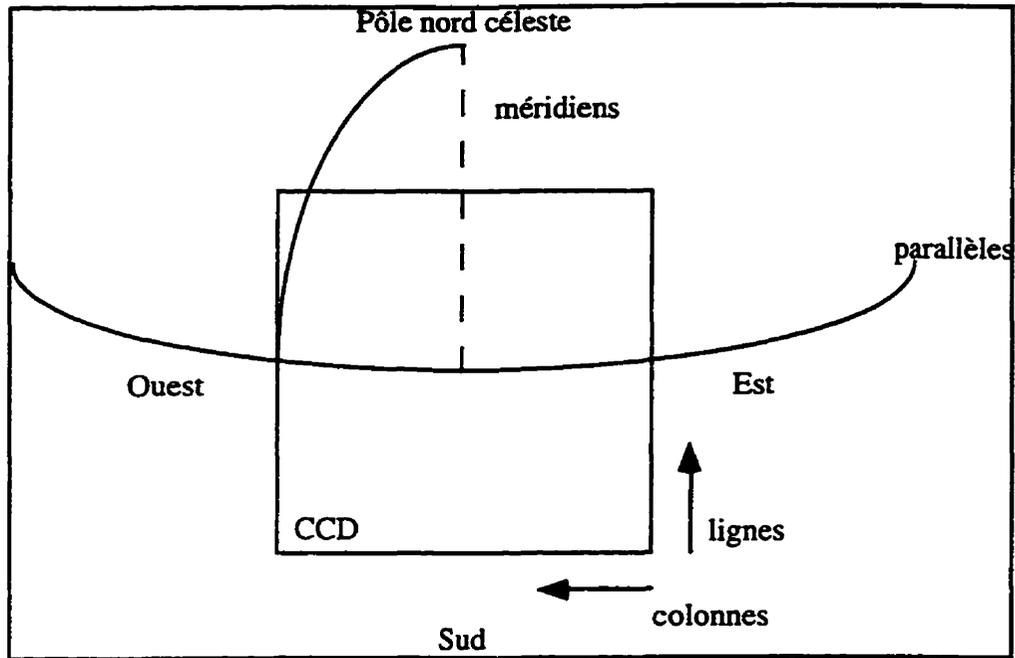


Figure 10: Orientation du CCD par rapport à la voûte céleste. Les colonnes suivent les parallèles célestes (ascensions droites) et les lignes suivent les méridiens célestes (déclinaisons).

On fixe d'abord l'angle du CCD en déréglant la vitesse de lecture ce qui donne des traces stellaires dont la longueur augmente avec la différence entre la vitesse sidérale et la vitesse de lecture. La vitesse de lecture du CCD est modifiée directement à partir du programme de contrôle. Elle varie autour de $63\ 000\ \mu\text{s}$. Les traces stellaires sont courbées vers le nord (figure 21, chapitre 3). Il faut que le centre des traces soit tangent aux colonnes.

On optimise ensuite la vitesse de lecture du CCD en mode IDT, au centre du champ. Dans un cas parfait d'alignement du CCD, c'est-à-dire, avec le bon angle, la bonne vitesse de lecture et quand le seeing est très bon, les étoiles au centre du champ sont légèrement allongées dans la direction nord-sud car, si le CCD peut bien corriger la vitesse sidérale dans l'axe est-ouest, il ne peut pas corriger le mouvement polaire des étoiles, perpendiculaire aux colonnes. Les étoiles au nord et au sud du champ souffrent d'un autre défaut, tous les objets ont la même vitesse angulaire, mais la distance qu'ils parcourent est plus grande au sud qu'au nord, leur vitesse physique

est donc plus rapide au sud qu'au nord. Le chapitre 3 fait une analyse détaillée de ces phénomènes introduisant des distorsions. Ici, nous nous contentons de souligner la dernière propriété et de l'utiliser pour ajuster précisément la vitesse de lecture du CCD. La figure 11 donne une image du champ du télescope pour laquelle la vitesse de lecture est égale à la vitesse sidérale au centre du CCD, mais j'ai introduit délibérément un faible désalignement entre les colonnes du CCD et la direction est-ouest.

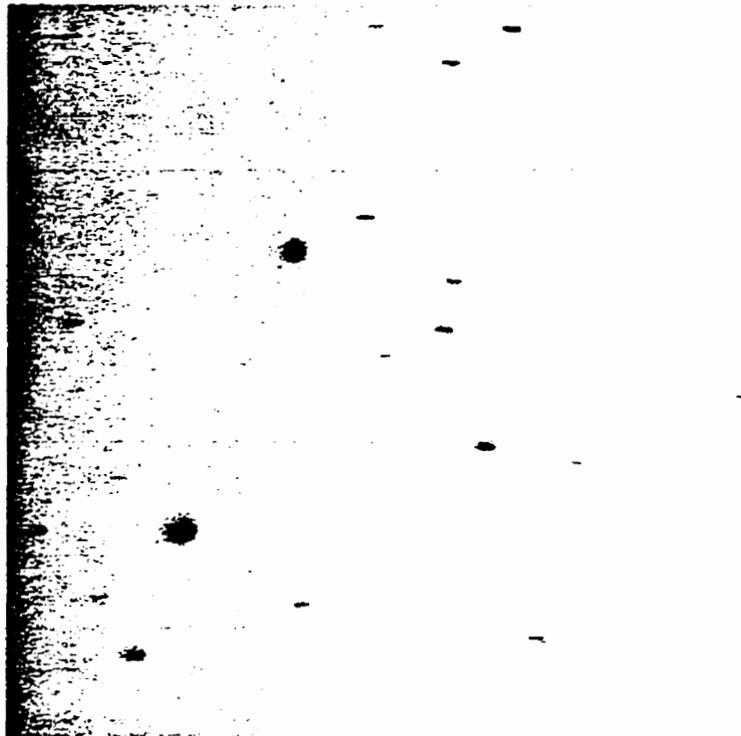


Figure 11: Image du ciel avec un faible désalignement du CCD. Le nord est à gauche, l'ouest est en bas. Les traces stellaires sont horizontales quand la vitesse de lecture est bonne (au centre) et inclinées quand la vitesse de lecture est trop grande (nord-gauche) ou trop petite (sud-droite).

Un faible désalignement induit une dérive latérale (direction nord-sud) dans le trajet stellaire. En effet, les deux vecteurs vitesses ont la même norme mais une direction légèrement différente, les étoiles tracent alors sur le CCD la différence de direction (nord-sud) entre les deux vecteurs. Si la vitesse de lecture est, de plus, incorrecte, la trace va être inclinée dans la direction est-ouest, en plus de la dérive

nord-sud. La vitesse de lecture du CCD de la figure 11 est donc bonne. Pour ajuster la vitesse de lecture du CCD dans le cas général, il faut modifier celle-ci jusqu'à ce que les traces stellaires au centre du champ soient parfaitement horizontales. C'est exactement ce que l'on observe sur la figure 11. On observe que les traces centrales sont horizontales. On observe, de plus, que l'inclinaison des traces entre les bords nord et sud du champ (gauche et droite de l'image) et le centre est symétrique et de l'ordre de 5 à 6 pixels (il est difficile de trouver l'élongation exacte en raison du seeing). Cela correspond à une élongation observée de 3.0 à 3.6".

Soulignons que la vitesse de lecture du CCD est directement reliée à l'échelle du CCD. Elle-même dépend de la longueur focale de l'instrument, donc de son foyer, nous verrons à l'étape suivante comment ajuster le foyer, mais en attendant nous pouvons calculer l'effet d'une variation de longueur focale l sur la vitesse de lecture. L'échelle sur le détecteur est définie par :

$$\text{Échelle ['' mm}^{-1}] = 206264 ['' \text{ rad}^{-1}] / l [\text{mm}]. \quad (\text{eq. 2.1})$$

La relation étant linéaire, une variation relative de 10^{-4} sur la longueur focale, va avoir un impact de 10^{-4} sur l'échelle. Au cours d'une nuit la température peut facilement varier de 5 voire 10°C (tableau 4). Le coefficient d'expansion thermique de l'aluminium est $22 \times 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$ (Lide 1992). Sur 5 m de distance focale, la variation sur une nuit peut être de $22 \times 10^{-6} \times 10 = 0.022 \%$. Sur 2048 pixels, cette variation représente 0.45 pixels, c'est négligeable par rapport aux autres effets. Nous pouvons donc garder la même vitesse de lecture au cours de la nuit sans risquer de dégrader l'image.

Étape 7

L'étape 7 est celle de la mise au foyer. Cette étape doit être constamment vérifiée tout au long d'une nuit d'observation. Le programme de contrôle donnait un moyen électronique de modifier le foyer directement à partir de l'ordinateur central. Mais le microprocesseur n'étant pas assez puissant pour faire fonctionner la totalité du système, la modification du foyer avec la souris occasionnait la perte d'une ou

plusieurs lignes du CCD ou pire encore d'un nombre fractionnaire de lignes ruinant complètement le standard d'enregistrement sur exabyte. J'ai donc préféré modifier le foyer via un circuit électronique indépendant, n'ayant aucun effet sur les images, mais dont la calibration est moins précise. Le circuit a un bouton actionnant directement le moteur à pas du système de mise au foyer décrit au chapitre 1 et un interrupteur pour choisir la montée ou la descente. Une pression d'une durée d'une seconde correspond à une montée ou descente de 150 μm du foyer. Le pas minimal est d'environ 5 μm ce qui est toujours largement suffisant pour un ajustement optimal. L'ajustement du foyer se fait visuellement sur les étoiles s'affichant à l'écran, utilisant un grossissement d'un facteur 4. Le foyer doit être réajusté en permanence, puisque comme nous l'avons mentionné précédemment le trépied se contracte durant la nuit jusqu'à 1.1 mm. Les futures installations pourraient prévoir d'étalonner la variation du foyer avec la température et faire une correction automatique, nous observons, en effet, un comportement strictement reproductible d'une nuit sur l'autre directement relié à la température. La figure 12 montre les mesures du foyer pour la nuit du 9 mai 1994. La ligne est un ajustement d'une courbe exponentielle de refroidissement, en prenant pour acquis que la variation de la longueur focale est dominée par la contraction des poutrelles du trépied. La température est de 14°C au début de la nuit et de 6°C à la fin de la nuit. On peut noter que ce refroidissement est beaucoup plus rapide que le refroidissement des murs de bois, ce qui est attendu puisque l'aluminium est un bon conducteur thermique.

La figure 12 confirme que la variation du foyer est compatible avec un refroidissement exponentiel, mais d'autres paramètres pourraient également jouer, comme le refroidissement inégal de la dalle de béton formant la base du miroir et du sol sur lequel repose les pieds du trépied. La figure 3 (chapitre 1) montre un effet important causé par la température, sur le miroir lui-même, pouvant induire un changement de distance focale. De plus, le comportement thermique du miroir n'est pas très bien connu. Les miroirs des générations suivantes sont beaucoup mieux contrôlés et leur comportement thermique est connu (Content 1997).

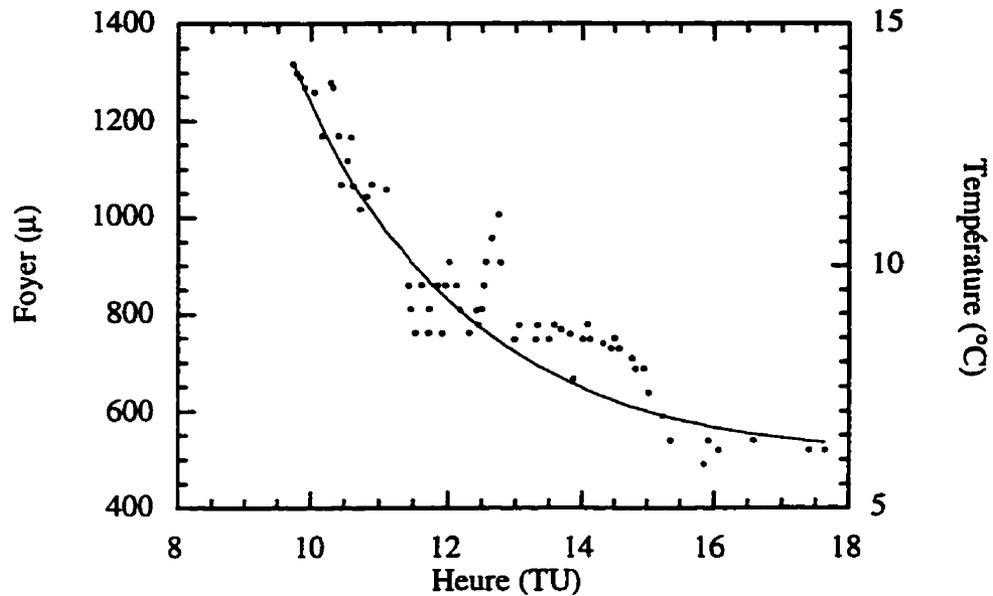


Figure 12: Foyer et température dans l'observatoire de Surrey/White Rocks. Le foyer change au cours de la nuit avec un changement progressif de température, i.e. avec la contraction du trépied d'aluminium.

L'utilisation de la méthode visuelle, consistant à regarder des étoiles passant dans le champ du télescope n'est pas la méthode la plus efficace pour vérifier la qualité du foyer. En principe, on peut utiliser des méthodes mesurant le diamètre à mi-hauteur des PSF des objets pour différentes valeurs de foyer. Le diamètre passe par un minimum dont la valeur est extrapolée par ajustement d'une fonction quadratique au graphique du diamètre en fonction du foyer. Deux facteurs m'empêchaient d'utiliser cette méthode. La première est que l'ordinateur était trop lent pour soutenir de front le programme d'analyse en temps réel et le programme de contrôle du télescope. La deuxième est que la distorsion des images m'aurait obligé à développer des techniques complexes d'ajustement de gaussiennes ellipsoïdales dont l'efficacité aurait été limitée par la distorsion intrinsèque de l'image et le travail requis était trop important pour le gain de qualité.

Après l'étape de l'équilibrage du miroir, les deux dernières étapes, celle de l'alignement + vitesse de lecture du CCD et celle de l'ajustement du foyer, doivent être idéalement accomplies par itération. Notons que le foyer peut s'ajuster précisément, dans un premier temps, sur les traces stellaires. Puis, on peut ajuster l'alignement et la vitesse dans un deuxième temps. Cela met fin à la description de la mise en fonctionnement du télescope. À la fin de ces étapes, le miroir est prêt pour l'observation astronomique.

Au fur et à mesure que j'ai développé mon expertise avec les miroirs, j'ai étudié l'impact du temps et des variations climatiques sur les différentes parties du système. La section suivante souligne les aspects majeurs du vieillissement et de la résistance du télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL.

2.2 L'impact du temps et des variations climatiques sur le télescope

Les télescopes à miroirs liquides sont faits de matériaux choisis pour leurs propriétés physiques, tels la conduction thermique, le coefficient d'expansion, la rigidité, la solidité, la légèreté. Quelques années d'utilisation en milieu extérieur ont permis d'acquérir une bonne idée de la robustesse et du comportement des différentes composantes durant une période d'utilisation prolongée dans des conditions d'observations diverses. Pendant ces périodes d'observation, j'ai fait face à des conditions climatiques couvrant tout le spectre du climat continental humide de la zone pacifique tempérée, pouvant aller de très humide et doux, à chaud et sec. Je vais d'abord exposer les effets du vent, puis je vais reprendre les parties du miroir, dans le même ordre qu'au chapitre 1, et donner une description de leur durabilité, de leur résistance à l'humidité et aux variations de températures et, dans certains cas, des modifications à apporter aux miroirs futurs.

2.2.1 L'impact du vent

De toutes les variations climatiques, le vent est probablement celui qui peut avoir l'effet le plus radical sur les images du miroir. Un vent produisant des vagues visibles à l'oeil nu, à la surface du miroir, détruit les images (Borra et al. 1985). Les observatoires construits jusqu'à maintenant tiennent compte de cette sensibilité. Le bâtiment de Surrey/White Rocks était étroit et haut, le vent extérieur, même fort, n'a jamais occasionné de problème. Le bâtiment de Malcolm Knapp Research Forest est plus sensible au vent parce qu'il est proportionnellement plus large. Au début de la saison 1996, le vent pénétrait dans la coupole et agitait la surface du 2.7 m de UBC-UL. Par la suite, j'ai construit une tente octogonale autour du miroir, en polyéthylène, et le miroir a été protégé des méfaits du vent.

Les effets des vents couplés à une épaisseur de mercure supérieure à 1 mm (l'épaisseur de la couche de mercure utilisée avec le 2.7 m de UBC-UL est de 2 mm ou plus) et une mauvaise horizontalité du miroir peuvent occasionner une forte lumière diffusée. Les mesures de profils radiaux effectuées sur les images du télescope de 2.7 m de UBC-UL à Surrey/White Rocks (Hickson et al. 1994a) indiquent que 50% de l'énergie encerclée se retrouvent dans les ailes des PSF au delà de 3''. Ce mauvais résultat ne peut être imputable au vent seulement, puisque le miroir était bien à l'abri.

Le mauvais résultat du télescope de 2.7 m de UBC-UL a poussé Luc Girard à effectuer des tests en laboratoire (Girard 1996; Girard & Borra 1997) pour connaître le paramètre le plus important dans la génération de la lumière diffusée. Les tests ont consisté à faire des mesures de lumière diffusée dans les ailes d'une PSF, en variant séparément l'horizontalité du miroir et le vent au-dessus du miroir (avec un ventilateur). Girard a pris ses mesures pour une épaisseur de 0.8 mm de mercure. Les conclusions sont que la lumière diffusée augmente d'un facteur 10 avec un vent de quelques kilomètres par heure et d'un facteur 5 avec un défaut d'horizontalité de seulement 1.25'', c'est-à-dire, la précision de ma méthode de mise au niveau! Mais, en tout temps, le facteur principal est l'épaisseur de la couche de mercure. Si l'épaisseur de mercure est supérieure à 1 mm, les effets d'un défaut d'horizontalité ou les effets

du vent sont décuplés. Cette conclusion explique pourquoi la mesure de lumière diffusée du télescope de 2.7 m de UBC-UL est systématiquement supérieure d'un facteur 10 à celles de Girard en laboratoire. Je ne pense donc pas que le vent soit l'unique responsable de la lumière diffusée de nos images. La lumière diffusée est plutôt imputable à une mauvaise horizontalité, accompagné d'un vent sur la surface du miroir, en présence d'une couche de mercure de 2 mm. Ce problème peut être maîtrisé en construisant une colonne protectrice autour du miroir, en ajustant correctement le niveau et, enfin, on pompant le mercure pour établir une couche de l'ordre de 1 mm de mercure.

2.2.2 L'impact des variations climatiques et vieillissement des pièces mécaniques

Le palier à air : En dépit de leurs avantages sur les autres types de support, soient les roulements à huile où les roulements à billes, les paliers à air sont des pièces fragiles. Leur principal défaut est leur incapacité à supporter un déséquilibre du miroir. Nous avons vu à la section 1.1.1 que la masse maximale pouvant être appliquée au bord de notre miroir était 21.8 kg. En réalité, une petite masse placée sur le bord a pour effet de déplacer une masse importante de mercure, Tremblay (1999) analyse en détail les effets du facteur de sécurité sur l'équilibre d'un miroir. Ses conclusions, valides aussi pour notre miroir, sont les suivantes. Le facteur de sécurité (FS) d'un miroir est la force de rappel exercée par le miroir pour redresser un déséquilibre radial. Si le facteur de sécurité du système est de 10, une masse M_0 de 10 kg posée sur le bord du miroir va entraîner une masse de 1 kg de mercure sur le bord, entraînant à son tour une masse de 0.1 kg, etc. La masse totale M_{tot} déplacée est donnée par la somme d'une suite géométrique :

$$M_{tot} = M_0 \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{FS}\right)^n = \frac{M_0}{1-FS^{-1}} \quad (\text{eq. 2.2})$$

Notre système avait un facteur de sécurité entre 1.5 et 2 (en raison d'une erreur de manipulation, le premier surfaçage à l'époxy a dû être retiré, causant un

amincissement du substrat en kevlar). Les nouveaux miroirs sont plus rigides. Utilisant l'équation 2.2, on obtient une masse totale comprise entre 2 et $3M_p$. La masse maximale pouvant être posée au bord du miroir était donc entre 7 et 10 kg, pour un facteur de sécurité de 2 à 1.5. À la toute fin de la saison 1996, une masse de 5 kg provoquait une friction dans le palier à air qui finissait par briser la surface du miroir, le facteur de sécurité devait donc être encore moins élevé, autour de 1.3. La friction occasionnée par un déséquilibre avait pour effet immédiat de briser la surface de mercure, amputant la nuit de 2 bonnes heures d'observation, c'est-à-dire le temps de nettoyer la surface, de repartir le miroir et de laisser la surface se stabiliser. À plus long terme, il semble que cette friction a détérioré les plaques du palier à air le rendant très sensible aux nouveaux déséquilibres.

L'inconvénient principal du palier à air réside dans son alimentation en air comprimé. Deux problèmes sont associés: le compresseur à air est une source de vibrations et le circuit d'air comprimé doit être propre et sec. En Colombie-Britannique, l'air comprimé est fourni par un compresseur à air de 4000 W, très bruyant et générateur de vibrations à basse fréquence. À Surrey/White Rocks, le compresseur était dans la salle de la console (figure 57, annexe A) et les vibrations se transmettaient au miroir par le sol et les murs à chaque fois que le compresseur fonctionnait. Cela formait sur le miroir des vaguelettes concentriques, appelées riplons, et les objets brillants montraient des anneaux autour de leur pic central. La figure 13 montre l'effet du compresseur sur l'image d'une étoile brillante et son profil extérieur. Il ne s'agit pas, bien entendu, de la figure d'Airy mais bien d'un patron de diffraction causé par les riplons. Tremblay (1999) étudie les vibrations dans sa thèse. La séparation des anneaux donne le nombre d'onde (k) duquel on tire la fréquence des vibrations (ω) d'après la théorie des riplons :

$$k^{-1} = \frac{2\pi n \lambda}{\sin(\theta)} \quad (\text{eq. 2.3})$$

$$\omega = 2\pi^{-1} \sqrt{\left(gk + \frac{\alpha k^3}{\rho}\right) \tanh(kh)} \quad (\text{eq. 2.4})$$

où λ est la longueur d'onde centrale du filtre, θ est l'angle entre deux anneaux, n est l'ordre, g est la constante gravitationnelle, α est la tension de surface du mercure, ρ est la masse volumique du mercure et h est l'épaisseur de mercure. Une petite application numérique donne la fréquence des ondes excitatrices de la figure 13. Pour $\lambda = 700 \text{ nm}$, $n = 1$, $\theta = 18''$, $g = 9.80 \text{ m s}^{-2}$, $\alpha = 0.46 \text{ N m}^{-1}$, $\rho = 13600 \text{ kg cm}^{-3}$ et $h = 2.4 \text{ mm}$, on trouve $k = 783 \text{ m}^{-1}$ et $\omega = 24 \text{ Hz}$. On peut remarquer que pour les épaisseurs de mercure supérieures à 4 mm, la fréquence des ripples ne dépend plus de l'épaisseur.

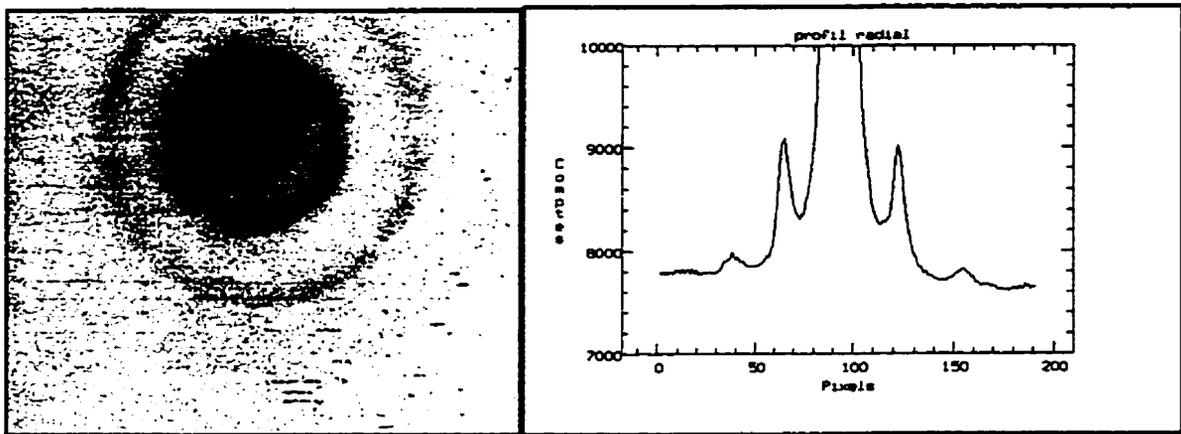


Figure 13: Effets du compresseur sur les étoiles brillantes à Surrey/White Rocks. Les anneaux de diffraction sont causés par des ripples à la surface du miroir.

L'énergie contenue dans ces ailes est réduite puisque le pic central culmine à 8×10^4 ADU, qu'il est très saturé et que le premier anneau a une intensité proche de 10^3 ADU. La quantité d'énergie comprise dans les anneaux n'excède pas 10% de l'énergie totale de l'étoile. Cependant, si ces anneaux de diffraction n'apparaissent guère sur les objets faibles, ils représentent une source parasite bloquant la détection d'objets faibles à leur proximité. Le compresseur doit fonctionner pendant 2 minutes toutes les 15 minutes. Paul et moi avons décidé de le placer aussi loin que possible du télescope sur le site de Malcolm Knapp Research Forest. La petite cabine est à 20 m du coin nord-est du bâtiment principal, soit à 30 m du miroir. Je n'ai

malheureusement jamais pu tester l'efficacité de cet éloignement sur les images d'étoiles, mais tout porte à croire qu'il est suffisant puisque les ripplons ne sont pas visibles sur la surface du miroir de 2.7 m de UBC-UL alors qu'ils l'étaient clairement à Surrey/White Rocks.

Le deuxième problème n'était pas présent à Surrey/White Rocks, mais il est apparu à Malcolm Knapp Research Forest. L'air comprimé qui se rend dans le palier doit être parfaitement sec et propre. Il existe dans le circuit de l'air comprimé, un filtre arrêtant les poussières plus grandes que quelques microns, mais laissant passer les poussières sub-microniques. Quand l'air est parfaitement sec, ces fines poussières s'échappent sans dommage du palier. Un air humide provoque une condensation de la vapeur d'eau sur les plaques du palier et permet l'accumulation des poussières de petite dimension dans les gouttelettes de condensation. Ces poussières agglomérées agissent sur les plaques comme des abrasifs et y creusent des sillons détruisant l'interface plane entre les plaques inférieure et supérieure. Le palier se bloque alors complètement, rendant le miroir inutilisable.

Pour assécher l'air comprimé, le circuit d'alimentation en air des observatoires de Surrey/White Rocks et de Malcolm Knapp Research Forest était muni de trois dessiccateurs. Le dessiccateur principal était un réfrigérateur d'une capacité de 5 litres par seconde, les deux suivants étaient de petits dessiccateurs minéraux supprimant les traces restantes d'humidité. Le système a fonctionné sans problème pendant la saison 1994 à Surrey, mais au cours de la saison 1996, le dessiccateur principal du circuit à air comprimé a mal fonctionné. La cause du mauvais fonctionnement n'est pas connue, peut-être était-il défectueux ou de trop petite capacité? Toujours était-il que la vapeur d'eau contenue dans l'air comprimé passant de la pièce chaude du compresseur (en moyenne 20°C) au froid extérieur s'est condensée, inondant la canalisation d'air souterraine en acier galvanisé, et a rendu inutilisable le palier à air. J'ai dû purger la canalisation d'air tous les jours pour éviter que cela se reproduise et démonter le télescope au complet en urgence pour nettoyer et repolir le palier à air, pièce par pièce, à UBC. Malgré les précautions prises, ce malencontreux accident est arrivé à deux reprises au cours de la saison 1996 ruinant les chances de prendre des

données avec le télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL au site de Malcolm Knapp Research Forest.

Le palier à air est donc une composante fragile dont on doit prendre grand soin. Les mesures de sécurité à adopter sont les suivantes: le compresseur à air doit être purgé régulièrement, le circuit à air doit rester à température constante tout le long de son parcours, il doit être isolé thermiquement, le dispositif de dessiccation de l'air doit être beaucoup plus robuste avec plusieurs dessiccateurs à réfrigérateur. Le circuit à air du nouveau miroir de 6 m a été repensé et reconstruit en conséquence.

L'alternative au palier à air est étudiée par Tremblay (1999). Il utilise un palier à roulement à billes qui donne des résultats encourageants, mais la qualité de la surface du miroir est loin d'égaliser celle qu'offre le palier à air. Les paliers à huile sont également des alternatives possibles, mais on perd alors le gros avantage des roulements à billes: la simplicité sans alimentation externe en lubrifiants. Tous les miroirs liquides construits pour des applications scientifiques fonctionnent encore, jusqu'à maintenant, sur des paliers à air dont les avantages dominent encore les inconvénients.

La monture à trois pointes n'a montré aucun affaiblissement entre 1993 et 1996. La structure monolithique circulaire de la monture assurait une bonne stabilité. Il était un peu fastidieux de modifier l'horizontalité du miroir sur les vis de la monture à trois pointes, à cause du jeu dans le démultiplicateur et surtout, à cause de la petite dimension de la monture. Mais ces inconvénients sont superficiels. Tremblay et Girard utilisent, pour leurs miroirs, des montures à trois pointes en triangle dont le bras de levier est plus grand. Elles donnent également de bon résultats. Plus le miroir est grand plus les effets de déséquilibre vont avoir d'impact sur la monture à trois pointes. Une monture à symétrie circulaire répartit les effets sur l'ensemble de celle-ci tandis qu'une monture triangulaire va avoir des points plus ou moins rigides (Tremblay 1999). Dans tous les cas un miroir bien équilibré se satisfait de tout type de montures à trois pointes.

Le récipient semble avoir assez mal réagi à l'usure du temps. Ce miroir de première génération a été dessiné avec une forme de ménisque (Hickson et al. 1993b) au lieu d'avoir une forme de cône (Arrien 1992; Content 1996) et il souffre d'une grande flexibilité radiale depuis les débuts de son fonctionnement. Le miroir s'affaisse de plus de 1 mm avec le poids du mercure au moment de la fermeture de la surface.

En 1993, quand le miroir était horizontal, le mercure se répandait en flaque asymétrique ovale autour du tube central, c'est-à-dire que la surface du miroir était inclinée par rapport à l'axe de rotation. Cette inclinaison pouvait être expliquée par une mauvaise horizontalité de n'importe laquelle des trois composantes s'ajustant les unes aux autres: le miroir, la poulie et la table du palier à air. Nous avons dû ajouter des poids importants, dans un premier temps, pour corriger cette inclinaison. Dans un deuxième temps, pour éviter de mettre trop de stress sur le palier, nous avons inséré, entre la poulie du miroir et la table du palier à air, trois pastilles de métal agissant comme trois pointes. Nous avons ainsi redressé le niveau du miroir par rapport à l'axe de rotation sans avoir à refaire de surfaçage à la résine. Cette technique a été efficace pendant la saison 1994, à Surrey/White Rocks, mais n'a pas donné de résultats probant en 1996, à Malcolm Knapp Research Forest, bien que l'inclinaison décelée en 1993 n'ait pas varié sensiblement pendant les deux années de stockage.

De mon expérience de deux ans, je peux tirer la conclusion préliminaire qu'il n'y a pas de preuve tangible que le substrat se soit déformé. Cependant, déplacer un miroir liquide est une opération délicate. Au moment du remontage du télescope, il est préférable de refaire un surfaçage du miroir à la résine, en enlevant la surface de résine précédente. Cela assure une mise au niveau cohérente entre le miroir et l'axe de rotation et corrige les défauts d'horizontalité. Si ce surfaçage est infaisable, il faut noter précisément la position des composantes les unes par rapport aux autres (voir l'étape 2 section 2.1) au moment du démontage. On n'insistera jamais assez sur l'importance d'avoir un axe de rotation du palier à air exactement parallèle à l'axe du paraboloïde du miroir. C'est à cette unique condition que les images d'un miroir

liquide peuvent être exemptes d'instabilité dynamique de niveau, «wobbling», après l'équilibrage dynamique.

Le système d'entraînement est une autre composante qui a montré des signes de faiblesse dès les premières nuits d'observation. Deux problèmes majeurs ont été détectés. Le premier est l'effet de la température et de l'humidité sur la courroie et l'oscillateur-source de courant du moteur synchrone. Le deuxième est l'effet combiné du compresseur à air et de la source de puissance.

Ces deux problèmes avait une conséquence similaire. Ils provoquaient parfois des bords de plusieurs millimètres sur le foyer du télescope. J'ai mis un certain temps à mettre en lumière les effets combinés de la source de puissance et du compresseur à air. Rappelons qu'il régnait en permanence une humidité de 80% dans la coupole de l'observatoire de Surrey/White Rocks (tableau 4).

Le premier problème a pour origine les sensibilités de la source de courant et de la courroie aux variations de température et d'humidité. La source de courant utilise un oscillateur à quartz, servant de référence et émettant plusieurs harmoniques superposées. Ces harmoniques couvrent un certain spectre de fréquence. Le problème de l'oscillateur vient du fait que les fréquences privilégiées changent avec la température ambiante. Si la température est constante, on peut aisément étalonner l'oscillateur et l'utiliser dans une phase stable comme c'est le cas en laboratoire à l'UL, mais si la température varie, la vitesse d'entraînement va varier de la même manière que l'oscillateur, entraînant des sauts de foyers. La température et l'humidité ont également un effet sur la courroie. La bande magnétique, utilisée comme courroie d'entraînement, change de propriétés physiques avec les variations de température et d'humidité. La courroie colle davantage sur le métal avec une forte humidité et transmet donc davantage les variations de rotation du moteur. La tension dans la courroie varie également avec la température et il arrive parfois que l'effet combiné de la baisse de tension et de l'humidité torsade la courroie. À chaque fois que la courroie se torsade, la vitesse d'entraînement change et l'impact sur les images est dramatique.

Le deuxième problème est l'effet combiné du compresseur à air et de la source de courant sur la courroie. Le compresseur à air fonctionne par intermittence, il est muni d'un manomètre qui lui donne le signal pour compresser son réservoir au-dessus du seuil de 600 kPa. À Surrey/White Rocks, chaque fois que le compresseur à air se déclenchait, la tension de la totalité de l'observatoire fluctuait, allant même jusqu'à l'interruption du courant pendant une fraction de seconde. J'ai testé en laboratoire l'effet de ces coupures sur la source de courant et j'ai détecté une sensibilité particulière de l'oscillateur de la source de courant à ces fluctuations. La source de courant donne un signal fou à chaque interruption de courant, induisant une variation de tension sur la courroie et un saut de foyer.

À Surrey/White Rocks, les sauts de foyer étaient imprévisibles autant par leurs durées que leurs amplitudes. La nuit du 19 avril 1994 est bien représentative des variations stochastiques de foyer, les conditions au début de la nuit étaient une température de 13°C et une humidité de 72% et à la fin de la nuit une température de 8°C et une humidité de 84%. La figure 14 montre un exemple de variations qualitatives du foyer en fonction du temps.

Pour rendre le réseau électrique plus robuste, j'ai inséré une source de courant d'urgence sur laquelle j'ai branché la source de puissance du miroir. Bien que cela ait amélioré la performance du système, la source de puissance d'urgence n'a fait que réduire la fluctuation électrique sans la supprimer complètement.

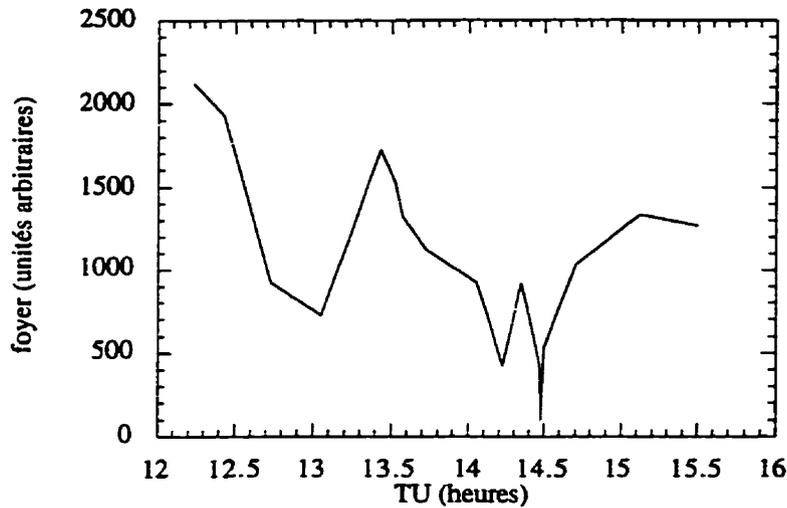


Figure 14: Sauts de foyer pendant une nuit à Surrey/White Rock. Il s'agit de la nuit du 19/04/1994. L'origine de ces sauts de foyer est multiple, elle est reliée à la sensibilité du système d'entraînement par courroie aux variations de température et d'humidité.

Pour la saison d'observation de 1996, j'ai essayé de tester un nouveau mode d'entraînement copié sur celui du télescope de 3 m du NODO. Le système d'entraînement du NODO consiste à attacher le moteur synchrone directement sur l'axe de rotation du palier à air et à fabriquer un contrôleur pour régler la vitesse avec précision. L'avantage de la technique est que le système devient plus simple. Il n'y a plus de contrôleur à la merci des éléments, plus de courroie sensible à l'humidité. La seule pièce électronique pouvant être sensible aux changements de température et d'humidité est dans le milieu protégé de la salle de contrôle. Seul le moteur, pièce mécanique robuste, est dans la coupole, et encore est-il bien protégé par le palier à air et le miroir. Le rotor est attaché à la table rotative du palier à air, tandis que le stator est vissé au palier. L'alimentation électrique du moteur arrive directement du contrôleur par des impulsions sinusoïdales triphasées. La vitesse de rotation est vérifiée par un encodeur optique avec une sortie digitale affichée sur le contrôleur, mais une mesure de précision demande une moyenne sur un grand nombre de

mesures instantanées, enlevant toute chance de détecter les variations de quelques secondes pouvant avoir un impact sur la vitesse du miroir.

Le système d'entraînement sur l'axe a bien fonctionné sur le palier à air seul, mais je n'ai malheureusement pas pu le tester au-delà. En effet, le contrôleur avait été monté avec des transistors de puissance beaucoup trop faible pour le courant nécessaire à l'entraînement du miroir complet. L'ajout d'un plus gros radiateur sur les transistors n'a pas changé grand chose et j'ai assisté avec impuissance à la destruction successive de tous nos transistors de puissance. Ce système d'entraînement reste, quand même, le plus sûr et c'est celui qui donne les meilleurs résultats en observatoire comme en font foi les données du NODO (partie II de cette thèse). Le futur 6 m de Malcolm Knapp Research Forest en sera équipé par la compagnie qui construit le palier à air du miroir.

Les piliers de sécurité n'ont montré aucun signe de faiblesse pendant toute la saison d'observation de 1994, à Surrey/White Rocks, et ont été assez facilement réinstallés dans le nouvel observatoire de Malcolm Knapp Research Forest, en 1996. Ils n'ont pas souffert de l'humidité. La hauteur entre le sol en béton et le bord inférieur du miroir n'étant pas exactement la même entre l'ancien site et le nouveau, j'ai modifié la hauteur des piliers de sécurité en acier. En conséquence, les freins magnétiques n'ont pu être réinstallés au nouveau site. Cela n'a pas créé de problème particulier. Les freins magnétiques n'ont pas servi non plus pendant la saison 1994 à Surrey/White Rocks, pour des raisons de qualité de l'atmosphère locale. On peut voir en annexe B comment une petite variation de la température des murs peut engendrer une grande turbulence à cause de la dimension du plan vertical. Dans le même esprit, un solénoïde chauffant à 45°C, crée une colonne de turbulence, très proche du miroir, qui a toutes les chances de détruire l'écoulement laminaire autour du miroir. Cette colonne monte directement sous le bord en aluminium du miroir, là où la vitesse tangentielle est la plus large, favorisant la convection forcée de cette colonne et répartissant la turbulence sur la totalité de la coupole. J'ai donc préféré éviter de réinstaller les freins.

2.2.3 L'impact des variations climatiques et vieillissement de l'équipement optique

L'équipement optique n'a pas particulièrement souffert en milieu extérieur. Les composantes optiques achetées dans le commerce se sont comportées selon leur spécifications.

Le trépied: Mis à part les problèmes de flexibilité et d'expansion thermique des poutrelles mentionnés aux étapes 5, 6 et 7, le trépied a bien résisté au vieillissement et au long stockage de 1994 à 1996. Cependant, il semble clair que les problèmes associés au trépied, pourraient être facilement évités en construisant un trépied fixe et rigide attaché au sol. Les seules parties mobiles seraient fixées au sommet de trépied, en fabricant un dispositif mobile dans les trois axes cartésiens et en ajoutant un degré de liberté azimutal. Ainsi, seul le sommet pourrait être ajusté sans risque de changer l'horizontalité du détecteur hors du plan focal par accident, comme cela nous est arrivé à Surrey/White Rocks en 1994. Le télescope de 6 m va se conformer à ces directives.

Le système de mise au foyer a parfaitement fonctionné tout au long des saisons. Les ressorts, permettant à la plaque supérieure de remonter sans surcharger le petit moteur à pas, ont été changés en 1993 parce qu'ils étaient trop faibles pour soulever l'ensemble des composantes optiques.

Le système d'alignement et le correcteur optique n'ont eu aucun problème. Le boîtier du correcteur, accueillant les lentilles, a été construit un peu trop grand pour la table du sommet du trépied, mais cela n'a pas causé de problème dans la correction du champ, ni dans l'alignement optique.

L'interface contrôlant le CCD est la seule pièce du système optique qui ait souffert pendant la saison d'observation de 1994. Un gain mal réglé a introduit un fort gradient instrumental dans les données brutes du CCD pendant toute la saison 1994. D'autre part, au milieu du mois de mai 1994, l'interface s'est mise à produire du bruit électronique de manière imprévisible noyant complètement les données du CCD. Le contrôleur du CCD, ainsi que toutes les interfaces électroniques, ont été vérifiées et le

problème a été réglé. L'origine des problèmes du détecteur n'est pas démontrée, rien n'indique que la panne du CCD ne serait pas apparu quelque soit le télescope. Selon toute probabilité, le problème technique était purement électronique.

La section traitant de l'impact des variations climatiques et du vieillissement du télescope à miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL se termine ici. Nous avons vu que l'opération du tout premier observatoire à miroir liquide a mis en relief certaines faiblesses dans sa conception initiale. La somme des connaissances acquises dans l'utilisation de l'instrument a permis de progresser considérablement. Nous avons maintenant en main les connaissances nécessaires pour construire un télescope à miroir liquide performant dans un site de première classe. La section suivante se propose de résumer ces connaissances dans une synthèse sur le télescope à miroir liquide idéal mais réalisable.

2.3 Le télescope à miroir liquide idéal

Le but de cette section n'est pas de construire un produit de l'imagination hors de portée de nos capacités techniques, mais d'intégrer les connaissances acquises au cours des quelques années d'exploitation des miroirs existants dans un instrument réalisable, sans perdre de vue l'intérêt numéro un des miroirs liquides: leur faible coût. Il va sans dire qu'un tel instrument devrait être construit dans un site de bonne qualité astronomique pour tester ses capacités sur une base concurrentielle avec les autres télescopes.

2.3.1 Le bâtiment

L'observatoire idéal abritant un télescope à miroir liquide est fait de trois bâtiments. Une coupole, une salle de contrôle et une annexe.

La coupole est un cylindre d'acier étroit et haut pour couper le vent. Il est peint dans une couleur neutre dans le visible et l'infrarouge, à l'extérieur et sombre à l'intérieur. Les fondations doivent être construites avec des murs de béton de 1 m de haut, en un bloc, de manière à prévenir un déversement accidentel de mercure dans l'environnement. Un escalier doit donner accès au foyer de l'instrument de manière suffisamment aisée pour ne pas craindre d'y transporter le matériel fragile. Un dispositif placé au-dessus de la surface du miroir doit permettre de la recouvrir aisément afin d'éviter les poussières ou la chute de petits objets. Un sas d'entrée hermétique, permettant de revêtir les vêtements de sécurité (masque, gants, combinaison) est nécessaire.

La salle de contrôle doit être bâtie à proximité de la coupole. Elle ne requiert rien de spécial, hormis une isolation sévère pour éviter de polluer l'environnement thermique de la coupole et un filtre spécial pour éviter que les vapeurs de mercure de la coupole ne l'envahisse via les conduites de câbles électriques.

L'annexe peut contenir les grosses composantes comme une génératrice électrique, le compresseur à air et le matériel de réparation d'urgence. Il est important de l'isoler thermiquement et de l'insonoriser. Le circuit d'air doit être également isolé thermiquement et accessible, pour réparation, sur sa pleine longueur. Un soin particulier doit être porté à la dessiccation de l'air comprimé. Une redondance des dessiccateurs dans le circuit d'air est fortement suggérée, par exemple, un circuit de dessiccation complet dans l'annexe et un circuit de dessiccation complet à l'entrée de la coupole.

2.3.2 Le télescope

Le diamètre du plus grand miroir liquide en mousse et kevlar ayant fonctionné est 3.7 m. Mais la technique est sans aucun doute exportable jusqu'à 6 m (Content 1997), une approche alternative, utilisant une structure d'acier soutenant un ménisque, est testée à UBC (Hickson et al. 1998), en attendant que cette technique fasse ses preuves il est plus prudent d'utiliser une technologie éprouvée. On peut

donc choisir avec confiance un diamètre entre 4 et 6 m selon le budget disponible. Ce n'est pas la partie la plus chère du système. Le rapport focal doit être le plus petit possible: une longueur focale de 10 m semble être optimale pour les détecteurs CCD actuels, car elle allie un champ assez large avec un bon échantillonnage angulaire par élément de résolution. Ces considérations dépendent fortement du projet considéré. Par exemple, pour une distance focale de 10 m, un CCD de 6000 pixels (15 μm par pixel) représente un champ de 0.5° avec une échelle de $0.3''\text{pix}^{-1}$. Il tel CCD serait idéal pour les études de structure à grande échelle. Il s'agit davantage d'une question de budget disponible que d'une question de faisabilité.

Le palier à air est la seule solution viable dans l'état actuel de nos connaissances. Un palier à air est relativement coûteux, mais il peut être assez robuste et construit à la demande (Hickson et al. 1998). Le système d'entraînement peut être fourni par la compagnie produisant le palier à air, avec la précision requise.

Le système de pompage du mercure pour établir une couche mince à la surface du miroir a montré son utilité en laboratoire, bien qu'aucun miroir utilisé actuellement pour l'observation astronomique ne soit équipé d'un tel système. Il semble essentiel d'intégrer cette option dans un miroir liquide idéal.

Le trépied doit être solidement attaché au sol ou à la structure rigide de la coupole, il ne doit pas être amovible. L'ajustement du foyer et l'alignement optique doit se faire au sommet du trépied, selon les trois axes cartésiens et par rotation azimutale autour de l'axe optique. Il faut également prévoir un système de mise au foyer robuste du sommet.

