

Université de Montréal

Variabilité temporelle des naines T et construction d'une
caméra infrarouge à grand champ

par

Étienne Artigau

Thèse effectuée

au

Département de Physique

Faculté des arts et des sciences

Université de Montréal

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

Mai, 2006

©Étienne Artigau, 2006



QC

3

U54

2006

V.018

Direction des bibliothèques

AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée :

Variabilité temporelle des naines T et construction d'une caméra
infrarouge à grand champ

présentée et soutenue à l'Université de Montréal par :

Étienne Artigau

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :

Anthony Moffat, (Université de Montréal)	Président-rapporteur et membre du jury
Daniel Nadeau, (Université de Montréal)	Directeur de recherche
René Doyon, (Université de Montréal)	Directeur de recherche
Pierre Bastien, (Université de Montréal)	Membre du jury
Thierry Forveille, (Télescope Canada-France-Hawaii)	Examineur externe
_____	Représentant du Doyen de la FES

Thèse acceptée le: ...

16/05/04

Résumé

Le travail de thèse décrit ici se divise en deux sections distinctes : la première porte sur une étude de la variabilité temporelle des naines T et la seconde sur la construction et les performances de la *Caméra PANoramique Proche InfraRouge* (CPAPIR).

Les naines brunes sont des objets qui se forment comme les étoiles, lors de l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz moléculaire, mais dont la masse est trop faible pour leur permettre d'entretenir des réactions de fusion nucléaire. Environ 70% des naines brunes de type L, qui ont des températures comprises entre 2200 K et 1500 K, présentent une variabilité temporelle dont les mécanismes exacts font toujours l'objet de débats. Nous avons étendu la recherche de variabilité temporelle aux naines brunes ayant des températures inférieures à ~ 1500 K et qui présentent les signatures du méthane, soit les naines T. Nos observations menées à l'Observatoire du mont Mégantic montrent qu'une fraction importante des naines T sont variables à $1.2 \mu\text{m}$ et $1.6 \mu\text{m}$ à des niveaux allant de 17 mmag à 53 mmag RMS. Les propriétés photométriques de cette variabilité sont consistantes avec une évolution de la couverture de nuages de poussière à la surface de plusieurs naines T. Des observations complémentaires menées en spectroscopie au télescope Canada-France-Hawaii montrent, pour une naine T, une variabilité spectroscopique dans le proche infrarouge qui est aussi consistante avec l'évolution de tels nuages de poussière.

CPAPIR est une caméra infrarouge conçue pour être utilisée à l'Observatoire du mont Mégantic. Elle possède un champ de $30' \times 30'$, soit le plus grand champ de vue parmi les caméras infrarouges astronomiques actuellement en service. CPAPIR est équipé d'un détecteur de type Hawaii-II sensible de $0.8 \mu\text{m}$ à $2.4 \mu\text{m}$ avec 2048×2048 pixels. L'optique cryogénique de CPAPIR comprend 8 lentilles cryogéniques et 10

filtres disposés dans deux roues à filtres. Les observations menées au télescope avec CPAPIR montrent que la qualité d'image obtenue et la transmission globale sont conformes aux prédictions faites à partir du design optique et des courbes de transmission des revêtements utilisées pour ses différentes composantes optiques.

Mots-clefs : *astronomie, naines brunes, naines T, instrumentation, caméra, relevé, infrarouge*

Summary

The thesis work described here is divided in two separate sections : The first one details a study of T dwarf time-variability and the second part describes the construction and performances of CPAPIR (*Caméra PANoramique Proche InfraRouge*), a wide-field infrared camera.

Brown dwarfs are objects that form in the same way as stars, from the gravitational collapse of a molecular cloud, but whose masses are too low to sustain nuclear reactions beyond their initial contraction phase. Around 70% of brown dwarfs having temperatures between 2000 K and 1500 K, L dwarfs, display time-variability in the *I* band. The exact processes underlying such variability are still a matter of debate. Our study extends the variability search below 1500 K, into the T dwarf regime. Our photometric observations made at the *Observatoire du mont Mégantic* show that a significant fraction of T dwarfs are indeed variable both at $1.2 \mu\text{m}$ and $1.6 \mu\text{m}$ at levels ranging from 17 mmag to 53 mmag RMS. The photometric properties of this variability are consistent with evolving dust clouds slightly cooler than the adjacent atmosphere of the T dwarf visible disk. Complementary spectroscopic observations made at the CFHT show that one of our photometrically variable T dwarfs displays variability in spectroscopic features associated with the evolution of the dust content of its atmosphere.

CPAPIR is a wide-field infrared camera designed for the *Observatoire du mont Mégantic*. It boasts a field of $30' \times 30'$, or the widest field of all astronomical infrared cameras currently in use. CPAPIR is based on a Hawaii-II 2048×2048 pixel infrared detector sensitive from 0.8 to $2.4 \mu\text{m}$. The cryogenic optical train of the camera is composed of 8 lenses and has 2 filter wheels hosting 10 filters. Observations carried out with CPAPIR show that both the overall transmission and the image quality

match the theoretically expected values derived from the optical design and coating transmission curves.

Keywords : *astronomy, brown dwarfs, T dwarfs, instrumentation, camera, survey, infrared*

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, Daniel et René, pour m'avoir proposé un projet présentant des défis aussi variés et hautement tripatifs. Les interminables discussions de couloir, car c'est bien là que la science se fait, me laisseront un souvenir impérissable... surtout quand elles ont lieu au milieu du couloir d'un avion au-dessus du Pacifique!

Je tiens à remercier tout ceux qui ont travaillé à la construction de CPAPIR. Un merci à Philippe pour sa patience désormais légendaire, un merci aux joyeux drilles de l'atelier mécanique, Guillaume, Jean-Sébastien et Germain. Je tiens aussi à remercier Robert Martel sans qui l'électronique de CPAPIR ne serait pas aussi fiable qu'elle ne l'est!

Un merci à mes parents pour leur support tout au long de mes études et à l'intérêt indéfectible qu'ils portent à ce que je fais depuis toujours.

Je dois dire ici que Myriam m'a apporté un support de tous les instants tout au long de ma thèse. Ce support a été particulièrement important pendant les derniers mois de la rédaction qui, comme tous ceux qui sont passés par là s'en souviendront, ne sont pas difficiles que pour le thésard!

Je garderai un souvenir impérissable des sympathiques personnages du groupe d'astro de l'université de Montréal. Je m'ennuierai sans doute longtemps de ma bande de joyeux caféinomanes. Je tiens à remercier sincèrement tous ceux qui ont partagé mon bureau à un moment ou un autre et en particulier David, Mathilde, Olivier Daigle, Pierre-Luc et tous les autres que j'ai dérangés avec mes impertinentes questions quand ils étaient appliqués à faire avancer la science.