Le système de mise au niveau du miroir est très important et l'horizontalité doit pouvoir être faite, à une fraction de seconde d'arc près, pendant que le miroir fonctionne. La méthode la plus efficace testée en laboratoire par Girard (1996) consiste à éclairer le centre du miroir avec un laser et à observer la PSF hors foyer. Cette méthode nécessite l'accès au rayon de courbure du miroir, soit deux fois la distance focale, elle est donc inadaptée à nos besoins. Une procédure d'ajustement commode et robuste reste à être développée.

2.3.3 Le matériel informatique

Le matériel informatique est primordial. Il est important de choisir une station de travail suffisamment puissante pour permettre une réduction des données en temps réel, la méthode d'archivage la plus simple est probablement celle des bandes magnétiques hélicoïdales (exabytes), il existe toute une gamme de produits commerciaux de qualité permettant le stockage de quelques téraoctets. Le choix doit se faire en fonction du projet.

2.3.4 Le correcteur optique

Enfin, le correcteur optique devrait pouvoir corriger la courbure du plan focal en même temps que la distorsion causée par le mode IDT du détecteur. Ce type de correction nécessite un design optique particulier qui a déjà été réalisé pour le projet du 6 m de UBC (Hickson et al. 1998) et à l'UL par Cui et al. (communication privée; voir chapitre 3).

La section présente donne les conditions essentielles pour faciliter le bon fonctionnement d'un observatoire à miroir liquide sur un bon site. Une large part de ces conditions ont été observées pour le projet du 6 m. Le point le plus négatif du projet est probablement le site de Malcolm Knapp Research Forest, qui est arrosé de 3 m de pluie par an! Il sera intéressant de voir les points faibles de cette deuxième génération d'instrument.

2.4 Le mercure

Depuis l'origine de la technologie des miroirs liquides, un point a soulevé un grand nombre de questions : l'utilisation du mercure en quantité massive et l'impact sur les utilisateurs et sur l'environnement. En attendant que des alternatives sérieuses

se présentent, le mercure reste l'option la moins chère à courte échéance. Nous référons le lecteur à l'annexe C pour une étude exhaustive de la question, d'un point de vue médical et d'un point de vue de sécurité environnementale. Elle répond aux questions importantes sur le mercure. On peut résumer succinctement que les problèmes potentiels associés à l'utilisation du mercure dans les miroirs liquides sont connus et contrôlés. La plupart des recommandations et règles de sécurité énumérées dans l'annexe C sont déjà suivies. Le respect de celles qui restent serait un atout pour réduire l'inquiétude subsistant sur les risques d'incidents et leurs effets, tant pour les observateurs que pour l'environnement. Quelles que soient les règles de sécurité en vigueur, il est essentiel de ne pas sous-estimer les risques et de toujours garder présent à l'esprit que le mercure reste un métal dangereux.

2.5 Les données de la saison 1994 du 2.7 m de UBC-UL

En plus de la moisson de données techniques présentées au cours de ce chapitre, le premier observatoire à miroir liquide dédié à l'astronomie a produit 25 nuits de données pendant la saison 1994. Bien que ces nuits ne soient pas de bonne qualité astronomique en raison de la situation géographique non-idéale du site de Surrey/White Rocks, de mauvais ajustements électroniques du CCD et de différents problèmes techniques exposés dans les sections précédentes, j'ai fait une analyse préliminaire des nuits dont la partie technique est publiée par Hickson et al. (1994a) et la partie observationnelle présentée au congrès de la CASCA 1995 à Penticton par Cabanac. Je donne dans cette section les résultats sommaires de cette analyse. Le tableau 4 donne les conditions climatiques enregistrées dans le cahier de bord pour les nuits d'observation.

2.5.1 Les observations

La méthode d'observation consiste à utiliser un des 40 filtres à bande étroite, décrits au chapitre 1, par nuit. Si la nuit est claire, on change de filtre la nuit suivante, sinon, on reste avec le même filtre. La figure 15 montre un résumé des « données

exploitables » durant la saison 1994. Les numéros des filtres sont donnés en abscisses et les ascensions droites ($\alpha_{1994.4}$) en ordonnées. Les parties noires sont utilisables, les parties grises symbolisent la mauvaise qualité. Les parties hachurées en début et en fin de nuit correspondent aux régions denses du plan de la Voie Lactée.

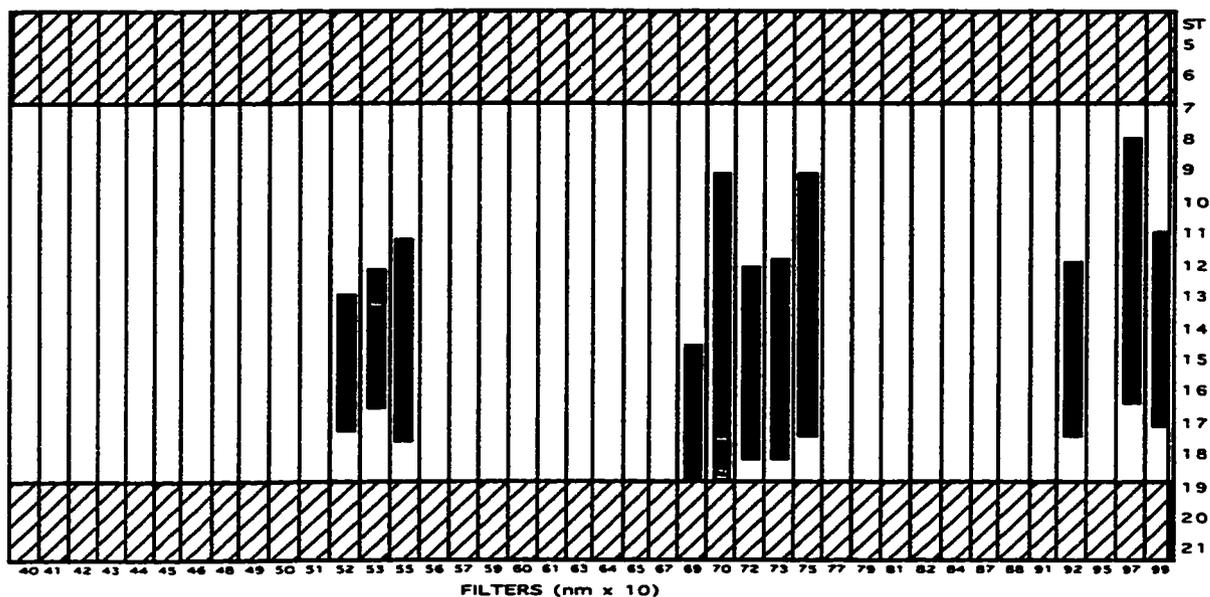


Figure 15: Observations exploitables de la saison 1994 du 2.7m de UBC-UL. En noir sont indiquées les données de qualité, en gris, les données inutilisables. Les nuits commencent vers 8h et finissent vers 19h. Chaque colonne correspond à un filtre, les parties hachurées sont proches du plan de la Voie Lactée.

Les nuits d'observation sont sous la forme de longues bandes de ciel enregistrées sur des cassettes exabytes de 2.2 Go. Seulement 11 filtres ont été utilisés au cours des 25 nuits, donc, chaque tracé noir de la figure 15 peut correspondre à davantage qu'une nuit. De 1994 à 1997, j'ai écrit un ensemble de routines pour réduire automatiquement les données des miroirs liquides. Les données de la saison 1994 ont servi de banc d'essais à ces routines.

La figure 16 montre une description du nombre d'objets d'une nuit typique de la saison 1994, la nuit du 2 mai 1994, avec le filtre à bande étroite centré à 700 nm (équivalent R). En ordonnées, sont portés les nombres d'objets par intervalle de 0.1 heure, c'est-à-dire environ 3 images 2k x 2k, pour deux intervalles de magnitude: $15 < R < 20$, comprenant presque tous les objets détectés y compris les faux objets, et

$15 < R < 18.5$, sélectionnant les objets brillants. Le ciel, « sky », est mesuré dans un anneau autour de chaque objet. On remarque que le nombre d'objets brillants augmente avec l'ascension droite, ce qui est normal puisqu'on se rapproche de plus en plus du plan de la Voie Lactée. On remarque également que le ciel varie beaucoup à 700 nm, comme en fait foi la brusque augmentation de flux du ciel entre $\alpha_{1994.4} = 16$ h et 17h30. Les pics soudains du ciel sont associés à des passages nuageux. On voit, d'ailleurs, une corrélation entre les pics du ciel et les baisses du nombre d'objets faibles.

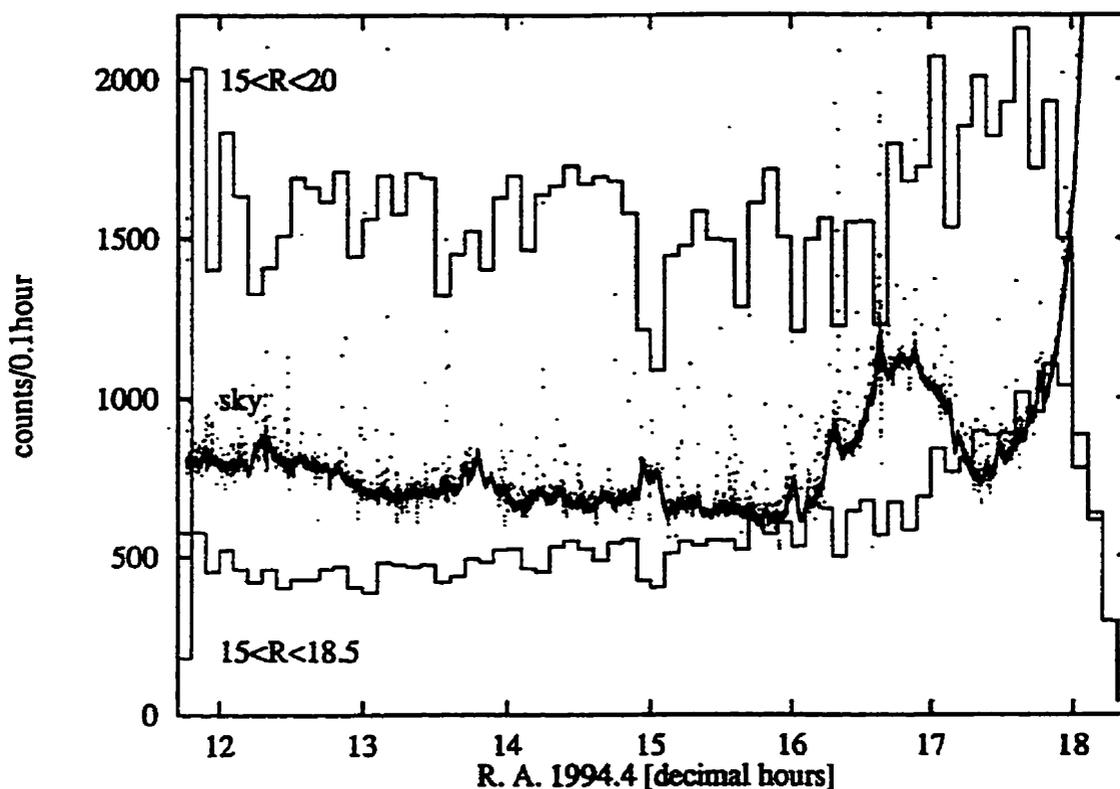


Figure 16: Histogrammes du nombre d'objets au cours d'une nuit d'observation. Il s'agit de la nuit du 2 mai 1994, à 700 nm. Le nombre d'objets est donné pour deux intervalles de magnitude: $15 < R < 20$ et $15 < R < 18.5$, le ciel (sky) est donné autour de chaque objet, les pics viennent de variations intrinsèques du ciel ou de nuages. Ces pics sont corrélés avec une chute du nombre d'objets dans les histogrammes.

2.5.2 Les magnitudes limites

J'ai étalonné la nuit du 2 mai 1994, à 700 nm, pour connaître la magnitude limite des nuits les plus profondes. En effet, le détecteur CCD du 2.7 m de UBC-UL a son pic de sensibilité autour de 700 nm. J'ai utilisé des étoiles pré-étalonnées à l'observatoire du mont Mégantic pendant une série de saisons d'observation de 1991 à 1993 (Cabanac 1992). La figure 17a montre le résultat de cet étalonnage : les nombres d'objets sont donnés en fonction de leur magnitude. La figure 17b montre la carte ascension droite, déclinaison ($\alpha_{1994.4}$, $\delta_{1994.4}$) des objets brillants ($15 < R < 18.5$) de la figure 17a.

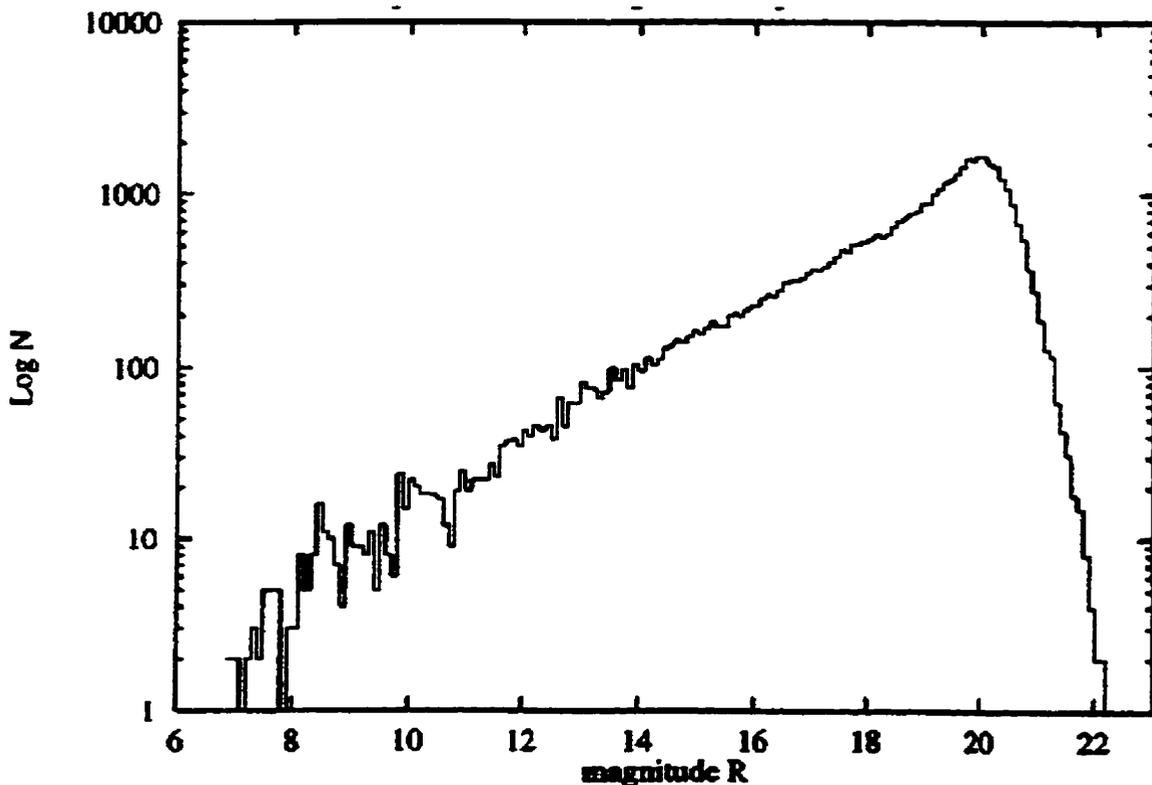


Figure 17a : Logarithme du nombre d'objets versus magnitude. Il s'agit de la nuit du 2 mai 1994, à 700 nm.

La plupart de ces objets sont des étoiles allant jusqu'aux magnitudes 19-20. Les galaxies commencent à dominer l'échantillon à partir des magnitudes 21 (Zombeck 1982). On peut démontrer que le nombre d'objets en fonction de la magnitude croît selon une loi de puissance si les objets sont répartis de façon uniforme (Peebles 1993; Zombeck 1982). On se sert souvent de ce principe pour évaluer la magnitude limite d'un échantillon et sa complétude. La pente de la figure 17a est linéaire jusqu'à une magnitude de 19, puis, le nombre de fausses détections augmente en formant une bosse. On déduit donc que l'échantillon est certainement complet jusqu'à une magnitude de 19. Au delà, on a besoin d'un algorithme de sélection pour éliminer les faux objets.

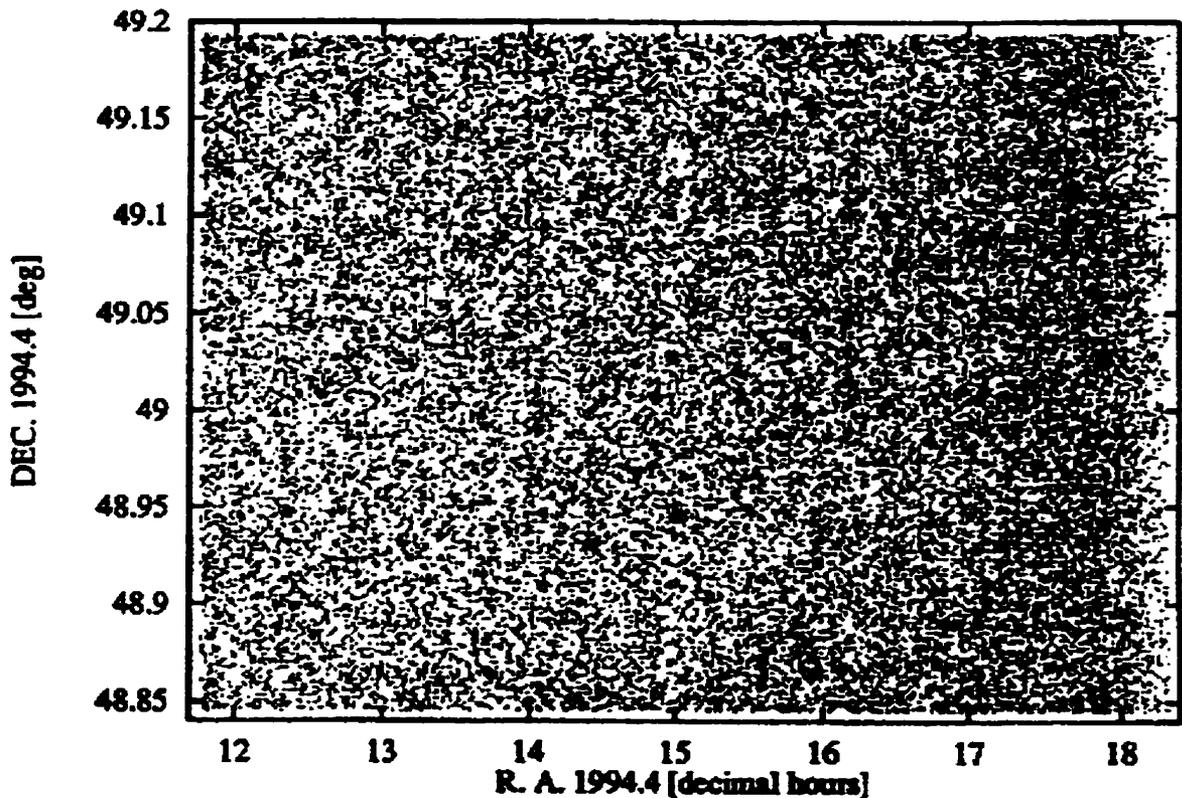


Figure 17b: Carte des objets brillants au cours d'une nuit. La figure montre les objets (points), avec l'ascension droite (R.A.) en abscisses et la déclinaison (DEC.) en ordonnées, pour la nuit du 2 mai 1994, à 700 nm.

La carte des objets de la figure 17b est très homogène. Les points ne montrent pas d'agglomération ou de structure, aucun effet systématique n'est apparent. Il faut souligner que l'échelle des abscisses est très compressée par rapport à l'échelle des ordonnées. La figure 17 montre que les données extraites du télescope de 2.7 m de UBC-UL sont concurrentielles avec celles d'un télescope conventionnel.

2.5.3 Les images

Nous avons comparé les données obtenues durant cette saison avec celles du Digital Sky Survey II (disponible à <http://archive.stsci.edu/dss>). La figure 18 montre une comparaison entre une image prise à 750 nm (une des plus profondes) et l'image du même champ du DSSII (plaque rouge E). Le gradient d'émission du ciel de l'image du miroir liquide (à gauche) diminue sa profondeur réelle par rapport au DSSII. Les images sont comparables en qualité. La résolution du détecteur CCD du 2.7 m de UBC-UL est meilleure que celle du photo-densitomètre du DSSII. Nous ferons de nouveau ce type de comparaison entre les données des miroirs liquides et les données publiées dans la littérature, au chapitre 4, en insistant bien sur leur nature inductive. Il n'est pas question d'asseoir notre thèse sur des comparaisons de ce type, mais d'illustrer qualitativement le potentiel des miroirs liquides.

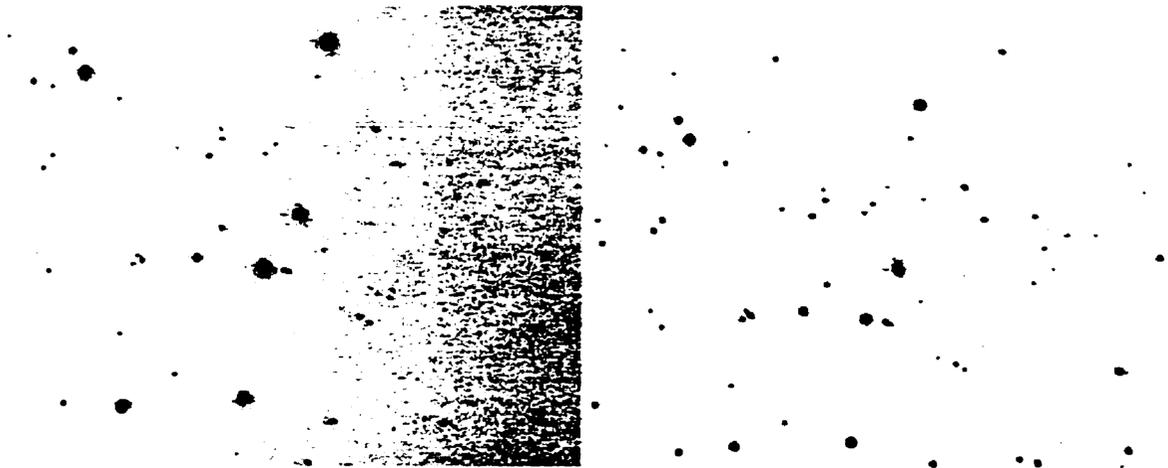


Figure 18: Comparaison d'une image prise avec le miroir liquide de 2.7 m de UBC-UL et du DSSII. À gauche, une nuit à 750 nm de la saison 1994 (pose de 129 sec). À droite, le même champ du DSSII (pose de 45 min).

2.5.4 Les données brutes

La dernière figure de cette section (figure 19) montre une image brute typique de la saison 1994 du 2.7 m de UBC-UL, à Surrey/White Rocks. Elle illustre une des raisons pour lesquelles j'ai préféré utiliser les données du NODO plutôt que celles de la saison 1994 de Surrey/White Rocks.

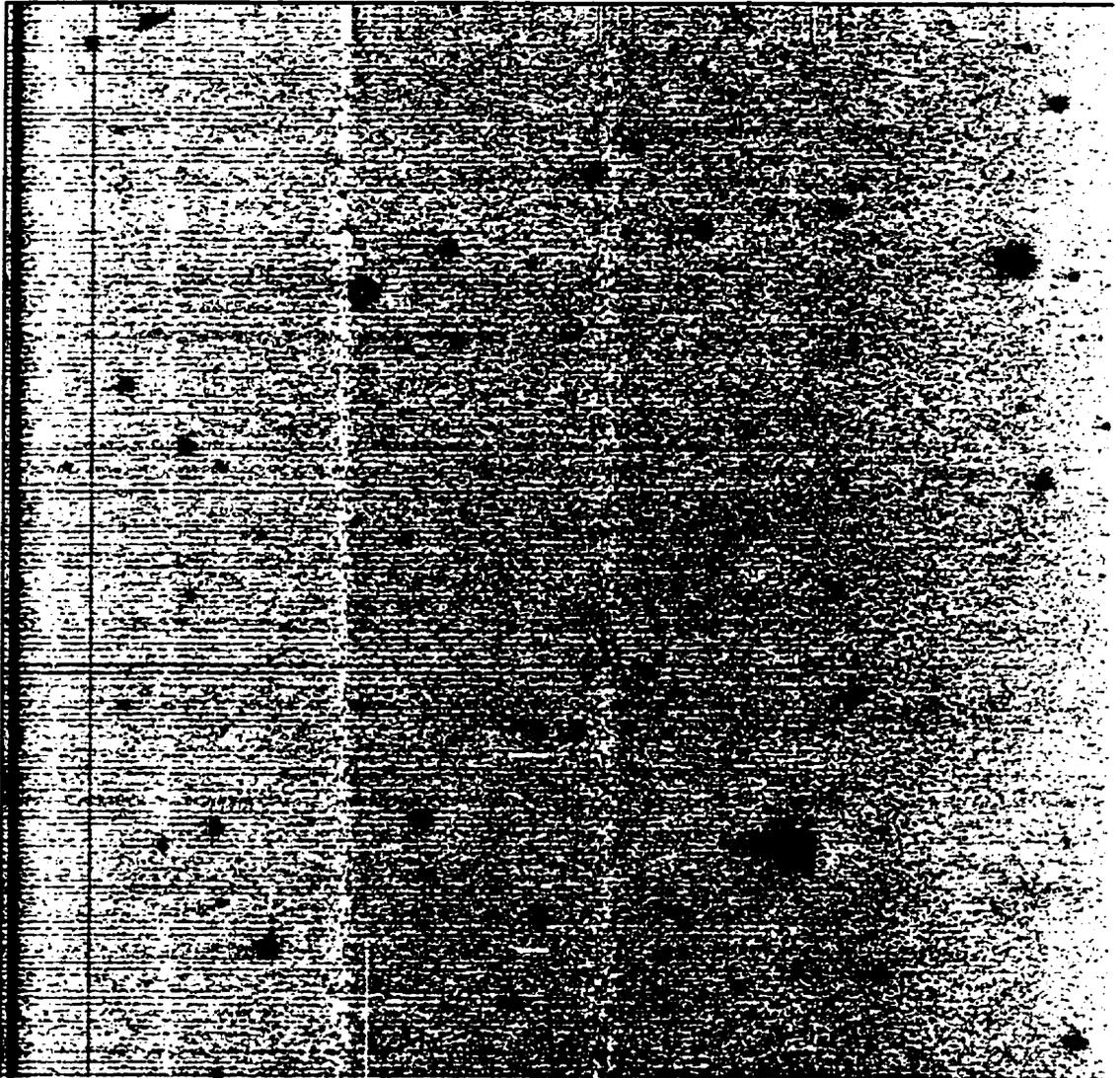


Figure 19: Image brute typique de la saison 1994 du 2.7 m de UBC-UL, à Surrey/White Rocks. Il s'agit du champ n°160 de la nuit du 9 avril 1994. Seul le fort gradient a été supprimé, les autres bruits électroniques sont bien visibles.

La figure 19 montre différents problèmes techniques, n'ayant rien à voir avec le miroir lui-même, qui impliquent une quantité énorme de travail de filtrage avant toute utilisation. La seule opération effectuée sur l'image présentée est le redressement de la plage uniforme, sans quoi on aurait rien pu voir. L'image prise dans le milieu de la nuit du 9 avril 1994 montre de longues bandes de points blancs et noirs, résultant du bruit électronique émis par le CCD. L'image montre également un bruit considérable le long des lignes du CCD, des sauts de lignes (dont on a parlé précédemment, le problème est informatique, les sauts sont causés par la lenteur de la station de travail), une forte lumière diffusée autour des objets brillants (causée par un problème d'horizontalité d'une des composantes du système et peut-être la forte épaisseur de 2 mm de mercure sur le miroir).

À ces problèmes, se sont ajoutés les problèmes de fiabilité photométrique des nuits. Je n'avais pas de spectres d'étoiles standards nous permettant de redresser tous les filtres comme c'est le cas au moins partiellement pour le catalogue du NODO (chapitre 4).

Enfin, le nombre total de nuits photométriques de la saison 1994 se compte sur les doigts de la main. Même si ces nuits étaient utilisables et probablement plus profondes que celles du NODO, j'ai préféré concentrer mes efforts sur les données de ce dernier observatoire parce qu'elles couvraient un plus grand intervalle de couleurs, avec davantage d'homogénéité.

CONCLUSION DE LA PARTIE I

La première partie de cette thèse nous a permis de montrer que l'opération d'un observatoire doté d'un télescope à miroir liquide requiert un certain nombre de soins particuliers assurant un fonctionnement optimal. Les règles sont simples et leur apprentissage ne demande pas davantage d'efforts que pour tout observatoire astronomique. Le respect de ces règles garantit un bon fonctionnement, mais la technologie est encore jeune et le système peut être amélioré. L'automatisation de certaines routines répétitives aiderait à libérer l'observateur. Chaque génération de télescope à miroir liquide apporte son lot d'innovations, et on peut commencer à envisager un futur proche où toute l'utilisation des observatoires à miroir liquide se fera de façon automatique ou télécommandée, alliant ainsi la souplesse à la fiabilité du système.

PARTIE II

**ASTRONOMIE AVEC LE TÉLESCOPE DE 3 M
DU NASA ORBITAL DEBRIS OBSERVATORY**

INTRODUCTION DE LA PARTIE II

En astronomie, comme dans les autres disciplines, toute nouvelle technologie doit montrer de façon convaincante qu'elle reproduit les observations déjà publiées dans la littérature, avant de se lancer dans des programmes à la frontière de la connaissance. Cette phase-test est importante pour affiner les routines de la technologie sur des faits établis, et ainsi limiter le nombre de paramètres variables au seul instrument. Cette phase a également la fonction sociologique de convaincre la communauté des chercheurs de la validité de la technique. Nous avons abordé la question technique de l'opération d'un télescope à miroir liquide dans la partie I en terminant avec une présentation du potentiel astronomique de la technologie. La partie II de cette thèse va consister à démontrer que la fiabilité observationnelle des télescopes à miroir liquide permet de reproduire les observations déjà effectuées, établissant le dernier jalon nécessaire à l'utilisation des télescopes à miroir liquide dans certains projets astronomiques de frontière.

Pour cette démonstration, nous utilisons les données de la saison 1996 du 3 m du NASA Orbital Debris Observatory (NODO). Le miroir liquide de 3 m du NODO a été construit sur contrat par Paul Hickson à la demande de Andrew Potter (NASA Johnson Space Flight Center). Ce miroir a été déménagé, pendant l'année 1995, à Cloudcroft, au Nouveau-Mexique où Mark Mulrooney dirige, depuis, le NODO. C'est

là-bas qu'avec l'expérience du 2.7 m de UBC-UL, des données de qualité ont pu être prises, pendant la saison d'observation de 1996, utilisant 11 des 40 filtres interférentiels du projet initial du 2.7 m de UBC-UL (Hickson & Mulrooney 1998a). Ces données m'ont été gracieusement offertes par Paul Hickson et Mark Mulrooney.

Au chapitre 3, j'analyse d'abord la qualité des images, les limites de l'observation en mode d'intégration par délai temporel (mode IDT) et les moyens correctifs disponibles. Au chapitre 4, je décris la réduction des données de la saison 1996 du NODO. Au chapitre 5, je montre que les observations réduites soutiennent les observations déjà publiées dans la littérature, avec des télescopes classiques, et reproduisent le modèle de Bahcall-Soneira de la structure stellaire de la Voie Lactée (Bahcall 1986). Je donne, au chapitre 6, les résultats d'une analyse de classification hiérarchique (HCA) permettant d'extraire de l'ensemble des objets détectés dans tous les filtres, tous les spectres offrant des caractéristiques hors du commun. Je complète cette démonstration par une description sommaire de projets intéressants pouvant être comblés par des télescopes à miroir liquide.

CHAPITRE 3

LA QUALITÉ DES IMAGES

La qualité des images d'un télescope s'évalue par la largeur à mi-hauteur des PSF, ainsi que par la quantité de lumière diffusée dans les ailes de ces PSF. En dehors des facteurs climatiques ou électroniques que nous avons vus dans la partie I, communs à tous les observatoires et provoquant le seeing, les télescopes à miroir liquide souffrent d'un défaut particulier aux instruments zénithaux: la distorsion causée par le IDT. Je décris cette caractéristique en détail dans ce chapitre puis j'aborde les corrections possibles. Mais auparavant, la figure 20 donne une vision plus globale des problèmes associés à l'imagerie astronomique en général. L'image provient du NODO. Il s'agit d'une étoile brillante proche du bord nord du champ du CCD. Trois problèmes apparaissent dans cette figure.

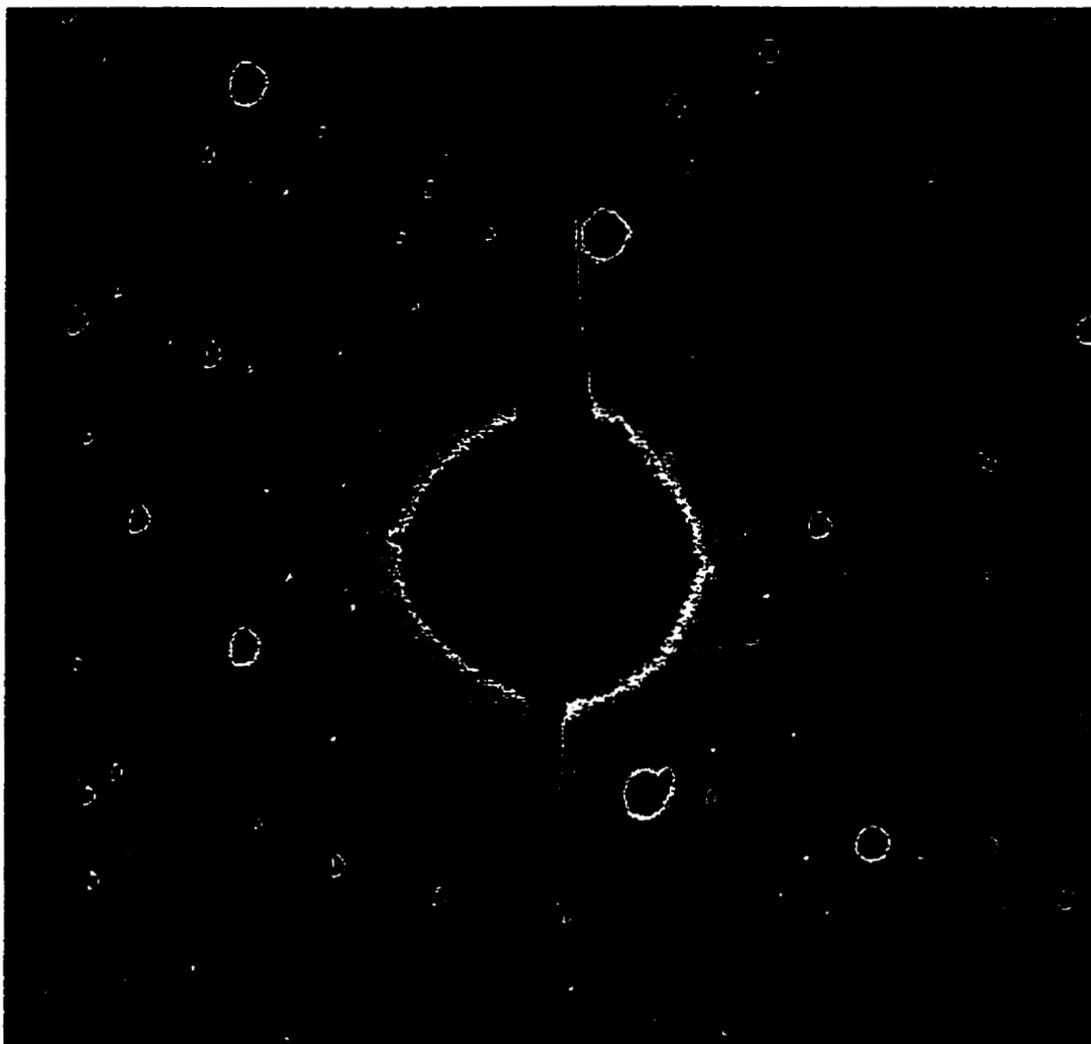


Figure 20: Image d'une étoile brillante du NODO. Elle montre les différentes distorsions optiques associées aux images du détecteur CCD. Le nord est à gauche, l'est est en haut.

La saturation : Le détecteur CCD est linéaire sur sa plage dynamique jusqu'à la limite de son puit de potentiel (pour le NODO, 80 000 électrons). Passé ce seuil, les photoélectrons débordent le long des colonnes du détecteur; ce sont les longues traînées visibles sur la figure 20. Cette saturation efface l'information linéaire contenue dans les pixels qu'elle envahit.

La diffusion : Chaque étoile forme une PSF dont la forme est donnée par la transformée de Fourier de la pupille du télescope. La PSF parfaite d'une image

ponctuelle est la traditionnelle figure d'Airy (Kitchin 1991). De nombreux facteurs instrumentaux et environnementaux aplatissent cette figure, c'est-à-dire transfèrent l'énergie du pic central vers les ailes. La conséquence est une perte de sensibilité de l'instrument en même temps qu'une perte d'acuité des images. On voit dans la figure 20, les ailes prononcées de l'étoile saturée. On voit également dans les ailes de l'étoile centrale, le patron de diffraction de la structure soutenant le détecteur au foyer primaire (au NODO il s'agit d'un tétrapode).

La distorsion : Les étoiles du bord sud du champ (à gauche sur la figure 20) forment de petits arcs de cercles résolus. Cette distorsion est celle du mode IDT propre aux instruments zénithaux. Elle existe sur tout instrument ayant un grand champ de vue ($>10'$) faisant un guidage partiellement électronique de la vitesse sidérale hors d'un grand cercle céleste. En plus de ce problème théorique, le correcteur optique du NODO ne corrige pas la totalité du champ, il introduit un silhouettage qui atténue la distorsion IDT au sud, mais l'accentue au nord.

Les deux premiers problèmes sont communs à tous les télescopes et sont bien connus (Léna 1986), nous allons étudier le troisième problème, la distorsion IDT.

3.1 Le mode d'intégration par délai temporel du CCD

La figure 21 illustre le problème de la courbure des trajectoires stellaires. Elle montre une trace d'étoile avec un alignement correct mais une vitesse de lecture trop rapide. L'image contour associée est aussi présentée. La courbure de la trace est causée par la différence entre la rotation polaire de l'étoile et la lecture rectiligne le long de la matrice du CCD. Cette distorsion dépend de la déclinaison des objets observés et de la dimension du champ du CCD. À l'observatoire de Surrey/White Rocks, nos observations (figure 21) montrent que la flèche de l'arc est d'environ 2 ± 0.5 pixels. Lors de l'étape 6 du chapitre précédent, nous avons vu un autre effet de distorsion: la vitesse différentielle entre le centre du champ et le bord du champ du CCD. Cette vitesse différentielle (figure 11) atteint environ 6 ± 1 pixels au bord du champ nord ou sud.

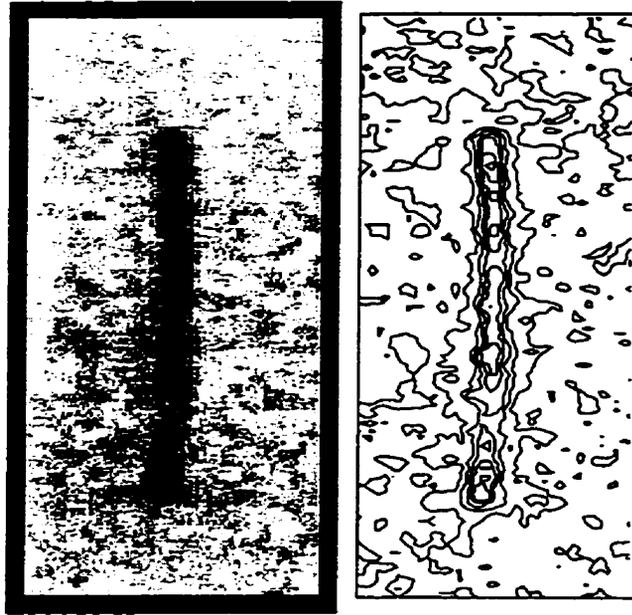


Figure 21: Trace d'une étoile prise avec le 2.7 m de UBC-UL à Surrey/White Rocks. L'image (droite) et les contours (gauche) montrent la trajectoire réelle de l'étoile sur le détecteur CCD, s'incurvant vers le pôle nord céleste. L'image a été prise en changeant la vitesse de lecture du CCD aligné.

Examinons ces deux effets observationnels, causés par le mode IDT, dans un cadre théorique.

3.1.1 L'effet géométrique: analyse continue

La figure 22 montre l'origine théorique de la distorsion. La sphère céleste est dessinée en projection gnomonique en trait hachuré (la distorsion a été amplifiée), tandis que le contour du détecteur CCD est en trait plein. On voit que toutes les étoiles ont une trajectoire de conique que l'on peut, en première approximation, associer à des cercles. La trajectoire réelle est une section de conique, comme le dérivent Hickson & Richardson (1998). De plus les étoiles au nord et au sud parcourent des distances différentes des étoiles au centre. Le CCD est une matrice euclidienne, rectiligne ayant une seule vitesse pour toutes ces latitudes.

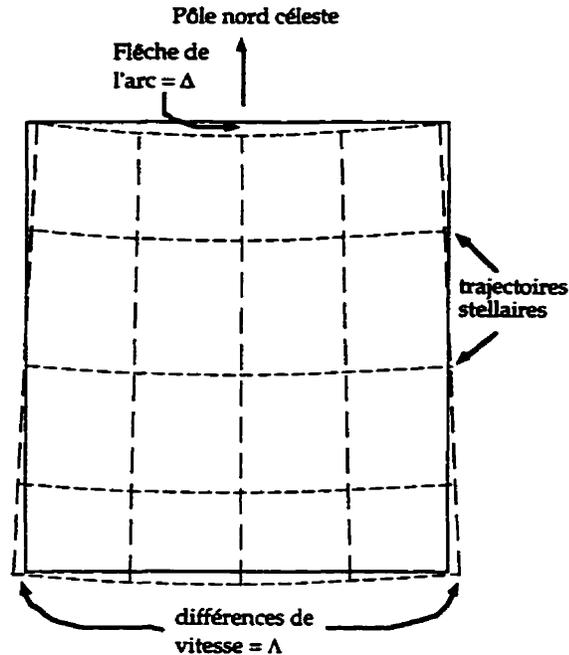


Figure 22: Distorsion des trajectoires stellaires sur le champ du CCD.

On peut dériver une solution analytique des distorsions provoquées à l'extrême bord du champ de vue pour des champs petits ($b < 1^\circ$) et des régions éloignées du pôle céleste ($\delta < 60^\circ$). L'annexe D donne la dérivation mathématique des équations 3.1 et 3.2. Ces expressions ont été dérivées également par Gibson & Hickson (1992), Stone et al. (1996) et Hickson & Richardson (1998). Dans la direction nord-sud, la flèche de l'arc (Δ) est la distance entre le sommet de la trajectoire circulaire et la colonne central du CCD. Exprimée en radian, Δ est donnée par :

$$\Delta = [1 - \cos(b)] \tan(\delta) \quad , \quad (\text{eq. 3.1})$$

où b est la dimension du champ en radian et δ est la déclinaison du centre du CCD, c'est-à-dire la latitude de l'observatoire. Pour le site de Surrey/White Rocks, $\Delta = 1.0''$, soit 1.7 pixels. Quand le seeing est très bon, on peut déceler une légère élongation des objets au centre du champ, et les étoiles du bord du champ ont la forme de haricots (figure 20 et 21).

La variation de vitesse entre les bord du champ et le centre provoque une trace dont la longueur maximale (Λ), en radian, au bord du champ est donnée par :

$$\Lambda = b \Delta s/s, \quad (\text{eq. 3.2})$$

Δs est la différence de parcours entre un objet au centre du champ et un objet au bord (nord ou sud). $\Delta s/s$ est donc la fraction de parcours donnée par :

$$\frac{\Delta s}{s} = 1 - \frac{\cos\left(\delta + \frac{b}{2} \sin(\delta)\right)}{\cos(\delta)} \quad (\text{eq. 3.3})$$

Avec nos coordonnées, nous trouvons qu'au bord du champ, la trace couvre $2048 \times 2.53 \times 10^{-3} = 5.18$ pixels = $3.1''$. Cette valeur est corroborée par les observations (figure 21).

La figure 23 trace différentes courbes de distorsion tirées des équations 3.1 et 3.2. Chacune des courbes correspond à la dimension du champ de vision du détecteur; 10, 20 et 40'. On peut dire que la distorsion IDT devient un problème quand elle dépasse $1''$, ce qui limite considérablement l'utilisation du mode IDT non corrigé. Un détecteur CCD de 40 x 40' de champ est limité à $|\delta| < 10^\circ$, un détecteur CCD de 20 x 20' de champ est limité à $|\delta| < 30^\circ$, et un détecteur CCD de 10 x 10' de champ est limité à $|\delta| < 50^\circ$.

L'analyse faite ici est continue. C'est-à-dire qu'elle ne tient pas compte de la pixelisation du CCD. La distorsion va être influencée par la dimension des pixels du CCD, c'est-à-dire par l'angle sous-tendu par chacun d'eux. Plus les pixels sont angulairement gros et l'échelle petite, moins la distorsion a d'effet. Gibson & Hickson (1992) et Stone et al. (1996) ont étudié le problème de discrétisation de l'espace. Mais Gibson & Hickson négligent l'effet de la différence de vitesse tandis que Stone et al. dérivent des solutions particulières. La section suivante discute de ces effets.

Distortion géométrique sur un CCD non-entraîné

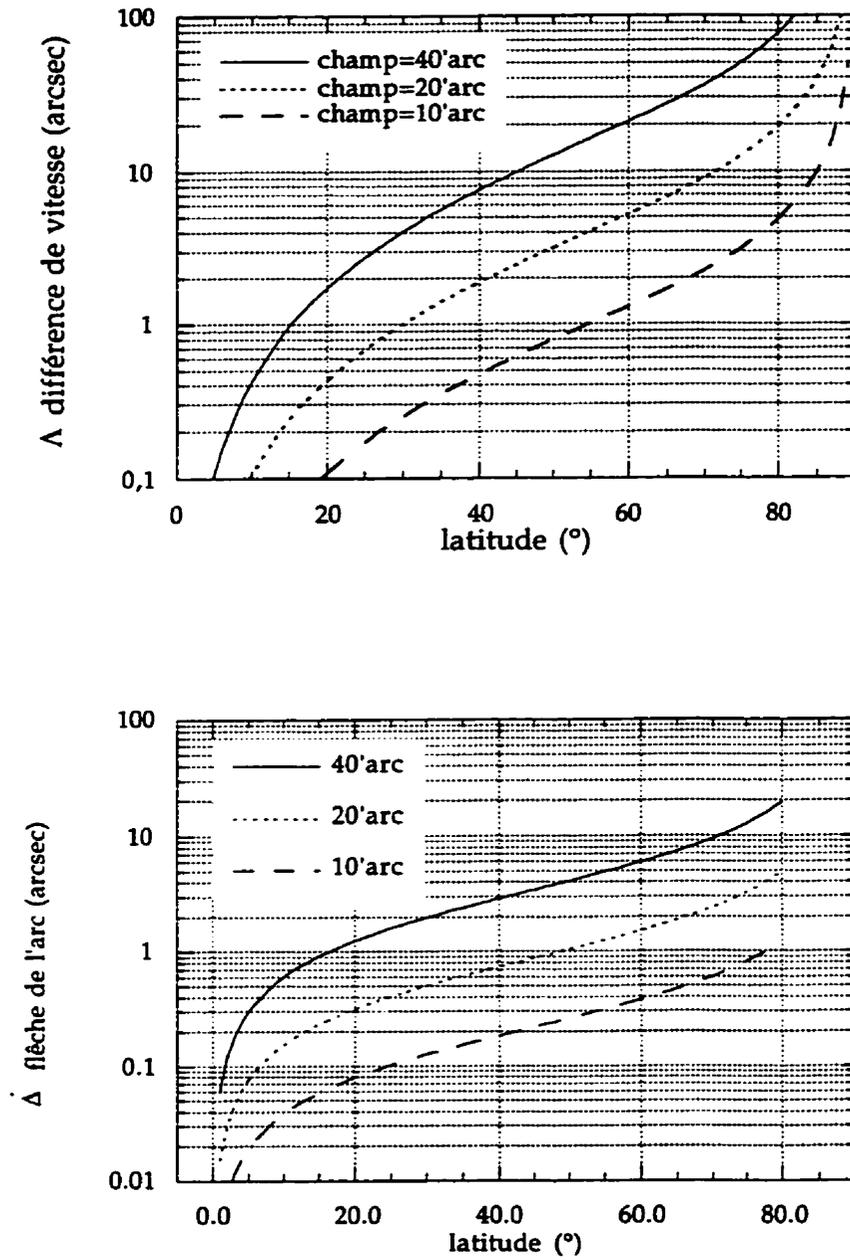


Figure 23: Distorsions théoriques de l'observation en mode IDT en fonction de la latitude. En haut, la différence de parcours (Δ) dans la direction est-ouest. En bas, la flèche de l'arc (Δ) dans la direction nord-sud. Les distorsions sont en secondes d'arc pour trois champs de vision de CCD; 10, 20 et 40'.