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	iii
Summary	v
Remerciements	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xiii
LISTE DES FIGURES	xv
Acronymes utilisés	xx
1 Introduction	1
1.1 Les naines brunes	1
1.2 Intérêt des naines brunes	2
1.3 Les naines M	4
1.4 Les naines L	4
1.5 Les naines T	4
1.6 La variabilité temporelle des naines brunes	5
1.6.1 Sources de variabilité temporelle	6
Variabilité dans les bandes de TiO	6
Évolution du couvert nuageux	8
Les taches stellaires	11
Les transits	12
L'exemple de Jupiter à 5 μm	12

1.6.2	Spectre temporel des variabilités	13
1.6.3	Notre apport à l'étude de la variabilité des naines brunes	14
1.7	CPAPIR	15
2	Variabilité photométrique	16
2.1	Un relevé photométrique ciblé sur les naines T	16
2.2	Observations	17
2.2.1	Prise des observations	17
	OMM	18
	CTIO	19
2.3	Dépouillement des données	23
2.3.1	Réduction des images	23
2.3.2	Extraction des courbes de lumière	23
	OMM	23
2.3.3	Contributions aux incertitudes photométriques	26
	Le bruit de photons	26
	Le bruit de lecture	27
	Plages uniformes	27
	Évolution de la PLMH dans le champ	29
	Une variabilité des étoiles de référence	30
2.4	Résultats	31
2.4.1	Courbes de lumière	31
	OMM	31
	CTIO	38
2.4.2	Extinction tellurique différentielle	38
2.4.3	Analyse de variabilité	47
	Détermination de l'incertitude photométrique	47
	Tests de variabilité des données MONICA à l'OMM	49
	Variabilité sur des échelles de quelques heures	50
	Variabilités sur plusieurs nuits	52
	Amplitude des variabilités	53
	Tests de variabilité des données CPAPIR au CTIO	55
2.4.4	Compilation des résultats individuels	57

TABLE DES MATIÈRES

x

SD0423	57
SD1254	58
SD1021	58
2M2254	59
SD0926	59
SD1624	60
2M1047	60
2M1237	60
2M0727	61
2M1217	61
Corrélation entre la variabilité en bande <i>J</i> et <i>H</i>	62
2.5 Discussion	62
2.5.1 Résumé des résultats des observations photométriques	62
2.5.2 Variabilité et sous-type spectral	62
2.5.3 Modèles de variabilité des naines T	64
2.6 Conclusions	67
3 Variabilité spectroscopique	69
3.1 Introduction	69
3.2 Observations	70
3.2.1 Échantillon	70
3.2.2 Observations OMM	71
3.2.3 Observations TCFH	74
3.3 Dépouillement des données	76
3.3.1 Extraction des spectres individuels	76
3.3.2 Corrections appliquées aux spectres individuels	77
3.4 Résultats	81
3.4.1 Spectres à bas pouvoir de résolution	82
3.4.2 Spectres à moyenne résolution	90
3.5 Analyse des résultats	94
3.5.1 Modulation dans le spectre de 2M0746	100
3.5.2 Variation de la largeur équivalente du doublet de KI	104
3.5.3 Variabilité sur des intervalles spectraux étendus	106

3.5.4	Variation de la structure des bandes <i>J</i> et <i>H</i>	108
3.5.5	Variation dans les bandes d'eau	108
3.5.6	Variabilité intrinsèque de SD1254 dans les bandes d'eau	112
3.6	Discussion	113
3.6.1	Modèles de variabilité	114
3.6.2	Ajustement aux données à moyenne résolution pour SD1254	117
3.6.3	Évolution de la structure du flux dans les bandes <i>J</i> et <i>H</i> et modèle de variabilité	119
3.6.4	Évolution du doublet de KI et modèle de variabilité	120
3.6.5	Ajustement aux données à bas pouvoir de résolution	121
3.6.6	Compilation des mesures de variabilité de SD1254	122
3.6.7	Une variation localisée de la température?	123
3.6.8	Comparaison des observations spectroscopiques et photomé- triques	124
3.6.9	Conclusions sur les observations spectroscopiques	124
4	CPAPIR	126
4.1	Introduction	126
4.1.1	Introduction scientifique	126
4.1.2	Introduction technique	127
4.2	Spécifications de l'instrument	132
4.2.1	Filtres	134
4.3	Conception optique	135
4.3.1	Qualité d'image	140
4.3.2	Chromaticité du foyer	141
4.3.3	Distorsion	141
4.3.4	Effets du sous-échantillonnage	142
4.4	Conception mécanique	144
4.4.1	Description générale	144
4.4.2	Montures athermales	146
4.4.3	Procédure d'alignement des lentilles	149
4.4.4	Roues à filtres	151
4.4.5	Cryostat	153

TABLE DES MATIÈRES

xii

4.5	Électronique	155
4.5.1	Détecteur	155
4.5.2	Électronique analogique et numérique	156
4.5.3	Électronique de contrôle	157
4.6	Système d'acquisition	158
4.7	Performances	159
4.7.1	Qualité d'image	159
4.7.2	Transmission globale	161
4.7.3	Détecteur	162
	Bruit de lecture	162
	Temps de lecture	162
	Courant sombre	164
	Mauvais pixels	165
4.7.4	Calibration photométrique et sensibilité	165
4.7.5	Calibration astrométrique et distorsions	166
5	Conclusion	170
5.1	CPAPIR	171
	Bibliographie	176

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Naines L et T décrites comme variables dans la littérature.	7
2.1	Cibles observées en photométrie résolue dans le temps.	18
2.2	Résumé des observations photométriques.	20
2.3	Compilation des probabilités de variabilité observées sur une seule nuit.	51
2.4	Compilation des probabilités de variabilité observées sur l'ensemble des courbes de lumière.	54
2.5	Amplitude RMS des variabilités photométriques.	55
3.1	Cibles observées en spectroscopie résolue dans le temps au TCFH et à l'OMM.	71
3.2	Résumé des observations effectuées à l'OMM.	73
3.3	Étoiles de calibration des données à bas pouvoir de résolution.	73
3.4	Résumé des observations effectuées à moyen pouvoir de résolution.	75
3.5	Étoiles de calibration des données à moyen pouvoir de résolution.	75
3.6	Variabilité dans les couleurs $J - H$ et $H - K$ pour les observations à bas pouvoir de résolution.	107
3.7	Évolution du couvert nuageux pour SD1254 entre 2 époques déterminée par 4 méthodes différentes.	123
4.1	Bandes photométriques utilisées en astronomie visible et infrarouge.	128
4.2	Efficacité de relevé de différentes caméras infrarouges.	133
4.3	Filtres disponibles pour CPAPIR.	135
4.4	Design optique de CPAPIR.	136
4.5	Position chromatique du foyer lorsque CPAPIR est utilisé à l'OMM.	141

4.6	Effet de la taille finie des pixels de CPAPIR sur le profil d'énergie encerclée.	143
4.7	Coefficients de contraction thermique de différents matériaux utilisés dans le montage des lentilles ou dans l'optique.	149
4.8	Caractéristiques du détecteur de CPAPIR	156
4.9	Sensibilité de CPAPIR pour différentes bandes photométriques. . . .	166

LISTE DES FIGURES

1.1	Diagramme de Hertzsprung-Russell incluant les naines brunes de type L, T et Y ainsi que de trois planètes géantes.	2
1.2	Évolution des étoiles de faible masse, naines brunes et planètes.	6
1.3	Évolution du spectre des naines L et T.	8
1.4	Diagramme couleur-magnitude pour les naines M, L et T.	10
1.5	Jupiter à $5 \mu\text{m}$	13
2.1	Courbe de lumière de SD0423 en bande J	32
2.2	Courbe de lumière de SD1254 en bande J et H	33
2.3	Courbe de lumière de SD1021 en bande J et H	33
2.4	Courbe de lumière de SD0926 en bande J et H	34
2.5	Courbe de lumière de 2M0147 en bande J et H	34
2.6	Courbe de lumière de 2M2254 en bande J	35
2.7	Courbe de lumière de SD1624 en bande J et H	35
2.8	Courbe de lumière de 2M1237 en bande J et H	36
2.9	Courbe de lumière de 2M0727 en bande J	36
2.10	Courbe de lumière de 2M1217 en bande J	37
2.11	Courbe de lumière de SD1254 en bande J , observations avec CPA-PIR.	38
2.12	Bandes passantes des filtres J_{MONICA} , J_{CPAPIR} et H par rapport au spectre d'absorption tellurique et au spectre d'une naine T4.	39
2.13	Stations météorologiques à moins de 100 km de l'OMM.	41
2.14	Effet de la résolution finie d'un spectre sur l'extrapolation de l'extinction dans une bande photométrique.	43
2.15	Variabilité en bande J des naines T en fonction de la variation du biais photométrique.	44

2.16	Variabilité de 2M1237 et 2M2254 en bande J en fonction de la colonne d'eau précipitable.	45
2.17	Biais photométrique dû à l'extinction tellurique différentielle pour quatre filtres photométriques.	46
2.18	Distribution des valeurs de σ_N et σ_g pour les observations en bande J et H	49
2.19	Courbes de lumière de 2M2254 pour $JJ = 2\ 452\ 507$ et SD1254 pour $JJ = 2\ 452\ 011$	52
2.20	Courbes de lumière de 2M1237 pour $JJ = 2\ 451\ 972$ et $2\ 452\ 017$	52
2.21	Taux de variation du flux pour les objets du champ de SD1254.	57
2.22	Compilation des variabilités en bande H en fonction de la variabilité en bande J	63
2.23	Variabilité en fonction du sous-type spectral.	64
2.24	Variabilité prédite en bandes J et H en fonction de la différence de température et de couverture nuageuse.	67
3.1	Exemple de données spectroscopiques multi-objet à bas pouvoir de résolution.	74
3.2	Exemple de données spectroscopiques multi-objet obtenues lors des observations à moyen pouvoir de résolution.	76
3.3	Illustration des étapes principales de la réduction des données spectrométriques du TCFH.	78
3.4	Biais causé par la réfraction atmosphérique différentielle sur la forme générale d'un spectre.	80
3.5	Variations dans la pente des spectres à moyen pouvoir de résolution de SD1254.	81
3.6	Spectre médian et résidus par époque pour les observations de SD1254 à bas pouvoir de résolution.	84
3.7	Carte des résidus pour les observations à bas pouvoir de résolution de SD1254. Ces résidus couvrent les cinq époques d'observation.	85
3.8	Spectre médian et résidus par époque pour les observations de 2M2254 à bas pouvoir de résolution.	86
3.9	Carte des résidus pour les observations à bas pouvoir de résolution de 2M2254. Ces résidus couvrent les 2 époques d'observation.	87
3.10	Spectre médian et résidus par époque pour les observations de 2M1237 à bas pouvoir de résolution.	88

3.11	Carte des résidus pour les observations à bas pouvoir de résolution de 2M1237. Ces résidus couvrent les quatre époques d'observation.	89
3.12	Résidus dans le spectre de SD1254 et son étoile de référence pour chacune des 2 époques d'observation.	91
3.13	Carte des résidus pour les observations à moyenne résolution de SD1254 et son étoile de référence.	92
3.14	Résidus dans le spectre de 2M0746 et son étoile de référence pour chacune des 2 époques d'observation.	93
3.15	Résidus dans le spectre de 2M0746 et son étoile de référence pour chacune des 2 époques d'observation.	95
3.16	Incertitude moyenne et dispersion en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de SD1254.	96
3.17	Incertitude moyenne et dispersion en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de 2M2254.	97
3.18	Incertitude moyenne et dispersion en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de 2M1237.	98
3.19	Incertitude moyenne et dispersion en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de SD1254.	99
3.20	Incertitude moyenne et dispersion en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de 2M0746.	99
3.21	Illustration du problème de la binarité en spectroscopie résolue dans le temps.	101
3.22	Spectre de résidu dû à l'effet de fente pour une binaire L1/L0.	102
3.23	Résidu moyen observé pour 2M0746 et son étoile de référence.	103
3.24	Spectre de SD1254 autour du doublet de KI	104
3.25	Histogramme de la largeur équivalente du doublet de KI pour les 2 époques d'observation.	105
3.26	Spectre du fond de ciel et spectre d'absorption tellurique dans l'intervalle spectral centré sur le doublet de KI.	106
3.27	Compilation des valeurs de $J_{court} - J_{long}$ et $H_{court} - H_{long}$ pour SD1254 et son étoile de référence pour les observations du 20 et 22 février 2002.	109
3.28	Flux apparent dans les bandes d'eau pour SD1254 et variation de l'absorption tellurique.	110
3.29	Spectre de deux naines T et d'absorption tellurique.	112
3.30	Flux dans les bandes d'eau pour SD1254 en fonction de la transmission tellurique.	113

3.31	Histogramme des valeurs mesurées de flux dans les bandes d'eau pour SD1254 aux deux époques d'observation.	114
3.32	Résidu théorique obtenu si 1% d'une naine T2 passe d'une sédimentation complète des grains à une sédimentation partielle.	117
3.33	histogramme de la valeur de l'ajustement du spectre de variabilité.	118
3.34	Différence entre les spectres médians du 20 et 22 février 2002.	119
3.35	Spectres des modèles <i>condensed</i> (courbe continue) et <i>settled</i> (courbe pointillée) aux environs du doublet de K _I . Les régions utilisées dans la détermination de la largeur équivalente du doublet sont illustrées.	121
3.36	Évolution de la largeur équivalente du doublet de K _I à 1.24 μm en fonction du sous-type spectral.	122
4.1	Spectre du fond de ciel dans le proche infrarouge.	129
4.2	Tracé des rayons pour le schéma optique de CPAPIR.	137
4.3	Diagramme d'étalement de point pour CPAPIR en bande <i>J</i> obtenu par tracé de rayons.	140
4.4	Distorsion du champ de CPAPIR.	142
4.5	Vue en coupe schématique de l'intérieur du cryostat de CPAPIR.	145
4.6	Vue d'ensemble de l'instrument au télescope de l'OMM.	146
4.7	Vue en coupe transversale de la monture de la lentille #2 et de ses supports radiaux (panneau de gauche). Vue en coupe axiale de la même monture (panneau de droite).	148
4.8	Exemple d'une monture en vue isométrique.	148
4.9	Contraction différentielle entre les lentilles #2 et #6 et leurs montures respectives.	150
4.10	Vue en coupe schématique de CPAPIR.	152
4.11	Schéma en coupe du boîtier des roues à filtre de CPAPIR.	152
4.12	Schéma général du câblage de CPAPIR.	157
4.13	Interface usager de CPAPIR.	160
4.14	Qualité d'image observée avec CPAPIR sur le télescope 1.5 m du CTIO.	161
4.15	Transmission du train optique de CPAPIR.	163
4.16	Histogramme de distribution du courant sombre sur le détecteur de CPAPIR.	164
4.17	Image d'une plage uniforme en bande <i>H</i> et carte des mauvais pixels de CPAPIR.	165