3.1.2 L'effet sur le CCD: calcul de PSF

L'effet d'une lecture discrète des pixels dégrade l'image. Ceci est connu depuis que les détecteurs à matrice sont utilisés en astronomie. Une analyse détaillée du phénomène se retrouve dans Gibson & Hickson (1992). Trois effets entrent en jeu.

1. La fonction de transfert d'un pixel à un autre dégrade la PSF. Cette dégradation est équivalente à une convolution de la PSF par une fonction triangulaire dont la largeur dépend de la dimension des pixels.
2. Le deuxième effet est lié au mode IDT. D'une part, le parcours des étoiles suit un régime continu égal à la vitesse sidérale ou encore à la vitesse de rotation de la Terre. D'autre part, la vitesse IDT ne peut être qu'une approximation discrète de cette vitesse sidérale. Le saut discret d'un pixel à l'autre introduit un élargissement de la PSF des étoiles. Cette erreur est d'autant plus grande que les pixels sous-tendent un angle important (c'est-à-dire que la longueur focale du télescope est courte).
3. Le troisième effet vient de la distorsion étudiée à la section 3.1.1. Cette distorsion introduit des sauts de colonnes dans la direction nord-sud (flèche de l'arc) et un étirement sur chaque ligne dans la direction est-ouest (différence de parcours). J'ai écrit un programme (annexe E) reproduisant la distorsion résultant de ces trois effets sur la morphologie des objets ponctuels. Les deux premiers effets sont équivalents à une convolution de l'image dans la direction est-ouest par une fonction triangulaire de deux pixels de large. La figure 24 montre une carte des PSF des objets ponctuels pour deux latitudes d'observation, $\delta = 33^\circ$ (déclinaison au zénith du NODO) et $\delta = 49^\circ$ (déclinaison au zénith du Malcolm Knapp Research Forest), pour deux largeurs à mi-hauteur des images ($fwhm = 1''$ et $fwhm = 2''$). Les étoiles sont représentées par des gaussiennes $G(n_x, n_y)$ définies par :

$$G(n_x, n_y) = \exp\left(\frac{(n_x - n_{xc})^2 + (n_y - n_{yc})^2}{0.378 \left(\frac{fwhm}{\text{échelle}}\right)^2}\right) \quad (\text{eq. 3.4})$$

où, n_x , n_y sont les positions du pic, en pixel, $fwhm$ est la largeur à mi-hauteur, en sec d'arc, et échelle est l'échelle du CCD, en " pixel⁻¹. L'échelle du CCD de la figure 24 est 0.58" pixel⁻¹ tandis que son champ de vision total est 40'. Comme la distortion est symétrique par rapport au centre du CCD, seuls les 20' nord sont montrés.

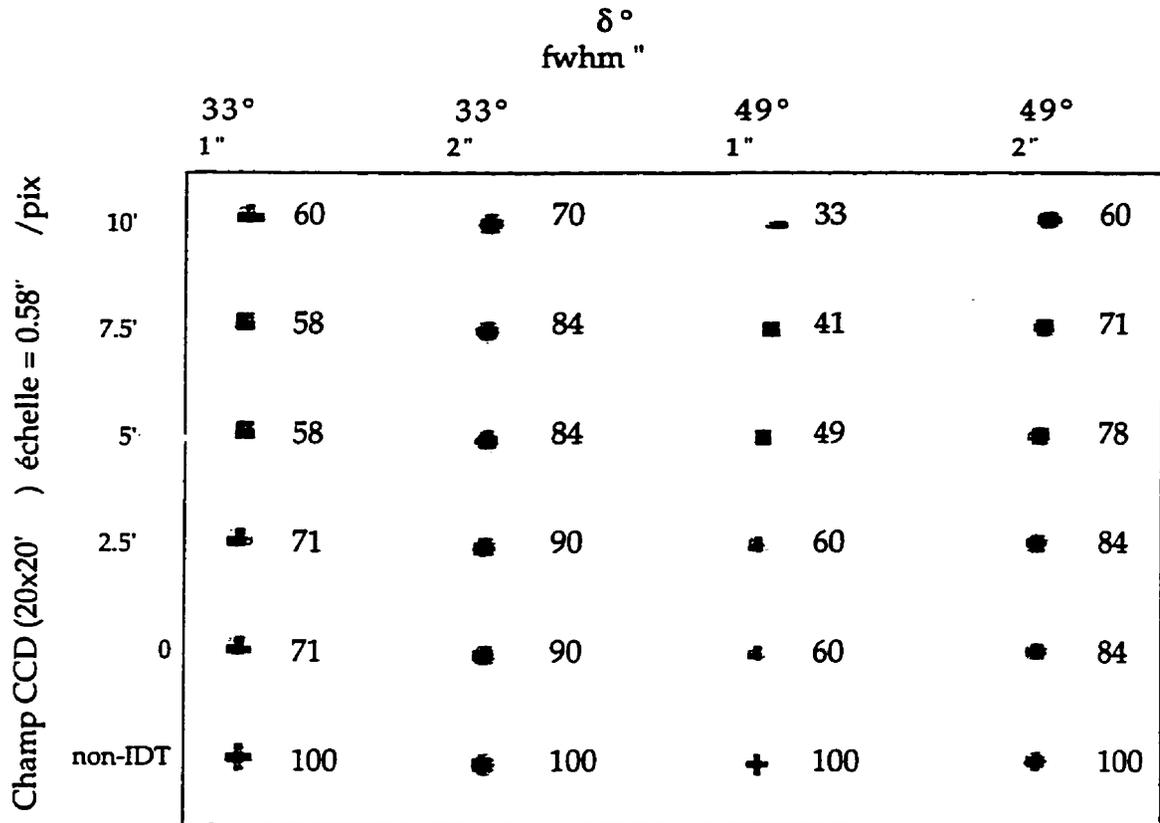


Figure 24: Carte de PSF en fonction de la position d'objets ponctuels sur un CCD d'échelle 0.58" pixel⁻¹, utilisé en mode IDT. Le cadre représente la moitié de la hauteur du CCD, soit 20'. Les deux colonnes de droite sont pour une déclinaison de 33° (zénith du NODO). Les deux colonnes de gauche, pour une déclinaison de 49° (zénith de Malcolm Knapp Research Forest). L'intensité des pics de chaque PSF est donnée. Les PSF sont données pour 2 seeings : 1 et 2". La ligne du bas donne les PSF sans distorsion IDT.

La ligne intitulée *non-IDT*, dans la figure 24, donne l'image des PSF pour un détecteur utilisé de manière classique. J'ai fixé l'intensité du pic central des PSF à 100 pour évaluer la détérioration. La ligne précédente, vers le haut, montre l'image au centre du CCD utilisé en mode IDT, la différence de vitesse est donc nulle, seule la

distorsion nord-sud intervient. Les lignes précédentes montrent une augmentation progressive de la différence de vitesse entre 5' et le bord du champ à 20'. Les images sont sous-échantillonnées pour un seeing de 1'', puisque la dimension angulaire des pixels est de 0.58'', cela explique la dégradation très marquée du pic central aux deux latitudes.

Dans toutes les simulations, je considère que le champ de vision du télescope a été redressé par un correcteur optique n'introduisant pas de silhouettage, c'est-à-dire de distorsion radiale. Dans les télescopes classiques, les correcteurs optiques introduisent toujours de petites distorsions géométriques à grande échelle dont les conséquences sont mineures sur la géométrie locale des objets puisque le correcteur est entraîné à la vitesse sidérale (il est donc immobile par rapport au ciel). Par conséquent, dans les télescope classiques, le seul effet de cette distorsion radiale, introduite par le correcteur optique, est de changer l'intensité du ciel, d'où le nom de silhouettage, « vignetting », donné à l'effet. Pour les télescopes zénithaux, c'est-à-dire pour les CCD utilisés en mode IDT, ces distorsions radiales sont inadmissibles parce que les étoiles suivent les courbes de distorsion à grande échelle, introduites par le correcteur. On le voit bien sur les objets à gauche de la figure 20. Il faut donc réaliser un correcteur exempt de distorsion à grande échelle, comme celui du 2.7 m de UBC-UL, pour minimiser les effets négatifs sur les images. Suivant la même ligne de pensée, on peut imaginer un correcteur optique dont la distorsion à grande échelle redresse exactement la distorsion IDT. C'est l'objet de la section suivante.

3.2 Correction optique

Les nouveaux télescopes à miroir liquide sont équipés de correcteurs optiques redressant la distorsion IDT. De tel correcteurs optiques sont complexes. Ils doivent redresser les aberrations usuelles des miroirs paraboliques sur une large couverture spectrale (400 - 800 nm) en plus de corriger la distorsion IDT. Un tel correcteur optique a été dessiné par Cui et al. (communication privée) à l'UL, pour un miroir de 4 m de diamètre, un champ de 30' et une échelle de $0.4''\text{pix}^{-1}$. La figure 25 montre la distorsion IDT pour ce système sans correction à une latitude de 30° sud. La

distorsion est la même que celle de l'hémisphère nord à même déclinaison, mais la courbe est inversée sur la figure 25, pour différencier nord et sud. Seul la moitié sud du champ est représentée sur la figure 25 puisque la distorsion IDT est symétrique par rapport au centre. On remarque que la distorsion non-corrigée est forte au bord du champ CCD ($\pm 15'$). Même au centre du champ, la distorsion nord-sud est suffisante pour dégrader la largeur à mi-hauteur des PSF, par rapport aux images prises en mode non-IDT.

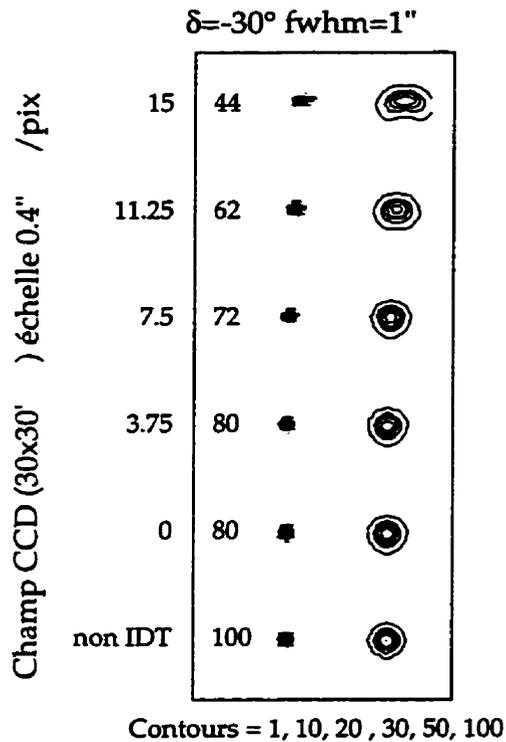


Figure 25: Distorsion IDT d'un télescope à $\delta = 30^\circ$ sud. L'intensité centrale des pics est donnée pour les distances du centre du CCD 0, 3.75, 7.5, 11.25, et 15'. La distorsion n'est pas négligeable. Au bord du champ, elle doit être corrigée.

La figure 26 montre le redressement effectué par le correcteur optique à quatre éléments de Cui et al. Chaque pixel de 15 μm ou 0.4" est représenté par un carré et les croix donnent la différence entre la position de la correction optique et la position réelle du centre des pixels. Cette distance est donnée pour chaque pixel en micron.

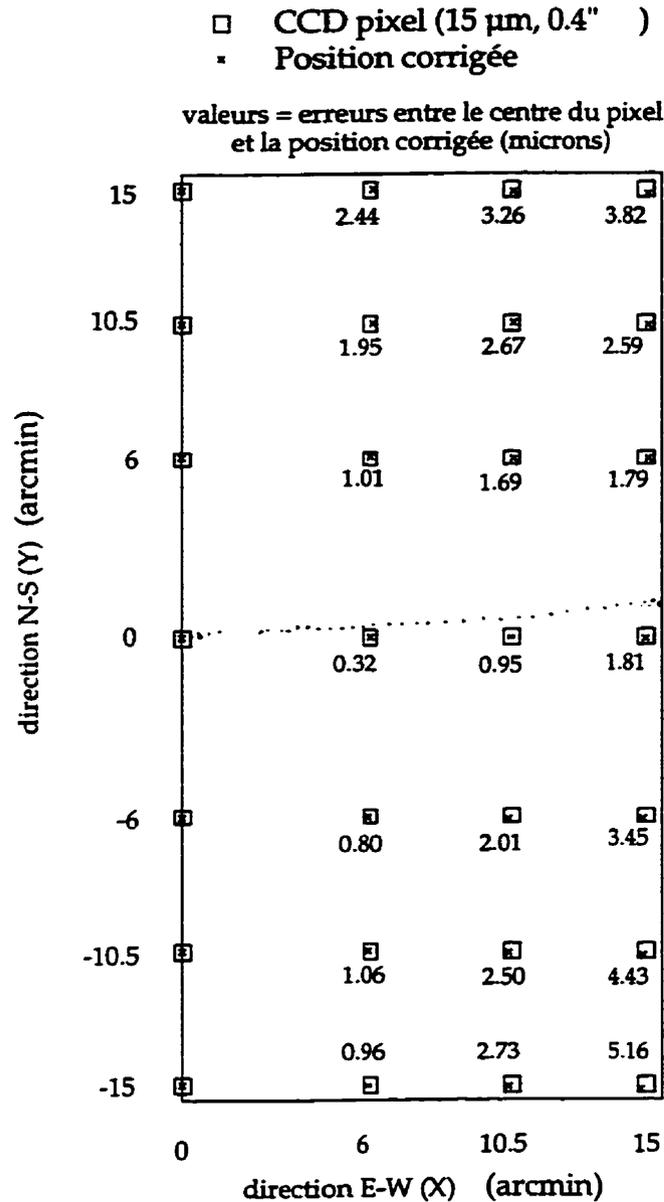


Figure 26: Erreur résiduelle dans la trajectoire des étoiles. L'erreur (\times) est donnée par rapport à la position des pixels des colonnes du CCD (□) après correction optique. L'erreur est toujours inférieure à 0.3 pixel. Les étoiles suivent donc des trajectoires rectilignes selon les colonnes du CCD, au lieu ces trajectoires courbes initiale (pointillé).

Puisque la correction est symétrique par rapport au méridien central du CCD, nous avons représenté seulement une moitié du CCD. On voit que la correction est quasi-parfaite puisque les erreurs de redressement sont toutes inférieures à un pixel. L'effet dominant est donc la convolution provoquée par la discrétisation de la vitesse

sidérale. Une correction optique de la distorsion IDT est donc possible au moins d'un point de vue théorique.

Cet exemple montre la faisabilité théorique d'un tel correcteur. Un paramètre d'ingénierie important reste à tester, celui de la tolérance de la correction aux différentes erreurs d'alignement possibles. Mais d'autres dessins optiques ont été réalisés pour le télescope de 6 m par Hickson & Richardson (1998) et sont déjà en cours de construction. La faisabilité technique du correcteur semble donc être un problème résolu.

3.3 Conclusion

Je viens de décrire les différentes sources de détérioration des images propres au miroir liquide et aux autres instruments zénithaux. Les distorsions ont été évaluées quantitativement et nous avons vu que les distorsions les plus importantes sont celles causées par l'utilisation des détecteurs CCD en mode IDT. Ces distorsions peuvent fortement diminuer la qualité des images au bord des grands champs de vision des télescopes zénithaux. Elles doivent donc être corrigées. Il existe des dessins de correcteurs optiques redressant efficacement les distorsions IDT en même temps que les distorsions optiques classiques des miroirs paraboliques.

CHAPITRE 4

LA SAISON D'OBSERVATION 1996 DU NASA ORBITAL DEBRIS OBSERVATORY

Le tout premier observatoire astronomique équipé d'un télescope de 2.7 m à miroir liquide a été décrit dans la partie I de cette thèse. Les résultats de cet observatoire ont permis de comprendre les problèmes associés à l'observation en milieu naturel. Un observatoire a été construit par Andrew Potter et Mark Mulrooney (NASA), utilisant en partie les connaissances acquises avec l'observatoire du 2.7 m de UBC-UL. Les données présentées dans ce chapitre ont été prises avec le NODO décrit dans la section suivante.

4.1 Le NASA Orbital Debris Observatory : NODO

Un problème de plus en plus grave menace les satellites artificiels gravitant autour de la Terre. Depuis le début de l'ère spatiale le nombre de lancements spatiaux de satellites artificiels est de l'ordre de 3800, pour un nombre total de 24710 objets

répertoriés orbitant autour de la Terre (Jehn 1997). La plupart de ces objets retombent, après quelques années, dans la basse atmosphère et disparaissent. Mais un certain nombre de satellites sont détruits en orbite par accident. Il en résulte un nombre croissant de débris spatiaux de quelques dizaines de centimètres de diamètre, invisibles de la Terre et capables d'endommager et même de détruire les satellites nouvellement lancés. Dans le but de détecter les débris spatiaux à moindre frais, la NASA a construit au Johnson Space Flight Center de Houston, un observatoire à miroir liquide utilisant un miroir 3 m, avec le soutien technique de l'UL et une collaboration active de UBC. Après quelques mois d'essais, le miroir de 3 m a été déménagé à Cloudcroft, au Nouveau-Mexique, dans un site de bonne qualité astronomique. Le site est richement décrit à <http://www.sunspot.noao.edu/Nodo/nodo.html>. Le tableau 5 donne les caractéristiques techniques de l'observatoire et du télescope.

Tableau 5: Caractéristiques du NODO.

Lieu	Cloudcroft, Lincoln Forest, (NM)
Altitude	2758 m
Latitude	32° 58' 43.5" N
Miroir diamètre	3 m
Longueur focale	5.177 m
Dimension CCD	2048 x 2048 pixels
Champ CCD	0.34°
Échelle CCD	0.598'' pixel ⁻¹
Bruit de lecture	28 é
Courant d'obscurité	0.08 é (pixel sec) ⁻¹
Temps d'intégration	97 sec
Gain CCD	18.9 é par ADU
Capacité	80x10 ⁴ é

Le site de Cloudcroft est de bonne qualité astronomique bien que le seeing moyen soit compris entre 1.5 et 2''. On retrouve plusieurs autres télescopes sur la même montagne, dont celui du Sloan Digital Sky Survey.

La collaboration active entre Paul Hickson (UBC) et Mark Mulrooney (NODO) a abouti à l'adaptation, puis l'utilisation du télescope pour l'astronomie, toutefois le

télescope n'est pas optimisé pour l'astronomie. En particulier, le correcteur optique introduit une distorsion parasite sur les bords nord et sud du CCD (voir chapitre précédent). De plus, le CCD du NODO est optimisé pour la détection de débris spatiaux, son mode de lecture introduit un bruit de lecture élevé (28 ϵ) pour les standards astronomiques ($\sim 5 \epsilon$). À cause de ces facteurs, qui n'ont rien à voir avec le miroir liquide lui-même, le système montre une performance moins bonne qu'un miroir équivalent doté d'instruments optimisés pour l'astronomie.

Néanmoins, la saison d'observation 1996 a permis d'accumuler un grand nombre de données de bonne qualité astronomique (Hickson & Mulrooney 1998a) permettant de passer de la phase de démonstration du potentiel de l'instrument à celle de la démonstration de la fiabilité des données astronomiques. Ce chapitre présente les données de la saison 1996 du NODO gracieusement offertes par Paul Hickson et Mark Mulrooney.

4.2 Description des données brutes

La saison 1996 du NODO s'est étendue de mars à juin 1996. Elle consiste en 34 nuits de données prises à travers différents filtres à bandes étroites. La stratégie d'observation était de compléter un peigne formé de 11 des 40 filtres à bande étroite du projet initial du 2.7 m de UBC-UL, couvrant un éventail de bandes passantes de 450 à 950 nm. La figure 27 montre les courbes de transmission des filtres utilisés (Cabanac 1992), la courbe d'émission du ciel nocturne dans le même intervalle de longueurs d'onde (Massey et al. 1990) et l'efficacité effective du système, c'est-à-dire les composantes optiques, les filtres et le CCD (Hickson & Mulrooney 1998a). On remarque que le système est peu efficace pour les longueurs d'onde inférieures à 500 nm et supérieures à 900 nm. Le ciel émet (raie d'émission de l'oxygène OI 557.7 nm) dans le filtre centré à 550 nm, et l'émission thermique du continu du ciel augmente fortement à partir de 800 nm jusque dans l'infrarouge pour culminer vers 10 μm (Léna 1986).

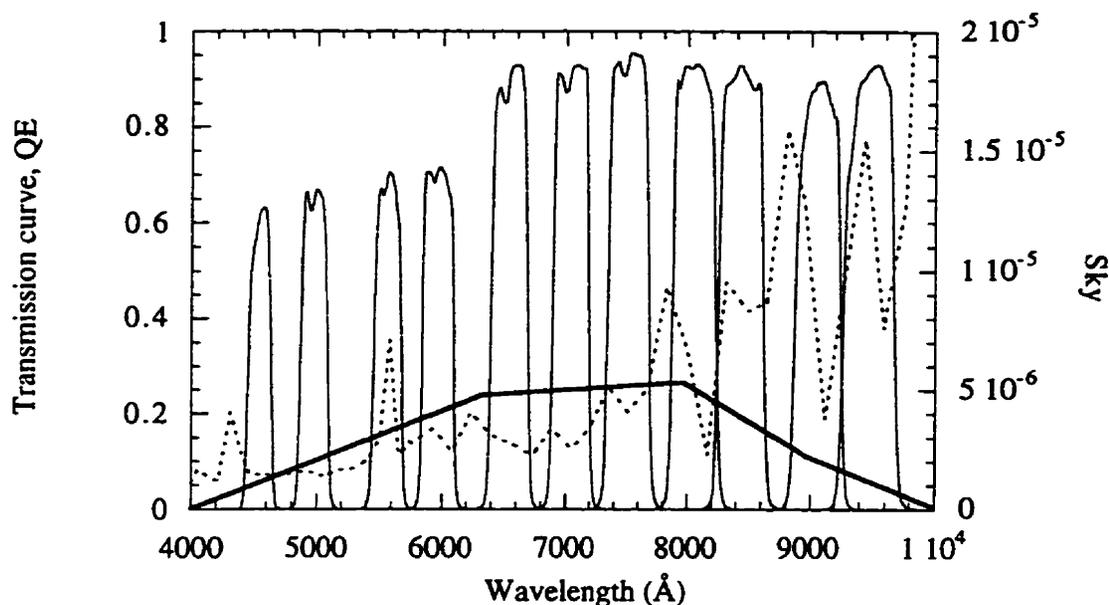


Figure 27: Caractéristiques des filtres, du ciel et du CCD de la saison 1996 du NODO. Les courbes de transmission des filtres sont représentées en ligne fine, l'émission du ciel nocturne, en ligne pointillée et l'efficacité du détecteur, en ligne épaisse.

Le choix des filtres est optimisé pour la détection des décalages spectraux de galaxies lointaines qui deviennent les objets les plus nombreux à partir d'une magnitude de $B \sim 22$. Mais nous allons voir que la magnitude limite des données de la saison 1996 est plutôt de l'ordre de $B \sim 17.0$ à cause de la faible sensibilité du CCD (voir section précédente) et le nombre de galaxies reste faible par rapport au nombre d'étoiles. La stratégie d'observation "en peigne" deviendra payante au moment où la superposition de plusieurs nuits d'observation dans un même filtre sera possible. La figure 28 montre le champ total du 2.7 m de UBC-UL et du 3 m du NODO en coordonnées galactiques. La surface totale des champs est de 78 deg^2 pour le 2.7 m et 100 deg^2 pour le NODO.

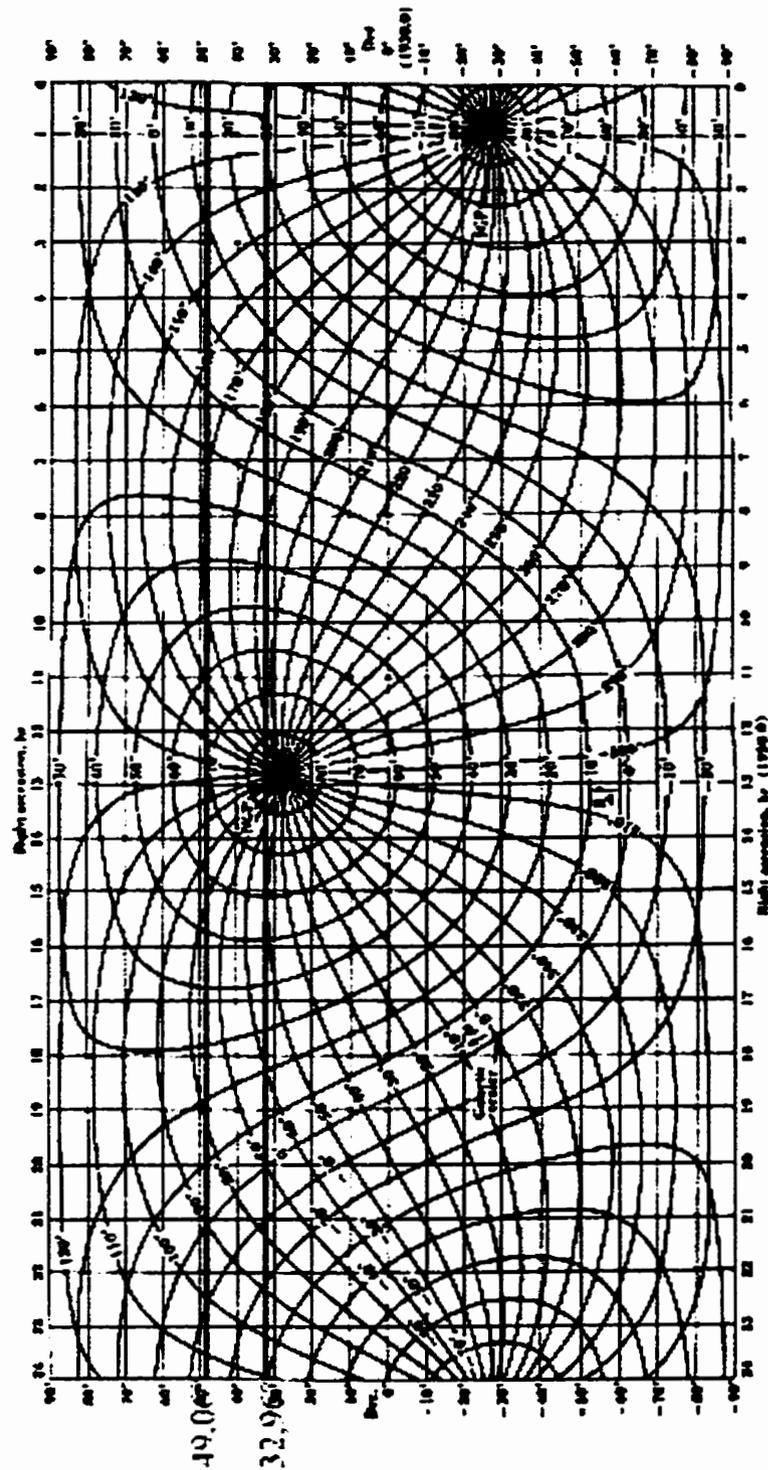


Figure 28: Champ total des télescopes à miroir liquide servant à l'astronomie. À 49.06° le 2.7 m de UBC-UL, à 32.96° le 3 m du NODO. (Tiré de Zombeck 1982.)

La figure 29 montre la qualité de 29 nuits de données en un coup d'oeil. Toutes les observations ont été faites à la déclinaison du zénith du NODO, c'est-à-dire à sa latitude (32.96° N). On voit que les nuits commencent aux pôles de la Voie Lactée et finissent dans son plan. L'axe vertical de gauche, intitulé « filtres », montre une nuit par ligne avec l'information sur la longueur d'onde du centre du filtre utilisé, les lettres (a, b, c, d, e, f) identifient la redondance des nuits pour un même filtre. L'axe vertical de droite donne un commentaire sur la qualité de la nuit. Pour chaque ligne ou nuit, la bande rectangulaire blanche donne l'intervalle de prise de données, les bandes grises indiquent les périodes de variations météorologiques ou les problèmes techniques du détecteur CCD. Par exemple, la première nuit, 450a, utilise le filtre centré à 450 nm; elle va d'une ascension droite de 11h10m à 19h40m. Le CCD est chaud ou c'est le crépuscule en début de nuit et le ciel augmente en fin de nuit. Entre les deux, le CCD ne détecte pas l'émission du ciel, le bruit de lecture est dominant.

Un crash informatique a malheureusement effacé la seule copie du journal de bord de Hickson contenant les dates de chaque nuit, je ne connais donc pas les phases et l'angle horaire de la Lune de manière exacte au moment des observations. Cette donnée fait cruellement défaut quand la Lune introduit une réflexion parasite dans l'observatoire et induit un gradient dans le fond du détecteur.

Chaque nuit complète de la figure 29 contient 2.2 Go d'information, enregistrée sous la forme d'images FITS, 2048×2048 pixels, couvrant un champ de vision de $20 \times 20'$. Les images se chevauchent de $1.5'$ en ascension droite pour éviter de perdre des objets positionnés sur le bord du CCD. Le tout est enregistré sur des rubans magnétiques hélicoïdaux. La quantité totale d'information brute accumulée au cours de la saison 1996 est de 70 Go. Il était donc nécessaire d'automatiser la réduction préliminaire des données. La section suivante va présenter succinctement les différentes étapes de réduction.

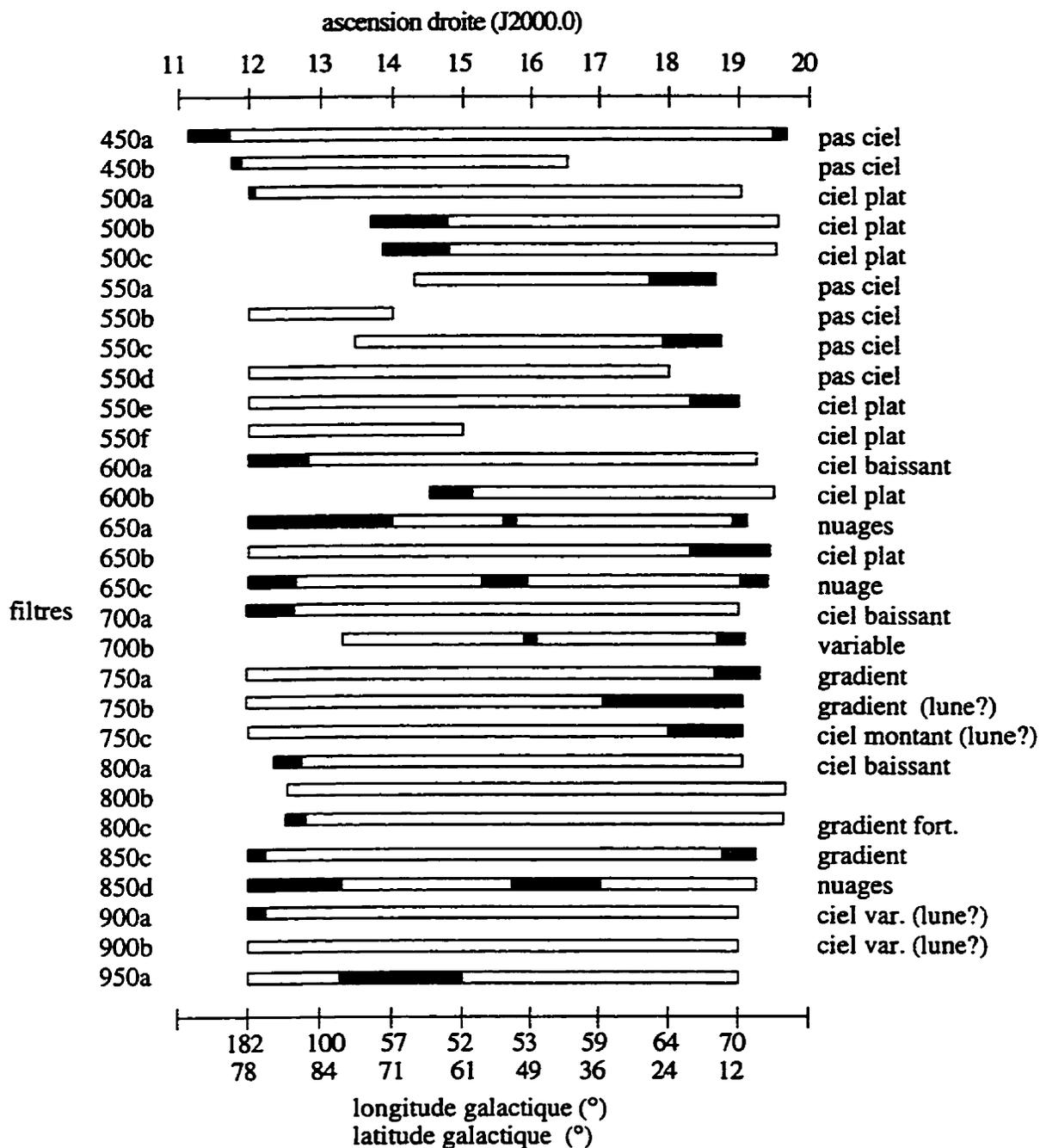


Figure 29: Saison 1996, description des données brutes. Chaque nuit est représentée, sur une ligne différente, en blanc pour les données de qualité et en gris pour les mauvaises données. Un bref commentaire donne la caractéristique principale de chaque nuit. Les données couvrent un grand intervalle de latitude galactique.

4.3 Réduction préliminaire automatique

La réduction préliminaire des données consiste à produire pour chacune des nuits, image par image, un catalogue de tous les objets détectés. Ce catalogue doit contenir les informations donnant une description non-ambiguë de chaque objet détecté. Ces informations sont la position des objets, leur flux ainsi que celui de leur environnement (ciel) et leur morphologie. Afin de fabriquer ce catalogue, les étapes à suivre sont les suivantes: soustraction du fond thermique, rectification à l'aide de la plage uniforme du CCD, convolution de l'image, suppression des mauvais pixels, mesure du ciel, détection des objets et enfin mesure des paramètres physiques des objets. Nous allons voir chaque étape dans les sections suivantes.

4.3.1 Suppression du fond thermique

Les deux premières étapes sont les traditionnelles suppression de bruit thermique et étalonnage de la plage uniforme. J'ai reçu des images dont le bruit thermique ou courant d'obscurité (donné au tableau 5) était déjà supprimé.

4.3.2 Mesure du ciel et plage uniforme

Cette section aborde tout d'abord les algorithmes de mesure de l'émission du ciel, que j'ai utilisés pour mettre en évidence la difficulté de redresser le CCD avec la plage uniforme. J'aborde la mesure du ciel immédiatement, même si celle-ci n'est nécessaire qu'au moment de la mesure précise du flux des objets et intervient après la convolution des images (4.3.4). La deuxième partie de cette section explique pourquoi je n'ai pas redressé la plage uniforme du CCD.

Mesure du ciel

La mesure du ciel est importante car elle intervient une première fois dans la phase de détection des objets (section 4.3.5) et une deuxième fois dans la mesure du

flux émis par chaque objet (section 4.3.6). Dans le premier cas, le critère de détection est directement relié à la valeur du ciel. Dans le second cas, le flux final des objets faibles est très sensible à la valeur du ciel autour des objets. Pour tenir compte de ces deux facteurs, j'ai développé deux approches de mesure du ciel utilisant le même algorithme de filtre médian, dans les deux approches.

Mosaïque du ciel: Pour la phase de détection, j'ai fabriqué une mosaïque de 32 x 32 éléments de 64 pixels de côté à partir de l'image lissée. J'ai extrait le ciel médian de chaque élément de la mosaïque de ciel ainsi que son écart-type. C'est ce ciel médian qui a servi à la détection des pixels à l'intérieur de l'élément. La taille des éléments a été dictée par le gradient nord-sud apparaissant dans le ciel des filtres rouges (figure 30). Deux facteurs ayant des effets opposés devaient être pris en considération. D'une part, des éléments trop petits pouvaient être contaminés par une étoile ou une galaxie brillante décalant le ciel médian mesuré vers des valeurs plus élevées (une valeur limite supérieure ne suffisait pas à redresser le biais). D'autre part, des éléments trop grands couvraient une surface de ciel non-homogène. Par exemple, si le ciel variait de 20% sur la section nord-sud du CCD, la variation locale d'un bord à l'autre d'un élément d'une mosaïque de ciel de 16 x 16, était de $20/16 = 1.25\%$, ce qui provoquait un biais systématique où les pixels faibles étaient tous manqués d'un côté de l'élément et tous détectés de l'autre. La dimension des éléments de la mosaïque choisie nous assurent que la variation maximale du ciel à travers chaque élément est de moins de 1%.

Ciel local autour des objets : Le deuxième algorithme mesure le ciel dans un anneau compris entre 2 et 3 fois le rayon moyen de l'objet autour du centroïde de chaque objet détecté. Si la valeur du ciel ainsi définie n'est pas mesurable parce que l'objet est trop proche du bord du détecteur ou si la valeur du ciel est très différente de la valeur médiane du ciel de l'élément mosaïque associé, c'est l'algorithme de la mosaïque qui prévaut.

Plage uniforme

La plage uniforme est une rectification multiplicative des fluctuations résultant d'une variation de sensibilité d'un pixel à l'autre, à la grandeur du CCD, pouvant aller

jusqu'à 20% (Kitchin 1991). Dans les observations classiques, la plage uniforme est une image du CCD prise à partir d'un fond homogène, généralement le fond uniforme d'un écran ou le fond du ciel.

En mode IDT, la plage uniforme devient unidimensionnelle puisque les variations de sensibilité sont additionnées le long des colonnes, au fur et à mesure que les lignes sont lues. La plage uniforme est donc réduite à une ligne, perpendiculaire à la direction de lecture. Cette compression de la plage uniforme le long des colonnes a deux effets bénéfiques. Premièrement, le ciel devient très plat puisque l'erreur (poissonienne) est divisée par la racine du nombre de pixels, $2048^{1/2}$. Deuxièmement, la plage est facilement mesurable en prenant la valeur médiane d'un grand nombre de lignes successives de notre bande de ciel, ou d'un écran homogène placé au zénith du télescope.

Malheureusement, Hickson et Mulrooney n'ont pas pris d'images sur un fond homogène, pour mesurer la plage uniforme du CCD. Je dois donc utiliser les données elles-mêmes pour extraire la plage uniforme. Deux conditions sont pré-requises. La première est triviale, le détecteur CCD doit être suffisamment sensible pour détecter l'émission du ciel. La deuxième est que l'émission du ciel reste constante sur une longue partie de la nuit, pour permettre de prendre une médiane sur un nombre suffisant de lignes sans craindre de contamination extérieure. Il est important de vérifier que les conditions sont bien respectées, puisque toute erreur introduite par une mauvaise plage uniforme introduirait des biais systématiques sur le flux des objets en fonction de leur position dans le détecteur, au lieu de redresser ces biais.

Les figures 30 et 31 montrent que tantôt l'une, tantôt l'autre des deux conditions pré-requises, ne sont pas respectées dans nos données. Nous interdisant de redresser le CCD avec les plages uniformes extraites directement des images.

La figure 30 montre la variation du ciel au cours de 10 nuits dans 10 filtres différents. L'émission du ciel local autour du premier objet détecté dans chaque image est représenté en ordonnée (deuxième algorithme de mesure du ciel). En abscisse, se retrouvent les images du début de la nuit (n°0) à la fin (~n°300). La variation brusque d'émission du ciel d'une image à l'autre sont des effets de bord; les

premiers objets détectés étant parfois mal mesurés. Cette figure nous renseigne, entre autre sur la qualité photométrique des nuits. Mais dans un premier temps, elle montre clairement que la première condition pré-requise, celle de la détection de l'émission du ciel, n'est pas remplie pour les filtres bleus : l'émission du ciel n'est pas détectée! Les variations observées dans les filtres bleus (500, 550, 600) sont des artéfacts électroniques ou l'arrivée du crépuscule astronomique, où l'émission du ciel augmente beaucoup à l'intérieur-même d'une image, pour pouvoir extraire une plage uniforme utile (fin de nuit). Nous ne pouvons donc pas utiliser les nuits observant dans les filtres bleus. Mais pouvons nous utiliser les nuits observant dans les filtres rouges, puisque la figure 30 montre qu'ils sont sensibles à l'émission du ciel? La figure 31 nous indique que nous ne pouvons pas le faire non plus.

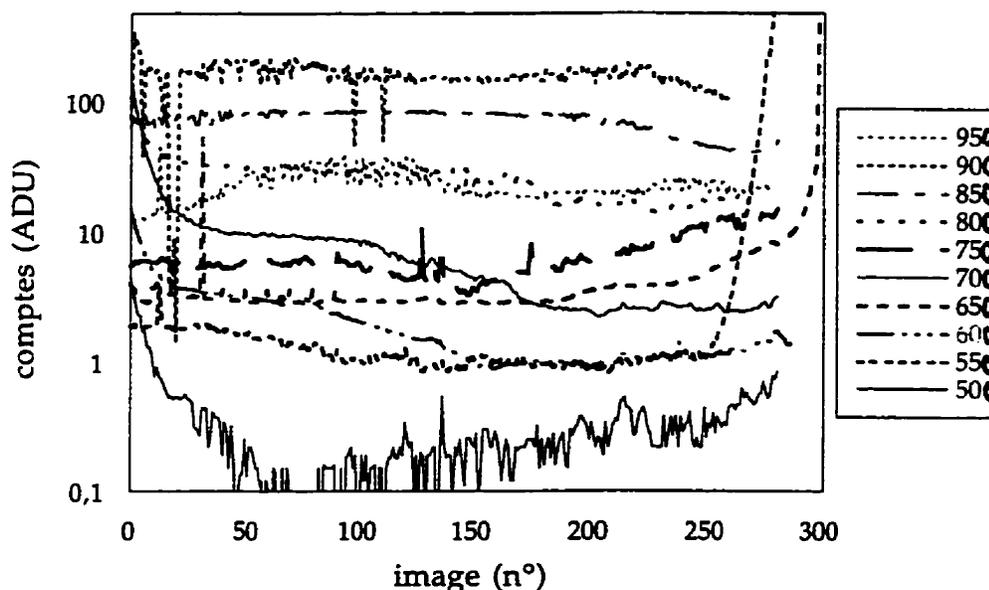


Figure 30: Variation de l'émission du ciel nocturne sur toute la nuit pour 10 filtres. La légende de la figure indique les différents filtres et leur courbe associée. Les filtres bleus ne montrent que peu de flux et les filtres rouges sont sensibles.

La figure 31 représente, en ordonnées, la valeur médiane de l'émission de chaque colonne du CCD sur 2048 lignes, au cours d'une nuit. Comme le nombre de

« pixels de ciel » est beaucoup plus grand que le nombre de « pixels d'objets », sur les images de nos données (voir par exemple figure 19), on assume que la valeur médiane mesurée est la valeur d'émission du ciel pour cette colonne. Ainsi chaque courbe de la figure 31 est la valeur médiane du ciel dans la direction nord-sud (plage uniforme), pour 10 images prises à travers la nuit, du début de la nuit 700a (première courbe en haut d'intensité ~ 25 ADU), à la fin de la nuit 700a (dernière courbe en bas d'intensité ~ 2 ADU).

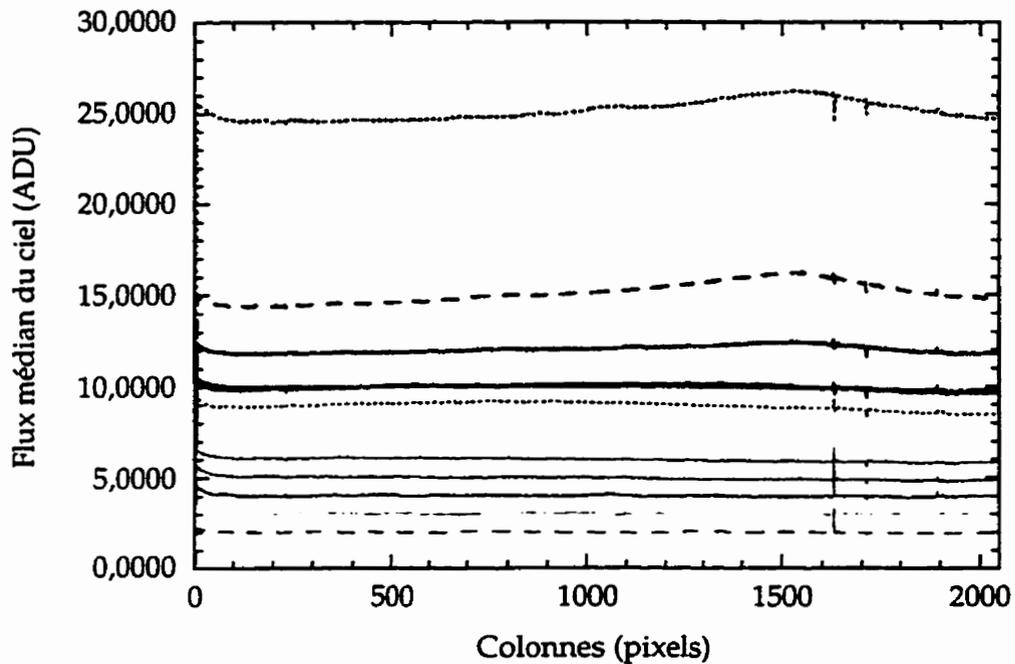


Figure 31: Variation nord-sud de l'émission de fond du CCD au cours de la nuit 700a. Au début de la nuit l'émission est bruyante (courbe supérieure), puis elle décroît jusqu'à une valeur proche de 0 (courbe inférieure) vers la fin de la nuit. L'amplitude relative d'une colonne à l'autre varie avec le temps, on ne peut donc pas séparer l'émission du ciel de la plage uniforme et corriger la plage uniforme.