4.18	Nombre de sources <i>2MASS</i> par tranche de magnitude pour un champ de CPAPIR.	167
4.19	Carte des distorsions en x et y à travers le champ.	169

Acronymes

2MASS	<i>Two Micron All Sky Survey</i>
AMNH	<i>American Museum of Natural History</i>
CCD	<i>Charge-coupled device</i>
CFHTIR	<i>Canada France Hawaii Telescope InfraRed</i>
CFHTLS	<i>Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey</i>
CPAPIR	<i>Caméra Panoramique Proche-InfraRouge</i>
CTIO	<i>Cerro Tololo Interamerican Observatory</i>
DENIS	<i>Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky</i>
IDL	<i>Interactive Data Language</i>
INO	<i>Institut National d'Optique</i>
MIR	<i>Mégantic InfraRouge</i>
M_J	<i>Masse de Jupiter</i>
MONICA	<i>MONtreal InfraRed CAmera</i>
OMM	<i>Observatoire du mont Mégantic</i>
OSIS-IR	<i>Optionally Stabilized Imager and Spectrometer - Infra Red</i>
PLMH	<i>Pleine Largeur à Mi-Hauteur</i>
PSF	<i>Point Spread Function</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
SDSS	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>
SDSU	<i>San Diego State University</i>
SIMON	<i>Spectromètre Imageur de MONtréal</i>
SMARTS	<i>Small and Moderate Aperture Research Telescope System</i>
TCFH	<i>Télescope Canada France Hawaii</i>
TRIDENT	<i>TRiple Imageur Détecteur de Naines T</i>
UCN	<i>Unités de Conversion Numérique</i>
UKIRT	<i>United Kingdom InfraRed Telescope</i>
VISTA	<i>Visible & Infrared Survey Telescope for Astronomy</i>
WMO	<i>World Meteorological Organization</i>
WR	<i>Wolf-Rayet</i>

Chapitre 1

Introduction

Cette thèse porte sur deux projets distincts, l'un visant l'étude et la caractérisation de la variabilité temporelle des naines T et le second la construction et le commissionnement d'une caméra infrarouge à grand champ.

1.1 Les naines brunes

Kumar (1963a,b) a été le premier à étudier théoriquement les objets se formant par effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire, comme le font les étoiles, mais dont la masse est insuffisante pour entretenir, à l'équilibre, des réactions nucléaires sauf celles impliquant le deutérium. À l'époque le terme *naine noire* était utilisé pour désigner de tels objets. L'expression *naine brune* a été utilisé pour la première fois par Tarter (1976) pour désigner ces objets ayant une masse comprise entre ~ 75 masses de Jupiter (M_J), limite du brûlage à l'équilibre de l'hydrogène et $\sim 13 M_J$ (figure 1.1), limite du brûlage du deutérium. Cette borne inférieure constitue une limite arbitraire entre les naines brunes et les objets de masse planétaire. Les naines brunes découvertes à ce jour se subdivisent en trois types spectraux, en ordre décroissant de température, soit les classes M, L et T. Une autre classe spectrale a été proposée de façon informelle pour un type de naine brune prédit théoriquement mais qui reste à découvrir et qui présenterait les signatures spectroscopiques de l'ammoniac (Burrows *et al.*, 2003), les naines Y.

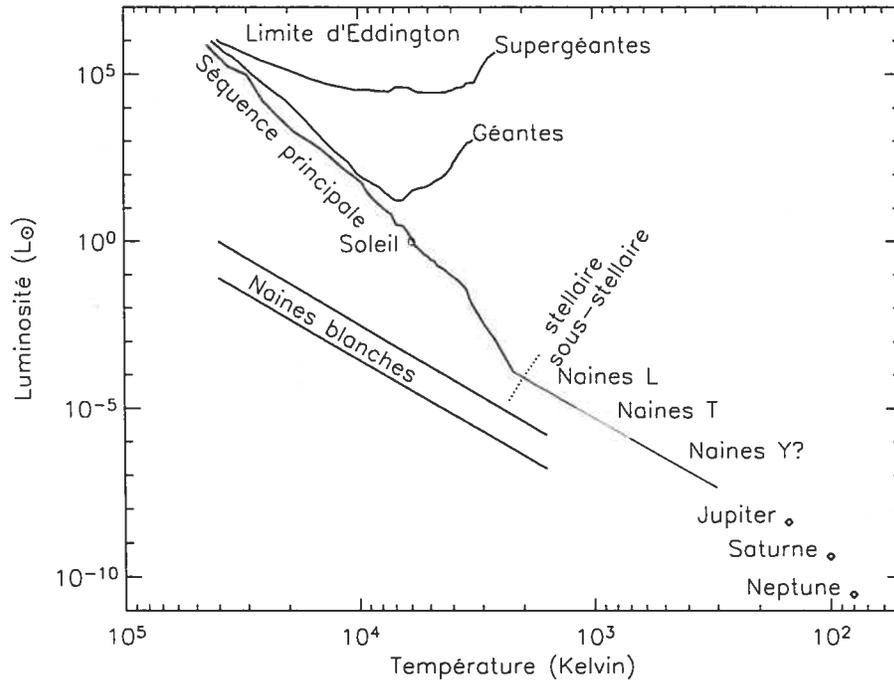


Figure 1.1: Diagramme de Hertzsprung-Russell incluant les naines de type L, T et Y ainsi que trois planètes géantes. Les données pour la séquence principale, les géantes et les super-géantes sont tirées de Carroll & Ostlie (1996), les données pour les naines blanches sont tirées de Fontaine *et al.* (2001).

1.2 Intérêt des naines brunes

Les naines brunes sont intéressantes pour diverses raisons. Une des plus importantes questions qui se posent en astrophysique concerne la nature de la matière sombre : il y a beaucoup plus de masse gravitante dans l'univers que de masse visible. Depuis des décennies on assiste à une course visant à identifier le ou les constituants de cette matière sombre. Jusqu'à tout récemment, on considérait que les naines brunes étaient peut-être un constituant majeur de la matière sombre. Même si notre connaissance de la densité spatiale de naines brunes reste fragmentaire, il est aujourd'hui établi (Tinney, 1999) qu'elles ne forment qu'une petite partie de la matière sombre. Il est cependant établi que les naines brunes sont à peu près aussi nombreuses que les étoiles dans notre galaxie.