La figure 31 montre que la deuxième condition pré-requise, c'est-à-dire que l'émission du ciel reste constante au cours de la nuit, n'est pas respectée pour la nuit 700a. En effet, la variation relative d'intensité n'est pas la même d'une courbe sur l'autre. Le gradient ascendant de 0 à 2048 et la bosse autour de la colonne 1500, observés au début de la nuit (première courbe en haut), disparaissent vers le milieu de la nuit pour laisser place à un gradient descendant de 0 à 2048, à la fin de la nuit 700a (dernière courbe en bas). Cela montre que l'émission mesurée n'est pas constante au cours du temps. La plage uniforme varie-t-elle dans le temps? Il est connu (Kitchin 1991) que la sensibilité effective des pixels faits de matériaux semi-conducteurs est fonction des conditions climatiques, notamment de la température et de l'humidité ambiante. Cependant la variation mesurée en laboratoire n'atteint pas l'amplitude observée à la figure 31. Il devient donc nécessaire d'invoquer d'autres facteurs pour expliquer la variation relative du gradient observé. Le facteur le plus crédible reste les réflexions parasites de la Lune dans la coupole. Ne connaissant pas les phases de la Lune, nous ne pouvons pas quantifier l'effet des réflexions au cours de la nuit.

Le constat que l'émission relative du ciel n'est pas constante au cours de la nuit, nous oblige en remettre en question la qualité de la plage uniforme dérivée directement des médianes des images, puisque la deuxième condition pré-requise n'est pas remplie. La figure 31 est typique des nuits enregistrées avec des filtres rouges, dont la longueur d'onde est supérieure à 650 nm. Nous ne pouvons utiliser aucune des nuits rouges pour extraire une plage uniforme fiable.

Pour éviter d'introduire un biais en essayant d'en corriger un autre, nous avons décidé de ne rectifier la plage uniforme du CCD sur aucune des nuits, rouges ou bleues, faisant l'hypothèse prudente que la plage uniforme de notre CCD est plate comparée aux fluctuations induites par la Lune.

Les figure 30 et 31 sont riches en enseignement, en dehors des questions de plage uniforme. Par exemple, La figure 31 montre clairement les mauvaises colonnes (1613, 1614, 1709) qui apparaissent sur les 10 courbes. Ensuite, les figures d'émission

du ciel au cours de la nuit, (équivalentes à la figure 30), ont permis de sélectionner les meilleures 10 nuits sur les 34 de la saison 1996 du NODO. Pour chaque nuit il faut évaluer si les variations de ciel sont intrinsèques, causées par la Lune, par des nuages, par des variations électroniques (échauffement du CCD, rémanence des pixels, bruit de lecture) ou par une cause inconnue. J'ai sélectionné la meilleure nuit disponible dans chaque filtre. Les meilleures nuits, représentées à la figure 30, sont 500a, 550e, 600a, 650b, 700a, 750c, 800a, 850c, 900a, 950a (voir également figure 29).

La nuit 700a est représentée à la figure 30 et 31. On remarque, sur la figure 30, que le ciel baisse tout au long de la nuit, avec une inflexion autour de l'image n°170, possible signe de nuages, ou bien changement de gradient causé par des réflexions parasites de la Lune.

4.3.3 Suppression des mauvais pixels

La deuxième étape du traitement préliminaire des données consiste à remplacer tous les pixels fous et les mauvaises colonnes par une moyenne des pixels voisins. Cette étape doit être soigneusement enregistrée car elle crée de l'information (c'est-à-dire qu'elle remplace une information perdue sur un pixel par l'information la plus probable). Dans ce type de traitement, il existe toujours un risque d'imiter un objet qui induira en erreur le logiciel d'analyse. Le nombre de mauvaises colonnes était de 3.

4.3.4 Convolution de l'image

La troisième étape est la convolution de l'image par une matrice gaussienne de 3 pixels de côté et d'un écart-type de 1 pixel (largeur à mi hauteur de 2.3 pixels). Soit F_i , le flux lissé pour le pixel i :

$$F_i = \frac{\sum_{i=1}^9 g_i f_i}{\sum_{i=1}^9 g_i}$$

(eq. 4.1)

où g_i est l'élément i de la matrice gaussienne et f_i est le flux avant lissage. Cette convolution permet de diminuer le bruit de fond, qu'il provienne du ciel ou de l'électronique du CCD. La convolution permet également d'augmenter la définition de l'histogramme du ciel duquel est tiré la valeur médiane et l'écart-type du ciel. En effet, en raison du fort bruit de lecture, le CCD a été encodé en 12 bits au lieu des 16 bits habituellement utilisés en astronomie. C'est-à-dire que les images contiennent 4096 niveaux d'intensité au lieu de 65536. Pour cette raison, le fond est défini sur 4 ou 5 niveaux d'intensité. Le lissage par une gaussienne permet d'augmenter le nombre de valeurs finales du ciel. Trouver ce nombre est un petit problème de dénombrement; le nombre de façons de ranger N_f valeurs du ciel dans N_g boîtes (valeurs différentes de la gaussienne) est égale à $N_f^{N_g}$. Pour $N_f = 5$ et $N_g = 3$, on trouve 125 valeurs finales. En conséquence, la mesure du pic de l'histogramme est aisément discernable de même que son écart-type. L'image lissée a servi seulement à la détection des objets. Toutes les mesures de flux ont été faites sur l'image initiale non-lissée. Contrairement à moi, Hickson & Mulrooney (1998a) ont privilégié une convolution utilisant un filtre médian sur une très grande surface pour se débarrasser du sous-échantillonnage du ciel, ce filtre médian associé à un algorithme d'ajustement quadratique du pic permet également d'obtenir une valeur précise du ciel, mais à un prix de calcul plus élevé. Les deux méthodes donnent des résultats équivalents.

4.3.5 Détection des objets

J'ai détecté les objets en deux étapes. Dans une première étape, suivant Hickson & Mulrooney (1998a), le programme a fabriqué une carte binaire de l'image en remplaçant toutes les valeurs de flux supérieur à un flux limite égale à $f_c + 2.5 \sigma_c$ (où f_c est le flux du ciel et σ_c son écart-type) par des 1, et toutes les valeurs inférieures, par des 0. Dans une deuxième étape, les pixels contigus en groupes de plus de 9 pixels, quelques soient leurs formes, ont été déclarés "objets" et les autres ont été éliminés. Cette double définition sur le flux par pixel et sur le nombre de pixels par objet est suffisamment restrictive pour limiter le nombre de fausses détections et suffisamment souple pour ne pas éliminer les vrais objets faibles et étendus. La

proportion de fausses détections dépend surtout de la variation de l'écart-type du fond (si le bruit électronique domine) et de la variation du ciel nocturne (si le bruit du ciel domine). Par exemple, dans les filtres bleus (voir 4.3.2), le fond est un bruit électronique périodique formant des stries d'intensité variant autour de 10 à 50% de la valeur moyenne (faible) du fond. Le nombre de faux objets dépend alors de l'écart-type de ce bruit électronique. Dans les filtres rouges, l'émission ciel varie suivant l'enuagement, la Lune, sa variation intrinsèque et les réflexions parasites dans la coupole (voir 4.3.2), l'écart-type du ciel dépendra alors fortement des conditions d'observation. En moyenne, la moitié des détections de chaque nuit sont fausses. On se débarrasse des fausses détections en fusionnant les fichiers d'objets des différentes nuits.

4.3.6 Mesures des coordonnées, flux et géométrie des objets

La dernière étape consiste à mesurer les caractéristiques de chaque objet. Ces caractéristiques sont les coordonnées, le flux, le rayon, la forme et l'orientation des objets.

Coordonnées: astrométrie préliminaire

Dans un premier temps, sont associées à chaque objet des coordonnées cartésiennes (x,y) sur le plan du détecteur CCD. Ces coordonnées sont les positions (x,y) du centroïde de l'objet calculées par le premier moment de la distribution:

$$E(X^n) = \sum_i^k X_j^n f(X_j) \quad (\text{eq. 4.2})$$

où X_j est la position (x ou y) du pixel j et $F(X_j)$, son flux. Le premier moment, $n=1$, donne le centre de gravité de la distribution. Cette coordonnée cartésienne est ensuite corrigée pour la précession, nutation et aberration astronomique en utilisant les algorithmes du Explanatory Supplement of the Astronomical Almanac de Seidelmann et al. (1992) et Duffey-Smith (1990) pour donner une astrométrie préliminaire étalonnée à l'époque J2000.0. La correction de l'aberration astronomique est très importante, elle corrige la déviation entre la vitesse de révolution terrestre et

la vitesse de la lumière. Si la vitesse de révolution est orthogonale à la ligne de visée, la déviation est de 20". C'est donc une déviation de cet ordre qu'il faut corriger entre le début de la nuit et le milieu de la nuit! Cette astrométrie préliminaire est bonne à quelques secondes d'arc sur toute la nuit. Mais nous désirons une précision inférieure à 1" pour être en mesure de fusionner les fichiers objets les uns avec les autres. C'est en étalonnant les coordonnées à l'aide du nouveau catalogue astrométrique du U.S. Naval Observatory (section suivante) qui nous atteignons une astrométrie de qualité.

Flux des objets

Pour pouvoir mesurer le flux émis par chaque objet, il faut pouvoir le séparer du flux émis par le ciel. Quand les objets sont très faibles, la soustraction du ciel devient une opération critique, puisque d'une erreur minime sur la mesure du ciel autour de l'objet peut résulter une erreur importante sur le flux final de l'objet. La mesure du ciel a été décrite à la section 4.3.5.

Deux alternatives s'offrent à nous dans le choix d'un algorithme de mesure du flux. Un modèle isophotal, comme le flux à l'intérieur du rayon de Kron (1980), rayon à partir duquel le flux par pixel est plus faible qu'un écart-type de la valeur du ciel, permet de tenir compte de l'extension possible des objets. Un autre type de flux isophotal consiste à utiliser un modèle de profil de PSF pour tous les objets ponctuels et à extrapoler un flux théorique à un rayon isophotal donné en fonction du pic central. Le problème de cette technique est l'incertitude sur le seeing (c'est-à-dire la largeur à mi-hauteur des profils théoriques) qui risque d'introduire une erreur systématique. Les flux isophotaux sont en général robustes pour les objets brillants, mais ils tendent à sous-estimer le flux total des objets faibles en présence d'un fond bruyant (Hickson & Mulrooney 1998a). Cette sous-estimation introduit également des biais systématiques pour les objets étendus brillants, notamment sur le nombre en fonction de la magnitude (Fioc & Rocca-Volmerange 1997).

La deuxième alternative, consiste à mesurer le flux dans un diamètre d'ouverture constant, en général égal à deux ou trois fois le seeing. Dans ce cas, le flux de l'objet (F_{objet}) est

$$F_{\text{objet}} = F_{\text{total}} - n F_{\text{ciel}} \quad . \quad (\text{eq. 4.3})$$

L'erreur sur la mesure du ciel est amplifiée par le nombre de pixels n sous-tendant l'objet. Le flux des objets faibles dépend alors beaucoup de la précision de la mesure du ciel. Pour nous assurer que nous avons une mesure rigoureuse du ciel, nous avons comparé le flux encerclé moyen normalisé à un rayon de 2 pixels de 100 étoiles brillantes et de 100 étoiles faibles (figure 32). Une erreur dans la soustraction du ciel n'aurait pas d'effet sur les étoiles brillantes, mais un fort impact sur les étoiles faibles. Les flux encerclés devraient diverger avec le rayon. Au contraire, la superposition des profils de la figure 32 indique une bonne soustraction du ciel bien qu'on puisse peut-être déduire une légère sous-estimation du ciel pour tous les objets, brillants ou faibles, expliquant l'augmentation de flux en fonction du rayon pour de grandes valeurs de ce rayon. Cependant, cette sous-estimation provoquerait une variation du point-zéro de la calibration secondaire sans introduire d'erreur supplémentaire.

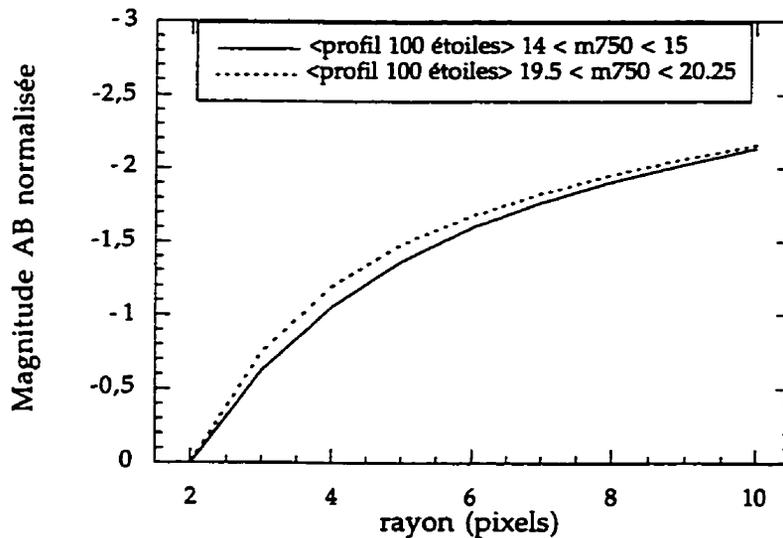


Figure 32: Flux encerclés moyens d'étoiles brillantes et faibles de la nuit 750c. La différence de magnitude mesurée entre les étoiles faibles et les étoiles brillantes en fonction du rayon montre que la soustraction du ciel n'est pas parfaite, mais reste bonne à quelques fractions de % par pixel.

J'ai donc utilisé deux algorithmes de mesure du flux: le flux au rayon de Kron, et le flux à l'intérieur d'ouvertures de 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 et 10.

Géométrie des objets

La géométrie des objets comprend le rayon de Kron des objets, la forme des objets et, pour les objets allongés, leur orientation. La forme des objets allongés est donnée par le rapport axial et l'orientation de leur grand axe par rapport à la direction nord-sud. Le deuxième moment des objets (équation 4.2 avec $n = 2$) pour x , y , donnent le rapport axial et l'orientation suivant les équations suivantes:

$$\tan \theta = (l_1 - E_{xx}) / (l_1 - E_{yy}) \quad , \quad (\text{eq. 4.4})$$

$$\frac{b}{a} = \sqrt{l_2 / l_1} \quad , \quad (\text{eq. 4.5})$$

$$l_1 = (E_{xx} + E_{yy} + \Delta) / 2 \quad , \quad (\text{eq. 4.6})$$

$$l_2 = (E_{xx} + E_{yy} - \Delta) / 2 \quad , \quad (\text{eq. 4.7})$$

$$\Delta = \sqrt{(E_{xx} - E_{yy})^2 + 4E_{xy}^2} \quad , \quad (\text{eq. 4.8})$$

où E_{xx} , E_{yy} et E_{xy} sont les moments d'ordre 2, θ est l'angle de position, et b / a , le rapport axial. Comme la plupart des objets étaient ponctuels ou très petits, la quantité d'information extraite du rapport axial et de l'orientation était imprécise voire inutilisable individuellement. Néanmoins, cette information m'a permis de sélectionner la portion de champ du CCD exempte de distorsion IDT (voir chapitre 3). J'ai sélectionné seulement les objets dans les 15' intérieures du champ. Dans les 2.5' extérieures, les distorsions de la correctrice du NODO introduisaient des effets systématiques visibles.

La réduction préliminaire des données a été effectuée sur les 34 nuits, utilisant 11 filtres. J'ai créé, pour chaque nuit, un fichier compilant les informations calculées dans la section précédente et une série d'images lissées et binnées 2x2, comme outil de vérification. De 2.2 Go d'information dans les images brutes par nuit, nous sommes passés à 150 Mo de données pour tous les objets détectés par nuit et 500 Mo d'images par nuit. Des 34 nuits, je n'est gardé que les 10 meilleures nuits dans dix

filtres différents. Les nuits sont 500a, 550e, 600a, 650b, 700a, 750c, 800a, 850c, 900a, 950a. Les nuits 450a et 450b n'étaient pas assez profondes. Elles auraient beaucoup limité la profondeur du catalogue final. Aucune de ces deux nuits n'a donc été considérée pour la réduction secondaire.

4.3 Réduction secondaire

Une fois effectuée la réduction préliminaire des données sur toutes les nuits, l'étape suivante consiste à les fusionner. Si toutes les nuits étaient photométriques dans tous les filtres, nous pourrions fusionner les nuits elles-mêmes avant la réduction préliminaire en utilisant des paramètres d'ajustement tenant compte des variations de seeing et de brillance du ciel (Fischer & Kochanski 1994). La fusion avant la réduction préliminaire permet de supprimer les rayons cosmiques et d'augmenter le rapport signal-sur-bruit sur toute l'image, c'est-à-dire de détecter des objets plus faibles. La fusion des catalogues ne permet que l'amélioration dans la mesure des objets déjà détectés et non pas de détecter de nouveaux objets. La fusion de nos nuits requiert une rectification supplémentaire causée par l'aberration variable au cours du temps. En effet, l'aberration varie au cours de la nuit, mais aussi d'une nuit sur l'autre pour une même portion de ciel puisque le jour sidéral dure 3 min 56 sec de moins que le jour solaire. Cette variation doit être considérée pour superposer les mêmes parties du ciel à la fraction de seconde d'arc près. Je n'ai pas essayé de fusionner les images des nuits elles-mêmes car je n'avais pas la métrologie ligne par ligne nécessaire à l'opération et, de plus, les nuits réellement photométriques se comptaient sur les doigts de la main; il était hors de question de dégrader les bonnes nuits en les fusionnant avec des nuits potentiellement nuageuses. J'ai préféré limiter les risques en choisissant les meilleures nuits disponibles dans chacun des filtres puis en fusionnant les fichiers d'objets. L'opération s'est révélée suffisamment délicate pour ne pas ajouter la complication supplémentaire qu'aurait été la fusion des images elles-même.

La réduction secondaire des données consistent donc à étalonner les objets des meilleurs filtres avec les standards photométriques et astrométriques de la littérature

et enfin à former le catalogue final contenant la position, géométrie et flux des objets à travers tous les filtres.

4.3.1 Étalonnage photométrique

L'étalonnage photométrique consiste à redresser le point-zéro de la magnitude des objets dans chaque filtre à partir d'objets pré-étalonnés dans la même bande de ciel. Dans une situation idéale, chaque image de notre bande devrait avoir plusieurs standards photométriques de manière à corriger les fluctuations locales du ciel, les variations intrinsèques aux étoiles et les fluctuations de l'absorption atmosphérique au cours de la nuit. En réalité, cette correction image par image exige un investissement de temps déraisonnable et on se contente d'observer quelques étoiles au cours de la nuit. Je n'ai malheureusement pas pu observer les standards. Durant la mission d'hiver 1997, les conditions climatiques de l'Observatoire du mont Mégantic n'ont pas été bonnes. Hickson & Mulrooney (1998b) ont eu plus de chance à l'Observatoire de Kitt Peak (Arizona). Mais les données ont été réduites beaucoup trop tard pour être utilisées dans le présent travail. Heureusement, une communication privée d'Yvan Dutil suivie d'une recherche bibliographique m'a permis de retrouver le spectre de deux étoiles standards (Oke 1990) tombant, par un heureux hasard, au centre de notre bande de ciel. J'ai lissé les spectres des deux étoiles avec les 10 bandes passantes; les flux résultants sont montrés au tableau 6. Ces étoiles m'ont permis d'étalonner le début des nuits (Hz 21) et le milieu des nuits (BD+33d2642). L'étoile BD+33d2642 est un peu saturée dans les filtres rouges et donne probablement une rectification moins fiable. Cet étalonnage n'est pas robuste et ne peut pas corriger les variations possibles entre le début et le milieu de la nuit, mais les comparaisons entre les données et le modèle de Bahcall-Soneira de la Voie Lactée (chapitre 5) tendent à montrer que l'étalonnage est bon à 0.3 magnitude près.

Tableau 6: Magnitudes de calibration de deux étoiles standards.

	Hz 21 D02 V=14.68	12h13m56.4s 32°56'31"	BD+33d2642 B2IV V=10.81	15h51m58.96s 32°56'15"
λ nm	F_λ $10^{-16} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$	Mag AB (Oke 1990)	F_λ $10^{-16} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$	Mag AB (Oke 1990)
454.2	95.78	14.36	3258.70	10.53
497.7	68.57	14.52	2429.53	10.65
556.5	45.36	14.73	1690.36	10.81
596.7	34.77	14.87	1336.98	10.91
654.1	23.90	15.08	983.91	11.04
703.9	18.67	15.18	772.84	11.15
751.6	14.58	15.31	618.59	11.24
805.1	11.18	15.45	490.00	11.35
843.3	9.36	15.54	423.20	11.41
905.8	6.81	15.731	332.26	11.51
947.4	6.64	15.727	313.37	11.54

Toutes les magnitudes de nos objets sont exprimées en magnitude AB (Oke 1974), définies par

$$M_\lambda = 9.91 - 2.5 \log f_\lambda, \quad (\text{E 4.9})$$

où f_λ est le flux en $\text{W m}^{-2} \text{\AA}^{-1}$, moyenné sur la bande passante des filtres. Cette définition a l'avantage d'être directement adaptable à nos filtres.

Erreurs photométriques

Les erreurs photométriques sont difficiles à évaluer, elles sont de deux natures, les erreurs instrumentales et les erreurs systématiques. Les erreurs instrumentales ($\sigma_{\text{instrumental}}$) peuvent être modélisée par l'équation :

$$\sigma_{\text{instrumental}} = \sqrt{F_{\text{source}} + N F_{\text{ciel}} + N R^2}, \quad (\text{eq. 4.10})$$

où N est le nombre de pixels sous-tendus par la source (en général nous avons pris 6 pixels de rayon, $N = 110$), F_{source} et F_{ciel} sont les flux mesurés de la source et du ciel et R est le bruit de lecture (28 électrons). Les erreurs systématiques ont été évaluées en soustrayant les magnitudes de deux nuits prises à travers le filtre à 752 nm, comme le montre la figure 33 (Hickson & Mulrooney 1998a). Il est probable que les erreurs mesurées à 750 nm sont les limites inférieures des erreurs systématiques des autres filtres puisque le système est le plus efficace autour de 750 nm. Le tableau 7 montre les erreurs instrumentales compilées pour chaque nuit à différentes magnitudes. On voit que les erreurs instrumentales et les erreurs systématiques s'équivalent autour de la magnitude 19 à 750 nm.

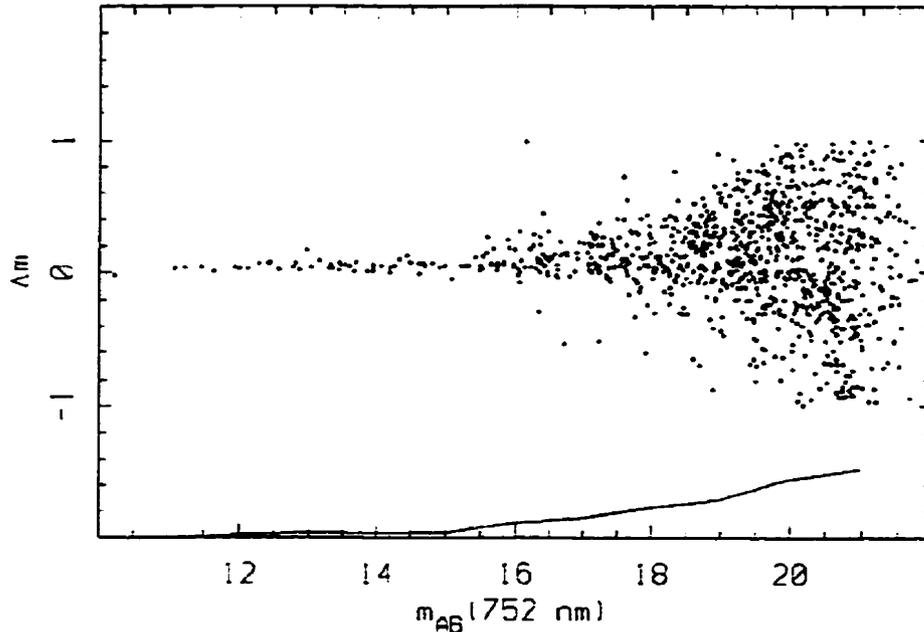


Figure 33: Erreur systématique sur le flux des objets entre deux nuits à 752 nm en fonction de leurs magnitudes. (Tiré de Hickson & Mulrooney 1998a.)

Tableau 7: Erreurs instrumentales en fonction des magnitudes dans 10 nuits.

	$M_{AB}=10$	$M_{AB}=15$	$M_{AB}=18$	$M_{AB}=19$	$M_{AB}=20$
σ_{50}	0.00	0.02	0.25	0.63	-
σ_{55}	0.00	0.02	0.23	0.45	-
σ_{60}	0.00	0.02	0.20	0.53	0.88
σ_{65}	0.00	0.01	0.08	0.17	0.65
σ_{70}	0.00	0.01	0.09	0.17	0.57
σ_{75}	0.00	0.01	0.08	0.17	0.56
σ_{80}	0.00	0.01	0.13	0.25	0.81
σ_{85}	0.00	0.01	0.27	0.54	1.08
σ_{90}	0.00	0.01	0.12	0.36	-
σ_{95}	0.00	0.04	0.41	1.34	-

Dans l'ensemble les erreurs sont équivalentes ou légèrement plus élevées que les erreurs habituellement retrouvées dans la littérature pour des données spectrophotométriques. Cela est remarquable pour un télescope non-optimisé pour l'observation astronomique.

4.3.2 Astrométrie

L'astrométrie de nos objets doit être faite soigneusement puisqu'elle sert d'unique critère de fusion d'un fichier d'objets sur l'autre. L'astrométrie doit être précise à 1 pixels près ($\sim 0.5''$) pour éviter de fusionner deux objets distincts, mais proches. On peut calculer la probabilité de trouver deux objets à une certaine distance en fonction de la densité d'objets. Si on suppose une distribution homogène, cette probabilité (P) est donnée par Woods et al. (1995):

$$P(\theta, \rho) = 1 - \exp(-\pi \theta^2 \rho) \quad (\text{eq. 4.11})$$

où θ est la distance angulaire séparant deux objets et ρ est la densité d'objets par degré carré. Au pôle galactique, pour une magnitude $V < 19$, on a $\rho = 10^3$. À une latitude galactique de 30° , $\rho = 10^4$. Les probabilités d'avoir des objets plus proches que $2''$ sont $P(2'', 10^3) \sim 10^{-3}$ et $P(2'', 10^4) \sim 1\%$. La première probabilité est tolérable, mais la deuxième correspond à 100 fausses fusions par degré carré. Ce petit argument

montre que la confusion devient importante quand on se rapproche du plan de la Voie Lactée, même avec une astrométrie précise à 0.5".

Les images ont le défaut de ne pas se chevaucher d'une valeur constante. D'une image à l'autre, la variation de coordonnées peut fort bien être d'une vingtaine de seconde d'arc. Pour corriger cette variation du point-zéro, j'ai utilisé le tout nouveau catalogue astrométrique du US Naval Observatory (Monet 1997). Ce catalogue contient les coordonnées de 488 006 860 sources du ciel, tirées du Palomar Observatory Sky Survey, numérisé avec le photodensitomètre du Naval Observatory. Les coordonnées du catalogue sont corrigées avec le catalogue d'étoiles guide (GSC) du Télescope Spatial Hubble et devraient ultimement être corrigées avec les données astrométriques d'HIPPARCOS. Mon programme identifie une à une les étoiles de magnitude intermédiaire ($15 < \text{mag} < 18$) dans chacune de nos images. Le point-zéro est ensuite corrigé en prenant la moyenne des différences entre les coordonnées du catalogue et les coordonnées des étoiles. Habituellement, le nombre d'étoiles identifiées entre les images et le catalogue varie de 50 au pôle galactique à 500 à l'approche du plan.

À la fin de l'opération, nous obtenons 10 fichiers (un par nuit, ou un par filtre) de coordonnées précises à 0.5", corrigés pour la précession à l'époque J2000.0.

À partir de maintenant et dans le reste de la thèse, j'emploierai le mot filtre pour désigner les données de la nuit observée à travers le filtre en question.

4.3.3 Fusion des filtres: catalogue d'objets

La dernière étape de la réduction secondaire des données consiste à fusionner les fichiers des 10 filtres. Le critère de fusion est la coordonnée des objets. Pour que deux objets soient considérés identiques, il faut que la différence entre la position de leurs centroïdes soit inférieure à 2". J'ai fabriqué le catalogue final en fusionnant d'abord les filtres ayant les données les plus profondes (750 nm et 800 nm). Puis j'ai ajouté les autres filtres au catalogue.

Le nombre d'objets dans le catalogue final est d'environ 150 000, la plupart étant détectés seulement dans les filtres les plus profonds. J'ai extrait, de ce fichier final, un fichier contenant seulement les objets détectés dans les dix filtres de 500 nm à 950 nm; ce fichier contient environ 20 000 objets. J'ai utilisé ces deux fichiers pour toutes les analyses subséquentes.

4.4 Évaluation de la qualité des données

Avant de passer aux analyses quantitatives des données réduites, nous présentons une série de résultats qualitatifs. Cette série d'arguments inductifs n'est pas une démonstration, mais supporte par inférence ma thèse que les données d'un télescope à miroir liquide sont comparables à celle de n'importe quel télescope de taille équivalente, utilisé dans les mêmes conditions.

4.4.1 Comparaisons qualitatives avec les données existantes

Le catalogue du US Naval Observatory (USNO) utilisé pour notre astrométrie fine donne, en plus des coordonnées, les magnitudes bleues et rouges de chaque objet, correspondant aux plaques O (bleues) et E (rouges) du Palomar Observatory Sky Survey I (POSS). Le catalogue contient des objets jusqu'aux magnitudes limites $O=21$ et $E=20$. J'ai utilisé ce catalogue pour comparer la variation du nombre d'objets en fonction de l'ascension droite tout au long de la nuit.

La figure 34 montre cette comparaison pour deux fichiers: l'un fusionnant les filtres à 750 et 850 nm, et l'autre les filtres à 500, 700 et 850 nm. On remarque que le nombre d'objets est similaire entre le USNO et les filtres rouges (750-850), impliquant que les images du NODO sont au moins aussi profondes que celles du POSS dans le rouge. Le filtre bleu à 500 nm est moins profond, le fichier contenant les trois couleurs (500-700-800) montre donc moins d'objets que dans le POSS. Enfin, la variation de densité en fonction de l'ascension droite montre la même pente exponentielle dans les trois cas. Les trois pics de la courbe du catalogue USNO n'ont pas de cause connue,

mais illustre probablement l'effet d'une variation de seeing dans les plaques correspondantes du POSS sur la complétude du USNO aux magnitudes limites.

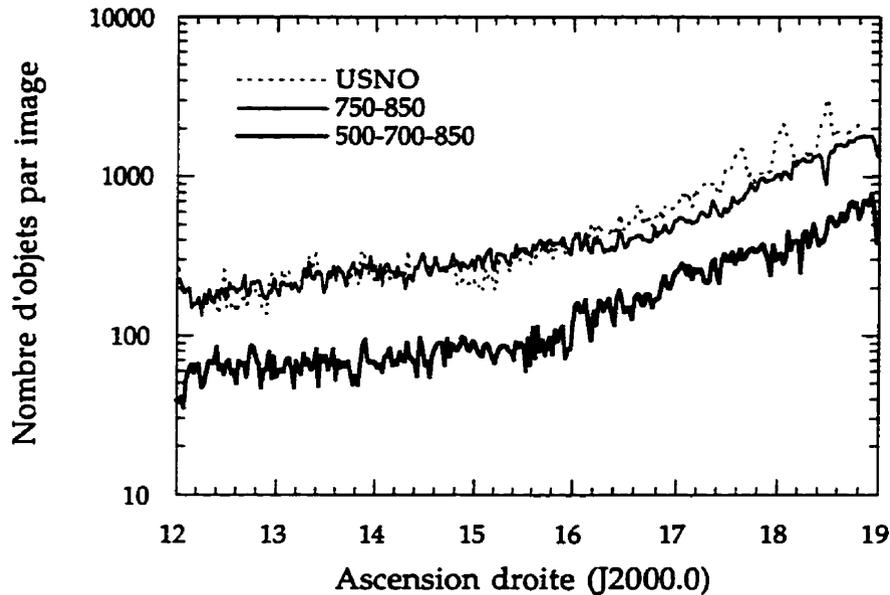


Figure 34: Comparaison entre les données de la saison 1996 (750-850 et 500-700-850) du NODO et le catalogue USNO. Le nombre d'objets détectés dans les deux catalogues est comparable dans le rouge.

Nous avons aussi directement comparé les images prises au NODO avec celles du Digital Sky Survey II (DSS II; disponible à <http://archive.stsci.edu/dss>). Les figures 35 et 36 montrent le même amas de galaxies. La figure 35 a été prise sans filtres (équivalente à une plaque sensible dans le rouge) au NODO avec une pose de 97 sec. La figure 36 provient d'une plaque de POSS, prise avec une caméra Schmidt pendant 45 min, numérisée dans le DSS II. Les profondeurs des deux images sont très similaires. Naturellement, le DSS II n'est qu'une numérisation des plaques photographiques originales et souffre notamment d'une baisse de résolution. C'est pourquoi le NODO donne l'impression d'une image plus fine en résolution. Cette comparaison qualitative montre de nouveau que les images du NODO semblent de bonne qualité.

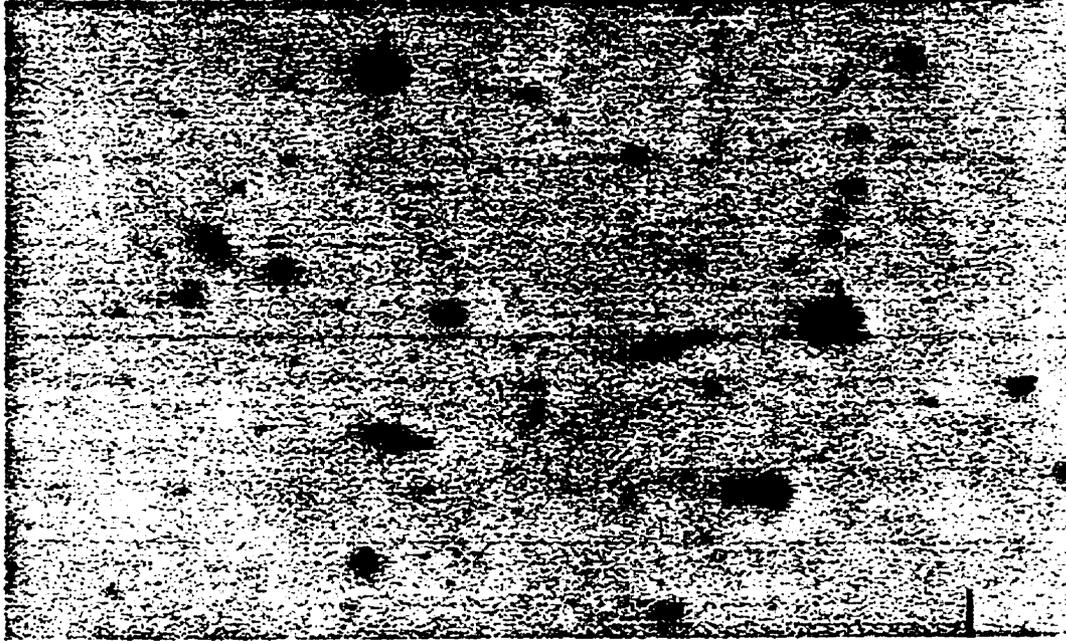


Figure 35: Image d'un amas de galaxies prise avec le NODO. (12h08m, 33°), 5'x7', sans filtre (équivalent au V+R), CCD épais, pose: 97s.



Figure 36: Image d'un amas de galaxies prise avec le POSS. (12h08m, 33°), 5'x6', tiré du DSS II, plaque E-1599 (rouge), pose: 45 min.

Nous avons tenté une troisième comparaison qualitative. La figure 37 montre un diagramme couleur-magnitude provenant d'un échantillon de ~10 000 objets du NODO, observés en début de nuit ($\alpha_{2000.0}$: 12-16 h), c'est-à-dire vers les régions polaires de la Voie Lactée. La figure 38 est un diagramme similaire tiré d'une plaque photo du télescope UK-Schmidt, numérisée avec le photodensitomètre Automatic Plate Measuring de Cambridge (Gilmore et al. 1990). La magnitude apparente des objets varie avec leur distance, mais leur couleur ne dépend pas de leur distance. Ainsi, ce genre de diagramme n'est pas utile pour comparer les objets entre eux, mais il permet tout de même de mettre en lumière les différentes populations d'étoiles. Ainsi, la figure 38 montre deux pics de distribution de couleurs: les étoiles autour de $B_J-R=2$ (équivalent à $B-V=1.5$) sont des étoiles K, M du disque et les étoiles autour de $B_J-R=0.8$ ($B-V=0.6$) correspondent aux étoiles d'amas globulaires à métallicité élevée dans le coude de la séquence principale (Gilmore et al. 1990). La figure 37 ne montre pas de pic à $M_{500}-M_{700} = 1.5$ pour deux raisons. Premièrement, nos filtres sont plus rouges et discriminent les étoiles K et M (Gilmore et al. 1990). Deuxièmement notre échantillon est biaisé vers les objets bleus puisque très peu sensible dans le filtre à 500 nm (c'est la raison pour laquelle la distribution montre une coupure en biais de 19 à 20 magnitude). Néanmoins les figures 37 et 38 sont similaires, en particulier, les deux montrent une coupure draconienne du nombre d'objets dans la limite bleue $M_{500}-M_{700}>0.3$. Peu d'étoiles sont plus bleues que cette limite, correspondant au coude de la séquence principale d'une population vieille et peu métallique, impliquant que peu d'étoiles se sont formées dans le halo récemment.

Ces trois exemples renforcent ma thèse sans toutefois être totalement convaincants. Les chapitres subséquents vont montrer des résultats quantitatifs concluants, mais je cernerai tout d'abord clairement les limites de ces données en discutant des effets de sélection au cours de l'analyse.

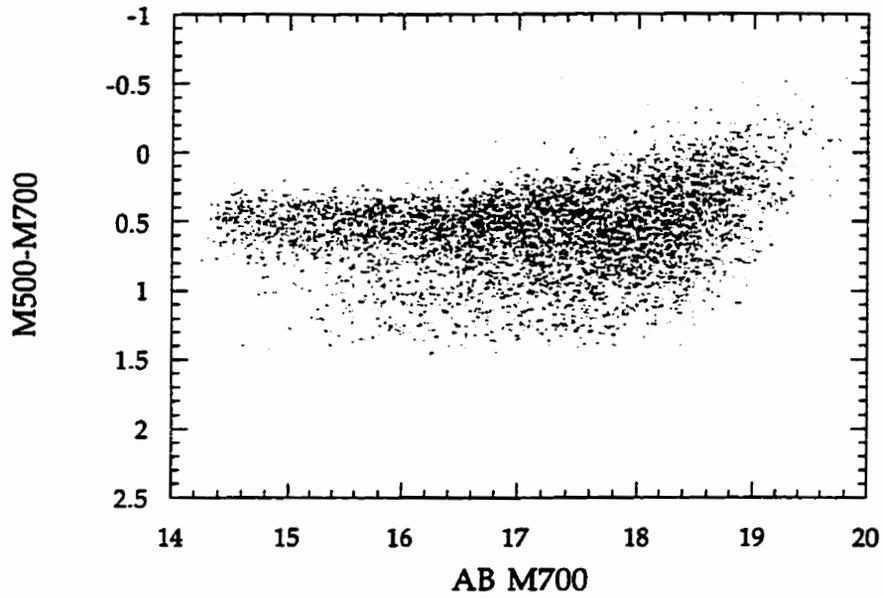


Figure 37: Diagramme couleur-magnitude d'un champ du NODO au pôle galactique. La couleur $M_{500}-M_{700}$ discrimine moins les étoiles KM que la couleur B_J-R (fig 38).

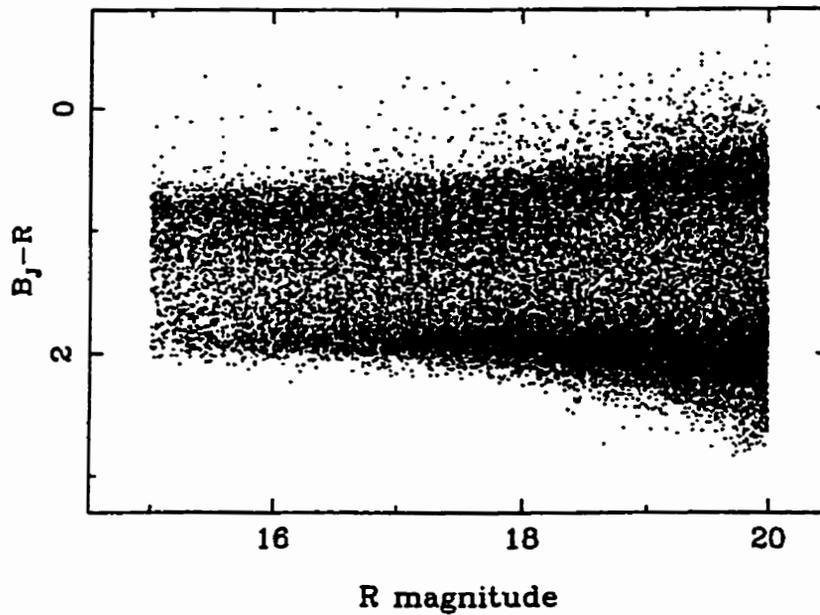


Figure 38: Diagramme couleur-magnitude d'une plaque de l'APM au pôle galactique (Gilmore et al. 1990).

4.4.2 Critères de sélection, effets de sélection et magnitudes limites

Le deuxième volet de discussion sur la qualité des données concerne les critères de sélection et leurs effets. Nous avons déjà évoqué les critères de sélection au moment de la détection des objets et au moment de l'étalonnage astrométrique des données. Nous allons rapidement résumer les arguments dans cette sous section et montrer leur effet sur les données finales.

Détection : Deux critères ont été définis pour sélectionner les objets dans les images: un critère de dimension minimale (9 pixels contigus) et un critère de rapport signal-sur-bruit minimal par pixel ($> 2.5 \sigma_{del}$). Les deux critères de sélection impliquent une coupure en flux qui fait apparaître un effet de sélection, lié à la sensibilité décroissante du système CCD+filtre vers la partie bleu du spectre (voir figure 27). Cela introduit un biais systématique vers les objets faibles, ayant un spectre bleu (section précédente, figure 37). Les objets faibles, ayant un spectre rouge, ne seront, en effet, pas détectés dans les filtres bleus et seront exclus du catalogue final.

La figure 39 illustre l'incomplétude sévère de notre échantillon causée par le manque de sensibilité du détecteur CCD+filtre dans le bleu. Elle montre le nombre d'objets en fonction de la magnitude AB pour chaque filtre de 500 à 950 nm. En principe, si l'échantillon aléatoire est complet, le logarithme du nombre d'objets augmente de façon linéaire en fonction de la magnitude AB (Zombeck 1982). Cette loi devrait être vérifiée pour des intervalles de magnitude allant de ~ 10 à ~ 21 . En deçà de $\text{mag AB} \sim 10$, les objets ne sont pas assez nombreux pour parler d'un échantillon aléatoire représentatif, et au delà de $\text{mag AB} \sim 21$, les galaxies dominent les objets faibles et change la pente (Zombeck 1982). Dans la figure 39, les filtres bleus (500, 550, 600 et 650 nm) ont effectivement une partie linéaire grossièrement limitée entre $15 < \text{mag AB} < 18$. En revanche, les filtres rouges (700, 750, 800, 850, 900 et 950 nm) n'ont qu'une très courte partie linéaire, entre $15 < \text{mag AB} < 17$. Les courbes rouges ressemblent davantage à des bosses qu'à des distributions linéaires, symptôme de l'incomplétude du catalogue.

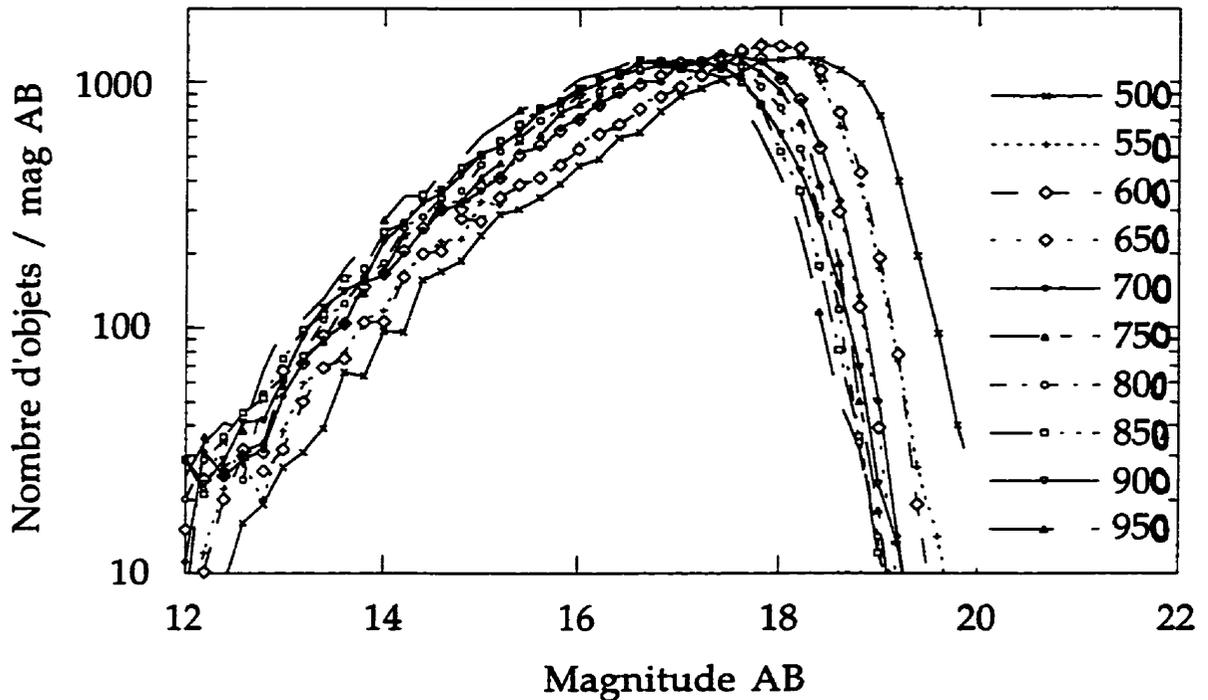


Figure 39 : Magnitude limite de détection en fonction des filtres. Le nombre d'objets (échelle logarithmique) est donné en fonction de la magnitude AB pour tous les filtres. L'incomplétude du catalogue est sévère à partir de $\text{mag AB} = 18$, à 500 nm, en raison de notre critère de sélection exigeant que les objets soient détectés dans tous les filtres.

Fusion : Le critère de sélection est uniquement positionnel (distance des centroïdes $< 2''$). Un effet de sélection apparaît alors à des latitudes galactiques inférieures à 30° , où la confusion entre les objets augmente à cause de la forte densité stellaire, du mauvais seeing et de l'imprécision sur l'astrométrie. Cet effet nous a poussé à limiter le catalogue final des objets à une ascension droite $\alpha_{2000.0} < 18\text{h}00$.

La figure 40 montre une carte de tous les objets détectés dans les filtres à 500, 700 et 850 nm entre $\alpha_{2000.0} = 12$ et 16 h. Cette carte montre qu'il n'y a pas d'effet systématique clair dans l'échantillon à grande échelle. Il faut souligner que la carte est compressée d'un facteur ~ 100 en ascension droite et que l'impression de multitude de

points est trompeuse. En réalité, le nombre d'objet est faible par image et il est possible que les effets systématiques à petite échelle soient noyés dans la distribution aléatoire. En effet, commencent à apparaître des régions vides autour des colonnes folles quand la densité d'objets augmente à $\alpha_{2000.0} > 17^{\text{h}}00$.