Les naines brunes ont bien sûr aussi un intérêt propre au-delà de leur apport au bilan de masse galactique. Le spectre de distribution des masses des naines brunes dans les régions de formation d'étoiles nous renseigne sur les mécanismes menant à la formation des étoiles. Elles sont le chaînon manquant entre les étoiles de faible masse et les planètes géantes. Peu de temps après leur formation, leur atmosphère a les mêmes caractéristiques que celle des étoiles de faible masse, avec des bandes d'absorption dues à des molécules simples et des atomes, comme le TiO et le VO. Au fur et à mesure qu'elles se refroidissent, des grains se forment et des molécules plus typiques des atmosphères planétaires apparaissent (CH_4 , H_2O). L'étude de l'atmosphère des naines brunes présente des défis intéressants ; on a affaire à des atmosphères plus chaudes que celles des planètes et qui doivent transporter beaucoup plus d'énergie vers la surface que dans le cas de Jupiter. Dans l'atmosphère jovienne, c'est justement ce transport d'énergie de l'intérieur vers l'extérieur qui donne naissance à divers phénomènes météorologiques.

Une connaissance détaillée des mécanismes présents dans l'atmosphère des naines brunes permettra de mieux comprendre leur évolution temporelle et leur refroidissement. Elles pourront peut-être servir de chronomètres cosmologiques ; un bon échantillon de naines brunes dont l'âge serait mesuré de façon fiable permettrait de retracer l'historique récent de la formation d'étoiles dans notre bras galactique, tout comme le permet la cosmochronologie des naines blanches sur des périodes de temps de l'ordre du temps de Hubble (Fontaine *et al.*, 2001).

La classification traditionnelle O B A F G K M allant des étoiles bleues de type O aux naines et géantes rouges de type M date de 1901, quand Annie Jump Cannon remit de l'ordre dans la classification déjà établie par E. C. Pickering et W. Fleming pendant les années 1890 (Carroll & Ostlie, 1996). La découverte de naines brunes et d'étoiles de très faible masse a incité les astronomes à créer deux nouveaux types spectraux, les classes L et T. Tous les objets L et T connus sont de classe de luminosité V, ce qui indique qu'il s'agit d'objets de la séquence principale. Les classes L et T constituent une extension de la séquence principale classique ; pour les naines brunes, contrairement aux étoiles, il s'agit aussi d'une séquence évolutive.

1.3 Les naines M

Spectroscopiquement, la classe M se caractérise par la présence de fortes raies métalliques en absorption. Les bandes de TiO sont particulièrement importantes. La couleur des étoiles M va de $R - K \sim 2$ pour les M0 à $R - K \sim 7$ pour les M8 (Kirkpatrick *et al.*, 1999). Le type M regroupe les plus froides des géantes et des supergéantes ainsi que des étoiles de faible masse, de jeunes naines brunes et les plus jeunes des planètes extrasolaires. Tous les objets sous-stellaires observés par Lucas & Roche (2000) dans M42, sont de type spectral M. La masse de certains de ces objets n'est cependant que de quelques M_J , et ils doivent leur luminosité à leur très jeune âge. La température des objets de type M varie de 180 K par sous-type, passant de 4000 K pour le type M0 à 2200 K pour le type M9 (Leggett *et al.*, 1996).

1.4 Les naines L

Le type L regroupe 3 sortes d'objets : des étoiles tout juste à la limite du brûlage de l'hydrogène, des naines brunes et des planètes géantes en cours de refroidissement. La différence majeure entre les classes M et L est la disparition des bandes de TiO chez les types précoces de L, quand le TiO se retrouve sous forme de grains et disparaît complètement sous sa forme gazeuse. La classe spectrale L est la première classe spectrale stellaire à être définie depuis près d'un siècle (Kirkpatrick *et al.*, 1999), regroupant des naines brunes de température intermédiaire entre les naines M et T. Les sous-types L sont définis par tranche de 100 K en partant de L0 à 2200 K jusqu'au sous-type L8 à $T \sim 1400$ K. Ces naines sont caractérisées par une couleur très rouge avec un indice $I - J$ allant de 3.4 pour les L0 à 4.0 pour les L8.

1.5 Les naines T

La classe T ne concerne que des objets sous-stellaires, les étoiles les plus tardives étant de type L2 à L4 (Basri *et al.*, 2000). Toutes les naines brunes finissent par devenir des naines T, après un passage plus ou moins long dans les classes M et L.

Les naines T se différencient des naines L par la présence de raies d'absorption du méthane. Toutes les bandes d'absorption du méthane n'apparaissent pas en même temps ; les bandes les plus marquées, à $3,5 \mu\text{m}$ apparaissent à une température de 1600 K, tandis que celles à $2 \mu\text{m}$ apparaissent à 1500 K. À 1200 K ces bandes sont très marquées tandis que celles de la partie visible du spectre ne font que commencer à apparaître (Basri *et al.*, 2000). On définit le début de la classe T par l'apparition des bandes de méthane de la bande photométrique K , soit aux environs de $2.2 \mu\text{m}$ (Kirkpatrick *et al.*, 1999). Le méthane est dans une réaction à l'équilibre avec le CO, les basses températures et pressions favorisant le méthane et les hautes températures et pressions favorisant le CO.

Les sous-types T0 à T8 ont été décrits avec divers indices spectraux quantifiant la profondeur des bandes de CH_4 à $1.65 \mu\text{m}$, l'absorption induite par collision de la molécule H_2 (AIC) à $2.1 \mu\text{m}$, la profondeur des bandes d'eau et de CO. Dans l'atmosphère des naines T les plus chaudes, les bandes de CH_4 et H_2O évoluent très rapidement en fonction de la température (voir figure 1.3). La majorité des naines brunes galactiques sont de type T ou Y, comme on peut le voir sur la figure 1.2. Les naines brunes de moins de $70 M_J$ prennent moins de 2 milliards d'années à atteindre la luminosité typique des naines T, soit quelques $10^{-4} L_\odot$.