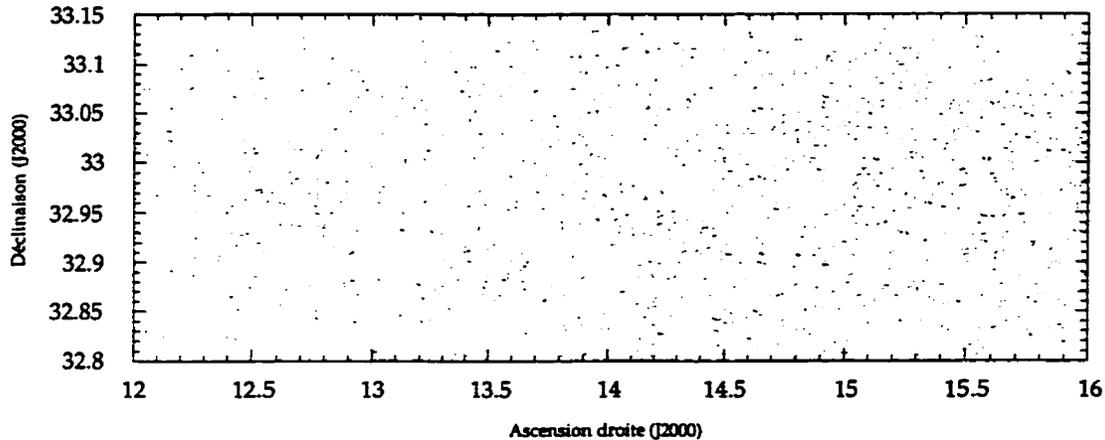


Figure 40 : Carte de 10000 objets détectés à 500, 700 et 850 nm. Les données sont fortement compressées en ascension droite, mais elles ne révèlent pas d'effet systématique majeur.

La figure 39 montre aussi les signes d'un effet de sélection dû à la fusion des objets. L'inflexion des courbes bleues autour de mag AB~14-15 est un effet de sélection causé par la mauvaise astrométrie des objets brillants fortement saturés dans le rouge. L'inflexion de toutes les courbes aux magnitudes faibles est un effet de sélection de la pauvre sensibilité du détecteur induisant une mauvaise astrométrie en même temps qu'un biais vers les objets bleus. La conséquence de ces effets combinés est de rétrécir la fourchette de magnitude où nous avons l'assurance d'avoir détecté 100% des objets. En deçà de mag AB~14 et au-delà de mag AB~18, à 500 nm, nous avons un biais systématique vers les objets bleus. Les objets rouges brillants étant saturés et les objets rouges faibles étant invisibles! Insistons sur le fait que cette limite instrumentale n'est pas due au miroir lui-même, ni même au mode d'observation zénithale. La technologie du miroir liquide n'est donc pas en cause ici, il s'agit de

problèmes instrumentaux classiques causés par un détecteur non-optimisé pour l'astronomie.

4.5 Conclusion

Au chapitre 4, les premières données astronomiques obtenues avec le télescope à miroir liquide de 3 m du NODO ont été décrites. Nous avons vu les routines d'analyse automatique, réduisant les 70 Go d'images de la saison 1996, à un catalogue d'objets de quelques centaines de Mo. Ce catalogue en fonction des critères de sélection et des précisions des mesures photométriques. J'ai enfin comparé ces données avec des observations de télescopes conventionnels, déjà publiées dans la bibliographie. Ces arguments, bien que qualitatifs, sont encourageants et me poussent à aller plus loin dans l'utilisation des données pour des projets astronomiques.

CHAPITRE 5

MODÈLE DE LA VOIE LACTÉE AVEC LE CATALOGUE 1996 DU NODO

Notre Voie Lactée a été étudiée dès les débuts de l'astronomie moderne avec les premières analyses de nombre d'étoiles dans le ciel nocturne. Ces analyses donnent des renseignements importants sur la composition et la densité stellaires de la Voie Lactée. Des modèles utilisent ces paramètres pour reconstruire la forme actuelle et l'histoire de la Voie Lactée. Un article de revue résume le domaine jusqu'en 1986 (Bahcall 1986). Les mesures du nombre d'étoiles sont tombées en désuétude entre les années 1950 et les années 1980 parce que la quantité d'analyse nécessaire était titanesque en regard du gain de connaissance. Les années 80 ont ouvert la voie à une analyse plus facile et automatique de gigantesques bases de données, avec la venue de photodensitomètres numérisant les plaques photographiques et avec l'arrivée d'ordinateurs puissants permettant des traitements automatisés et homogènes. Parmi

les équipes travaillant dans ce domaine de nos jours, on peut séparer deux écoles de pensées; celle de Princeton (John Bahcall) et celle de Cambridge, UK (Gerard Gilmore).

Le nombre d'étoiles du ciel nocturne est donné par l'équation fondamentale de la physique stellaire :

$$N(m) = \omega \int_0^m \phi(M, \bar{x}) \rho(M, \bar{x}) d^3\bar{x} \quad (\text{eq. 5.1})$$

où N est le nombre d'étoiles projetées sur la voûte céleste ayant une magnitude limite m donnée, ω est l'angle solide sous-tendu par le champ de vision, ϕ est la fonction de luminosité des étoiles dans la direction x , et ρ est la densité d'étoiles par unité de volume dans la direction x , M est la magnitude absolue.

Gilmore (1990) affirme que l'équation 5.1 est hautement dégénérée puisque la fonction de luminosité ainsi que la densité varient en fonction de l'âge des objets, de leur composition chimique (métallicité), et de leur cinématique, induisant les mêmes valeurs de N pour des solutions mathématiques diverses de ϕ et ρ . Gilmore propose trois solutions pour lever la dégénérescence de l'équation 5.1.

1. Définir d'abord les valeurs de ϕ en utilisant des populations dont la distance est connue par parallaxe photométrique, ou encore, des étoiles pulsantes RR Lyrae et Céphéïdes.
2. Utiliser de larges banques de données pour circonscrire les paramètres par ajustement des modèles.
3. Limiter la région d'étude de manière à s'assurer qu'un seul des paramètres varie.

Gilmore affirme que la seule façon de tirer des conclusions cohérentes de la deuxième solution, c'est-à-dire l'ajustement des modèles, est d'y introduire l'abondance chimique et la cinématique. Cet ajout l'amène à définir un grand nombre de groupes cinématiques distincts dans le modèle de la Voie Lactée, incluant, un halo sphérique, un noyau central, un bulbe intermédiaire, un disque mince et un disque épais.

Bahcall (1986) propose d'utiliser une méthode empirique se rapprochant de la deuxième méthode de Gilmore et consistant à ajuster les paramètres d'un modèle simple, puis à prédire le nombre observé d'objets par unité de surface. Une suite d'itérations successives permet d'ajuster le modèle aux observations et de contraindre les caractéristiques physiques globales de la Voie Lactée. Mais plutôt que d'introduire un grand nombre de contraintes physiques comme les différentes composantes cinématiques de Gilmore, Bahcall propose une série de simplifications grossières et pose la question: un modèle aussi simple que celui-ci peut-il, au moins phénoménologiquement, reproduire les observations? Un grand nombre de publications montrent que c'est le cas. Bahcall et al. (1985) reproduisent les données du catalogue d'étoiles de Basel (Becker & Fenkart 1976). Lasker et al. (1987) reproduisent le nombre d'étoiles observées dans le GSC du Télescope Spatial Hubble en fonction de multiples latitudes. Plus récemment, Santiago et al. (1996) utilisent les données du Télescope Spatial Hubble, Bath et al. (1996) utilisent les données numérisées du POSS avec le photodensitomètre APS du Minnesota, et Malkov & Smirnov (1994) analysent les données du Guide Star Catalog II. Ces travaux plus récents confirment que le modèle de Bahcall-Soneira (Bahcall 1986) reproduit les nombres d'étoiles d'une manière remarquable, quoique les couleurs des étoiles soient parfois difficiles à ajuster.

Je pense que l'argument de Gilmore est solide et qu'une connaissance de la cinématique et de la métallicité des étoiles est essentielle à une description physique réelle de la Voie Lactée. Je n'ai cependant pas les données nécessaires. Mon catalogue ne contient que l'information sur le continu des objets, sur leur morphologie et, parfois, sur certaines raies d'émission (voir chapitre 6). J'ai donc décidé d'utiliser le modèle de Bahcall-Soneira avec les paramètres déjà ajustés dans les autres publications, pour reproduire, ne serait-ce que phénoménologiquement, les nombres que j'observe dans le catalogue 1996 du NODO. Cet exercice permet de consolider la preuve que les données sont de bonne qualité, sans toutefois m'autoriser à changer les caractéristiques déjà dérivées de la Voie Lactée.

Dans les sections suivantes du chapitre, je décris le modèle de Bahcall-Soneira, puis je donne un bref aperçu de la méthode d'étalonnage des données du catalogue 1996 du NODO avec les standards du programme, enfin je montre les résultats des comparaisons entre mes données et le modèle.

5.1 Modèle de Bahcall-Soneira de la Voie Lactée

Le modèle de Bahcall-Soneira est décrit dans ses grandes lignes dans Bahcall (1986). Je vais en donner une description sommaire et réfère le lecteur aux articles originaux pour davantage d'informations. On peut réécrire 5.1 sous une forme différente :

$$A_i(m_1, m_2, l, b) d\Omega = \int_{m_1}^{m_2} dm' \int_0^{\infty} dR R^2 \rho_i(r, M) \phi_i(r, M) d\Omega, \quad (\text{eq. 5.2})$$

A est le nombre d'étoiles visibles dans la partie i de la Voie Lactée considérée (donnée par les coord. gal. l et b), entre les magnitudes apparentes m_1 et m_2 , par unité d'angle solide $d\Omega$. Le paramètre R est la distance aux objets observés, ρ_i est la densité d'étoiles et ϕ_i est la fonction de luminosité de la partie i considérée, pour une magnitude absolue M et un rayon r donnés. Selon Bahcall-Soneira, on intègre l'équation 5.2 avec un modèle simpliste de la Voie Lactée comprenant deux composantes: un disque circulaire et un halo sphéroïdal. Comme simplification additionnelle, le modèle suppose que la fonction de luminosité ne varie pas à l'intérieur de chaque composante. C'est-à-dire que chaque composante contient une population homogène d'étoiles. Pour chaque composante, Bahcall-Soneira définit ρ_i et ϕ_i à partir de données connues.

5.1.1 Disque

Bahcall-Soneira suppose que la Voie Lactée devrait montrer la même distribution en densité que les galaxies environnantes de même type galactique, c'est-à-dire Sb-Sc. La loi de Freeman (Mihalas & Binney 1981) est donc utilisée.

$$\rho_D = \rho_D(R_0) \exp\left[\frac{-z}{H(M_v)}\right] \exp\left[\frac{-(x - R_0)}{h}\right], \quad (\text{eq. 5.3})$$

où ρ_D est la densité du disque, R_0 est la distance galactocentrique du Soleil, z est la distance normale au disque, x est la distance dans le plan du disque, H est l'échelle de hauteur normale au disque pour une magnitude absolue M_v , h est l'échelle dans le plan du disque. La densité varie de façon exponentielle autant verticalement que radialement.

La fonction de luminosité du disque est celle mesurée par Wielen (1974) avec les étoiles du disque proches du Soleil pour $M_v < 12.5$. Bahcall-Soneira assume que la fonction de luminosité reste constante pour $M_v > 12.5$. Cette approximation n'est pas importante puisque seules les étoiles M les plus faibles se retrouvent à ces magnitudes extrêmes, elles ne sont pas dominantes. La figure 41 (tirée de Bahcall 1986) montre cette fonction de luminosité en ligne pointillée (Disk).

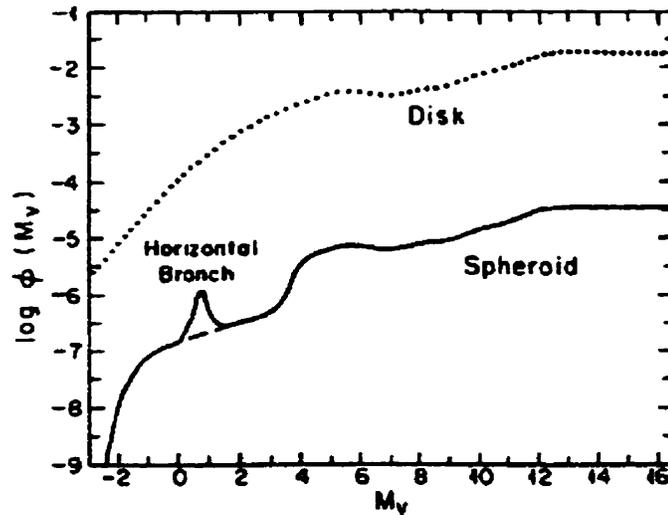


Figure 41: Fonctions de luminosité du modèle de Bahcall-Soneira. Le disque (Disk) est en ligne pointillée, le halo (Spheroid) est en ligne continue. (Tiré de Bahcall 1986.)

5.1.2 Halo

La densité du halo est modélisée, comme celle des galaxies elliptiques, par une loi de de Vaucouleurs (Mihalas & Binney 1981) :

$$\rho_{sph} = \rho_{sph}(R_0) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-7/8} \left\{ \exp \left[-10.093 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{1/4} + 10.093 \right] \right\}$$

$$\times 125 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-6/8} \left\{ \exp \left[-10.093 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{1/4} + 10.093 \right] \right\}, \quad R < 0.03 R_0 \quad (\text{eq. 5.4a})$$

$$\times \left[1 - \frac{0.08669}{(R/R_0)^{1/4}} \right], \quad R \geq 0.03 R_0 \quad (\text{eq. 5.4b})$$

où ρ_{sph} est la densité d'étoiles, à une distance galactocentrique R et R_0 est la distance galactocentrique du Soleil. La condition limite $0.03 R_0$ tient compte de la densité plus élevée du bulbe.

La fonction de luminosité du halo est copiée d'une fonction de luminosité d'amas globulaires riches en métaux (eg 47 Tuc) ou pauvres (eg M15). Les variations entre les différents amas globulaires permettent de jouer sur la forme de la fonction pour les valeur $M_v < 4.5$. Bahcall-Soneira assume que la forme de la fonction de luminosité du halo rejoint celle du disque pour $M_v > 4.5$. La différence majeure entre les fonctions de luminosité du disque et du halo réside dans la présence d'un pic (halo) causé par la branche horizontale des géantes et d'un trou (halo) dans la distribution des sous-géantes (figure 41, ligne continue). La fonction de luminosité du halo est normalisée de manière à représenter 2 étoiles sur 1000 dans l'environnement du Soleil.

5.1.3 Programme et les prédictions du modèle

Bahcall (1986) a écrit un programme en Fortran permettant d'ajuster tous les paramètres de la Voie Lactée. Comme je l'ai déjà signalé en introduction, j'ai utilisé

les paramètres de la Voie Lactée déjà ajustés par les études publiées. Le tableau 8 résume les paramètres choisis pour la Voie Lactée.

Tableau 8: Paramètres physiques de la Voie Lactée tirés de Bahcall (1986).

Paramètres	Symboles	Valeurs
Distance galactocentrique	R_0	8 kpc
Échelle radiale du disque	h	3.5 kpc
Échelle de hauteur du disque ^a	$H(M_v)$	90-325 pc
Densité du disque ^b	$\rho_D(R_0)$	0.13 pc ⁻³
Densité du halo	$\rho_{sph}(R_0)$	0.00026 pc ⁻³
Rapport axial du sphéroïde	-	0.8
Rayon effectif du halo	-	2.7 kpc

a : la valeur de l'échelle de hauteur du disque varie linéairement avec la magnitude absolue des étoiles entre 90 pc ($M_v \sim -2.3$) et 325 pc ($M_v \sim -5.1$). Les valeurs de densités sont données pour $M_v \leq 16.5$.

b : $\rho_D = 0.076$ pc⁻³ d'après Crézé (1998) avec les données d'Hipparcos. Cela souligne l'aspect phénoménologique du modèle Bahcall-Soneira.

Le programme de Bahcall est disponible sur son site internet de Princeton, via <ftp.sns.ias.edu/pub/jnb/Export/Galaxy> et via www.sns.ias.edu/jnb/galaxy/html. Il donne le nombre d'étoiles dans un intervalle de magnitudes apparentes (m_1, m_2) pour toute direction donnée en coordonnées galactiques (longitude l , latitude b). Le programme permet d'ajuster les erreurs photométriques des données, et de normaliser les résultats à une surface angulaire quelconque. La figure 42 montre deux graphiques, l'un donnant la distribution des étoiles en fonction de la couleur (B-V) vers le pôle de la Voie Lactée ($b = 90^\circ$) pour les deux composantes (halo et disque) à différentes magnitudes apparentes limites ($V=20, 19.5, 19.0, 18.0, 17.0, 15.0$). Les deux populations d'étoiles apparaissent à partir de $V=19$ et se séparent clairement en deux pics. L'autre graphique montre l'effet des erreurs photométriques sur les distributions. La distribution choisie est arbitraire, on voit la dégradation des courbes

pour des erreurs de plus en plus grandes ($\sigma_v=0.05, 0.1, 0.15, 0.2$ et 0.3). On remarque deux effets, le premier, le plus intuitif est une dilution des détails et le deuxième est un aplatissement des pics qui nous permettra de comprendre les résultats de nos observations.

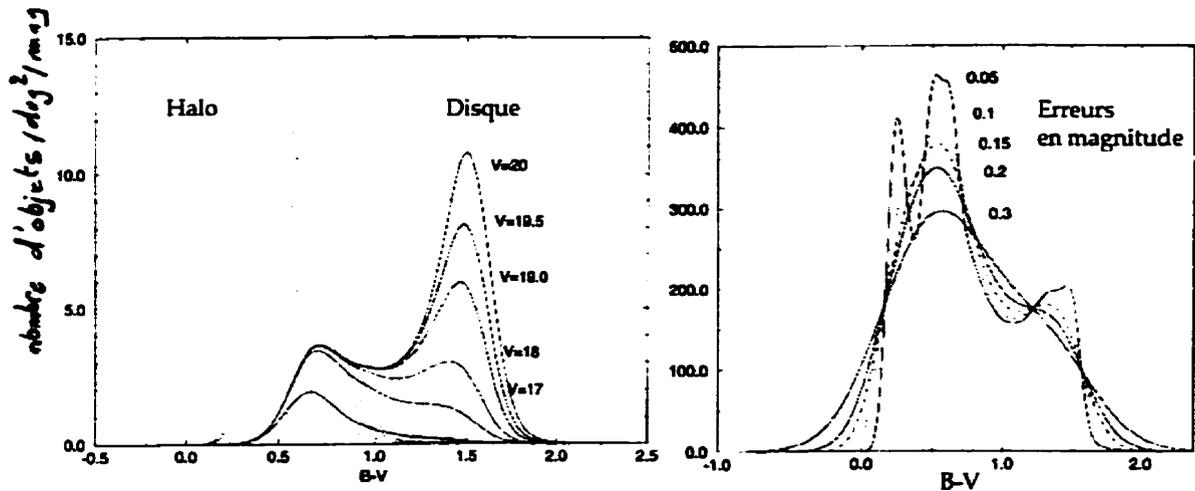


Figure 42: Nombre d'objets en fonction de leur couleur B-V pour deux composantes de la Voie Lactée dans le modèle de Bahcall-Soneira vers le pôle de la Voie Lactée. À droite, nombre pour le disque et le halo à différentes magnitudes limites, à gauche l'effet des erreurs photométriques sur les prédictions du modèle.

Le nombre et les distributions de couleurs varient en fonction de la ligne de visée. Les travaux du groupe de Basel (Bahcall et al. 1985) et l'analyse des étoiles brillantes du GSC du Télescope Spatial Hubble (Lasker et al. 1987) donnent d'excellents exemples d'applications, je propose de reproduire le type d'analyse avec les données du NODO.

5.2 Comparaison avec le catalogue 1996 du NODO

Le catalogue du NODO contient 10 couleurs, mais le modèle de Bahcall-Soneira ne nécessite que deux couleurs, une bleue et une rouge. Étant donné que mon catalogue multicolore est fortement incomplet à partir des magnitudes $R=18$, j'ai utilisé un sous-catalogue contenant 2 nuits fusionnées: la nuit à 500 nm (pseudo V) et

celle à 750 nm (pseudo R). Le programme de Bahcall donne les nombres pour les magnitudes B et V, et il permet d'introduire une correction pour les magnitudes et couleurs différentes. La section suivante décrit l'étalonnage en magnitude.

5.2.1 Étalonnage préliminaire des couleurs

Dans la suite, les magnitudes AB des filtres à bandes étroites seront exprimées avec la longueur d'onde centrale du filtre en indice. Par exemple : Mag AB à 500 nm sera M_{500} .

L'étalonnage en couleur requiert une correction qui dépend de la couleur des objets, c'est-à-dire de la pente de leur continu spectral. J'ai donc créé un catalogue de spectres standards, lissés par nos filtres, en utilisant la bibliothèque de Gunn & Stryker (1983) qui donne les valeurs V et B-V des étoiles, en plus de leurs spectres. Deux corrections sont nécessaires: une correction en couleur; $M_{500}-M_{750}$ vs (B-V) et une correction en magnitude; M_{500} vs B-V. La correction en couleur est extraite de la bibliothèque de Gunn & Stryker, tandis que la correction en magnitude vient de l'étoile standard Hz 21 (sections précédentes). Les figures 43 et 44 montrent les droites de régression linéaire d'étalonnage pour l'une et l'autre des corrections. L'étalonnage en couleur demande deux droites différentes sur la fourchette de couleur. Les équations extraites de ces régressions sont :

$$M_{500} = V + 0.385 (B-V) - 0.033, \quad (\text{eq. 5.5})$$

$$M_{500}-M_{750} = 1.36 (B-V) - 0.40 \text{ pour } -0.4 < B-V < 0.9, \quad (\text{eq. 5.6a})$$

$$M_{500}-M_{750} = 3.00 (B-V) - 2.10 \text{ pour } B-V > 0.9. \quad (\text{eq. 5.6b})$$

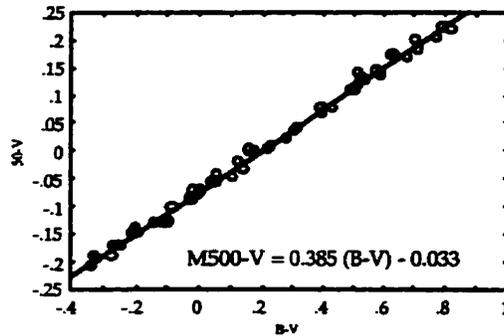


Figure 43: Étalonnage de $M_{500}-V$ vs $B-V$. Le point zéro est donné par Hz 21. Les cercles sont des étoiles de la séquence principale dont les spectres ont été filtrés à travers les filtres à 500 nm et 750 nm.

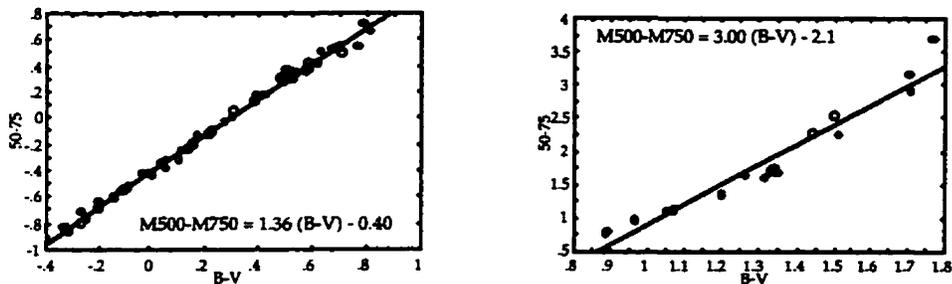


Figure 44: Étalonnage de $M_{500}-M_{750}$ vs $B-V$ sur 2 intervalles de couleur $B-V$. Les cercles sont des étoiles de la séquence principale dont les spectres ont été filtrés à travers les filtres à 500 nm et 750 nm.

J'ai introduit ces facteurs de correction dans le programme de Bahcall et j'ai ainsi pu comparer directement les sorties du programme avec les observations.

5.2.2 Nombre d'objets

Pour vérifier la qualité de nos données, j'ai sélectionné trois échantillons à différentes latitudes galactiques. Chaque échantillon sélectionné contient 2000 objets pour garder une bonne statistique en fonction de la couleur. La figure 45 montre la comparaison entre le nombre observé d'objets et le nombre prédit en fonction de la magnitude M_{500} . Le centre de chaque échantillon est donné dans le coin gauche. Le

graphique de gauche est proche du pôle de la Voie Lactée ($b=83^\circ$), le graphique central est à mi-chemin entre le plan et le pôle ($b=47^\circ$) et celui de droite, dont les données ont été observées vers la fin des nuits, est proche du plan ($b=34^\circ$). On remarque que les observations (histogrammes) sont très bien confirmées par le modèle de Bahcall-Soneira (lignes pointillées). Le modèle reproduit la croissance en fonction de la magnitude aussi bien que la croissance en fonction de la co-latitude. Le simple modèle à deux composantes de Bahcall-Soneira suffit donc à reproduire, au moins phénoménologiquement, le nombre observé d'objets.

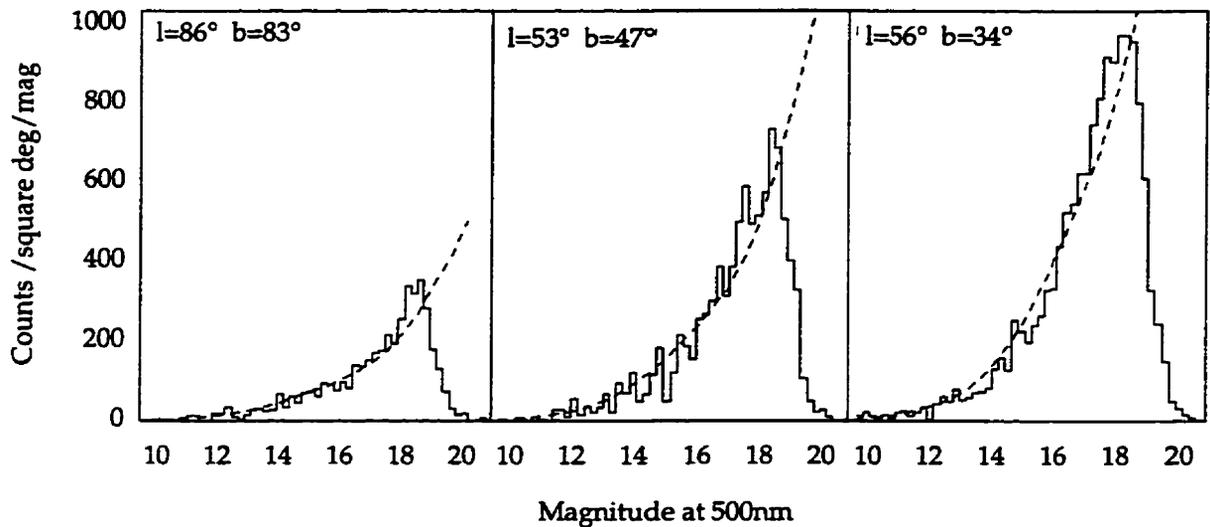


Figure 45: Nombre d'étoiles observées avec le NODO en fonction de la magnitude et modèle de Bahcall-Soneira. Pour 3 latitudes galactiques (83° , 47° , 34°). Le modèle (pointillé) suit bien les nombres (escaliers). (Tiré de Cabanac, Borra & Beauchemin 1998.)

5.2.3 Couleur des objets

La figure 46 montre la comparaison des couleurs. Nous avons utilisé deux des fonctions de luminosité d'amas globulaires disponibles dans le programme de Bahcall pour reproduire les nombres d'étoiles; celle de 47 Tucanae et celle de M15. La figure 46 montre des histogrammes du nombre d'étoiles observées par degré carré par pas de 0.1 magnitude de couleur et les modèles associés (lignes pointillées) pour les mêmes latitudes galactiques que la figure 45. On peut faire une série de commentaires sur ces résultats.

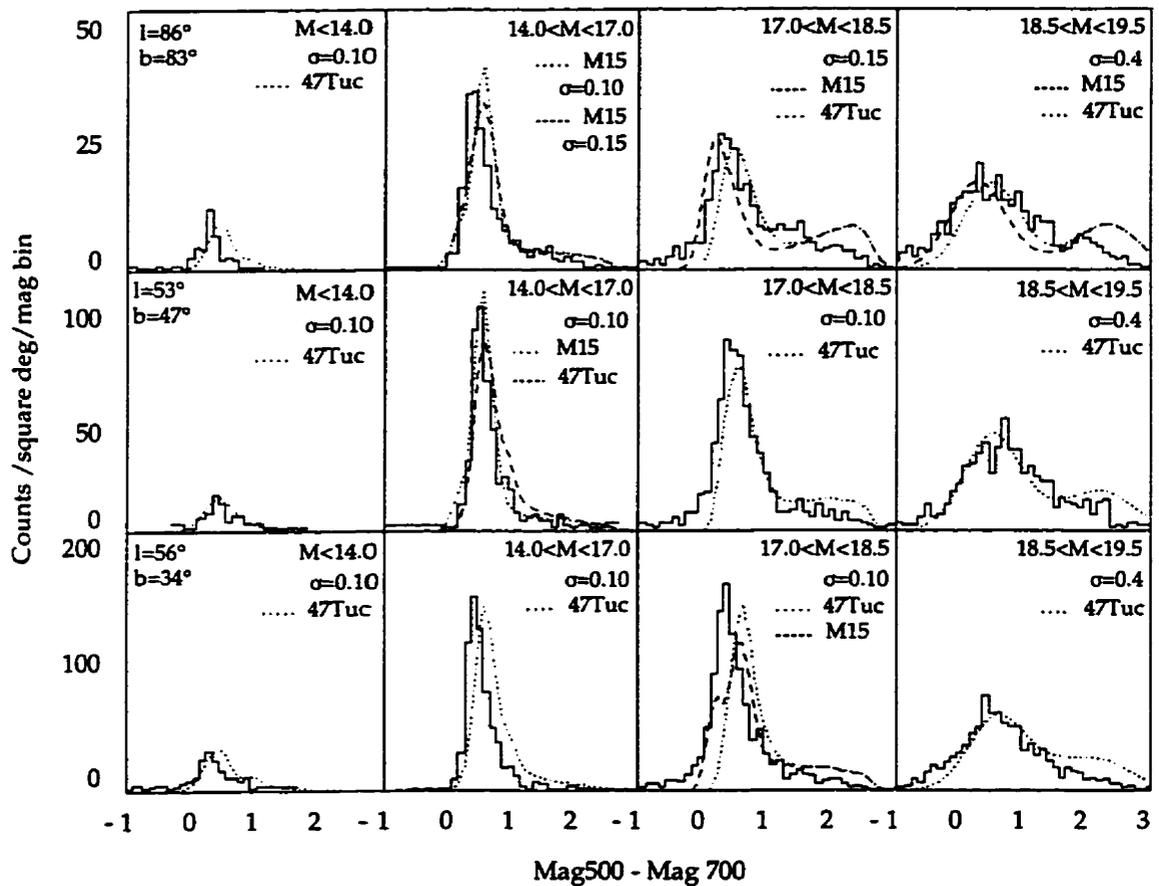


Figure 46: Histogramme des couleurs observées dans le NODO et modèle de Bahcall-Soneira pour 3 latitudes galactiques (83° , 47° , 34°). Les modèles (pointillés) reproduisent bien les couleurs des objets. Un petit décalage de 0.2-0.3 mag est visible dans le dernier groupe, sans doute causé par une dérive de l'étalonnage à la fin des nuits.

Premièrement, les observations sont assez fidèlement reproduites tout comme dans la figure 45. L'échantillon le mieux ajusté est celui à la latitude de 47° , c'est-à-dire celui qui cumule une bonne homogénéité spatiale avec un étalonnage encore robuste. L'échantillon proche du pôle couvre une surface plus importante et il est possible que les populations stellaires varient sur cette surface ($20'' \times 1.6^\circ$). L'échantillon à la latitude de 34° souffre très probablement d'une variation climatique non-correctée qui provoque une dérive des pics vers le rouge. L'extinction galactique mesurée par Burstein & Heiles (1982) est entre 0.03 et 0.06 (B-V). Elle est incluse dans le programme de Bahcall.

Deuxièmement, comme le montre l'échantillon à la latitude de 83° , l'effet principal de la fonction de luminosité est de changer la position du pic. En effet, le rougissement des étoiles est proportionnel à leur contenu en métaux. Les étoiles de population II (faibles en métaux) du halo sont plus bleues que les étoiles de population I (riches en métaux) du plan (Mihalas & Binney 1981). L'amas 47 Tucanae est riche en métaux $[Fe/H] = -0.64$ (Gilmore et al. 1990), donc plus rouge, tandis que l'amas M15 est un amas pauvre avec $[Fe/H] = -2.2$ (Snedden et al. 1997). Quand on observe vers le pôle, la population dominante est celle du halo, et quand on observe dans le plan, le disque domine. Nous observons effectivement sur la figure 46, que la fonction de luminosité de M15 s'ajuste le mieux au pôle et la fonction de luminosité de 47 Tucanae s'ajuste le mieux aux faibles latitudes. Cette observation souligne la qualité de nos observations.

Troisièmement, les erreurs photométriques peuvent être évaluées pour chaque intervalle de magnitude en considérant que les échantillons sont complets. On trouve que ces erreurs n'excèdent pas 0.1 magnitude pour $M_{500} < 17$ et 0.15 magnitude pour $17.0 < M_{500} < 18.5$. Le dernier intervalle n'est pas très contraignant puisque l'amplitude du pic devient insensible à une variation de l'erreur après 0.3 magnitude, de plus le dernier intervalle n'est pas complet et il n'est montré ici qu'à titre indicatif.

5.3 Conclusion

Ce chapitre a montré que le modèle de Bahcall-Soneira, considéré comme un standard robuste pour la description phénoménologique de la Voie Lactée s'ajuste d'excellente façon aux données du NODO et cela sans qu'aucune normalisation ad hoc n'ait été nécessaire. Je peux donc conclure que les données des filtres à 500 et 750 nm obtenues par cet observatoire à miroir liquide ont une bonne qualité photométrique. J'ai également mis en relief la faiblesse de l'étalonnage photométrique, en particulier à la fin des nuits. Cette double information permet de supposer que les données des autres filtres du catalogue sont probablement comparables aux filtres à 500 et 750 nm. Elles montrent probablement la même qualité photométrique et souffre des mêmes problèmes d'étalonnage.

Je considère donc que la proposition principale de cette thèse, *que les données d'un observatoire à miroir liquide sont comparables à celle d'un observatoire classique utilisé dans des conditions similaires*, est démontrée. Dans le dernier chapitre de cette thèse, je donnerai un exemple des applications possibles de cette nouvelle technologie, ainsi que son potentiel.

CHAPITRE 6

DÉTECTION D'OBJETS PARTICULIERS PAR CLASSIFICATION HIÉRARCHIQUE

Dans le chapitre précédent, j'utilisais seulement deux des dix filtres à notre disposition dans le catalogue d'objets du NODO. Le rapport des flux mesurés dans ces deux filtres me donnait une information sur la pente du continu (la couleur) des objets. Cela m'a permis de confirmer la qualité des données en les comparant avec des modèles connus. En effet, l'immense partie de l'astronomie observationnelle, tant traditionnelle que contemporaine, est fondée sur l'analyse photométrique à bande large (U, B, V, R, I, J, K...). Cette technique a l'avantage d'être peu coûteuse en temps de télescope et permet d'accumuler une information statistique considérable. Mais dans une situation idéale, on désire obtenir une information précise, spatiale et spectrale, pour chaque pixel de détecteur. Dans les faits, l'information spectrale est coûteuse et jusqu'à l'arrivée toute récente des premiers spectrographes 2-D, l'information spectrale ne s'obtenait qu'au prix d'une incertitude spatiale dues à la largeur de la fente du spectrographe. Dans tous les cas, les spectres demandent de

longues intégrations. Une voie alternative est l'utilisation de filtres à bande étroite, comme le fait le NODO, pour reconstituer l'information spectrale au bout de la réduction de données. On a pour chaque objet, l'équivalent d'un spectre à très basse résolution à $R=10$ (40 pour l'ensemble complet de filtres). Ainsi, l'information contenue dans le catalogue couvre un intervalle important du spectre optique et le catalogue a bien davantage à offrir qu'une simple étude en couleur. Un tel catalogue spectrophotométrique permet une multitude de projets intéressants dans le domaine de l'astronomie statistique. Pour illustrer ce fait, la figure 47 montre des simulations de distributions spectrales de quelques objets vu à travers nos filtres.

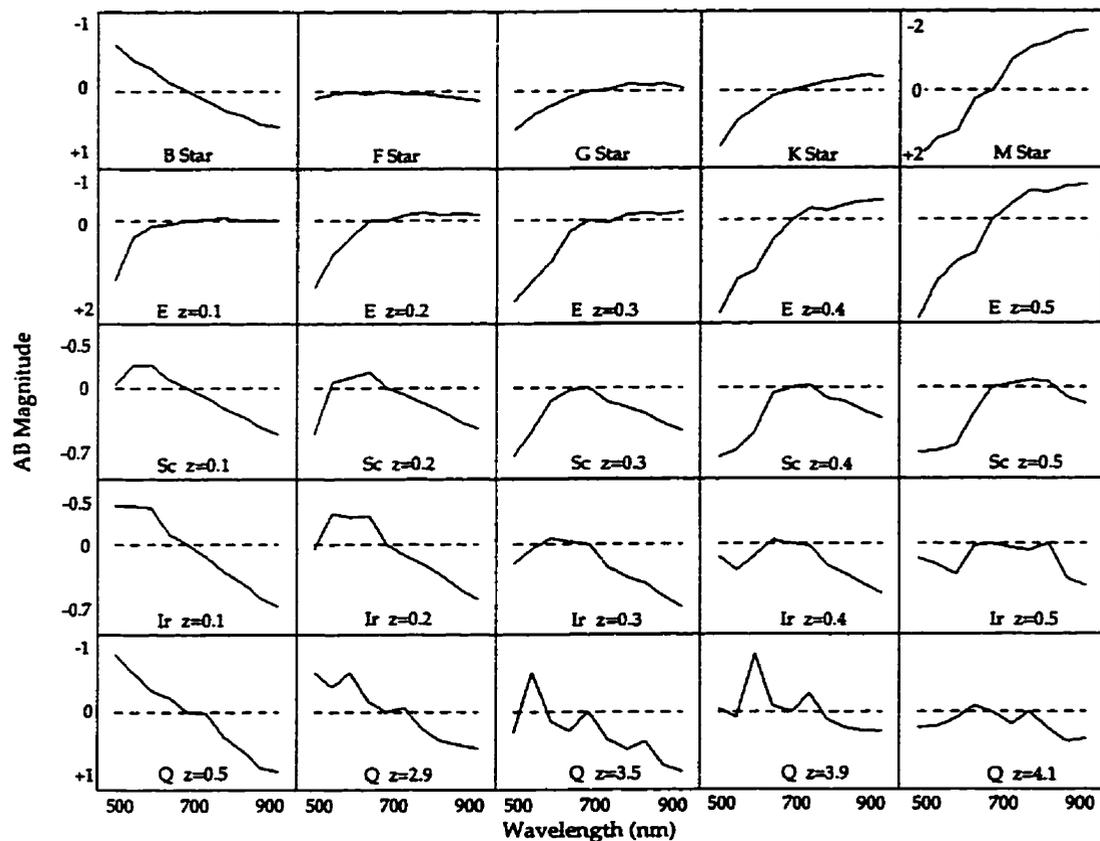


Figure 47: Distributions d'énergie spectrales pour des étoiles (Star), des galaxies (E, Sc, Ir) et des QSO, lissées à travers nos 10 filtres à bande étroite, à différents décalages vers le rouge (z). (Tiré de Cabanac, Borra & Beauchemin 1998)

J'ai lissé des spectres de la littérature avec les courbes de transmission de nos 10 filtres. Les objets sont étiquetés sur la figure. En ordonnées, le flux est donné en

magnitude AB, en abscisses, la longueur d'onde va de 450 à 950 nm par pas de 50 nm. La première ligne montre des étoiles de la séquence principale (spectres tirés de la bibliothèque de Gunn & Stryker 1983). Les lignes suivantes montrent des distributions d'énergie spectrale de galaxies E, Sc et Irr (spectres tirés de Coleman et al. 1980) à différents décalages spectraux. La dernière ligne montre un spectre composite d'un QSO (Borra, communication privée) à différents décalages. Ces simulations simples ne prennent pas en compte les facteurs évolutifs pouvant modifier les distributions d'énergie des galaxies. Cependant, elles montrent qu'une dizaine de filtres à bande étroite bien étalonnés donnent une moisson de renseignements sur les objets. On pourrait en particulier différencier un spectre d'étoile, d'un spectre de galaxie. Cabanac & Borra (1996) et Hickson et al. (1994b) ont montré qu'avec 40 filtres, on peut obtenir une bonne mesure du décalage spectral des galaxies lointaines.

Dans ce chapitre, je présente un projet qui utilise l'information des dix filtres du catalogue du NODO: la détection d'objets particuliers par classification hiérarchique (HCA). Ce type de projet, bien adapté aux miroirs liquides, est essentiel, entre autres, pour fournir des objets d'observation aux grands instruments (VLT, GEMINI, KECK). Il consiste à extraire du catalogue tous les objets dont la distribution spectrale présente des caractéristiques extraordinaires, par exemple, raies d'émission, raies d'absorption, discontinuités, pentes extrêmes. Le catalogue du NODO contenant environ 20 000 objets, il est impossible de prendre chaque spectre un à un et de l'analyser « à la main », ce serait trop long et le résultat serait trop arbitraire. J'utilise donc une technique de classification développée par Beauchemin & Borra (1993) à partir d'algorithmes écrits par Murtagh & Heck (1987). Le chapitre commence par une description sommaire de la technique, puis décrit la méthode et enfin donne les résultats de son application sur le catalogue.

6.1 Technique d'analyse par classification hiérarchique

Pour classier un catalogue de données paramétriques multidimensionnelles de manière automatique, on peut choisir entre différentes techniques. Parmi les techniques d'analyses multidimensionnelles, la plus populaire en astronomie est probablement l'analyse de la composante principale (PCA) donnant les paramètres discriminateurs d'une distribution par ordre d'importance. Cette analyse ne donne pas directement de classification, mais permet de réduire le nombre de composantes utiles. J'utilise une deuxième technique, la technique d'analyse par classification hiérarchique (HCA), classifiant directement les objets en groupes à l'aide d'un critère de minimisation de variances. La technique HCA est décrite avec rigueur dans Murtagh & Heck (1987), je me contenterai de la résumer ici.

6.1.1 Description de la technique

L'idée de base de la méthode est la suivante. Si N est le nombre d'objets du catalogue, dans mon cas, chaque objet est un vecteur de 10 éléments. On calcule les variances de tous les objets pris deux à deux (il y a $N(N-1)/2$ variances à calculer). On fusionne les objets un à un, dans des groupes contenant de plus en plus d'objets, en respectant le critère suivant: la *variance entre les groupes d'objets* doit être *maximisée* alors que la *variance entre les objets d'un groupe* doit être *minimisée*. Ainsi, à la toute première étape, on associe les deux objets dont la variance est la plus petite dans un premier groupe. À la deuxième étape, on a le choix entre associer deux autres objets dans un nouveau groupe ou associer un troisième objet dans le groupe déjà existant. Le critère que nous avons choisi donne la solution optimale. La classification continue ainsi jusqu'à ce que tous les objets aient été intégrés dans des groupes et que tous les groupes aient été fusionnés. À la fin de l'analyse, on peut construire un arbre ou dendrogramme, liant les objets en groupes dans une structure hiérarchique impeccable.

Murtagh & Heck (1987) donnent les expressions algorithmiques de la technique que je viens de décrire et font une analyse comparative avec les autres

méthodes d'analyse possibles. Parmi les avantages de la méthode de variance minimale, un est important, la solution du dendrogramme est unique, quelque soit l'ordre d'entrée des éléments. Murtagh & Heck offrent également un programme Fortran dont l'entrée est N vecteurs et la sortie, un dendrogramme ayant un maximum de 40 groupes. Beauchemin & Borra (1993) ont développé une méthode pour classifier 10 000 spectres stellaires. Je me suis inspiré de cette expertise pour analyser le catalogue.

6.1.2 Tests de classification avec spectres simulés

Avant de passer à la description méthodologique de l'analyse, la section suivante illustre la robustesse et les limites de la classification hiérarchique sur un groupe test d'étoiles de la bibliothèque Gunn & Stryker (1983), de galaxies (Coleman 1980) et quasar (QSO; Borra, communication privée). L'échantillon est formé de 7 étoiles, cinq spectres de galaxies (E, Sab, Sbc, Scd, Irr) décalagées vers le rouge, entre $z = 0$ et $z = 0.5$ par pas de 0.05 et un QSO, décalé entre $z = 0.5$ et $z = 4.3$ par pas de 0.2. Nous avons donc en tout 82 objets divers. Les spectres sont tous exprimés en magnitude AB et leur flux est normalisé au filtre à 700 nm.

Le programme de HCA donne un dendrogramme qui n'est autre qu'un tableau de classification sous forme de chiffres. Le tableau 9 montre le dendrogramme des 82 objets de 2 à 20 groupes. Les objets sont identifiés dans la première colonne. La deuxième colonne est une classification en 2 groupes, chaque objet est distribué dans le groupe 1 ou le groupe 2. La troisième colonne est une classification en 3 groupes, chaque objet est distribué dans le groupe 1, 2 ou 3. Au fur et à mesure que l'on progresse vers le nombre croissant de groupe, le dendrogramme se ramifie.

On peut illustrer ces résultats à l'aide d'histogrammes et de filtres médians. La figure 48 montre, par exemple, un histogramme de la colonne 5 du tableau 9, où les objets sont classés dans 5 groupes. Le graphique associé (fig 48 à droite) donne les filtres médians des objets de chacun des 5 groupes de l'histogramme. Les deux graphiques du bas de la figure 48 sont un histogramme de la colonne 20 (classifié en

Tableau 9 : (suite)

Im z=0.05	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	20
Im z=0.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	20
Im z=0.15	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	20
Im z=0.2	1	1	1	1	6	6	6	6	6	6	12	12	12	12	12	12	12	12	12
Im z=0.25	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	11	11	11	11	11	16	16	16	16
Im z=0.3	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	11	11	11	11	11	16	16	16	16
Im z=0.35	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	11	11	11	11	11	16	16	16	16
Im z=0.4	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	11	11	11	11	11	16	16	16	16
Im z=0.45	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	11	11	11	11	11	16	16	16	16
Im z=0.5	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	11	11	11	11	11	16	16	16	16
QSO z=0.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=0.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=0.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=1.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=1.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=1.5	1	1	1	1	6	6	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
QSO z=1.7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=1.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=2.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=2.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=2.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=2.7	1	1	1	1	6	6	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
QSO z=2.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=3.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
QSO z=3.3	1	1	1	1	6	6	6	6	6	6	12	12	12	12	12	12	12	12	12
QSO z=3.5	1	1	1	1	6	6	8	8	8	8	8	8	8	8	8	17	17	17	17
QSO z=3.7	1	1	1	1	6	6	6	6	6	6	12	12	12	12	12	12	12	12	12
QSO z=3.9	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	13	13	13	13	13	13	13	13
QSO z=4.1	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	11	11	11	11	11	16	16	16	16
QSO z=4.3	1	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	18	18	18

Cette simulation nous renseigne sur la sensibilité de la technique à différents facteurs. Outre le fait qu'elle fonctionne bien, nous retiendrons deux points principaux.