1.6 La variabilité temporelle des naines brunes

La variabilité temporelle est un outil important dans l'étude d'un bon nombre d'objets astrophysiques non-résolus étant donné qu'elle nous renseigne sur des phénomènes physiques à des échelles qui ne sont pas accessibles autrement. Les naines brunes ne font pas exception ; si leur axe de rotation est orienté de façon favorable, leur variabilité temporelle nous renseigne, entre autres, sur les irrégularités de surface à grande échelle à leur surface. Les périodes de rotation des naines brunes estimées par des analyses spectroscopiques de $v \sin(i)$ vont de 2 à 12 heures (Basri & Marcy, 1995; Bailer-Jones, 2004). Ces courtes périodes de rotation permettent d'observer, à l'intérieur d'une seule nuit, les deux hémisphères de la naine brune et d'en déduire la présence de formations nuageuses, par exemple, par la modulation qu'elles induisent

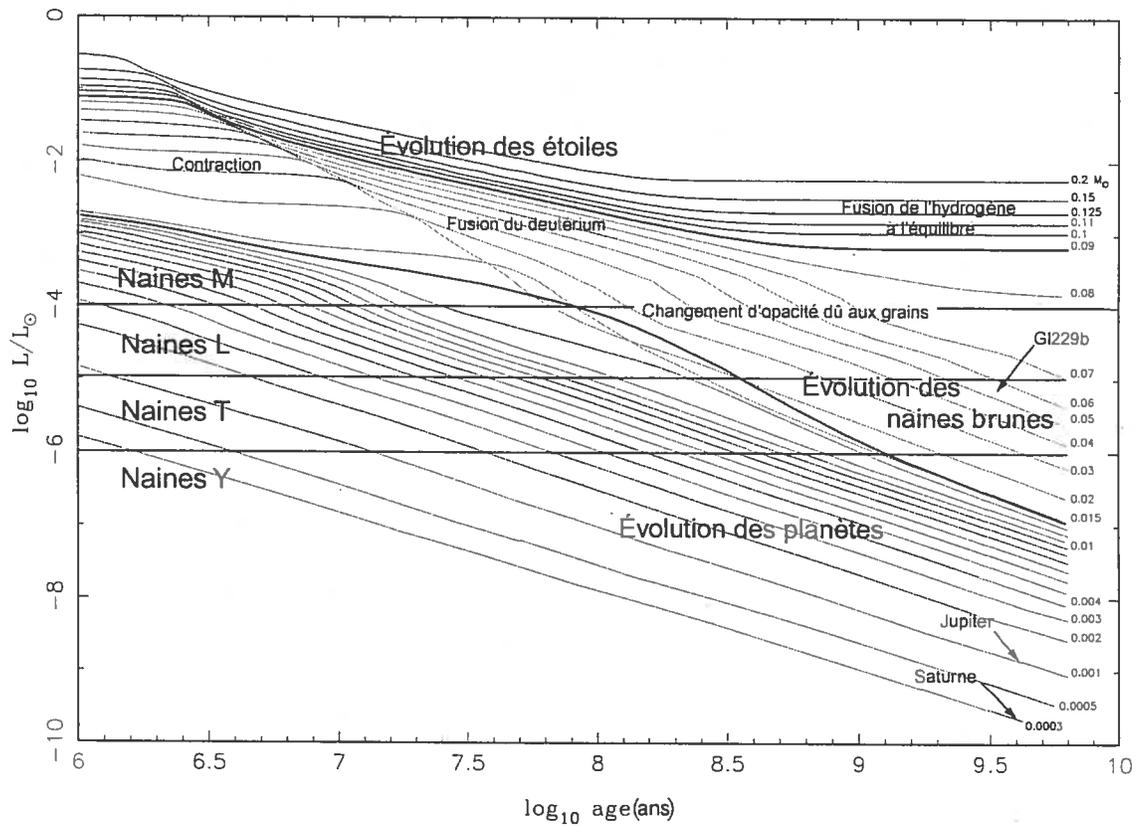


Figure 1.2: Évolution des étoiles de faible masse, naines brunes et planètes. Tiré et adapté de Burrows *et al.* (1997).

dans le flux émergeant du disque visible.

On connaît plusieurs naines L qui présentent des variabilités photométriques (voir le tableau 1.1); celles-ci s'échelonnent sur des temps allant d'une dizaine de minutes à plusieurs semaines (section 1.6.2).

1.6.1 Sources de variabilité temporelle

Variabilité dans les bandes de TiO

La première identification d'une variabilité temporelle chez une naine brune a été faite par Tinney & Tolley (1999). Les auteurs ont observé LP944-20 (sous-type L0) dans deux bandes situées à $0.86 \mu\text{m}$ et $0.87 \mu\text{m}$. La première bande est située sur une forte bande d'absorption de la phase gazeuse du TiO, la seconde tient lieu de

Table 1.1: Naines L et T décrites comme variables dans la littérature.

Objet	Type	Bande	Δ mag	Commentaire	Source
LP944-20	L0	TiO			3
2M0345+25	L0	<i>I</i>	0.030		4,6
2M0746+20AB	L0.5	<i>I</i>	0.010		6
2M0451-34	L0.5	<i>I</i>	0.012	Périodicité : 6.7 h	9
2M1108+68	L1	<i>I</i>	0.016		6
2M1300+19	L1	<i>I</i>	0.015		6
2M1658+70	L1	<i>I</i>	0.024		6
2M0135+12	L1.5	<i>I</i>	0.041		6
2M1334+19	L1.5	<i>I</i>	0.017		4
2M1145+23	L1.5	<i>I</i>	0.035	Périodicité : 7.1 h	1
Kelu-1	L2	TiO	0.011	Périodicité : 1.8 h	1
SSSPM0829-13	L2	<i>I</i>	0.012	Périodicité : 2.8 h	9
SSSPM0109-51	L2	<i>I</i>	0.019	Périodicité : 7.7 h	12
2M0913+18	L3	<i>I</i>	0.042		4
SD1203+00	L3	<i>I</i>	0.007		4
2M1146+22	L3	<i>I</i>	0.012		1,4
2M2224-01	L4.5	<i>I</i>	0.083		6
2M2104-10	L4.5	<i>I</i>	0.015		10
2M0835-08	L5	<i>I</i>	0.016	Périodicité : 3.1 h	9
SD0539-00	L5	<i>I</i>	0.009		4
2M0300-14	L7	<i>K</i>	0.19		8
DENIS0255-47	L8	<i>I</i>	0.024		10
DENIS1705-05	L8	<i>I</i>	0.015		10
SD0151+12	T1	<i>K</i>	0.42		8
ϵ Indi Ba	T1/T6	<i>K</i>	0.057		11
2M2254+31	T4	<i>K</i>	0.48		8
SD0926+58	T4.5	<i>J</i>	0.30	Résultat à 2.8σ	7
2M2339+13	T5.5	<i>J</i>	0.54	Résultat à 3.6σ	7
2M1237+65	T6.5	<i>J</i>	0.20	Résultat à 2.1σ	7
SD1346-00	T6.5	<i>H</i>	0.23	Résultat à 2.3σ	7
Gliese 570D	T8	<i>J</i>	0.24	Résultat à 2.8σ	7
¹ Bailer-Jones & Mundt (1999)				² Terndrup <i>et al.</i> (1999)	
³ Tinney & Tolley (1999)				⁴ Bailer-Jones & Mundt (2001)	
⁵ Clarke <i>et al.</i> (2002)				⁶ Gelino <i>et al.</i> (2002)	
⁷ Burgasser <i>et al.</i> (2003)				⁸ Enoch <i>et al.</i> (2003)	
⁹ Koen (2004)				¹⁰ Koen (2005a)	
¹¹ Koen <i>et al.</i> (2005)				¹² Koen (2005b)	