La première remarque concerne la normalisation des spectres. La technique HCA ne peut comparer que des spectres de même magnitude. J'ai choisi de ramener la magnitude centrale (M_{700}) de tous les spectres à zéro. Si j'avais normalisé les spectres au début ou à la fin plutôt qu'à 700 nm, la classification aurait été beaucoup plus sensible à leurs pentes. Le choix de la normalisation au centre est arbitraire, mais

répond à notre besoin de mettre davantage de poids sur les caractéristiques locales que sur la pente. Le risque auquel nous faisons face est de classer les erreurs photométriques entre les spectres plutôt que leurs particularités physiques réelles. La section suivante nous montre que bien que l'effet soit présent, il n'empêche pas la technique de présenter des résultats intéressants.

La deuxième remarque concerne le nombre de groupes nécessaires. La technique HCA est surtout sensible à la pente des spectres quand le nombre de groupe est petit (figure 48 haut). Puis, plus le nombre de groupe augmente, plus les caractéristiques locales (émission, absorption, discontinuités) interviennent et plus les objets présentant des caractéristiques particulières se retrouvent seuls (voir l'exemple figure 50). C'est cette propriété que j'exploite par la suite. Pour pouvoir isoler les objets particulier, je dois utiliser le plus grand nombre de groupe possible, mais auparavant, je dois m'assurer que l'étalonnage photométrique ne varie pas à l'intérieur de chaque filtre. J'y reviens dans la section suivante.

6.2 Application sur le catalogue 1996 du NODO

La technique HCA, décrite à la section 6.2, sur une bibliothèque synthétique d'objets révèle le potentiel de la technique d'extraire des données physiques des objets observés et de les comparer avec des modèles évolutifs de spectres de galaxies, comme PEGASE (Fioc et al. 1997), ou encore d'extraire les décalages spectraux des galaxies et de fabriquer des sondages en tranches comme ceux du Center for Astrophysics (de Lapparent 1987), ou de Las Campanas (Schectman 1996). Pour réaliser de tels programmes, il faut davantage que 10 filtres à bande étroite, aussi ai-je décidé d'illustrer le potentiel des données prises avec le NODO en faisant une recherche d'objets particuliers.

J'ai essayé de classer les objets du catalogue 1996 du NODO contenant 20 000 objets. La présente section décrit la méthode, puis les résultats.

6.2.1 Évaluation des variations photométriques temporelles

Avant d'entrer dans l'analyse HCA, j'ai effectué un test simple pour mesurer les variations photométriques temporelles au cours des nuits. J'ai mesuré les différences de flux médian global de tous les objets dans chaque filtre (c'est-à-dire dans chaque nuit), par groupes de 1000 objets, avec ascension droite croissante (c'est-à-dire du début à la fin des nuits). Ce test est sensible aux variations photométriques mais aussi aux variations causées par le changement intrinsèque de population stellaire avec la latitude galactique. La figure 49 montre le résultat de ce test sur les 10 filtres utilisés dans le catalogue et le tableau 10 donne les écarts-types associés. Elle montre les valeurs médianes des couleurs ($M_c - M_{700}$) pour tous les filtres, sauf pour le filtre à 700 nm, où la ligne épaisse est la variation de M_{700} médiane, ramenée à zéro au début de la nuit (la valeur médiane de M_{700} du premier point est 16.938). On voit immédiatement que:

- Les objets détectés deviennent de plus en plus faibles au fur et à mesure que la nuit progresse, cela est sans doute causé par une absorption atmosphérique accrue dans le filtre à 700 nm.
- Tous les filtres montrent un certain nombre de variations communes causés par les fluctuations dans le filtre à 700 nm, mais également un certain nombre de variations dé-corrélées.
- La limite supérieure des fluctuations statistiques est donnée par l'écart-type des variations de chaque couleur du tableau 10. Aucun écart-type en couleur n'excède 0.1 magnitude.
- Les variations systématiques du début à la fin de la nuit sont toujours inférieures à 0.3 mag AB.

La conclusion de cette analyse est que la figure 49 appuie l'hypothèse qu'il y a une tendance claire de variations systématiques de l'étalonnage au cours des nuits, mais que les variations locales de couleurs sont faibles.

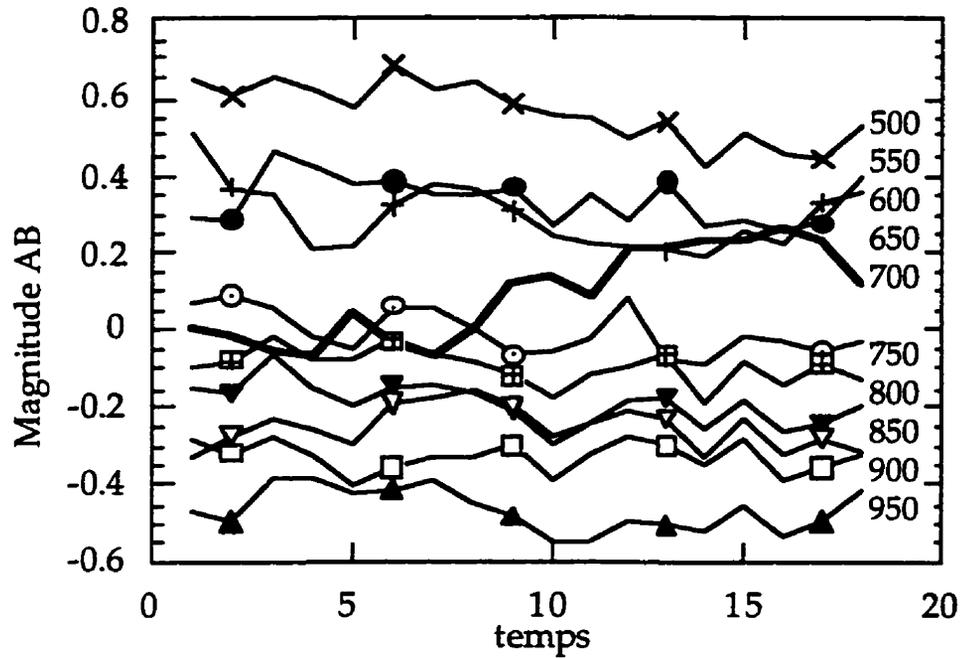


Figure 49 : Variations photométriques temporelles des 10 filtres du catalogue 1996 du NODO. Les couleurs (500 = $M_{500}-M_{700}$, etc.) sont données du début (0) à la fin (18) des nuits. La ligne épaisse est la magnitude M_{700} .

Tableau 10: Écarts-types des variations photométriques des 10 filtres de la figure 47.

filtre	σ	σ_{error}
500	0.076	0.018
550	0.084	0.020
600	0.062	0.015
650	0.059	0.014
700	0.118	0.028
750	0.045	0.011
800	0.055	0.013
850	0.041	0.010
900	0.054	0.013
950	0.056	0.013

6.2.1 Méthodologie

Je me suis inspiré de la méthodologie développée par Beauchemin & Borra (1993) pour analyser de larges catalogues d'étoiles, mais les étapes d'analyse sont propres au catalogue du NODO. Je les décris succinctement dans la section suivante.

Étape 1: Classification préliminaire des 20 000 objets

Exclusion des filtres extrêmes : Les filtres à 450 et 950 nm sont exclus des distributions d'énergie spectrales. La sensibilité du système était trop petite pour donner un flux crédible dans bien des cas et l'erreur photométrique associée était trop grande pour que le flux soit réellement utile dans la classification.

Segmentation du catalogue : Le catalogue est segmenté en sections de 2000 objets dont le tableau 11 donne la liste. Cette segmentation a deux avantages. Elle permet d'abord de gagner beaucoup de temps dans l'exécution du programme lui-même, le temps de calcul augmentant avec le carré du nombre d'objets. Elle permet ensuite de limiter l'impact des variations photométriques au cours de la nuit. Nous avons vu en effet, que la classification peut être sensible à une variation temporelle de l'étalonnage et qu'elle confondre une erreur photométrique avec une particularité physique réelle. Chaque partition couvre une période de temps plus courte au cours de la nuit (tableau 11), donc est moins sujette à une fluctuation temporelle. Les erreurs absolues d'étalonnage à l'intérieur d'une partition n'ont pas d'effets puisqu'on compare les différences relatives entre les spectres.

Choix d'une classification en 40 groupes . : Dans certaines applications de la classification HCA, un des buts recherchés est de trouver la classification où chaque groupe a une signification physique. Dans de telles applications, on a besoin d'une règle définissant le nombre optimal de groupes nécessaires, voir Milligan & Cooper (1985) et le chapitre sur l'analyse discriminante de Murtagh & Heck (1987). Nous n'avons pas besoin de règle dictant le nombre de groupes parce que nous voulons uniquement extraire les objets particuliers d'un ensemble. Nous voulons donc un nombre de groupes suffisamment important pour assurer que le programme aura

suffisamment de groupes à sa disposition pour isoler les objets particuliers. Dans notre cas, le nombre optimal de groupes est donc le nombre maximal admissible par le programme.

Tableau 11: Segmentation du catalogue du NODO.

N° de partition	α_{2000} début-fin (décimal)	Surface (deg ²)	coord. gal. centrales long. (°) , lat. (°)
0-1999	12.492 – 13.817	4.17	86, 83
2000-3999	13.817 – 14.882	3.35	54, 69
4000-5999	14.882 – 15.699	2.57	52, 58
6000-7999	15.699 – 16.287	1.85	53, 49
8000-9999	16.287 – 16.792	1.59	54, 42
10000-11999	16.792 – 17.169	1.19	55, 37
12000-13999	17.169 – 17.492	1.02	56, 32
14000-15999	17.492 – 17.821	1.26	58, 28
16000-17999	17.821 – 18.384	1.77	60, 23

Construction de l'histogramme et des spectres médians : Une série de programmes permettent de visualiser les dendrogrammes en histogrammes et spectres médians. Cela est fait pour les groupes résultant de la classification HCA pour chaque partition. Cette visualisation est commode pour identifier les groupes potentiellement intéressants. La figure 50 donne un exemple de l'histogramme et des filtres médians de la première partition contenant les 2000 premiers objets près du pôle de la Voie Lactée. Nous avons sauvegardé les magnitudes AB à 700 nm et les avons réintroduites dans les spectres médians pour davantage de clarté. Cela nous permet aussi d'évaluer les erreurs photométriques associées à chaque groupe. Les groupes contenant des objets dont la magnitude est plus petite que 18 sont plus bruyants que les groupes contenant des objets de magnitude 16.

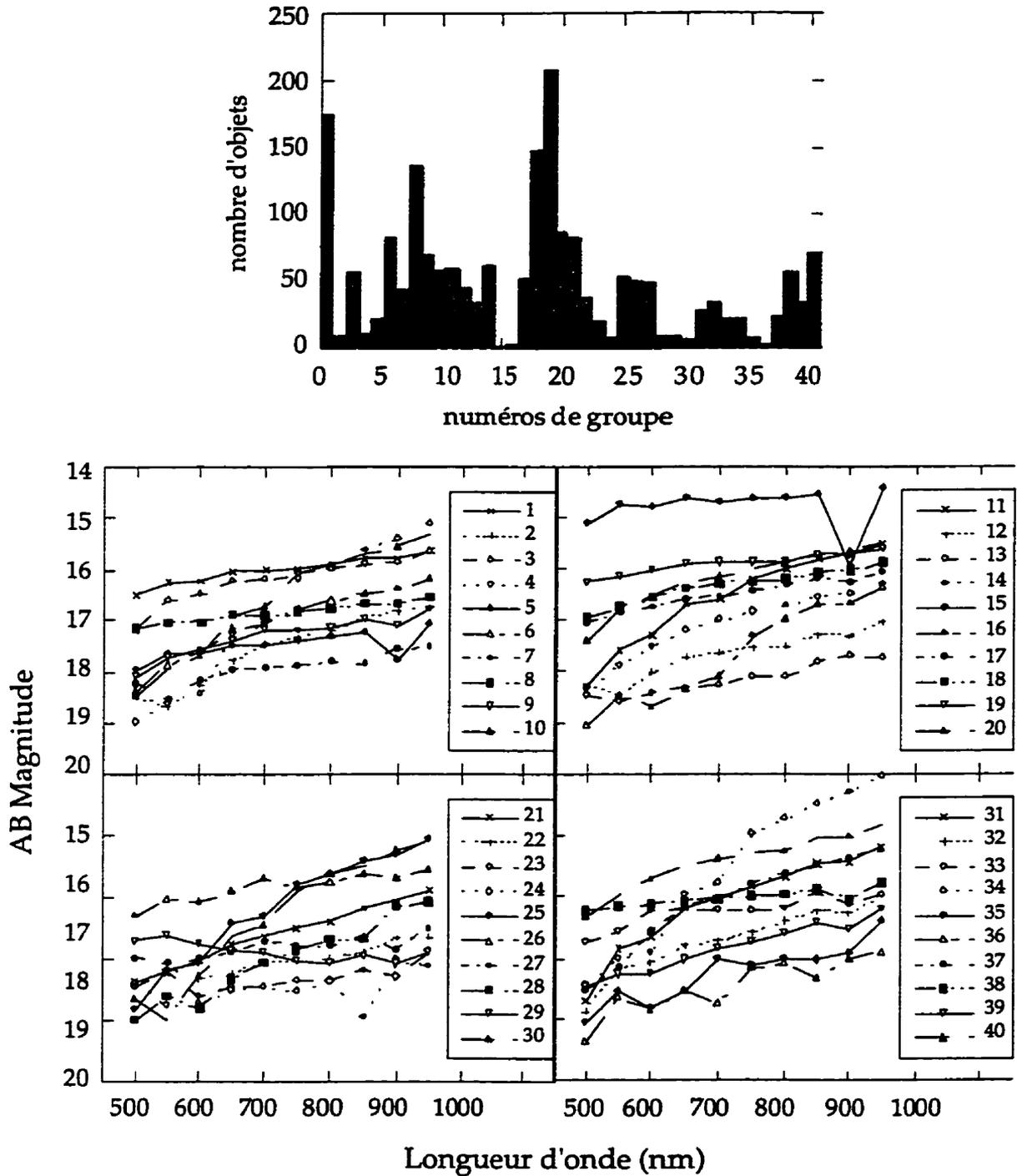


Figure 50 : HCA des 2000 premiers objets du catalogue 1996 du NODO. Histogramme pour 40 groupes et spectres médians associés. Les groupes ayant 10 objets et moins sont les groupes 2, 4, 15, 16, 24, 27, 28, 29, 34 et 35.

Sélection des groupes contenant 10 objets ou moins : Rappelons que nous cherchons à extraire les objets particuliers. L'analyse montre que les groupes ayant beaucoup d'objets contiennent des étoiles de type F, G et K (figure 50). Nous sélectionnons donc les objets des groupes en contenant peu et étiquetons ces objets comme potentiellement intéressants. Par exemple dans le cas de la première partition (figure 50), les groupes potentiellement intéressants sont les groupes 2, 4, 15, 16, 24, 27, 28, 29, 34 et 35. La coupure à 10 objets est arbitraire, mais elle représente une limite généreuse pour le nombre d'objets sélectionnés dans chaque partition. Nous sélectionnons ainsi une cinquantaine d'objets potentiels par partition.

Nous obtenons un total de 445 objets sur 20 000, potentiellement intéressants après être passé à travers toutes les partitions. Le point commun à ces objets est qu'ils appartiennent tous à des groupes ayant moins de 10 objets. Ce critère est nettement insuffisant en soit pour qualifier ces objets de particuliers. Cette première étape a seulement permis de filtrer 98% des objets. L'étape suivante de l'analyse nous donne davantage d'informations physiques.

Étape 2: Identification des objets

La deuxième étape a consisté à associer les spectres des 445 objets potentiellement intéressants, extraits à l'étape 1, avec des spectres stellaires de la bibliothèque de Gunn & Stryker (1983). J'ai utilisé les routines de corrélations croisées développées par Cabanac (1992) et Cabanac & Borra (1996) . La figure 51 montre des exemples de spectres d'objets et de spectres ajustés parmi les 445.

Comme la photométrie des nuits n'est pas très robuste, cette corrélation ne donne pas automatiquement le type stellaire exact, mais dans la plupart des cas, le type stellaire associé donne une idée de la pente du spectre. Parallèlement à cette corrélation, j'ai utilisé la technique HCA pour classer les 445 objets, en utilisant 10 groupes seulement. Cela permet de classer les objets en fonction de la pente de leur spectre.

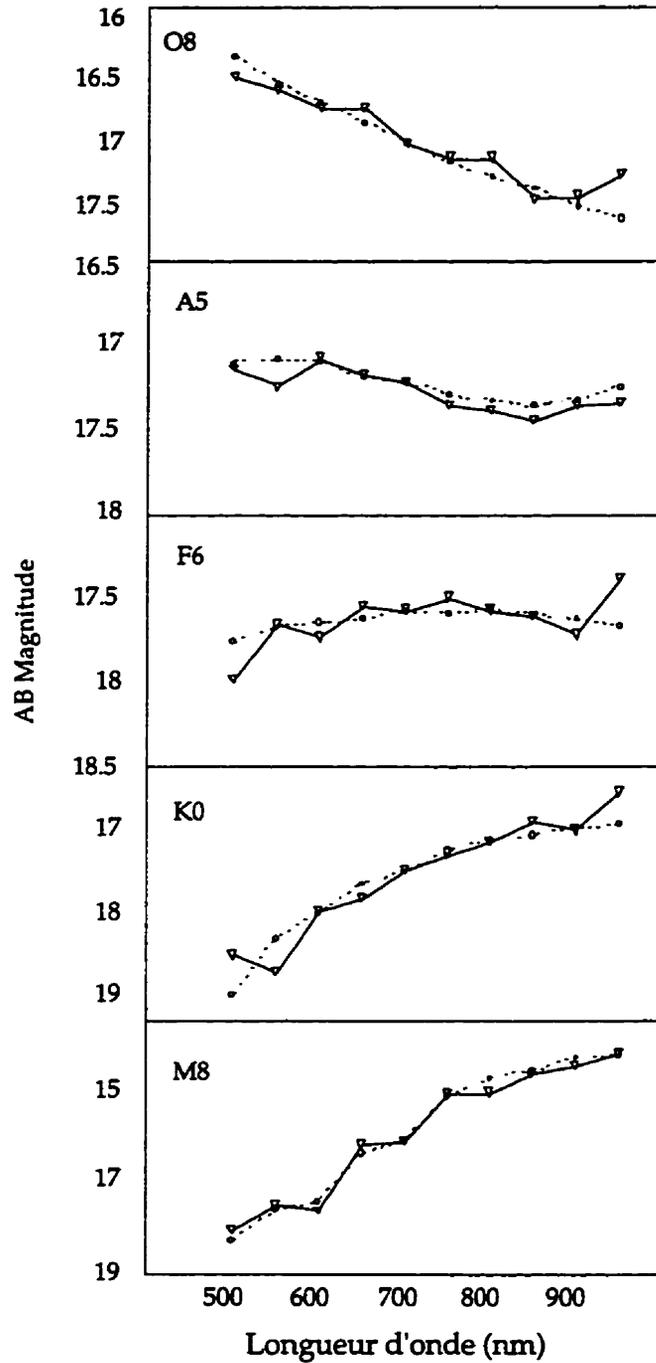


Figure 51 : Comparaison entre des spectres observés et des spectres d'étoiles. La ligne continue représente les observations et la ligne pointillée, les spectres ajustés d'étoiles de Gunn & Stryker (1983)

La figure 52 montre l'histogramme et les spectres médians de chaque groupe. Cette classification ne peut pas extraire d'objets particuliers puisque les 445 objets sont répartis sur toute la nuit et les variations photométriques temporelles noient probablement les caractéristiques physiques locales de chaque objet. Ces deux analyses ordonnent les spectres pour une étude minutieuse des objets, un à un.

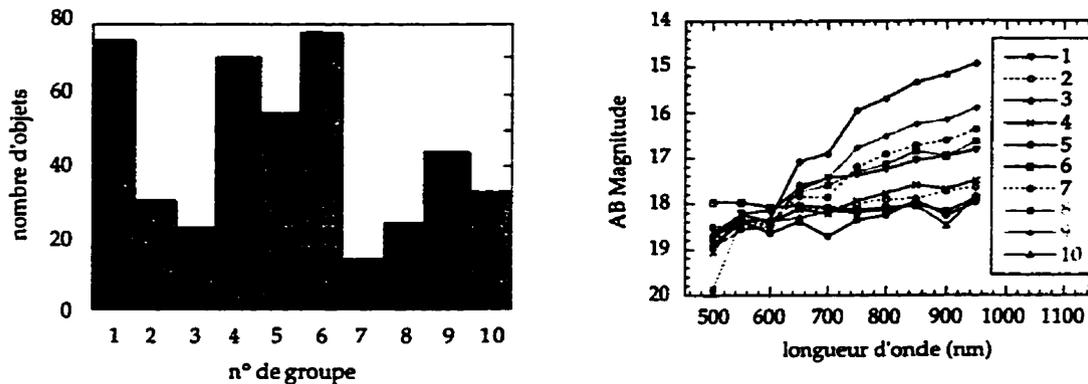


Figure 52 : HCA sur 445 objets potentiellement intéressants du catalogue 1996 du NODO. Histogramme de 10 groupes et spectres médians associés.

Étape3: Étude minutieuse des spectres

Cette étude se fait sur les spectres eux-mêmes. Je retranche de l'échantillon des 445 objets tous les objets montrant des caractéristiques spectrales stellaires sans équivoque. C'est le cas de la plupart des objets très rouges associés à des étoiles K et M. Je retranche également les objets de type G-K très bien ajustés par les spectres de Gunn & Stryker (1983). L'étape 3 est la plus arbitraire parce qu'elle fait intervenir des effets de sélection subjectifs non-quantifiables. Pour tenter de donner davantage de rigueur à cette étape, deux observateurs (Borra et Cabanac) ont analysé et classé les spectres séparément, en utilisant les mêmes critères. Finalement, les objets choisis à la fois par l'un et par l'autre observateur ont été finalement retranchés du groupe des 445 objets. Après cette étape, le nombre d'objets potentiellement intéressants est de 206.

Étape 4: Commentaires sur les objets

Pour affiner la description des spectres des objets j'ai défini 8 caractéristiques physiques dont la figure 53 donne un schéma. Les caractéristiques étudiées dans les spectres sont la présence de raies d'absorption (a) ou fortes raies d'absorption (sa), de raies d'émission (e) ou fortes raies d'émission (se), de discontinuités (b), d'inversions de continu (i) et de variabilité (v).

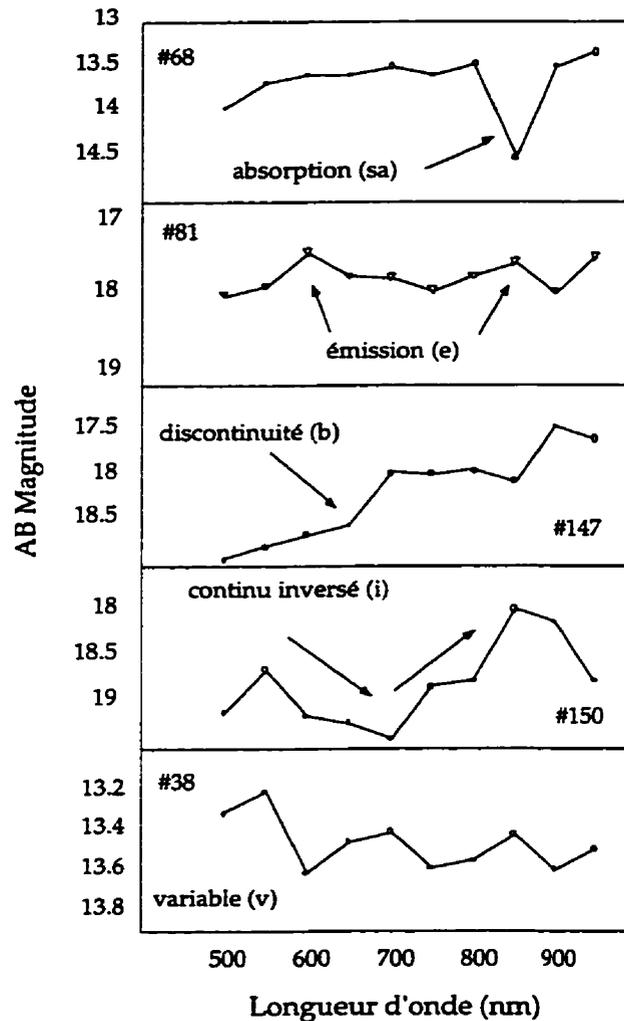


Figure 53 : Schéma des caractéristiques étudiées dans les 206 objets particuliers. Les numéros des spectres du schéma correspondent aux numéros du tableau 12.

Les caractéristiques sont indicatives de particularité des objets, mais ne doivent pas être prises au pied de la lettre, puisqu'elles dépendent fortement de la hauteur où l'observateur place le continu théorique. Les interprétations peuvent être différentes

d'un observateur à l'autre. Ces caractéristiques sont ajoutées dans le tableau 12, récapitulatif des résultats (section suivante).

6.2.2 Résultats: les objets particuliers

À l'issue des étapes précédentes, nous avons obtenu une liste d'objets particuliers. Le tableau 12 récapitule les résultats.

Tableau 12: Liste des 206 objets particuliers.

#	α_{2000} (hr)	δ_{2000} (deg)	M_{550} (mag AB)	Type Spectral, Commentaires*
1	16.723921	33.020596	16.65	O, e65-80
2	16.116518	32.893772	15.96	B, a60
3	16.436195	32.862064	17.19	B, a60 e75
4	13.039210	32.804462	16.01	B, a80
5	17.049038	32.999752	17.19	B, e55 a60
6	17.688948	33.013638	13.76	B, e55-80
7	17.588503	32.928482	17.79	B, e55-se85
8	15.103037	32.901810	16.83	B, v
9	16.917452	32.961506	11.11	B, i
10	15.401999	32.963390	16.52	B, v
11	15.777185	32.845936	13.37	B, v
12	17.676081	32.874905	11.30	B, i
13	13.672906	32.970547	16.11	B, v
14	14.735177	33.013206	13.81	B, i
15	12.655259	33.006935	17.24	A, a55
16	15.888780	32.945999	18.35	A, a60 e 85
17	14.893238	32.913315	16.41	A, a60 e85
18	15.503955	32.875195	17.35	A, a60 e85
19	12.653641	33.063164	18.22	A, a60-85
20	16.809544	33.066399	16.15	A, a65
21	13.773729	33.000942	17.60	A, a65-90 v
22	16.131014	33.067314	17.89	A, a90
23	13.796606	33.012356	18.05	A, sa90 v
24	16.228706	32.937160	18.10	A, b50
25	13.298291	32.968063	18.37	A, se55 a80
26	17.589916	32.949852	17.93	A, e55-80
27	17.455425	33.012939	18.93	A, i
28	15.366980	32.809814	18.65	A, se60
29	17.107212	32.913651	18.79	A, e60
30	15.024785	32.885548	15.88	A, a60 e65
31	17.578421	32.996418	15.61	A, e65
32	17.297001	32.953693	18.09	A, v
33	15.122347	33.004753	18.57	A, i
34	17.514475	32.954876	18.50	A, v
35	15.913959	32.903946	16.72	A, v

Tableau 12 : Suite

36	14.884324	32.860538	18.55	A, v
37	15.484586	33.017284	17.99	A, v
38	15.750465	32.934525	13.19	A, v
39	16.922382	32.917831	17.83	A, v
40	15.432915	32.922531	18.43	A, v
41	17.121136	32.971241	17.55	A, v
42	15.207924	33.065437	16.90	A, v
43	15.386465	33.037392	16.63	A, v
44	16.025953	32.978031	18.74	A, v
45	13.416241	32.957035	17.71	A, v
46	16.211849	32.934746	18.11	A, v
47	17.546595	33.009304	17.08	A, v
48	16.123663	32.870831	18.40	F glq, e65-85 a90
49	16.123491	32.876652	18.97	F glq, v
50	12.679071	33.063721	17.93	F ocrs, a85 v
51	13.939829	32.928066	18.25	F, sa60
52	14.165607	33.034233	17.69	F, a60 e80
53	14.817472	32.911240	18.13	F, a60 e85
54	14.814044	32.878841	17.98	F, a60 e85
55	14.980004	32.912010	19.01	F, a60 e85
56	14.366044	33.056713	18.45	F, a60-90
57	15.924702	32.890377	18.32	F, a60-90
58	15.912476	33.062706	18.37	F, a60-90 b75
59	15.820074	32.894077	18.21	F, a65
60	17.113974	32.969524	18.64	F, a65 b80 i
61	15.923176	32.965950	18.25	F, a65-90 e85
62	18.290724	32.839352	16.51	F, sa70
63	16.846828	33.014271	18.45	F, a70 se85
64	17.101196	32.928673	18.08	F, a70 se85
65	17.846197	32.990181	17.66	F, a70 v
66	17.939775	33.065960	18.40	F, v
67	16.192574	32.943142	18.43	F, a85
68	13.717310	32.980541	13.68	F, sa85
69	15.766602	32.949207	14.27	F, sa90
70	12.495477	33.021168	14.75	F, sa90
71	16.146019	32.965862	18.85	F, b50 v
72	15.465754	32.974670	17.72	F, b50-60-80
73	17.140526	32.919743	19.05	F, b60 sa90
74	15.725285	32.890343	18.20	F, b65
75	14.248792	32.863937	18.32	F, b75 a60
76	14.188699	32.887119	18.27	F, b75 a60 sa90
77	15.676805	32.942535	18.39	F, e55
78	16.231491	32.900524	17.86	F, e55-80
79	17.240276	32.890526	18.12	F, se55-85
80	17.088709	32.972885	17.93	F, se55-85 v
81	15.346329	32.934361	17.93	F, se60-85
82	17.156164	32.951824	18.65	F, e65-80
83	15.860457	32.870056	16.79	F, e65-80
84	17.825848	32.948986	18.68	F, v
85	17.325361	33.036507	18.45	F, se80 v
86	16.810549	32.889969	18.07	F, se85
87	17.073229	32.877617	18.25	F, se85 v
88	16.139938	33.024002	18.19	F, v

Tableau 12 : Suite

89	17.847876	33.069126	18.90	F, v
90	17.844162	32.819073	18.06	F, v
91	18.230516	32.864479	18.04	F, v
92	18.254644	32.908382	18.20	F, v
93	16.146976	32.980961	19.00	F, v
94	18.000252	32.946537	14.29	F, v
95	18.202223	33.004513	18.73	F, v
96	17.670643	33.027397	18.40	F, v
97	17.356752	32.976620	18.26	F, v
98	17.427036	32.935490	18.79	F, v
99	17.055372	33.024418	18.41	F, v
100	17.329021	32.950710	18.09	F, v
101	16.708237	33.025131	18.60	F, v
102	17.627253	32.997471	18.77	F, v
103	16.214687	33.016251	18.61	F, e85 v
104	16.598019	33.025818	17.91	F, b50 v
105	16.272659	32.872814	15.75	F, v
106	15.120415	32.892448	18.08	F, v
107	15.167593	32.939995	17.63	F, e85 v
108	15.925856	32.994129	18.74	F, v
109	15.117019	33.014713	18.18	F, v
110	15.361760	32.978886	18.98	F, v
111	15.927396	32.933601	18.41	F, v
112	15.945646	32.948402	18.56	F, v
113	13.747837	33.053337	18.87	F, v
114	16.125002	32.905727	17.64	F, v
115	15.888523	32.905540	17.96	F, v
116	15.847326	33.024418	18.58	F, sa60
117	15.690289	32.937298	18.76	F, v
118	15.085055	32.999649	17.17	F, v
119	15.437516	32.869705	18.49	F, v
120	16.003151	32.986099	18.77	F, v
121	15.562891	32.935043	18.65	F, i
122	16.639601	32.853397	17.81	G ocrs, v
123	13.755824	32.939354	18.56	G, a60 a75
124	15.345398	32.989735	18.49	G, sa60 a75
125	15.018947	32.879272	18.47	G, a60 se85
126	15.392588	32.848072	17.44	G, a60 sa80
127	14.692578	32.927032	18.36	G, a60 sa85
128	17.352865	32.939838	18.10	G, v
129	17.342436	33.059921	18.06	G, v
130	18.304464	33.014500	18.44	G, v
131	17.849007	32.921776	18.52	G, a70 se85
132	17.870338	33.023129	19.29	G, a70-85
133	17.336882	32.893444	18.77	G, v
134	17.340992	33.035114	18.26	G, a70 i
135	15.823177	32.898033	18.43	G, b50 a65 e80
136	15.934926	32.931190	17.83	G, b50-75
137	13.887213	32.940643	19.14	G, b55
138	14.002308	32.944538	19.02	G, sb55 b80
139	13.235456	33.069347	16.39	G, b55-80
140	13.908546	33.040138	19.05	G, sb55 b80
141	13.817575	32.950611	17.50	G, b60

Tableau 12 : Suite

142	13.864271	33.065121	18.70	G, b60
143	17.169315	33.056900	16.23	G, b60 e65
144	16.126150	33.069931	17.62	G, b60 a90
145	17.163759	32.935555	18.80	G, b60 se85
146	15.916878	32.889637	12.73	G, b60 sa90
147	12.601104	32.943245	18.78	G, sb65-85
148	17.317432	33.000416	18.42	G, b70 e55-65
149	16.042187	33.059448	17.67	G, b70 e65
150	17.086172	32.885414	18.62	G, i
151	12.812544	32.933578	18.91	G, b85
152	16.134058	32.873211	18.25	G, e55-85
153	16.994238	32.894547	18.34	G, e55 se85
154	16.618204	32.921509	15.53	G, e65
155	16.025713	32.884407	18.67	G, e65 se85
156	15.972535	32.992477	18.15	G, e75 b95
157	17.004301	32.936333	18.53	G, se85 v
158	17.170305	32.971741	18.53	G, e85 v
159	17.150970	32.891472	18.71	G, e85 v
160	17.478706	33.003380	19.01	G, e90
161	12.500440	33.044647	19.46	G, sb55 e90
162	17.482128	32.864418	18.58	G, v
163	14.427979	32.847599	17.94	G, v
164	17.380459	32.947987	18.58	G, v
165	12.917326	32.901485	19.07	G, v
166	13.757835	32.866089	17.94	G, b60 v
167	17.436001	32.887566	18.21	G, v
168	18.308521	33.025639	18.20	G, v
169	16.245291	33.042168	18.70	G, v
170	16.243963	33.032482	16.34	G, v
171	15.621979	32.813549	18.23	G, v
172	16.668447	33.064629	18.34	G, v
173	15.670748	32.895538	18.35	G, v
174	17.163877	32.929394	18.89	G, v
175	15.053413	33.015015	18.54	G, v
176	17.386164	33.027573	18.74	K glq, v
177	17.386444	33.030758	17.82	K glq, v
178	14.869380	32.969631	17.80	K, a60-70
179	16.842138	33.021889	17.69	K, a70
180	16.621000	32.991989	18.38	K, a70
181	15.967205	32.891788	17.69	K, a70
182	16.404322	32.889938	18.80	K, a70 e85
183	14.867328	32.938610	17.96	K, sa70 v
184	13.709273	33.036926	19.13	K, sb55
185	16.654186	32.907402	16.35	A, a60 v
186	16.288073	32.974670	18.39	K, b50 e85
187	12.519277	32.948395	18.61	K, sb60
188	12.887023	33.034122	17.77	K, b70
189	16.900234	32.883560	18.44	K, b70 e55
190	16.397871	33.053730	18.35	K, b70 e85
191	17.490679	32.896881	18.67	K, se85
192	17.443306	32.929081	18.06	K, e55 se85
193	16.876751	33.043118	18.30	K, se55 b70
194	16.952143	32.934662	19.41	K, e65-85

Tableau 12 : Suite

195	16.983458	33.016548	19.11	K, e65-85
196	16.944590	32.922012	18.84	K, e65-85
197	16.913128	32.977657	18.71	K, e65-85
198	16.721235	33.012829	15.15	K, e65-85
199	12.583992	32.959026	19.10	K, e70-90
200	16.255863	32.931995	18.24	K, se85
201	17.377533	32.992626	18.21	K, v
202	16.267193	32.917110	18.38	K, v
203	13.543396	32.896542	18.14	M gc, b70
204	17.387367	33.034721	18.67	M, b55 a70-85
205	17.097330	33.012352	18.83	M, b70 e60
206	12.573947	32.889343	18.52	M, b55-75

* Commentaires : s=fort, a=absorption, e=émission, b=discontinuité, v=variable, glq=candidat lentille gravitationnelle, gc=amas de galaxies, ocrs=contrepartie optique de source radio.

Parmi les 206 objets particuliers, il est probable que la majorité sont des étoiles variables. En effet, la technique spectrophotométrique (munie d'un seul détecteur) nous oblige à observer pendant autant de nuits que nous avons de filtres pour reconstituer les spectres. Si le flux des objets est variable sur une période de quelques jours, les fluctuations d'intensités ne vont être visibles que dans une partie des filtres ou nuits, voire une seule, dépendamment de la qualité des nuits et des périodes d'observation. Ces effets de variabilité risquent d'être interprétés comme des raies d'émission ou des raies d'absorption, contaminant notre échantillon d'objets particuliers. Les objets particuliers extraits du catalogue représentent seulement 1% de l'échantillon total. Or les statistiques stellaires nous enseignent que les 2/3 des étoiles sont binaires (Maran 1992). On considère que 10% de ces binaires sont des binaires à éclipse, ce qui correspond à 6% des objets de notre catalogue. Nous pouvons ajouter à cela les variables pulsantes, les novae, les variables cataclysmiques. Nous ne manquons donc pas de candidats pour expliquer les objets détectés. Seul un suivi spectroscopique donnerait l'identité exacte des objets.

Gardant cette idée à l'esprit, j'ai cherché dans les banques de données existantes si certains de nos objets ne seraient pas un peu plus intéressants que des étoiles variables. J'ai utilisé la base de donnée extragalactique de Caltech (NED) où j'ai soumis les coordonnées des 206 objets en demandant à la machine s'il existait des

objets dans un rayon de 30'' du centroïde de nos objets. Deux des mes objets ont révélés une coïncidence spatiale avec des sources radio.

Les objets #50 et #122 : noyaux actifs de galaxies?

La figure 54 montre les images des 2 objets en gris (tiré du DSS II) et le contour radio (tiré du catalogue Very Large Array Faint Image of the Radio Sky at Twenty-centimeter). Les candidats sont sans doute des noyaux actifs de galaxies et les émissions radio sont non-thermiques, comme le suggère les indices spectraux élevés. L'objet #122 est particulièrement intéressant, il semble être au sein d'un amas de galaxies et les lobes radio ont une structure dont la dynamique pourrait révéler la masse de l'amas avec des observations plus poussées (Vallée, communication privée).

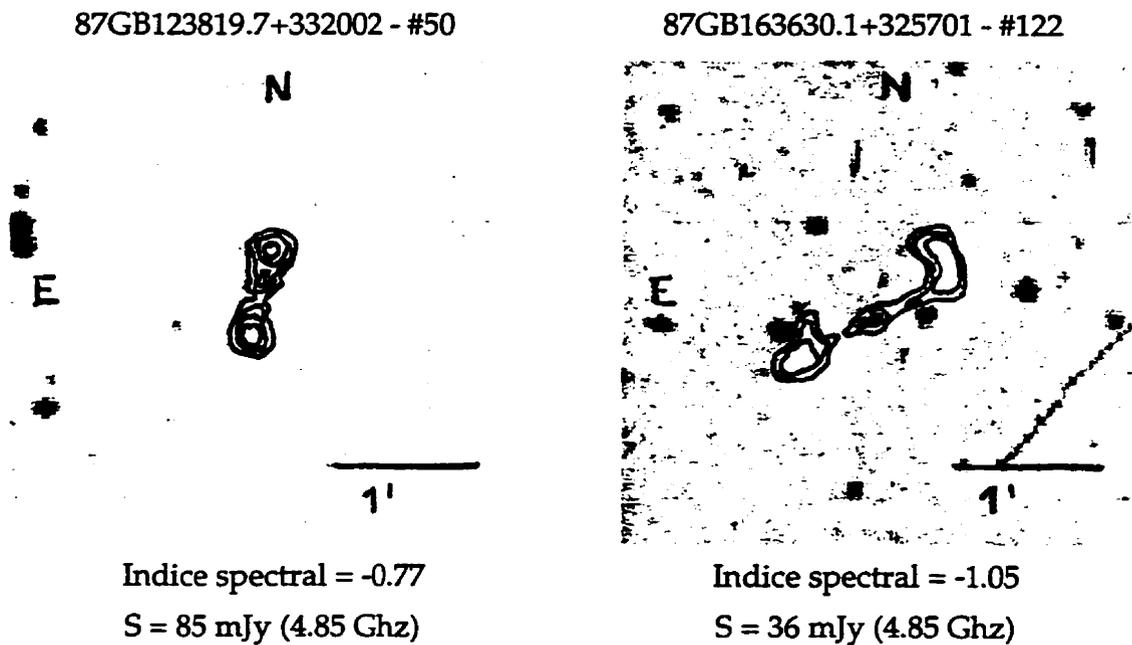


Figure 54 : Contreparties optiques de sources radio, objets #50 et #122. Les contours radio à 1.4 GHz sont superposés à la carte optique. Les indices spectraux indiquent que ces objets sont probablement extragalactiques. Les images sont tirés du DSSII et les contours viennent du catalogue FIRST.

Les paires d'objets #48-49, #176-177: lentilles gravitationnelles?

Les deux paires d'objets dont le spectre est donné à la figure 55 ont été étiquetés candidats lentilles gravitationnelles parce que leurs membres montrent des

spectres très voisins et sont situés à une distance angulaire de moins de $10''$. Il est probable que c'est parce que les paires étaient proches que les spectres sont contaminés l'un par l'autre, en raison de notre large ouverture pour la photométrie. Il est aussi possible que ces objets soient des étoiles binaires faibles plutôt que des lentilles gravitationnelles. Une observation spectroscopique nous donnera davantage d'information.

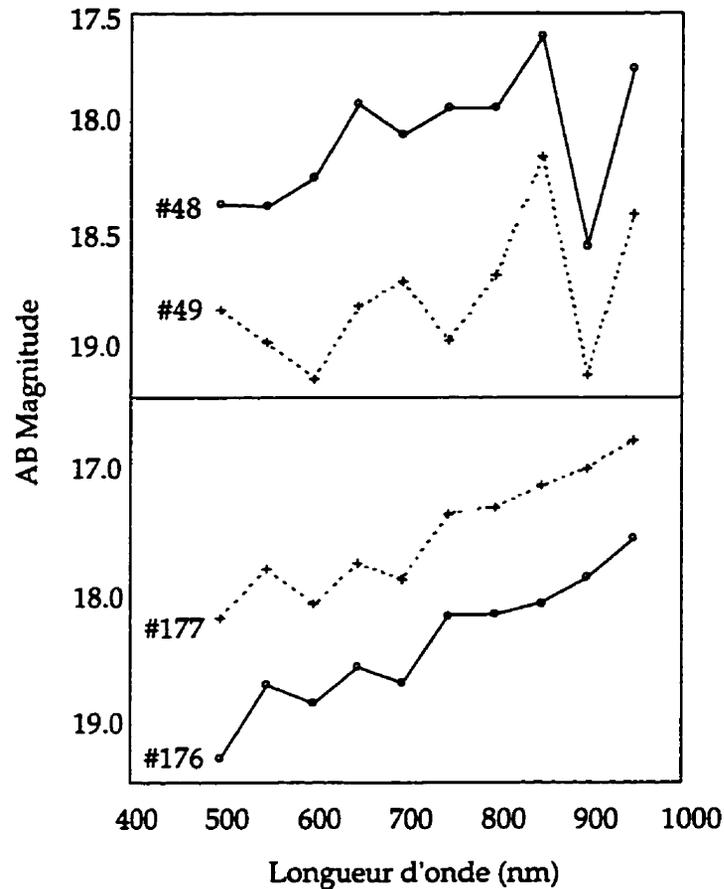


Figure 55 : Spectres de candidats lentilles gravitationnelles. Les nombres sont ceux du tableau 12. Il est probable que ces détections sont causées par une superposition des ouvertures des objets très proches.

Les objets #1-14: géantes bleues, quasars, naines blanches?

Nous avons détectés un certain nombre d'objets bleus OB. Il est possible que ce soit des étoiles jeunes massives, des quasars ou des naines blanches. Dans

l'éventualité où quelques unes d'entre elles soient des naines blanches, un projet intéressant consisterait à mesurer leur densité par unité de volume. Cette densité est sensible à la masse du halo de matière sombre. Cette mesure originale ajouterait une contrainte supplémentaire à l'existence d'un tel halo (Richer, communication privée).

Les objets à continu inversé

Je termine cette série de spéculations en mentionnant une série d'objets dont le continu est inversé, c'est-à-dire qu'il prend une forme de V (figure 53). Or, de telles inversions ont été observées dans les simulations, dans certains spectres de galaxies irrégulières ayant un décalage vers le rouge autour de $z \approx 0.4-0.5$. Cette inversion est causée par la superposition du flux UV avec certaines raies d'émission intenses. On peut supposer que ces spectres pourraient être la signature de galaxies à sursauts de formation d'étoiles. L'alternative qui est fortement plus probable est que ces objets sont des étoiles faibles mal étalonnées.

6.3 Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif d'extraire du catalogue 1996 du NODO contenant environ 20 000 objets, les objets montrant des particularités spectrales intéressantes. Nous avons utilisé une technique de classification hiérarchique (HCA) discriminant les objets par un double critère de variance minimale intra-groupe et maximale intergroupe. Cette technique nous a permis d'extraire environ 1% des objets du catalogue, parmi lesquels se retrouvent des objets OB, deux contreparties optiques de sources radio et deux candidats lentilles gravitationnelles. Dans les projets de ce type, les analystes sont partagés entre le désir de découvrir des objets uniques et la crainte de sélectionner un grand nombre d'objets sans intérêt. Je pense avoir évité cet écueil, tout en démontrant la capacité des miroirs liquides à effectuer une recherche utile et de qualité professionnelle. Nul doute qu'un instrument optimisé offrirait des données riches de promesses.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'objectif principal de cette thèse était *de prouver que les données obtenues avec un miroir liquide se comparent avec celles de n'importe quel télescope astronomique équivalent utilisé dans des conditions semblables*. Je pense avoir rempli cet objectif en apportant des arguments convaincants tant d'un point de vue instrumental qu'observationnel.

Dans la première partie de cette thèse j'ai abordé les télescopes à miroir liquide d'un point de vue instrumental. J'ai décrit l'instrument, son observatoire et son opération. La conclusion est que l'utilisation d'un télescope à miroir liquide est simple, routinière et qu'elle ne requiert qu'un apprentissage minimal des techniques de mise au niveau, d'alignement et de nettoyage pour en faire un instrument stable et efficace.

Dans la deuxième partie, j'ai abordé les questions observationnelles. J'ai décrit les particularités associées aux télescopes zénithaux, distorsions optiques, qualité des images et enfin j'ai analysé la saison d'observation 1996 du NODO. Environ 70 Go d'images prises dans dix filtres à bande étroite ont été analysés. Le résultat de cette analyse est un catalogue de 150 000 objets détectés dans les filtres rouges et 20 000 objets détectés dans tous les filtres. J'ai montré que ces données corroborent le modèle phénoménologique de Bahcall-Soneira de la Voie Lactée. Le nombre et la couleur des étoiles sont bien reproduits. Cette démonstration a donné l'assurance que les données étaient scientifiquement fiables et a permis d'effectuer une recherche d'objets

particuliers à l'aide d'une technique de classification automatique. Un total de 206 objets aux spectres particuliers ont été extraits du catalogue et certains de ces objets vont probablement faire partie d'un suivi spectroscopique.

Avant de finir cette thèse avec une ouverture sur les perspectives de recherche qu'offrent les miroirs liquides, je tiens à clarifier deux points importants.

Premièrement, jusqu'à maintenant, les télescopes à miroir liquide ont toujours été opérés dans des milieux de basse qualité astronomique ou avec des instruments non-optimisés pour l'astronomie. Il convient donc d'être très prudent quand vient le temps de comparer les données obtenues dans cette thèse avec celles obtenues par un télescope dans un site ayant 200 nuits claires par an avec un seeing moyen de 0.7". Mon optimisme n'est pas fondé sur la qualité des données montrées dans cette thèse, puisque tout astronome constatera, avec moi, que le produit final est, somme toute, assez moyen. Mon optimisme est fondé sur le fait que ces données ont justement été produites par un instrument non-optimisé pour l'astronomie! Il ne faut pas confondre les capacités réelles de l'instrument et ces handicaps environnementaux.

Deuxièmement, il doit être clair que les télescopes à miroir liquide ne sont pas destinés à remplacer les télescopes classiques. Les miroirs liquides restent des instruments spécialisés, utiles dans certains domaines de recherche. Ils ne représentent pas une menace pour les grands instruments. Au contraire, ils pourraient servir de soutien aux grands télescopes en leur fournissant des programmes d'observation d'objets intéressants.

Bien que spécialisés, les télescopes à miroir liquide offrent des perspectives de recherches intéressantes. Cette section n'est pas exhaustive, elle est naturellement biaisée par mes goûts. Les projets envisageables doivent tenir compte des points forts des miroirs liquides, c'est-à-dire, leur grande surface collectrice et leur observations répétées d'une grande surface du ciel (de 30 à 40 degrés carrés par nuit). La première étude possible est reliée à la structure à grande échelle de l'Univers. La question de

savoir si l'Univers est homogène ou hétérogène à grande échelle n'est pas encore résolue. En 1997, un débat entre les tenants d'un Univers homogène et les tenants d'un Univers fractal était organisé (Davis 1996; Pietronero et al. 1996). Les sondages les plus récents penchent vers une homogénéisation au-delà de 300 Mpc, mais la question reste ouverte. Le projet Large Zenith Telescope (Hickson et al. 1998) utilisant un miroir liquide de 6 m est optimisé pour recueillir les données extragalactiques d'une tranche de ciel de 60 deg^2 . Un algorithme développé par Louis Dubé de l'UL (Essiambre 1992) permettrait de mesurer aisément la dimension fractale de la distribution des galaxies de cette tranche de ciel.

Un deuxième projet possible est relié aux lentilles gravitationnelles. Depuis leur prédiction théorique par Einstein en 1936 et leur première identification en 1979, les lentilles gravitationnelles sont devenues un outil important de la recherche en cosmologie sur la matière sombre dans l'Univers (Blandford & Narayan 1992). Le chapitre 6 de cette thèse et la démarche de Beauchemin & Borra (1992) montrent que la recherche de lentilles gravitationnelles est bien adaptée aux télescopes à miroir liquide.

Une troisième étude touche un sujet soudainement devenu chaud en 1998, la détection des supernovae. Les supernovae à des distances cosmologiques donnent en effet des renseignements uniques sur la dynamique de l'Univers (Riess et al. 1998; Schmidt et al. 1998). La détection de supernovae nécessite une grande surface collectrice et un grand champ, exactement ce que les miroirs liquides peuvent offrir. Un consortium américano-européen est en train de mettre sur pied un projet de télescope à miroir liquide de 4 m sur un bon site chilien dédié à la recherche de quasars et lentilles gravitationnelles d'une part, et de supernovae d'autre part.

La cosmologie n'est pas la seule niche des télescopes à miroir liquide, les projets de structure de la Voie Lactée, comme le montre le chapitre 5, sont également dans ses cordes. Un grand miroir liquide équipé d'un spectrographe offrirait une base de données d'une extraordinaire homogénéité pour les études dynamiques nécessitant les vitesses des étoiles.

Les projets de photométrie fine sur plusieurs millions d'objets, ont connu un renouveau avec la découverte des fluctuations induites par des interactions gravitationnelles dans la ligne de visée, le projet MACHO (Cook 1997) en est un exemple. Ce genre de projets est utile pour contraindre les candidats possibles à la matière sombre, qui semble si nécessaire à la formation des objets de notre Univers. Une fois encore, les miroirs liquides sont bien adaptés aux exigences de ce type de projets.

Cette petite énumération montre que les perspectives d'avenir des miroirs liquides sont brillantes. Les limitations des miroirs liquides sont actuellement dans la prudence des utilisateurs davantage que dans les instruments. Espérons qu'une thèse comme celle-ci saura persuader que les miroirs liquides sont désormais une option crédible dans le choix d'un instrument efficace pour la recherche astronomique.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Arrien, F. 1992, "Miroir astronomique rotatif au mercure", mémoire MSc, UL
- Bahcall, J. 1986, "Star Counts and Galaxy Structure", *ARA&A*, 24, 577
- Bahcall, J., Ratnatunga K. U., Buser, R., Fenkart, 1985, "An Analysis of the Basel Star Catalog", *ApJ*, 299, 616
- Bath, J. L., Larsen, J.A. 1996, "A Statistical Study of the APS Galactic Structure Fields", *BAAS*, 188
- Beauchemin, M. & Borra E. F. 1992, "An Automated Search for Widely Spaced Gravitational Lenses Performed on 25 GRENS Plates", *AJ*, 103, 405
- Beauchemin, M. & Borra E. F. 1993, "Classification Algorithms applied to 10588 Low-resolution Slitless Spectra: a Search for Unusual and Interesting Objects", *AJ* 105, 1587
- Becker W. & Fenkart, R. F. 1976, "Photometric Catalog for Stars in Selected Areas and Other Fields in RGU-system", Vol 1, 2, 3, 1st ed., Univ. Basel
- Bertotti, B., Ed. 1990, "Modern Cosmology in Retrospect", Bologna, Cambridge University Press
- Blandford, R. D. & Narayan R. 1992, "Cosmological Applications of Gravitational Lensing", *ARA&A* 30, 311
- Borra, E. F., Beauchemin, M., Lalande, R. 1985, "Liquid Mirror Telescopes: Observations with a 1 Meter Diameter Prototype and Scaling-up Considerations" *ApJ*, 297, 846
- Borra, E. F. 1987, "Liquid Mirror Telescopes: Present and Future" *PASP*, 99, 1229
- Borra, E. F. 1995, "Liquid Mirrors" *Canadian Journal of Physics*, 73, 109

- Borra, E. F., Beauchemin, M., 1988. "Liquid Mirror Telescopes as Cosmological Tools." *PASP*, 100, 1399
- Borra, E. F., Content, R., Girard, L. 1989, "A diffraction-limited $f/2$ -1.5m Liquid Mirror", *ApJ*, 346, L41
- Borra, E. F., Content, R., Girard, L. 1992, "Liquid Mirrors: Optical Shop Tests and Contributions to the Technology", *ApJ*, 393, 829
- Burstein, D. & Heiles, C. 1982, "Reddenings derived from HI and Galaxy Counts: Accuracy and Maps" *AJ*, 87, 1165
- Cabanac, R. A. 1992, "Prolégomènes au projet LIMITS: photométrie et mesure automatisé de décalages spectraux de galaxies", Mémoire MSc, UL
- Cabanac, R. A. & Borra E. F. 1996, "A Study of Cross-Correlation and Breakfinding Algorithms Applied to the Measurements of Redshifts in Low Resolution Spectra" *PASP*, 108, 271
- Cabanac, R. A. 1996, "Science with Liquid Mirror Telescope: Season 1996 of the NASA Orbital Debris Observatory", in Proc. of the Workshop on Science with LMTs, Marseille
- Cabanac, R. A., Borra E. F. & Beauchemin, M. 1998, "A Search for Peculiar Objects with the NASA Orbital Debris Observatory 3-m Liquid Mirror Telescope", *ApJ*, 509, sous presse
- Coleman, G. D., Wu, R. 1980, "Colors and Magnitudes Predicted for High Redshift Galaxies", *ApJS*, 43, 393
- Cook, K. et al. 1997, "The MACHO Project: Preliminary Results from 4 Years of LMC Observations", AAS Meeting, 191
- Content, R. 1992, "Tests optiques sur un miroir liquide de 1,5 m et développement de la technologie des miroirs liquides", Thèse PhD, UL

- Content, R. 1997, "Design of a 6-m liquid mirror and mechanical tests on smaller prototypes ", in Proc. of the Workshop on Science with LMTs, Marseille
- Davis, M. 1996. "Is the Universe Homogeneous on Large Scales?" in "Critical Dialogues in Cosmology", ed. Neil Turok, Princeton
- de Lapparent, V., Geller, M., Huchra, P., 1987 "A Slice of the Universe", ApJ, 302, L1
- Duffey-Smith, P. 1990, "Practical Astronomy with your Calculator", Cambridge, Cambridge University Press
- Essiambre, R.-J. 1992. "Analyse fractale et structure à grande échelle de l'univers.", Maîtrise, UL.
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, "PEGASE", A&A, 326, 950
- Fischer, P. & Kochanski, G. P. 1994, "Optimal Addition of Images for Detection and Photometry", AJ, 107, 802
- Friberg, L. & Vostal, J. Eds. 1972, "Mercury in the Environnement: An Epidemiological and Toxical Appraisal", Cleveland: CRC Press
- Gibson, B. K. & Hickson, P. 1992, "Time-delay integration CCD read-out technique: image deformation", MNRAS, 258, 543
- Gilmore, G. F., King, Y. R. & Buser, R. 1990, "The Milky Way as a Galaxy", University Science Books
- Girard, L. 1996, "Étude d'un Miroir Liquide de 2,5 m de diamètre", Thèse PhD, UL.
- Girard, L. & Borra, E. 1997, "Optical Tests of a 2.5-m diameter Liquid Mirror: Behavior under External Perturbation and Scattered Light Measurements", Applied Optics, 36, 6278
- Goldwater, L. J. 1972, "Mercury, A History of Quicksilver", Baltimore, York Press

- Gunn, J. E. & Stryker, L. L. 1983, "Stellar Spectrophotometric atlas, Wavelengths from 3130 to 10800Å" *ApJS*, 52, 121
- Hickson, P. & Bennett, P. D. 1989, "A survey of Possible Observatory Sites in Southwestern B.C.", *J RASC*, 83, 122
- Hickson, P., Gibson, B., Walker, G., Borra, E.F., Cabanac, R., 1994a, "UBC/Laval 2.7-Meter Liquid Mirror Telescope", *ApJ*, 436, L201-L204.
- Hickson, P., Borra, E.F., Walker, G., Gibson, B., 1993a, "The UBC/Laval 2.7-meter Liquid Mirror Observatory", LMT report, UBC
- Hickson, P., Gibson B., Callaghan, K. 1994b, "Multi-narrowband Imaging: A New Technique for Multi-object Spectrophotometry", *MNRAS*, 267, 911
- Hickson, P., Gibson, B., Hogg, D. 1993b, "Large Astronomical Liquid Mirrors" *PASP*, 105, 501
- Hickson, P. & Mulrooney, M. 1998a, "UBC-NASA Multi-Narrowband Survey. I. Description and Photometric Properties of the Survey", *ApJS*, 115, sous presse
- Hickson, P. & Mulrooney, M. 1998b, "A Series of Faint Spectrophotometric Standard Stars at +33° Declination", *PASP*, sous presse
- Hickson, P., et al. 1998, "The Large Zenith Telescope Project: a 6-m mercury-mirror telescope", in *SPIE Advanced technology Optical/IR Telescopes VI*, Kona
- Hickson, P. & Richardson, E. H. 1998, "A curvature-Compensated Corrector for Drift-Scan Observations", *PASP*, sous presse
- Jehn, R. 1997, "Space Orbital Objects", *DISCOS database - ESA*
- Kitchin, C. R. 1991, "Astrophysical Techniques", Adam Hilger
- Kolmogorov, A. N. 1941, *Dan. SSSR*, 30, 229

- Kron, R. G. 1980, "Photometry of a Complete Sample of Faint Galaxies", *ApJS*, 43, 305
- Lasker, B. M., & Bahcall, J. 1987. "On the Distribution of Colors of Stars in the 9th to 15th magnitude range: Statistics and Implications for Galactic Structure", *ApJ*, 320, 502
- Léna, P. 1986, "Méthodes physiques de l'observation", Paris, InterEditions
- Lide, D.. Ed. 1992, "CRC Handbook of Chemistry & Physics", CRC Press
- Malkov, O. Y. & Smirnov, O. M. 1994 "Investigation of the Guide Star Catalog", *Baltic Astronomy*, 6, 313
- Maran, S., Ed. 1992, "The Astronomy & Astrophysics Encyclopedia", New-York, Van Nostrand Reinhold
- Massey, P., Gronwall, C. 1990, "The spectrum of the Kitt Peak Night Sky", *PASP*, 102, 1046
- Mihalas, D. & Binney J. 1981, "Galactic Astronomy", New York, Freeman & Co
- Milligan, G. W. & Cooper, M. 1985, "An Examination of Procedure for Determining the Number of Clusters in a Data Set", *Psychometrika*, 50, 159
- Monet, D. 1997, "USNO-A: A Catalog of Astrometric Standards", U.S. Naval Observatory Flagstaff Station
- Moretto, G. 1996, "Optical Corrector Designs for Fixed Primary Mirrors Observing Off-axis", Thèse PhD, UL
- Moretto, G. & Borra, E. F. 1996, "A Corrector Design Using Active Vase Mirrors that Allows a Fixed Telescope to Access a Large Region of the Sky", soumis à *Applied Optics*
- Murtagh, F. & Heck, A. 1987. "Multivariate Data Analysis", Dordrecht, D. Reidel Publishing Company

- Ninane, N. M. & Jamar, C. A. 1996, "A diffraction-limited Liquid Mirror", *Applied Optics*, 35, 6131
- Oke, B. 1990, "Spectrophometric standards", *AJ*, 99, 1621
- Oke, J. B. 1974, "Absolute Spectral Energy Distributions of White Dwarfs", *ApJS*, 27, 21
- Peebles, J.E. 1993, "Observational Cosmology", 2nd Ed., Cambridge University Press
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, "Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080Mc/s", *ApJ*, 142, 419
- Pietronero, L., Labini, S. & Montuori, 1996. "On the Fractal Structure of the Visible Universe", in "Critical Dialogues in Cosmology", ed. Neil Turok, Princeton
- Pilgrim, W. 1995, "Mercury Contamination: A National Perspective", The Ecological Monitoring and Assessment Network 1st National Meeting, Burlington (Canada)
- Potter, A. & Mulrooney, M. 1997, "The NASA Orbital Debris Observatory", *Advanced Space Research*, 19, 2, 213
- Riess, A. G., et al. 1998, "Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant", *AJ*, sous presse
- Sang, S. & Lourie, B. 1995, "Mercury in Ontario: An Inventory of Sources and Releases", Canadian Mercury Network Workshop, Toronto
- Santiago, B., Gilmore, G. & Wyse, R. 1996, "HST Star Counts at High Galactic Latitude", *MNRAS*, 281, 871
- Shectman, S. A., Landy, S. D., Oemler, A., Tucker, D. L., Lin, H., Kirshner, R. P., Schechter, P. L. 1996, "The Las Campanas Redshift Survey", *ApJ*, 470, 172

Schmidt, B. P., et al. 1998, "The High-Z Supernova Search: Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type Ia Supernovae", *ApJ*, sous presse

Seidelmann, K., Ed. 1992, "Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac", Mill Valley Ca., University Science Book

Sica, R. J, 1995, "Lidar Measurements Using a Large Aperture Liquid Mirror, 1. The Rayleigh-Scatter System", *Applied Optics*, 34, 6925

Snedden, C. 1997, "Star-to-Star Abundance Variation among Bright Giant in the Metal Poor Cluster M15", *AJ*, 114, 1964

Stone, R. C., et al. 1996, "The Flagstaff Astrometric Scanning Transit Telescope (FASTT) and Star Positions Determined in The Extragalactic Reference Frame", *AJ*, 111, 1721

Taine, J. & Petit, J.-P. 1989, "Transferts thermiques: Mécanique des fluides anisothermes", Paris, Bordas

Tremblay, G. 1999, "Propriétés optiques et mécaniques d'un miroir liquide de 3,7 m de diamètre", Thèse PhD, en préparation, UL.

Wielen R. 1974, "Highlights in Astronomy", 3, ed. G. Contopoulos, (Dordrecht: Reidel), 395

Woods, D., Fahlman, G. 1995, "Counting Pairs of Faint Galaxies", *ApJ*, 422

Zombeck, M. V. 1982, "Handbook of Space Astronomy & Astrophysics", Cambridge University Press.

ANNEXE A: LES OBSERVATOIRES DU TÉLESCOPE DE 2.7 M DE UBC-UL

Avant de considérer le bâtiment lui-même, nous devons nous arrêter aux critères de choix du site de l'observatoire. Quatre grands facteurs sont à évaluer dans le choix d'un site astronomique.

Le premier est la *proportion de nuits claires* dans une année. Les sites astronomiques internationaux sont dans des régions où la proportion de nuits claires peut être de 80%, mais ce critère est en partie subordonné à la qualité réelle de chaque nuit claire; on préférera choisir un site où le nombre de nuits claires est moins grand, mais où la qualité de chaque nuit est meilleure en terme de seeing et de faible hauteur d'eau.

Le deuxième facteur est la *position géographique* globale. Cette position peut être dictée par des impératifs astronomiques (choix de l'hémisphère), par des impératifs de qualité de nuits (les régions favorisées seront celles où la couche d'inversion de température, zone de turbulence atmosphérique, est à une altitude inférieure à celle de l'observatoire; Hawaii ou les Îles Canaries), ou bien souvent, par des impératifs politiques et économiques.

Le troisième facteur est la *géomorphologie locale*. On étudie la direction des vents dominants et les positions des montagnes environnantes. Il faut éviter de placer l'observatoire dans une zone de reflux comme le fond d'une vallée ou «l'ombre» d'un pic. La règle de bon sens à suivre est de s'assurer que la direction des vents dominants n'est pas obstruée par un relief à proximité de l'observatoire. Un relief étant défini comme une excroissance sur laquelle la turbulence peut trouver une source et se propager jusqu'à l'observatoire. Un site isolé sur un piton rocheux donne les meilleurs résultats comme en font foi les images planétaires obtenues au Pic du Midi de Bigorre (Pyrénées françaises).

Le quatrième facteur est *l'architecture du bâtiment*. Un soin particulier doit être accordé aux propriétés thermiques de la coupole. La plupart des observatoires sont construits en acier pour des raisons de coût, mais également pour sa forte conduction thermique. Ils sont également peints en blanc pour réduire la quantité de chaleur emmagasinée pendant la journée et atteindre un équilibre thermique au tout début de la nuit. Le télescope Canada-France-Hawaï a une coupole surélevée en comparaison des observatoires traditionnels et s'affranchit ainsi des turbulences occasionnées par le refroidissement du sol par rapport à l'air. Avec la venue des techniques de redressement de front d'onde et d'optique active, d'énormes progrès ont été accomplis dans la compréhension des fluctuations atmosphériques. Le comportement des turbulences est bien compris suite aux travaux de Kolmogorov (1941) et l'apparition de zones de turbulence dans l'atmosphère est bien décrite par Léna (1986; voir en particulier la section 2.5). Les études réalisées au moment de la construction de la coupole du télescope Canada-France-Hawaï ont confirmé l'importance des fluctuations locales de température entre le bâtiment et l'air intérieur et extérieur. La stabilité de l'air autour d'un télescope peut être améliorée en contrôlant les conditions climatiques dans la coupole même.

Cette longue introduction sur la démarche canonique du choix d'un site ne fera que souligner la façon peu orthodoxe que nous avons utilisée pour choisir nos sites. La raison majeure pour nous abstraire du processus normal est l'aspect expérimental de la technologie des miroirs liquides. Nous construisions le tout premier observatoire astronomique utilisant cette technologie et les chances de succès étaient trop incertaines pour se permettre un observatoire classique avec les coûts associés d'érection et de maintenance. Pour cette raison, le critère de proximité a dominé tous les autres dans le choix du premier site à Surrey/White Rocks. Le deuxième site dans Malcolm Knapp Research Forest, à Maple Ridge (Colombie Britannique), a fait l'objet d'une analyse plus approfondie. Les deux prochaines sections vont présenter les deux sites et les bâtiments associés. La localisation des deux sites est indiquée sur la figure 56 où l'on voit une carte de la grande région de Vancouver avec le détroit de Georgia séparant le continent de l'île de Vancouver.

D'un point de vue géologique, la région de Vancouver est instable puisque la faille de San-Andreas prend une direction Est-Ouest juste au-dessous de l'île de Vancouver dans la chaîne montagneuse des Cascades (Washington et Colombie Britannique). Le volcan Mt Baker domine le paysage sud-est et pourrait se réveiller n'importe quand.

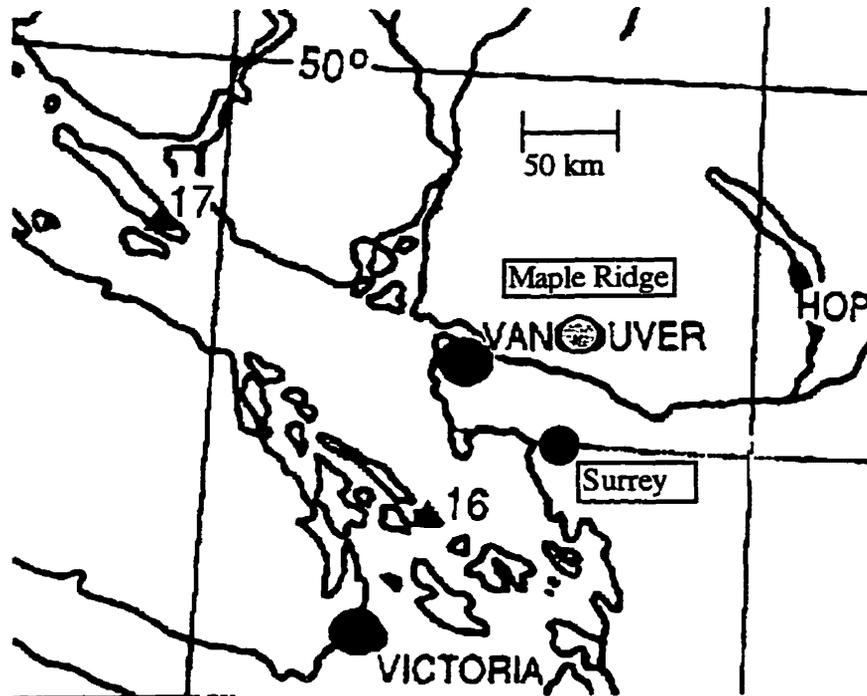


Figure 56 : Les observatoires à miroir liquide dans la grande région de Vancouver (Colombie Britannique). Surrey/White Rocks (au bord de la mer) était le premier site. Maple Ridge (Malcolm Knapp Research Forest) est le second.

A.1 Saison 1994: Surrey/White Rocks

Le premier site de l'observatoire était à 45 km au sud-est de Vancouver, en direction de la frontière avec l'état du Washington. La région de Surrey a été formée géologiquement par les dépôts alluviaux du fleuve Fraser. Elle est à quelques mètres au-dessus du niveau de la mer. Il est évident que sa proximité avec l'océan pacifique (3 km) n'en fait pas un site de classe astronomique. Cependant, il s'agit de la région la plus ensoleillée de la grande région de Vancouver, et sa proximité avec l'University

of British Columbia en faisait un site de prédilection pour une première expérience. Le bâtiment de Surrey, illustré à la figure 57, était un cylindre de 4 m de diamètre et haut de 8 m, construit en bois de pin pour des raisons de coût. À mi-hauteur, une galerie parcourait le bord intérieur du cylindre, permettant un accès facile au foyer du télescope. Le toit ouvrant était actionné par un moteur électrique et un système de contre-poids. La partie supérieure de l'observatoire a souffert d'un vice de conception, un toit plat, qui l'a rendu perméable. Cette singulière propriété pour un toit n'aurait guère eu de conséquence dans un milieu sec, mais les quelques mètres de pluie par an du climat océanique de la Colombie Britannique ont fait des dégâts importants aux parties sensibles à l'humidité, en particulier les composantes électroniques. On peut tirer une première leçon de cette expérience : il faut toujours construire un toit avec une pente suffisante pour que l'eau ne s'y accumule pas.

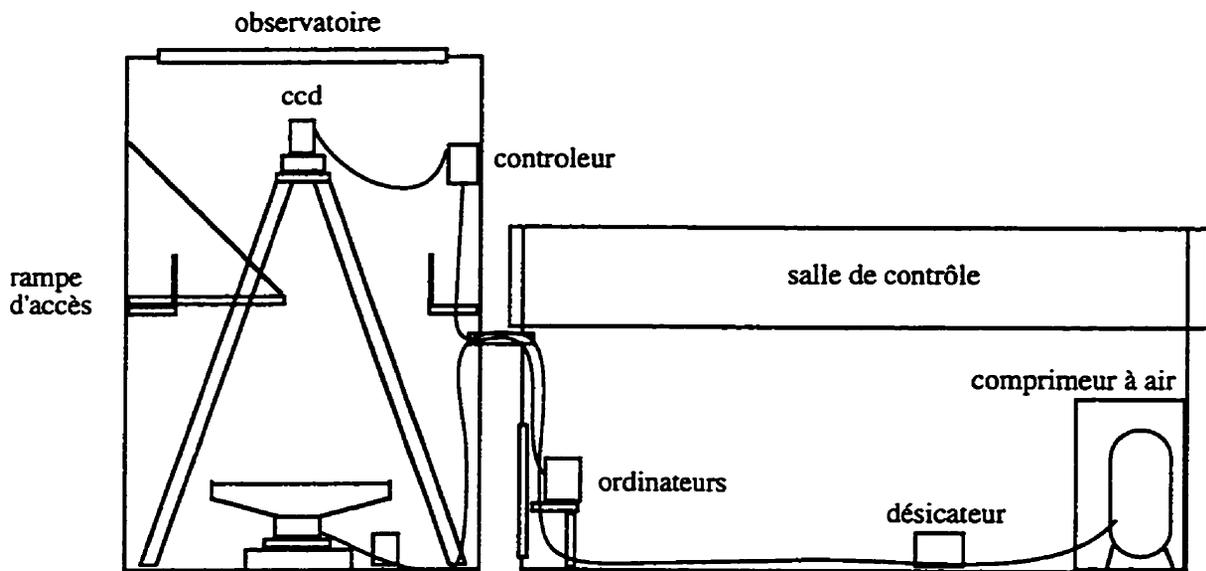


Figure 57 : Observatoire de Surrey/White Rock. La coupole cylindrique de 8m de haut est sur la gauche, la salle de contrôle contenant les ordinateurs et le compresseur à air est sur la droite.

Bien qu'assez mal situé d'un point de vue astronomique, le bâtiment cylindrique s'est avéré très efficace pour réduire les effets du vent sur la surface du miroir grâce à sa hauteur et son diamètre étroit.

Attendant au bâtiment accueillant le miroir, une salle de console contenait les ordinateurs, le compresseur du palier à air et le contrôleur d'alignement de l'axe

optique. En principe, toutes les opérations de contrôle de routine pouvaient se faire de cette salle, à partir de l'ordinateur central. Ainsi, l'observateur ne risquait pas de perturber l'environnement proche du miroir pendant les nuits d'observation.

Le défaut majeur du bâtiment venait du matériau utilisé pour les murs. L'annexe B présente un calcul de mécanique des fluides anisothermes pour modéliser les échanges thermiques entre le jour et la nuit. Le résultat de ce calcul donne un taux de refroidissement des murs en fonction du temps. La figure 58 se base sur l'annexe B pour donner l'heure à laquelle le mur baisse à une température d'écoulement laminaire. Cette température ne devait pas excéder 0.1°C de la température de l'air.

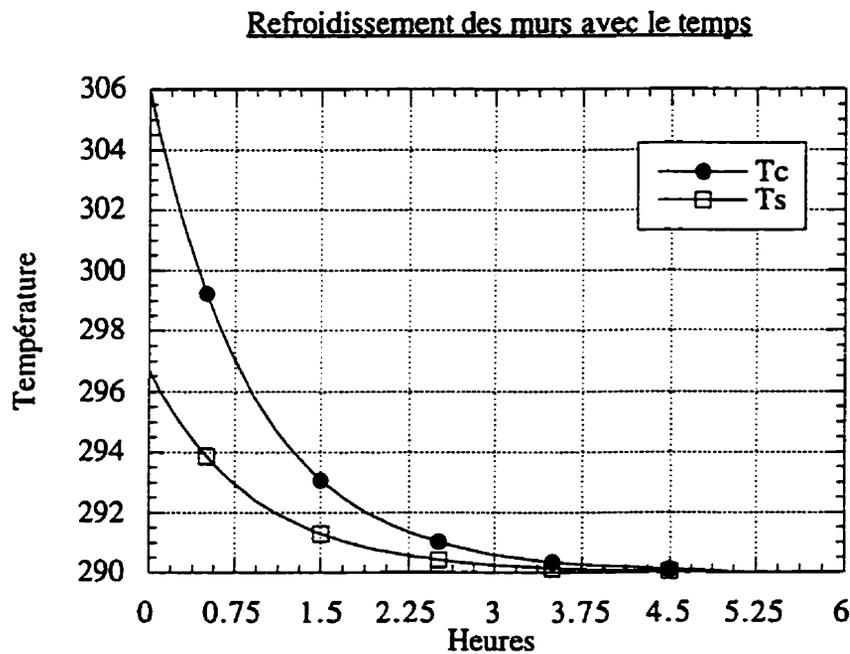


Figure 58 : Baisse de température des murs de l'observatoire. Le refroidissement est exponentiel T_c est la température de coeur (bois) des murs et T_s est la température de surface, le temps 0 est le coucher du Soleil. Les températures sont en kelvin. Quand la température du mur devient égale à celle de l'air à 0.1K près, la turbulence disparaît dans l'observatoire (voir annexe B).

Cette température est atteinte par la surface du mur en 3.8 heures. Autrement dit, entre le moment où le Soleil se couche et le moment où l'écoulement dans la coupole devient laminaire, il s'écoule presque 4 heures. On peut remarquer que cette

valeur dépend assez peu de la température initiale du mur par la nature exponentielle du refroidissement. De plus, le taux de refroidissement est essentiellement limité par la nature du matériau utilisé pour les murs et non pas par la convection naturelle ou forcée. J'ai observé une amélioration abrupte du seeing vers minuit pendant les dernières nuits d'observation printanière, c'est-à-dire environ 4 heures après le coucher du Soleil. Cela semble confirmer notre calcul analytique.

Le chapitre 2 propose des améliorations possibles au bâtiment et les effets quantitatifs de certains défauts sur les images elles-mêmes. J'ai utilisé le site de Surrey/White Rocks pendant l'hiver.

Nous allons succinctement décrire le site de Malcolm Knapp Research Forest dans la prochaine sous-section.

A.2 L'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest

Au cours des années 1980, Paul Hickson a recensé les différents sites astronomiques de qualité en Colombie Britannique utilisant des photographies infrarouges (Hickson & Bennett 1989). La conclusion générale de son recensement est que la région la plus propice à l'installation d'un observatoire en Colombie Britannique est celle des hauts plateaux compris entre la Chaîne Côtière et les Rocheuses. En particulier, les sommets montagneux entre Merritt et Kamloops, situés à environ 300 km en ligne droite au nord-est de Vancouver. Les régions sud de la Colombie Britannique sont trop pluvieuses ou inaccessibles par les moyens de locomotion usuels. À très long terme, c'est-à-dire quand la technologie des miroirs liquides aura prouvé sa fiabilité pour des miroirs ayant des diamètres de l'ordre de 10 mètres, ces montagnes représentent les meilleurs sites astronomiques du Canada. En attendant, les miroirs liquides en sont encore à la phase d'optimisation et les facteurs climatologiques restent secondaires face à la proximité des sites de recherche.

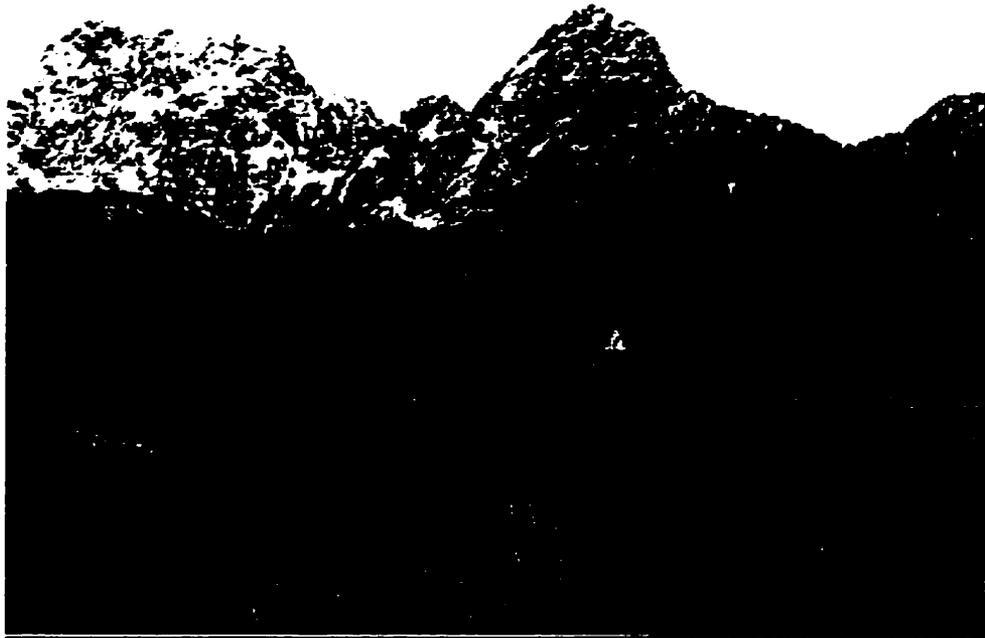


Figure 59 : Site de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest devant le parc des Golden Ears (Colombie Britannique).

Le site de la forêt de UBC (figure 59) est un bon compromis entre proximité et qualité des conditions d'observation. L'observatoire est érigé sur un monticule de 395 m d'altitude dominant la vallée du fleuve Fraser. Cette altitude est suffisante pour dépasser le brouillard mais pas suffisante pour dépasser la couche de poussières et de smog poussés par les vents océaniques de Vancouver vers la vallée du Fraser.

Tableau 13: Coordonnées de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest.

LATITUDE (NORD)	49° 17' 17''
LONGITUDE (OUEST)	123° 34' 23''
ALTITUDE	395 m
SEEING MOYEN	1.5''

Le matin, de l'observatoire, on peut voir la couche jaune résiduelle des combustions d'hydrocarbures commerciaux envahir tranquillement la vallée du

Fraser à partir de Vancouver jusqu'au site de l'observatoire. Le site est à l'écart de la pollution lumineuse de l'agglomération urbaine. L'activité rurale la plus dommageable est une culture intensive de plantes maraichères sous serres à une distance de 5 km, utilisant un fort éclairage au sodium haute-pression. Cette source lumineuse provoque une forte augmentation d'émission du ciel nocturne lors des nuits où l'air est contaminé par des poussières en suspension.

L'observatoire est construit au sommet d'une falaise. Les vents dominants arrivant de la vallée du Fraser (ouest) ne peuvent s'accrocher à un pic pour provoquer de la turbulence et l'écoulement aérien demeure laminaire. Quand les vents viennent du nord, ils sont généralement assez violents et le dôme doit rester fermé. Le climat hivernal est assez similaire à celui du reste de la vallée du Fraser, il pleut 75% du temps et le nombre de nuits partiellement dégagées varie autour de 15-20, tandis que les nuits photométriques se comptent sur les doigts de la main entre novembre et mars. Les périodes les plus propices aux observations sont avril-mai-juin et septembre-octobre. À partir de juin et pendant l'été, la latitude de l'observatoire étant au-dessus de 49°, il n'y a plus d'aube astronomique. L'aube astronomique est définie par le moment où le Soleil passe en deçà de 18° sous l'horizon. La période d'observation est donc réduite à 3 heures par nuit.

La figure 60 montre le bâtiment, en cours de construction en 1995 et au printemps 1996. Le bâtiment a été érigé en bois avec les techniques usuelles de construction domestique nord-américaine. Le revêtement extérieur du toit (bleu) et des murs (beiges) est en acier. L'observatoire est formé de trois éléments, une pièce principale, une salle de contrôle et une annexe. La pièce principale de 7.32 x 12.19 m est divisée en deux parties, une partie de 7.32 x 7.32 m, dont les fondations en béton armé ont été coulées à même le socle igné du contrefort montagneux et dont les murs en béton remontent à 1 m du sol. Cette partie accueille les télescopes à miroir liquide et limite les effets de déversements accidentels, figure 61.

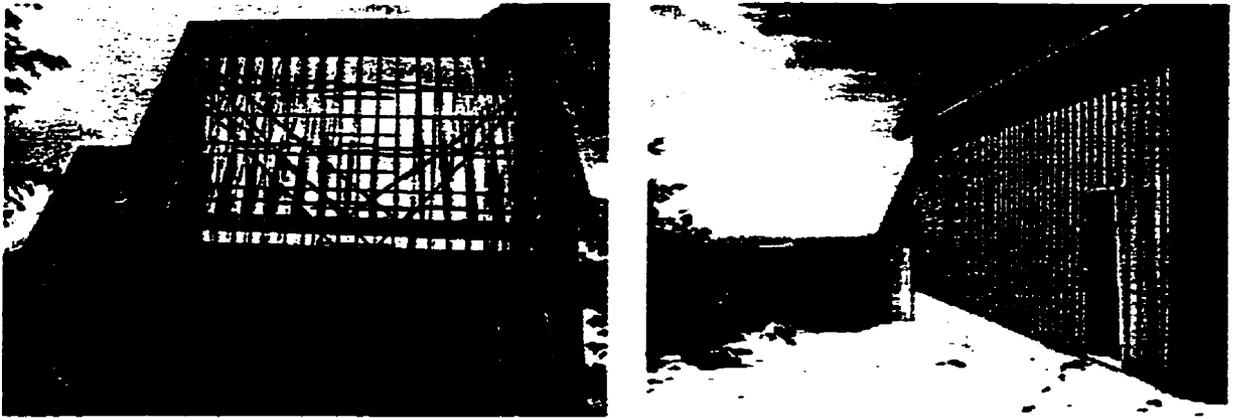


Figure 60: Bâtiment de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest en cours de construction. À droite, façade ouest avec la charpente en constructio. À gauche, vue sur la vallée du Fraser avec revêtement en acier.

La deuxième partie de la pièce principale est une zone de rangement dans laquelle le futur miroir de 5 m sera assemblé. La face nord de la grande pièce est percée d'une porte en biseau permettant l'accès aux pièces d'équipement volumineuses figure 61. La figure 61 montre également la structure en acier sur laquelle le toit roule. La charpente du toit que l'on voit figure 60 et 61 est beaucoup plus rigide qu'une charpente classique à cause de la hauteur du toit et du fait qu'il ne repose pas sur les murs mais doit être amovible. Cette charpente est renforcée au faite et à la base par des planches contre-plaquées. La hauteur totale du bâtiment est de 14 m de manière à accueillir le télescope de 6 m à venir en 1997. La salle de contrôle est située du côté sud (figure 60). Nous avons pris grand soin d'éviter toute contamination directe ou indirecte entre la pièce principale et la salle de contrôle. Les contaminations peuvent être de deux ordres: premièrement une contamination thermique et lumineuse de la salle de contrôle qui est chauffée et éclairée vers la pièce principale et deuxièmement, une contamination en vapeur de mercure de la pièce principale vers la salle de contrôle.

La salle de contrôle est donc complètement isolée de la pièce principale par une couche de laine de verre et une feuille de poly-éthylène scellée au silicone conçu pour couper la vapeur d'eau et les vapeurs de mercure. Le seul lien entre la salle de contrôle et la pièce principale est une connection en PVC scellée hermétiquement. C'est par cette connection que passent les fils nécessaires aux liens électroniques entre

l'ordinateur de commande et les instruments du télescope. Dans la salle de contrôle sont installés l'ordinateur et les commodités nécessaires à l'observation tout au long de la nuit. La salle est percée de 3 fenêtres donnant une vue imprenable sur la vallée du Fraser.



Figure 61: Bâtiment de l'observatoire de Malcolm Knapp Research Forest. À droite, vue intérieure avec le 2.7 m de UBC-UL installé. À gauche, façade nord avec les rails du toit roulant et la grande porte de la coupole.

Le troisième élément de l'observatoire est une annexe construite à 50 m au nord du bâtiment principal. Elle est reliée au bâtiment principal par une canalisation de PVC enterrée à 50 cm pour éviter le gel. Par cette canalisation, passent un long tuyau d'acier galvanisé transmettant l'air comprimé du compresseur à air (800 kPa) au palier à air (300-400 kPa) et une ligne électrique de 60 A. L'annexe contient, en plus du compresseur à air, une série de dessiccateurs et un groupe électrogène de secours pour pouvoir fermer le toit et éviter de laisser le télescope à l'air libre en cas de panne du réseau électrique régional.

ANNEXE B: TAUX DE REFROIDISSEMENT D'UN MUR VERTICAL

Dans cette annexe nous proposons un petit calcul de mécanique des fluides anisothermes (Taine & Petit 1989) pour modéliser les échanges thermiques entre le jour et la nuit. Dans les problèmes de calcul de turbulence, la forme des murs est importante. Nous supposons que notre observatoire est un cylindre simple vertical. La convection naturelle provoque un écoulement dont la nature laminaire ou turbulente est prédite par le nombre de Reynolds associé. La figure 62 schématise la situation.

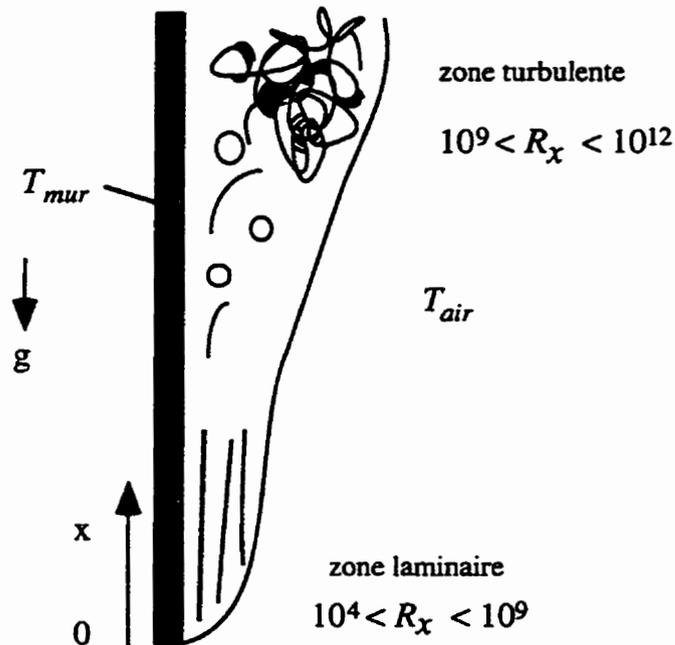


Figure 62: Écoulement le long d'un mur vertical en fonction de la température
Le nombre de Reynolds est donné par:

$$R_x = \frac{g\beta \Delta T x^3}{\nu} \quad , \quad (\text{eq. B.1})$$

$$\Delta T = T_{mur} - T_{air} \quad , \quad (\text{eq. B.2})$$

où $g = 9.8 \text{ m s}^{-2}$ est la constante gravitationnelle, $\beta = 3 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ est le coefficient de dilatation thermique de l'air, $\alpha = 2.22 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}$, $\nu = 1.57 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}$ sont des constantes mécaniques de l'air (Taine & Petit 1989). β , α et ν varient avec la température. Les valeurs données sont valables autour de 300 K. Pour un mur de $x = 8 \text{ m}$, les équations B.1 et B2 donnent:

$$R_x = 10^{10} \Delta T \quad . \quad (\text{eq. B.3})$$

La valeur critique du nombre de Reynolds prédisant le passage d'un mode laminaire à un mode turbulent est 10^9 . L'équation B.3 montre que si le mur avait une température supérieure à la température de l'air de plus de 0.1°C , l'écoulement au sommet du mur serait turbulent. Il nous reste donc à calculer en combien de temps le mur se refroidit jusqu'à la température de l'air. Nous devons calculer deux grandeurs. La première est la quantité d'énergie accumulée dans les murs pendant la journée, cela nous donnera la température des murs au début de la nuit. La deuxième est le temps nécessaire aux murs pour rejoindre la température de l'air. Dans le premier cas, le gain d'énergie se fait principalement par conduction. Le bois étant un bon isolant, la température de sa surface exposée au Soleil va monter jusqu'à ce que l'émission totale de la surface par rayonnement et convection naturelle soit égale à la constante solaire. Cette température va rester stable pendant le temps d'ensoleillement et l'énergie transmise au cœur des murs se fera par conduction de la surface du bois vers le centre. Dans le deuxième cas, la perte d'énergie se fait par rayonnement et convection naturelle de la même manière qu'à l'équilibre. On suppose également que la convection naturelle égalise de manière instantanée la température à l'intérieur et à l'extérieur de la coupole dès que le toit est ouvert. Ces simplifications sont réalistes et permettent d'obtenir un résultat analytique. Le flux radiatif (Φ^R) entre les murs et le milieu interne et externe est donné par :

$$\Phi^R = \epsilon \sigma (T^4 - T_a^4) \quad , \quad (\text{eq. B.4})$$

Et le flux convectif (Φ^C) par:

$$\Phi^C = h (T - T_a) \quad . \quad (\text{eq. B.5})$$

ε est l'émissivité du bois (~ 0.8), $\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann, h est le coefficient de transfert convectif. Pour la convection naturelle d'un gaz, $h \approx 5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. T est la température des murs et T_a est la température de l'air. L'équation B.5 peut-être linéarisée dans le cas où $(T - T_a) / T \ll 1$. Alors elle devient,

$$\Phi^R = 4\varepsilon\sigma T_m^3 (T - T_a) \quad , \quad (\text{eq. B.6})$$

où T_m est une température intermédiaire que l'on prend en général comme étant égale à $(T + T_a) / 2$. A l'équilibre, le flux radiatif va être égal à la constante solaire, $S_0 \approx 1000 \text{ W m}^{-2}$ soustraite du flux absorbé par le bois par conduction. La conductivité thermique du bois de pin est de $\lambda = 0.147 \text{ W(m K)}^{-1}$, le flux conductif est donné par:

$$\Phi^c = -\lambda \nabla T \quad , \quad (\text{eq. B.7})$$

où ∇T (K m^{-1}) est le gradient de température. L'équilibre des flux est donc donné par:

$$(h + 4\varepsilon\sigma T_m^3) \Delta T = 1000 - \lambda \nabla T \quad . \quad (\text{eq. B.8})$$

On résout cette équation en fonction de ΔT , et on trouve $\Delta T \approx 55 \text{ K}$.