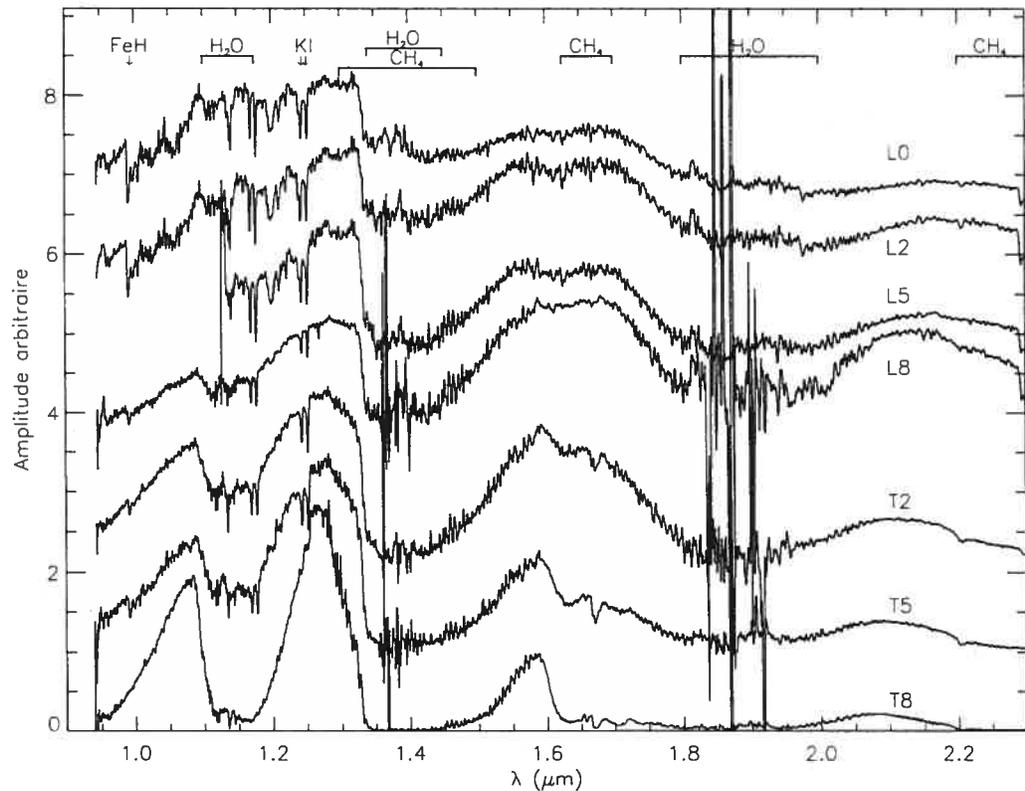


Figure 1.3: Évolution du spectre des naines L et T. Les spectres sont tirés de l'archive en ligne du *Brown Dwarf Spectroscopic survey* (McLean *et al.*, 2003).

continuum. Les auteurs ont observé une variation significative du flux de LP944-20 dans la bande à $0.86 \mu\text{m}$ sur un intervalle de 2 heures et interprètent ce résultat comme une possible variation de la température moyenne de 20 K de LP944-20.

Évolution du couvert nuageux

Une des causes possibles de variabilité chez les naines brunes est une variation de la couverture spatiale des nuages de grains dans l'atmosphère. Effectivement, les naines L et, dans une moindre mesure les naines T précoces, possèdent au-dessus de leur photosphère des nuages riches en grains qui subissent un cycle de précipitation-sublimation-condensation. La présence de ces nuages est certainement sensible aux conditions exactes de température et de remontée de matériel plus chaud en provenance des couches plus profondes de l'atmosphère. Une distribution irrégulière de

ces nuages à la surface du disque, ou leur évolution temporelle, peut être la cause de variabilité temporelle chez les naines L et T.

La figure 1.4 illustre l'évolution de la magnitude J absolue en fonction de la couleur $J - K_s$ des naines M, L et T ainsi que l'évolution de la couleur prédite par trois types de modèles d'atmosphère qui traitent différemment de l'évolution des grains.

Le modèle représentant le mieux les naines M ne suppose aucune sédimentation gravitationnelle des grains dans l'atmosphère. Les grains y sont en équilibre chimique avec l'atmosphère environnante et apportent une contribution importante à l'opacité.

Les modèles décrivant le mieux les naines L incluent une sédimentation partielle des grains. Ces derniers sont toujours à l'équilibre avec l'atmosphère environnante, mais subissent une sédimentation gravitationnelle, une partie des grains disparaissant ainsi sous la photosphère. Cette sédimentation provoque la disparition graduelle de la phase gazeuse des différentes composantes des grains (voir la discussion sur le FeH dans Burgasser *et al.* (2002b)). Dans ces modèles, la contribution des grains à l'opacité globale diminue au fur et à mesure que la naine brune se refroidit.

Les modèles décrivant le mieux les naines T les plus tardives (T5 et plus) sont ceux incluant une sédimentation complète des grains sous la photosphère. Ceux-ci ont entièrement disparu sous la photosphère en emportant avec eux les espèces chimiques avec lesquelles ils sont à l'équilibre. Dans ces modèles, les grains ne constituent plus une source d'opacité.

Comme on peut le voir dans la figure 1.4, la position des naines L et T dans le diagramme M_J en fonction de $J - K_s$ (trait gras dans le diagramme) ne suit pas ce que prédisent les modèles incluant une sédimentation partielle pour des températures inférieures à 1200 K. Le bleuissement de la couleur $J - K_s$ se produit à des températures beaucoup plus chaudes que prévu, soit entre 1200 K et 1400 K plutôt qu'en dessous de 1000 K.

Une des explications plausibles de cette évolution rapide des propriétés des naines L tardives et T précoces serait que les naines brunes, dans cet intervalle de température, se retrouvent avec une sédimentation complète de ses grains sur une partie

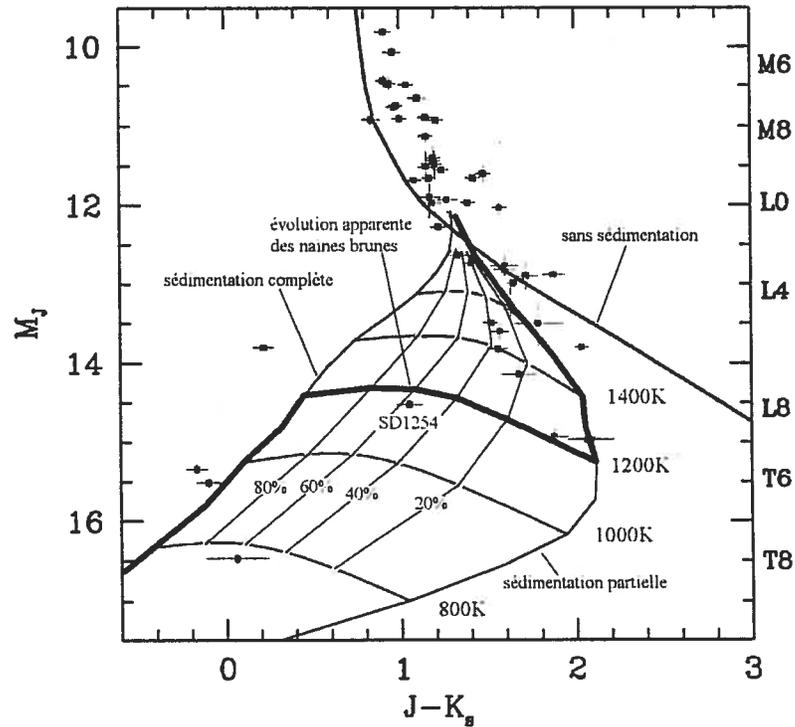


Figure 1.4: Diagramme couleur-magnitude pour les naines M, L et T. Les magnitudes absolues J et les couleurs $J - K_s$ sont données pour un échantillon de naines M, L et T. Les relations couleur – magnitude pour une atmosphère sans sédimentation gravitationnelle, avec une sédimentation partielle et avec une sédimentation complète des grains sont indiquées. Les tracés évolutifs pour des objets dont 20%, 40%, 60% et 80% de l’atmosphère a subi une sédimentation *complète* sont indiqués; pour ces objets la fraction restante de l’atmosphère n’a subi qu’une sédimentation *partielle* des grains. Le trait gras donne la position apparente moyenne des naines L et T. Ce tracé recoupe le trajet prédit par les modèles avec sédimentation partielle pour les objets plus chauds que ~ 1200 K, et il recoupe le trajet prédit par les modèles avec une sédimentation complète pour les naines T les plus froides. Cette figure est tirée de Burgasser *et al.* (2002b).

de la surface et une sédimentation partielle sur le reste de la surface. La figure 1.4 montre le trajet évolutif, pour des températures allant de 800 K à 1600 K, d’objets ayant une surface avec différentes fractions de leur atmosphère totalement dépourvues de grains. Ainsi, SD1254 aurait une atmosphère à 60% dépourvue de grains et à 40% avec une sédimentation partielle, pour une température de ~ 1200 K. Si cette interprétation de l’évolution de $J - K_s$ en fonction de M_J est juste, on peut s’attendre à une variabilité temporelle importante pour les naines L tardives et T

précoces. Cette variabilité serait due à l'évolution temporelle du couvert nuageux ou au passage de régions plus ou moins dépourvues de grains dans la ligne de visée tout au long de la rotation de l'objet.

Bien sûr, la non détection d'une variabilité ne prouve pas que l'hypothèse de l'atmosphère non uniforme est fautive. En effet, les naines brunes peuvent avoir, par exemple, des nuages distribués en bandes uniformes en latitude. La détection d'une variabilité viendrait cependant étayer cette hypothèse.

Les taches stellaires

La variabilité photométrique de la partie visible du spectre des étoiles de type solaire est souvent attribuable à l'apparition et à la disparition de taches stellaires sur le disque tout au long de la rotation, plus particulièrement dans le cas d'étoiles jeunes. L'abondance des taches stellaires dépend directement de l'activité magnétique de l'étoile. Plusieurs naines M présentent une importante activité chromosphérique, avec des flux $H\alpha$ de l'ordre de $\log(L_{H\alpha}/L_{bol}) \sim -3.8$ pour le type M7 jusqu'à un flux beaucoup plus faible de $\log(L_{H\alpha}/L_{bol}) < -6$ pour les types L1 et plus tardifs (Gizis *et al.*, 2000). Kirkpatrick *et al.* (2000) n'ont observé aucune émission $H\alpha$ pour des naines plus tardives que L4.5. Il est intéressant de noter qu'il y a une naine T6 pour laquelle une émission $H\alpha$ a été observée à un niveau de $\log(L_{H\alpha}/L_{bol}) \sim -4.3$ (Burgasser *et al.*, 2000). Aucun mécanisme n'a encore été identifié pour expliquer cette activité. Ces observations suggèrent que des phénomènes d'origine magnétique peuvent être la cause de variabilité temporelle chez les naines de type M9 et plus précoces, soit les naines brunes les plus chaudes et les étoiles de faible masse. L'intensité relative de la variabilité chez les naines M dans les bandes photométriques g , R et I (respectivement centrées à $0.5 \mu\text{m}$, $0.65 \mu\text{m}$ et $0.8 \mu\text{m}$) permet également de penser à des mécanismes liés à une activité magnétique (Rockenfeller *et al.*, 2005). Étant donné le faible couplage entre l'atmosphère et le champ magnétique chez les naines L et T, on s'attend à ce que d'autres mécanismes soient en cause dans la variabilité.

Les transits

En plus de permettre la détection de phénomènes météorologiques ou d'activité magnétique, un suivi de la photométrie des naines brunes pourrait permettre d'observer des transits de planète. Effectivement, l'observation d'un grand nombre de disques protoplanétaires autour des naines brunes de M42 (Hillenbrand *et al.*, 1998) laisse présager que la plupart des naines brunes évoluées possèdent un cortège de planètes.

Le transit d'une planète de la dimension de la Terre sur une orbite de même rayon que celle d'Io autour de Jupiter entraînerait une diminution de l'ordre de 0.01 magnitude de la luminosité apparente. Ce transit durerait 13 minutes et se produirait toutes les 5.4 heures pour une naine brune de $60 M_J$. La découverte d'un tel transit serait particulièrement intéressante, tout comme l'a été celle du transit de la planète géante autour de l'étoile de type F8 HD209458 (Jha *et al.*, 2000). Trois objets observés par Bailer-Jones & Mundt (2001) présentent des baisses rapides de luminosité, possiblement attribuables à des transits, soit 2M0913+18, SD1203+00 et S Ori 45 avec des baisses de flux de 0.13, 0.02 et 0.25 magnitude respectivement. Aucun de ces événements ne s'est encore répété, ce qui empêche pour l'instant d'établir qu'il s'agit de transits. S'il s'agit de transits complets, les planètes en cause ont une dimension supérieure à celle de Neptune dans le cas de S Ori 45 et comparable à celle de la Terre dans le cas de SD1203+00. On connaît un seul objet de masse planétaire en orbite autour d'une naine brune ; 2M1207-39 possède un compagnon de $\sim 5 M_J$ à une distance de ~ 55 UA découvert par imagerie directe (Chauvin *et al.*, 2005). Il s'agit d'un rayon orbital beaucoup plus grand que celui pour lequel on s'attendrait à détecter des planètes par transits ($\sim 10^{-2}$ UA), mais cela confirme que certaines naines brunes possèdent des planètes.

L'exemple de Jupiter à $5 \mu\text{m}$

L'image 1.5, tirée des archives de l'*InfraRed Telescope Facility* (IRTF) montre Jupiter à $5 \mu\text{m}$. Une analyse faite sur ces données par Gelino & Marley (2000) montre que si Jupiter était observé à cette longueur d'onde comme une source non résolue il