Il n'est pas étonnant de trouver une valeur aussi élevée de la température de surface. Le flux solaire est suffisamment intense pour produire de telles températures. On doit noter toutefois que cette valeur n'est valable qu'en absence de vent. En présence de vent, c'est-à-dire de convection forcée, h ($\approx 50\text{-}100 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) domine complètement l'équation B.8, et la température de la surface du bois chute à quelques degrés au-dessus de l'air. Avec un $\Delta T \approx 55 \text{ K}$ entre la surface et le coeur du bois, le flux conductif de la surface, vers le coeur est d'environ 200 W m^{-2} . On peut finalement calculer la température des murs après une journée d'ensoleillement. La densité du bois de pin est $\rho = 512 \text{ kg m}^{-3}$ et sa capacité calorifique à pression constante $C_p = 2800 \text{ J (kg K)}^{-1}$ (Taine & Petit 1989; Lide 1992). Pendant une journée, environ un quart de la section verticale de l'observatoire est illuminée en permanence pendant 2 heures d'ensoleillement au total en comptant les sections protégées par la végétation. Cela donne pour le cylindre de 8 m de haut et 4 m de diamètre, une surface de 8 m^2 ,

pour des murs de 4 cm d'épaisseur, le volume de bois est environ 0.5 m³ pour une masse d'environ 250 kg. Suivant l'équation de transfert calorifique :

$$\Delta Q = m C_p \Delta T \quad , \quad (\text{eq. B.9})$$

La température de cette section subit un $\Delta T = 11.52 \times 10^6 / 7.10^5 = 8^\circ \text{ hr}^{-1}$. Le Soleil est vraiment intense pendant les heures centrales de la journée, la valeur de température est donc une limite supérieure. En réalité, l'équation B.8 régit l'équilibre de la température et des différents flux entre le mur et l'air. Cette température atteint un maximum de 40°C vers le début de l'après-midi, puis redescend tranquillement au fil de l'après-midi. Si le bois était un bon conducteur, le transfert d'énergie se ferait bien entre le coeur et la surface et les murs reprendraient la température de l'air bien avant la tombée de la nuit. Mais la conductivité du bois étant faible, le transfert d'énergie ne se fait bien que quand le gradient de température ∇T est élevé. Quand le Soleil disparaît, la constante solaire tombe à zéro et l'équation B.8 devient

$$(h + 4\varepsilon\sigma T_m^3) \Delta T = \lambda \nabla T \quad . \quad (\text{eq. B.10})$$

Le gradient de température s'inverse entre le mur et l'air et le terme droit de l'équation B.10 freine le refroidissement du mur. Au début de la soirée, le gradient de température est relativement élevé et le flux du coeur vers la surface est assez rapide, le terme gauche de l'équation fixe la température de la surface du mur, donc l'intensité du gradient. On se retrouve donc avec un système de trois équations, nous permettant de modéliser le refroidissement des murs :

$$Q_c = m_{\text{bois}} C_p (T_c - T_a) \quad , \quad (\text{eq. B.11})$$

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = -2\lambda \frac{T_c - T_s}{l} \quad , \quad (\text{eq. B.12})$$

$$\frac{\partial Q_s}{\partial t} = -2(h + 4\varepsilon\sigma T_a^3)(T_s - T_a) \quad . \quad (\text{eq. B.13})$$

L'équation B.11 établit les conditions initiales, c'est-à-dire dans notre cas, l'énergie contenue dans le mur (Q_c) et sa température (T_c). Les équations B.12 et B.13 sont les équations différentielles de transfert. On peut ainsi dériver le comportement de la température de surface en fonction du temps (figure 10, chapitre 1). Au bout d'un

court laps de temps, dQ_c / dt et dQ_s / dt vont être égaux, et le système va se réduire à une équation différentielle linéaire séparable dont la solution est

$$T(t) = \Delta T_{init} e^{-0.075t} + T_{air} \quad , \quad (\text{eq. B.15})$$

$T_{air} = 290 \text{ K}$, pour T_c , $\Delta T_{init} = 16^\circ\text{C}$ et pour T_s , $\Delta T_{init} = 7^\circ\text{C}$ après stabilisation des transferts.

ANNEXE C: LE MERCURE: TOXICITÉ, ENVIRONNEMENT ET SÉCURITÉ

C.1 Le mercure

Le tableau 14 résume les propriétés physiques du mercure. Outre ces caractéristiques, le mercure forme très facilement des amalgames avec la plupart des métaux sauf le nickel et l'acier inoxydable. Par exemple, quand le taux de vapeur de mercure et de taux de vapeur d'eau était élevé, le bord d'aluminium du miroir était attaqué là où la peinture noire avait disparu; un amalgame Al-Hg précipitait sous forme de poudre blanche. Un mercure contaminé à ces métaux perd ses propriétés réfléchissantes parce que les amalgames sont opaques et qu'ils flottent sur la surface du mercure. Il convient donc d'éviter que le mercure entre en contact direct avec des métaux et de faire attention au stockage du mercure (section C.2.2).

Tableau 14: Quelques données sur le mercure.

Poids atomique	200.59
Densité	13.595 (1 + 1.8144x10 ⁻⁴ x T) kg litre ⁻¹ T = température en K
Fusion/ vaporisation	-38.84 °C/ 356.73 °C
Résistivité électrique	94x10 ⁻⁸ Ω m ⁻¹
Réfectivité	75.8% (400nm) 77.2% (600nm) 77.6% (800nm)
Tension de surface	435.5 mN m ⁻¹ (20 °C, à l'air)

Tout comme les autres métaux lourds, le mercure est potentiellement dangereux pour la santé. Un excellent ouvrage traite de l'histoire médicale du

mercure (Goldwater 1972) et une description complète de la toxicologie du mercure sous toutes ses formes peut-être trouvée dans (Friberg & Vostal 1972). Les prochaines sections vont résumer les connaissances sur la toxicité du mercure.

C.1.1 Absorption du mercure

Le mercure peut-être absorbé par inhalation, par ingestion et par inoculation. Les poumons assimilent de 75% à 85% des vapeurs de mercure inhalées, fait cocasse, les personnes ayant bu de l'alcool avant exposition font chuter leur absorption des vapeurs d'un facteur deux. Le mercure ingéré est rejeté à 99,9%, l'ingestion est donc un facteur mineur d'empoisonnement. Au XIX^e siècle, le mercure servait même de laxatif. Goldwater (1972) cite le cas d'une patiente de 1873 ayant bu environ un kilogramme de mercure dont le médecin suit le trajet intestinal jusqu'au rejet sans effet secondaire à court terme. Le taux d'absorption cutanée est mal connu, mais les études animales montre qu'il est très faible (Friberg & Vostal 1972).

Les vapeurs de mercure passent rapidement dans le sang par diffusion, sont oxydées en Hg_2^{2+} (oxyde mercurique). Le taux de rétention du mercure sous sa forme ionique varie beaucoup d'un individu à l'autre. Le rein et le cerveau sont particulièrement lent à excréter leur mercure (plusieurs semaines voire plusieurs mois), donc sensibles à une exposition prolongée.

C.1.2 La toxicité du mercure

Bien que le mercure métallique soient peu toxique à l'état natif, il existe une littérature abondante sur les effets des vapeurs de mercure et sur la toxicité des différents oxydes de mercure métabolisés. En particulier, on pense que les oxydes de mercure ont un effet néfaste sur le système nerveux à longue échéance. Après des années d'exposition aux vapeurs de mercure, une série de symptômes peut apparaître: troubles neurologiques sévères et tremblements. Deux types d'empoisonnements sont possibles: l'empoisonnement aigu et l'empoisonnement chronique. L'empoisonnement aigu provoque de la bronchite, de la pneumonie, des douleurs de poitrine, des tremblements, de l'excitation, des vomissements, parfois ces symptômes peuvent être létaux. L'empoisonnement chronique provoque de la

fatigue, de l'anorexie, de la perte de poids et des problèmes gastro-intestinaux, et perturbe la production de certaines enzymes. Les troubles neurologiques associés sont le syndrome d'asthénie végétative, le tremblement mercuriel et les changements de personnalité, de l'insomnie, et dans les cas sévères d'intoxication, de la maniaque-dépression et des hallucinations. Les reins sont plus sensibles à un empoisonnement aigu qu'un empoisonnement chronique, cependant un empoisonnement chronique peut provoquer une protéinurie, induisant parfois un syndrome néphrotique bénin chez certains patients.

C.1.3 Les normes d'exposition au mercure

Un empoisonnement aigu au mercure peut être provoqué par une exposition de quelques heures à un taux de vapeur de 1 à 3 mg m⁻³ (Friberg & Vostal 1972) chapitre 7. Un empoisonnement chronique peut être provoqué par une exposition à un taux de 0.1 mg m⁻³. Cependant, il ne semble pas exister de seuil minimal d'exposition à partir duquel le mercure peut avoir des effets nocifs. La règle la plus élémentaire de prudence doit donc être respectée. La norme canadienne d'exposition aux vapeurs de mercure est de 0.05 mg m⁻³, sur la base d'une exposition de 8 heures par jour, 5 jours par semaine. Elle devrait plutôt être considérée comme une limite supérieure que comme une norme d'exposition acceptable.

C.2 Le mercure dans l'observatoire

Pour assurer une sécurité maximale aux utilisateurs et à l'environnement, nous avons modélisé et mesuré le comportement des vapeurs de mercure dans la coupole quand le miroir fonctionne (Hickson et al. 1993b). Parallèlement, Girard (1996) a étudié les vapeurs en laboratoire. Les deux études donnent des résultats semblables.

C.2.1 Les vapeurs de mercure

Nous avons attentivement étudié les processus physiques gouvernant les concentrations de vapeurs et nous avons mesurés les émissions de vapeurs. Les résultats principaux sont les suivants.

- Les concentrations de vapeur à l'intérieur de l'observatoire dépendent fortement du degré de ventilation. Même une petite ventilation réduit efficacement les vapeurs à un taux acceptable. (Rappelons la norme légale canadienne: 0.05 mg m^{-3} sur la base de 8 h jr^{-1} d'exposition sans protection, $5 \text{ jr semaine}^{-1}$.)
- Durant l'opération normale de l'observatoire lorsque le toit est ouvert, les concentrations de vapeur sont en deçà de 0.01 mg m^{-3} en tout temps, à l'exception de la première heure après le démarrage du miroir.
- Le mercure se stabilise par la formation d'une fine couche d'oxyde. Bien que le mercure pur ne s'oxyde pas sous atmosphère de O_2 pure, l'oxydation est catalysée par la vapeur d'eau et les impuretés dans le mercure en quelques heures. Cette couche de surface réduit l'évaporation de plus de cinq ordres de magnitude.
- Après que la couche d'oxyde a été établie, les concentrations de vapeur décroissent de façon inversement proportionnelle à la capacité d'évacuation de la ventilation. La couche d'oxyde s'épaissit constamment avec le temps et après deux semaines, le taux d'évaporation du mercure est négligeable.
- Pendant le démarrage, et pendant les premières heures d'opération, les concentrations de vapeur sont circonscrites dans une mince couche d'air au-dessus du miroir. De hautes concentrations peuvent être évitées en coupant la ventilation et confinant les vapeurs proches de la surface du miroir.

Les tableaux 15, 16 et 17 présentent les mesures de taux de vapeur de mercure effectuées dans la coupole de l'observatoire de Surrey/White Rocks. La première colonne donne le temps écoulé depuis la première mesure (effectuée après le nettoyage de la surface) en heures. Le label *fermé* correspond au moment où la surface de mercure est fermée et le label *arrêté*, au moment où le miroir est arrêté. Les vapeurs étaient mesurées à 0, 1, 3 et 6 mètres de hauteur au-dessus du miroir. Dans le cas où la ventilation fonctionnait, à l'entrée de la ventilation dans la coupole; label *ventil.*, à la sortie de la bouche de ventilation; label *sortie*, et à 1 et 5 mètres sous le vent de cette sortie. Le tableau 5 donne les mesures avec le toit de l'observatoire fermé et la ventilation arrêtée. Le tableau 16 donne les mesures avec le toit ouvert et la

ventilation arrêtée et enfin le tableau 17 donne les mesures pour le toit fermé et la ventilation en fonctionnement.

Les vapeurs de mercure ont été mesurées du 30/11/93 au 5/12/93, avec un analyseur de vapeur de mercure Jerome model 431-X. Le principe de mesure de l'analyseur consiste à aspirer l'air ambiant dans une chambre contenant un filament d'or dont la résistance change par amalgame avec le mercure. L'analyseur a une résolution de 0.001 mg m⁻³ jusqu'à un taux maximal de saturation de 1 mg m⁻³. La valeur obtenue avec l'analyseur Jerome ont été comparées avec celle d'un analyseur Bacharach model MV-2 utilisant la même méthode de mesure, et les résultats ont été les mêmes à 20% près.

Tableau 15: Vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation arrêtée.

Temps h	Vent km h ⁻¹	T °C	Humidité %	Hg à 0 mg m ⁻³	Hg à 1 m mg m ⁻³	Hg à 3 m mg m ⁻³	Hg à 3 m mg m ⁻³
départ	0	11.0	92	0.238	0.219	0.097	0.0960
fermé	0	11.0	92	0.165	0.269	0.143	0.102
1	0	11.0	92	0.348	0.434	0.341	0.362
2	0	13.0	92	0.745	0.791	0.619	0.579
3	1	14.0	90	0.577	0.505	0.775	0.817
6	1	14.0	90	0.728	0.958	0.965	0.932
12	5	11.0	92	>1	>1	>1	>1
24	2	10.0	92	>1	>1	0.750	0.629
48	0	9.0	89	0.418	0.728	0.629	0.739
arrêté	0	9.0	89	0.398	0.691	0.610	0.693
49	0	9.0	89	0.358	0.340	0.319	0.320

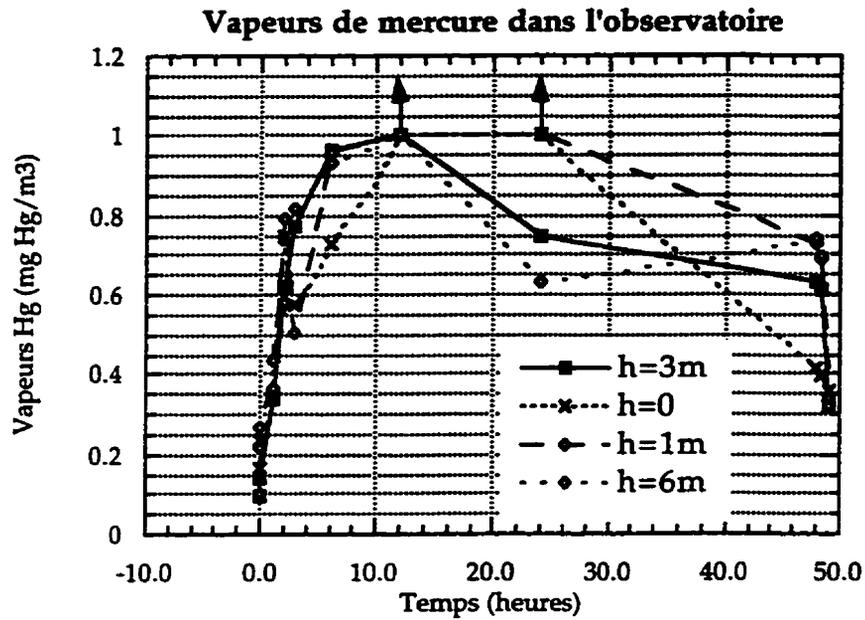


Figure 63: Taux de vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation arrêtée, extraites du tableau 15. Les flèches vers le haut sont les limites inférieures mesurées (>1).

Tableau 16: Vapeurs de mercure avec toit ouvert et ventilation arrêtée.

Temps h	Vent km h ⁻¹	T °C	Humidité %	Hg à 0 mg m ⁻³	Hg à 1 m mg m ⁻³	Hg à 3 m mg m ⁻³	Hg à 3 m mg m ⁻³
départ	4	12	76	0.026	0.032	0.005	0.004
fermé	4	12	76	0.161	0.108	0.037	0.024
1	4	12.0	76	0.193	0.230	0.043	0.034
2	5	12.0	74	0.088	0.145	0.021	0.018
3	4	12.0	72	0.062	0.063	0.029	0.037
6	3	12.0	72	0.064	0.064	0.026	0.035
12	3	10.0	76	0.064	0.068	0.034	0.009
24	1	9.0	80	0.040	0.015	0.009	0.006
48	1	5.0	81	0.036	0.049	0.020	0.010
arrêté	1	5.0	81	0.028	0.041	0.018	0.005
49	1	5.0	81	0.030	0.035	0.012	0.008

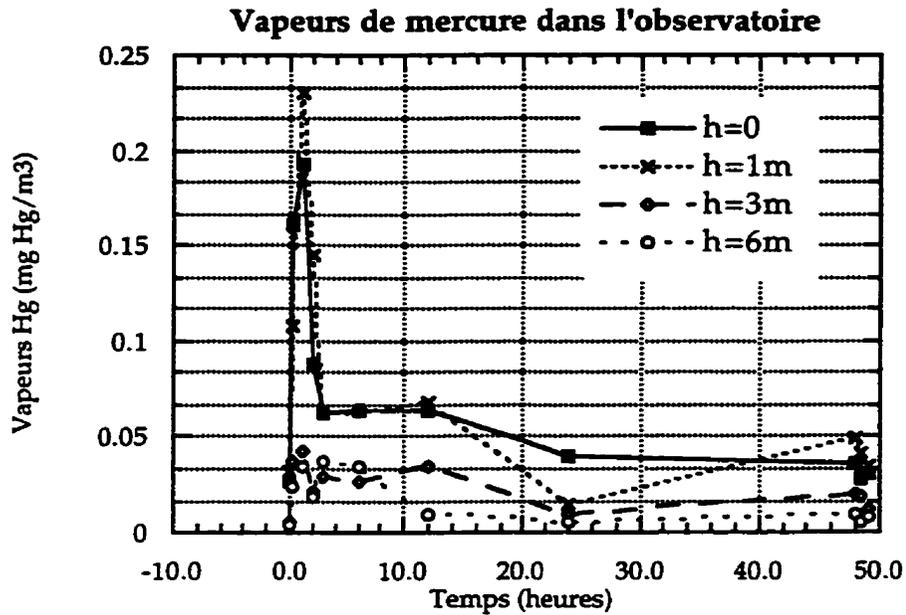


Figure 64: Taux de vapeurs de mercure avec toit ouvert et ventilation arrêtée, extraites du tableau 16.

Tableau 17: Vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation ouverte.

Temps heures	Vent km s ⁻¹	T °C	Hum. %	Hg 0 mg m ⁻³	1 m mg m ⁻³	3 m mg m ⁻³	6 m mg m ⁻³	ventil. mg m ⁻³	sortie mg m ⁻³	1 m mg m ⁻³	5 m mg m ⁻³
départ	1	11.0	80	0.030	0.035	0.012	0.008	0.033	0.029	0.002	0.000
fermé	1	11.0	80	0.111	0.150	0.059	0.045	0.059	0.045	0.004	0.000
1	1	11.0	80	0.879	0.813	0.573	0.572	0.679	0.471	0.012	0.005
2	1	11.0	80	0.987	0.902	0.702	0.683	0.790	0.769	0.003	0.000
3	1	12.0	78	0.929	>1	0.696	0.625	>1	0.904	0.063	0.007
6	1	11.0	78	0.975	0.813	0.315	0.294	0.822	0.943	0.076	0.000
12	1	7.0	80	0.808	0.927	0.987	0.813	>1	0.686	0.012	0.008
24	1	5.0	80	0.869	0.817	0.743	0.592	0.759	0.711	0.019	0.004
48	2	5.0	80	0.678	0.618	0.480	0.307	0.583	0.312	0.021	0.004
72	0	5.0	83	0.611	0.548	0.541	0.458	0.553	0.606	0.007	0.000
96	0	2.0	82	0.338	0.319	0.311	0.262	0.316	0.314	0.000	0.000
120	1	2.0	82	0.259	0.242	0.253	0.188	0.273	0.276	0.000	0.000
144	0	2.0	84	0.240	0.226	0.212	0.145	0.225	0.243	0.000	0.000
arrêté	0	2.0	84	0.195	0.169	0.124	0.097	0.180	0.182	0.000	0.000
145	0	4.0	84	0.294	0.284	0.134	0.076	0.281	0.186	0.003	0.000

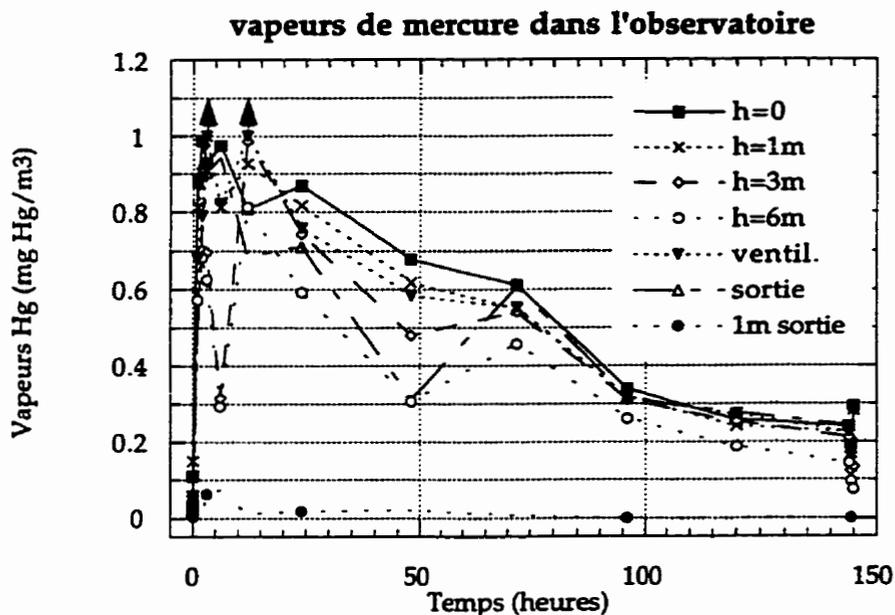


Figure 65: Taux de vapeurs de mercure avec toit fermé et ventilation ouverte, extraites du tableau 17. Les flèches vers le haut sont les limites inférieures mesurées (>1).

Les figure 63, 64 et 65 montrent l'évolution du taux de vapeur de mercure des tableaux 15, 16 et 17.

C.2.2 Les règles de sécurité

Toutes les raisons de santé énumérées dans les sections précédentes ainsi que les risques de contamination du mercure par les métaux nous obligent à respecter des règles strictes de sécurité dans la manutention et la manipulation du mercure. Voici en quelques lignes le codicile de sécurité en vigueur.

Le stockage : Le mercure est gardé sur son lieu d'utilisation, c'est-à-dire dans la coupole, cela limite les risques de déversement accidentel. Pour éviter les risques de contaminations réciproques entre les différents contenants de mercure et entre le mercure et les objets de la coupole, il faut compartimenter le lieu de stockage. Ainsi le lieu de stockage du mercure peut être divisé en plusieurs compartiments toujours

hermétiquement scellés. On peut le garder dans des bacs en plastique munis de couvercles. Cela circonscrit ainsi les vapeurs de mercure résiduelles dans un volume restreint. Dans ces bacs en plastique sont stockés les bouteilles de mercure scellées. Le miroir ne nécessite pas de mercure absolument pur, en effet, même un mercure modérément pur, c'est-à-dire contaminé par des traces d'impuretés, montre de bonnes propriétés réfléchives. Nous n'avons donc pas besoin d'utiliser des bouteilles en verre proprement conçus pour le mercure. Nous utilisons plutôt des bouteilles de plastique non-réactif de 500 ml. Elles préviennent adéquatement la contamination directe du mercure par les impuretés de l'air, métaux et poussières.

La manipulation : Pour manipuler le mercure, la règle de base à suivre est d'éviter tout contact direct entre soi et le mercure. La coupole doit être considérée comme potentiellement dangereuse tant que le taux de vapeurs n'a pas été mesuré. Ainsi, dès que l'on entre dans la coupole, il faut porter un masque respiratoire. Les masques respiratoires usuels en vente dans tous les magasins de protections filtrent les vapeurs de mercure jusqu'à un taux de 1 mg m^{-3} . Au-delà de cette valeur, il vaut mieux éviter de rentrer dans la coupole). Quand on est en contact fréquent avec le miroir, Il est recommandé de porter un masque quelque soit le taux de vapeur mesuré, s'il n'est pas nul. En plus du masque, il est recommandé de s'isoler du mercure par une combinaison couvrant les vêtements, de porter des chaussons pour couvrir les chaussures, de porter des lunettes de protection, et surtout, de porter des gants jetables. Ces accessoires doivent rester dans l'enceinte de la coupole ou dans le sas d'entrée.

Ces recommandations sont suffisantes pour prévenir tout empoisonnement. Soulignons qu'aucune personne travaillant avec les miroirs liquides n'a souffert du moindre symptôme d'empoisonnement depuis la renaissance de la technologie, au début des années 1980.

C.3 Le mercure dans l'environnement

Les sections précédentes ont traité des problèmes potentiels de santé associés au mercure et des règles à respecter pour éviter de multiplier les risques inutilement. Il nous reste cependant à aborder l'importante question des rejets de mercure dans l'environnement.

On peut essayer de calculer la quantité de mercure s'évaporant à chaque fois que le miroir est nettoyé et fermé. La figure 64 confirme que l'oxyde se forme à la surface du mercure en deux heures et que le mercure ne s'évapore pratiquement plus après cette période. Les calculs exacts de la quantité de mercure évaporé pendant ces deux premières heures sont complexes, les fluctuations des vapeurs de mercure sont décrites en détails dans le modèle de Hickson et al. (1994c). Il montre que le mercure forme une interface air-mercure saturée en vapeur dont l'évaporation va dépendre de la capacité d'évacuation des vapeurs hors de la zone saturée. La diffusion et la convection jouent un rôle dans cette évacuation, mais l'importance de chacune est difficile à évaluer. Il est plausible que la convection forcée induite par la rotation du miroir ait surtout un effet centrifuge sur les vapeurs de surface, concentrant les vapeurs vers le centre parallèlement à la surface, et diminuant ainsi la concentration des vapeurs au bord du miroir. D'autre part, on peut donc supposer que c'est surtout la diffusion qui va permettre l'évacuation verticale. Notre connaissance du problème étant trop mauvaise pour permettre un calcul précis, nous nous contenterons d'une limite supérieure, prise à partir du tableau 15. On voit que partout dans l'observatoire, le taux de vapeur de mercure excède 1 mg m^{-3} , après 12 heures de fonctionnement. Même dans le pire des cas, cette valeur ne sera pas supérieure à 2 mg m^{-3} . Sachant que la quantité de mercure s'évaporant après 2 heures de fonctionnement est négligeable, la mesure homogène à 12 heures représente la totalité des vapeurs de mercure émises par le miroir. Elles ont eu le temps de diffuser de manière homogène dans tout le volume de la coupole. Le volume de la coupole de Surrey était de 100 m^3 (section 1.2.1, figure 8). Ce qui donne une évaporation totale de 0.2 g. Pour mettre cette quantité en perspective, la figure 60 montre la production

annuelle humaine de mercure sur le globe (Pilgrim 1995). La production, en Ontario seulement, était de 5138 kg en 1995 (Sang & Lourie 1995).

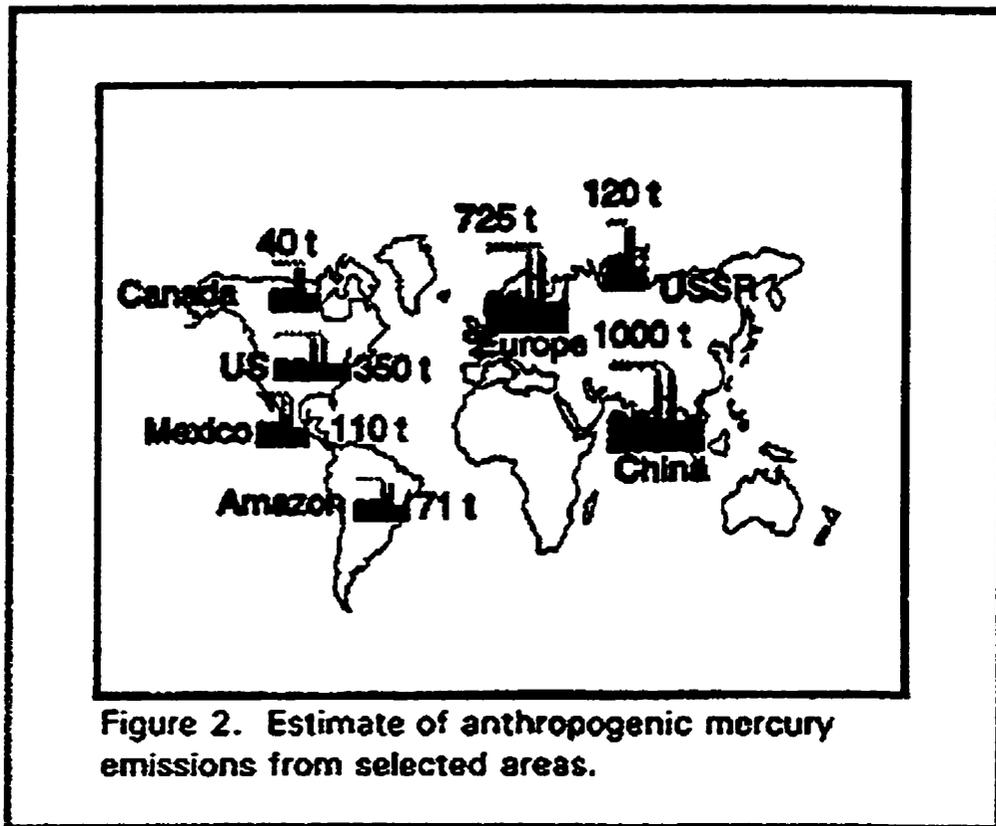


Figure 66: Production annuelle humaine de Hg par continent. Le Canada émet à lui seul 40 tonnes de mercure. Le miroir liquide évapore au maximum 0.2 g de mercure par démarrage. (Tiré de Pilgrim 1995.)

Il n'est cependant pas question de justifier un mal par un mal plus grand et il est naturel de prendre toutes les mesures nécessaires pour éviter d'alourdir le bilan mondial. Pour réduire les émanations de mercure, la méthode la plus simple et la plus efficace consisterait à enfermer le miroir dans une tente hermétique pendant les premières heures de rotation pour laisser à la couche d'oxyde le temps de se former et de filtrer l'air de la tente après coup avec un système de récupération des vapeurs de mercure en circuit fermé. Cette méthode serait suffisamment efficace pour couper la plupart des vapeurs sans complication et sans danger pour l'environnement.

On ne peut évidemment exclure les risques de déversement massif de mercure dans l'environnement. Les précautions prises dans la fabrication du bâtiment rendent impossible un déversement de mercure liquide par voie mécanique, mais un risque d'incendie est toujours possible surtout si le bâtiment est en bois, il est donc souhaitable d'entreposer le mercure dans un caisson résistant au feu et surtout gardant son contenu à une température normale, même sous la flamme, puisque le taux d'évaporation du mercure augmente exponentiellement avec la température. Pour réduire les risques d'occurrence d'un incendie, la première solution serait de construire un bâtiment en acier, puis, naturellement de l'équiper de gicleurs automatiques, enfin la tente hermétique pourrait être résistante au feu et placée en permanence autour du miroir sauf pendant les observations. Ces mesures de sécurités sont simples à mettre en place et réduiraient considérablement l'impact d'un incendie de l'observatoire. S'il advenait toutefois que le miroir brûle dans un incendie, il serait très difficile de prévoir l'impact d'un tel déversement de vapeur sur l'environnement. Cela dépendrait du comportement du nuage de vapeur de mercure. S'évanouirait-il dans la haute atmosphère? Sédimenterait-il autour de l'observatoire? Dans tous les cas, le déversement ne serait pas un désastre apocalyptique entraînant la disparition de toute espèce animale et végétale dans la région immédiate!

ANNEXE D: DISTORSION DUE AU MODE IDT SUR LE DÉTECTEUR

D.1 Distorsion de la flèche de l'arc (eq. 3.1)

La règle des cosinus sur la surface d'une sphère est donnée par

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A, \quad (\text{eq. D.1})$$

où a , b , et c sont des angles formés entre des arcs de grands cercles, A est l'angle de surface entre b et c . À partir de la figure 67, on identifie $a = d$, $c = b$, $b = a$ et $A = 90$. L'équation D.1 devient

$$\cos d = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos 90, \quad (\text{eq. D.2})$$

$$\cos d = \cos a \cos b. \quad (\text{eq. D.3})$$

D'autre part (figure 67), on a $\Delta = d - a$, c'est-à-dire $d = a + \Delta$. L'équation D.3 devient

$$\cos (a + \Delta) = \cos a \cos b, \quad (\text{eq. D.4})$$

$$\cos a \cos \Delta - \sin a \sin \Delta = \cos a \cos b. \quad (\text{eq. D.5})$$

Dans l'approximation de petits angles, qui est toujours vraie dans notre cas sauf quand on se rapproche près des pôles, $\Delta = \sin \Delta$ et $\cos \Delta = 1$, l'équation D.5 devient

$$\cos a - \Delta \sin a = \cos a \cos b. \quad (\text{eq. D.6})$$

En isolant Δ , on retrouve l'équation 3.1.

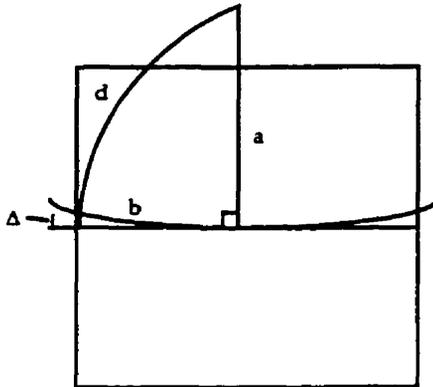


Figure 67: Champ du CCD. a et d sont les angles formés par les grands cercles de la sphère céleste, b est la trajectoire des étoiles dans le champ, Δ est la flèche de l'arc cherchée.

D.2 Vitesse différentielle dans la direction nord-sud (eq. 3.2)

La méthode pour trouver l'équation 3.2 est simple. Nous voulons connaître la différence de trajet projeté sur le pôle, entre le centre du CCD et son bord nord ou sud. Cette différence est simplement la longueur du parallèle projeté aux bords soustrait de la longueur du parallèle passant par le centre du CCD, c'est-à-dire, au centre. En se basant sur la figure 68 :

$$S = R \cos \delta , \quad (\text{eq. D.6})$$

où S est la longueur du parallèle passant par le centre du CCD, R le rayon de la sphère et δ la déclinaison de l'observation. De même aux bords :

$$S' = R \cos (\delta \pm 0.5D \sin \delta) , \quad (\text{eq. D.6})$$

où S' est la longueur du parallèle aux bords du CCD, $0.5D \sin \delta$ est la dimension angulaire du CCD en projection polaire. L'équation 3.2 est directement obtenue de la différence:

$$A = D(S - S')/S \quad .$$

(eq. D.7)

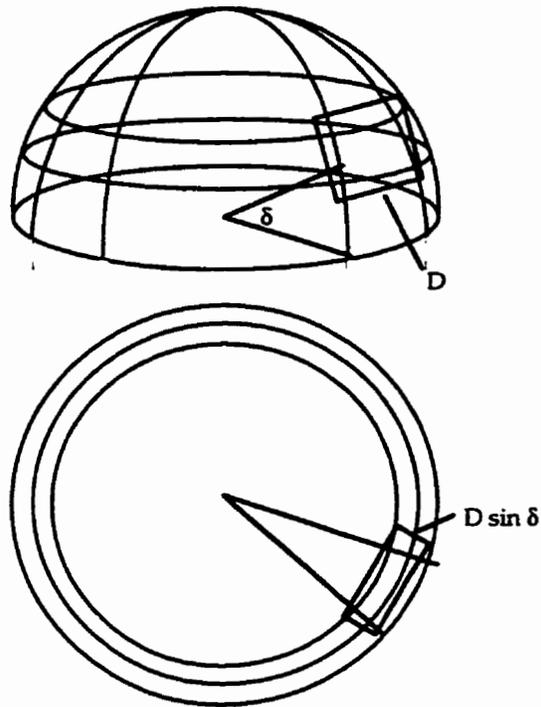


Figure 68: Image du CCD de dimension angulaire D (haut carré, bas rectangle) sur la sphère céleste à une latitude δ , la sphère céleste est en projection polaire dans le schéma en bas et le CCD sous-tend un champ de $D \sin \delta$.

ANNEXE E: ROUTINE DE CALCUL DE DISTORSION IDT

Programme de calcul de distorsion IDT

```

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

#define          DPI          0.01745329252
#define          CCDFIELD    20.0
#define          CCDSIZE     2048
#define          DECLINAISON 49.0
#define          FWHM        1.0

main()
(
    int          i,j,k,n;
    int          idistortx, idistorty;
    int          ccddsize, gausskernel;
    float        ccdfield, ccddscale, declinaison, *fluxtheor;
    float        *fluxtotal, *fluxgauss, *fluxconvl, fwhm;
    FILE         *fo;

    if ((fo=fopen("distort.49.1.ima", "a"))==NULL) {
        creat("distort.49.1.ima", 0666);
        fo=fopen("distort.ima", "w");
    }

/*
 * Initialisation
 */
    ccdfield = CCDFIELD*60.0;
    ccddsize = CCDSIZE;
    declinaison = DECLINAISON;
    fwhm = FWHM;
    fprintf(stderr, "field=%f arcsec size=%d pix dec=%f deg fwhm=%f arcsec\n",
        ccdfield, ccddsize, declinaison, fwhm);

/*
 * calcul de l'echelle du ccd
 */
    ccddscale = ccdfield/(float)(ccddsize);
    fprintf(stderr, "scale=%f\n", ccddscale);

/*
 * calcul de la dimension de l'image gaussienne ( les pixels exterieurs
 * ont une valeur < 10-3)
 */

```

```

    gausskernel = 2*(int)(3.232*fwhm/ccdscale);
    fprintf(stderr, "kernel=%d\n", gausskernel);

/*
 * calcul des distorsions maximales au bord du champ du ccd
 */
    idistortx = (int)(0.5+((float)ccdscale * (1 - cos(declinaison * DPI
    + ccdfield /3600/2 * DPI * sin(declinaison*DPI))/
    cos(declinaison*DPI))));
    idistorty = (int)(0.5+(tan(declinaison * DPI) / DPI * 3600 /ccdscale *
    (1 - cos(ccdfield / 3600 / 2 * DPI))));

    fprintf(stderr, "nx=%d\n", idistortx);
    fprintf(stderr, "ny=%d\n", idistorty);

/*
 * calcul de la dimension de l'image totale
 */
    gausskernel += (int)(sqrt((float)(idistortx*idistortx) +
    (float)(idistorty*idistorty)));
    fprintf(stderr, "kerneltotal=%d\n", gausskernel);

/*
 * Creation des vecteurs images
 */
    fluxgauss = (float *) (calloc(gausskernel*gausskernel, sizeof(float)));
    fluxtotal=(float *) (calloc(gausskernel*gausskernel*6, sizeof(float)));
    fluxconvl=(float *) (calloc(gausskernel*gausskernel*6, sizeof(float)));
    fluxtheor = (float *) (calloc(gausskernel*gausskernel, sizeof(float)));

/*
 * debut de la boucle de somme des images theorique et distordue
 */
    for (k=0;k<6;k++) {
        for (i=0; i<gausskernel*gausskernel; i++)
            fluxgauss[i]=0;
        if (k)
            idistortx = (int)(0.5+((float)ccdscale *(k-1) / 4 * (1 -
            cos(declinaison * DPI + ccdfield / 3600 *(k-1)
            / 4/ 2 * DPI* sin(declinaison * DPI)) /
            cos(declinaison*DPI))));
        else idistortx=0;
    }
    fprintf(stderr, "\nNx=%d\n", idistortx);

    for (n=0; n<ccdscale;n++) {
        idistorty = (int)(0.5+(tan(declinaison*DPI)/DPI*3600 /
        ccdscale*(1-cos(ccdfield/3600*DPI*(n/
        (float)ccdscale-0.5)))));
        for (i=0; i<gausskernel; i++) {
            for (j=0; j<gausskernel; j++) {
                if (!(k)) {
                    fluxtheor[i*gausskernel+j] +=exp(-((j-gausskernel/2)*(j-gausskernel/2)+(i-
                    gausskernel/2)*(i-gausskernel/2))/(0.378*(fwhm/ccdscale)*(fwhm/ccdscale)))/
                    ((float)ccdscale/100);
                }
            }
        }
    }

```

```

fluxtotal[i*gausskernel+j]= fluxtheor[i*gausskernel+j];
        } else {
fluxgauss[i*gausskernel+j]+=exp(-((j-idistortx*(float)n/(float)ccdsize -
gausskernel/2)*(j-idistortx*(float)n/(float)ccdsize-gausskernel/2)+(i-
idistorty-gausskernel/2)*(i-idistorty-gausskernel/2))/(0.378*(fwhm/ccdscale)
*(fwhm/ccdscale)))/((float)ccdsize/100);
fluxtotal[k*gausskernel*gausskernel+i*gausskernel+j]=fluxgauss[i*gausskernel
+jj];
        }
    }
}
}
}
}
/*
 * convolution de l'image dans le sens E-W, (due a la discontinuite de la
 * lecture) equivalent a une convolution d'une fonction triangle de 2
 pixels.
 */
    fprintf(fo,"# distort.ima\n");
    fprintf(fo,"# dim x = %d dim y = %d\n",gausskernel, gausskernel*6);
    for (k=0;k<6;k++) {
        for (i=0;i<gausskernel;i++) {
            fprintf(fo,"\n");
            for (j=1;j<gausskernel-1;j++) {
                if (!(k)) {
fluxconvl[i*gausskernel + j] = fluxtheor[i*gausskernel+j];
                } else {
fluxconvl[k*gausskernel*gausskernel+i*gausskernel+j]=0.125*fluxtotal[k*gauss
kernel*gausskernel+i*gausskernel+j-1]+0.750*fluxtotal[k*gausskernel*
gausskernel+i*gausskernel+j]+0.125*fluxtotal[k*gausskernel*gausskernel+i
*gausskernel+j+1];
                }
            }
        }
    }
    /*
 * Ecriture des resultats sous forme d'image 2D, "distort.ima"
 */
    fprintf(fo,"%f ",fluxconvl[k*gausskernel*gausskernel+i*gausskernel+j]);
        }
    }
}
}
}

```

ANNEXE F: PAGES INTERNET SUR LES MIROIRS LIQUIDES

UL: Page générale sur les miroirs liquides et leur application :

<http://wood.phy.ulaval.ca/lmt/lmt-maison.html>

UL: Page sur les correcteurs hors-axes :

<http://wood.phy.ulaval.ca/corrector/CorrAct>

UBC: Page générale sur l'astronomie avec des miroirs liquides :

<http://www.geop.ubc.ca/LMT/lmt.html>

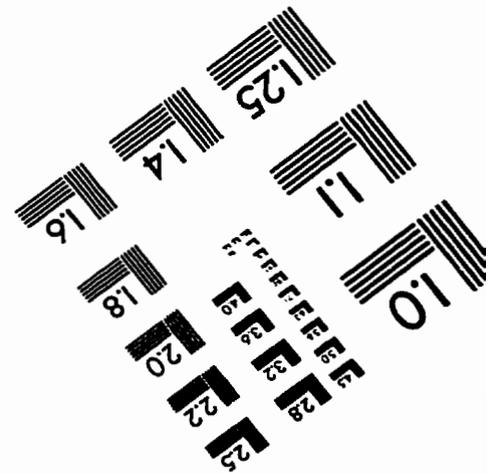
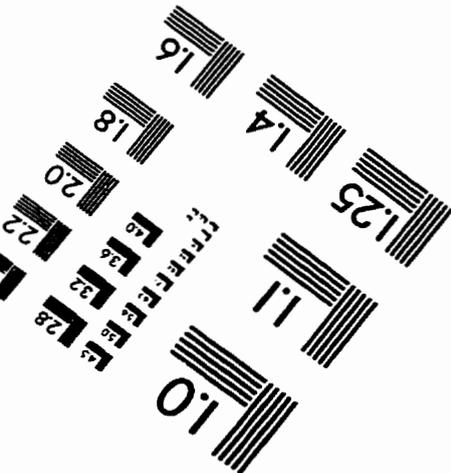
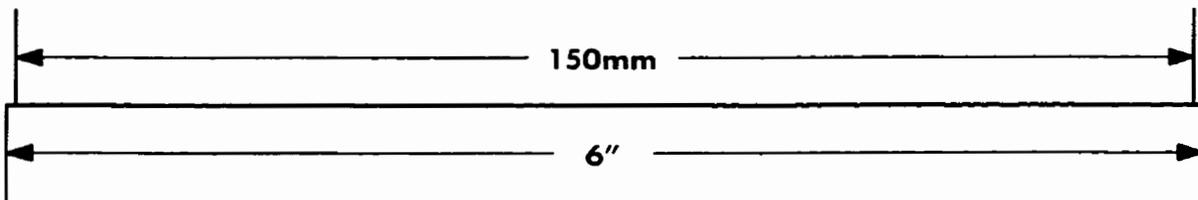
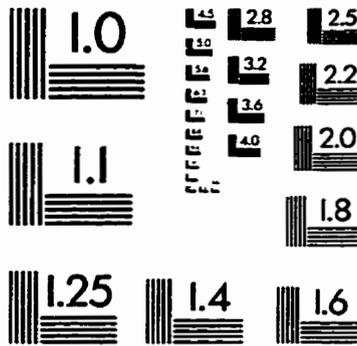
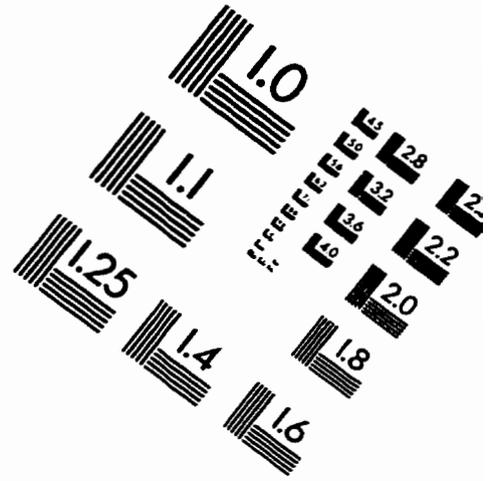
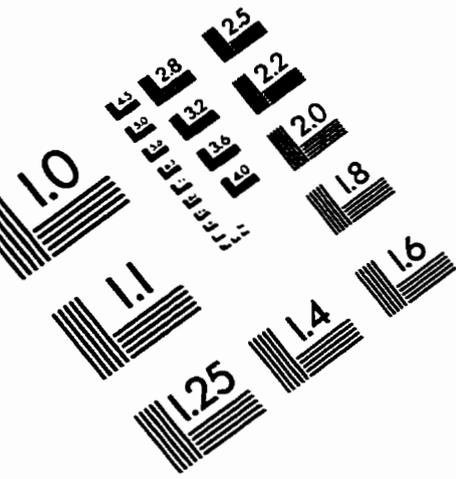
NODO: Page sur l'observatoire de la NASA :

<http://www.sunspot.noao.edu/Nodo/nodo.html>

Centre spatial de Liège: Page sur le projet de 4 m :

<http://astro.astro.ulg/themes/telins/lmt/fran/index.html>

IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE . Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved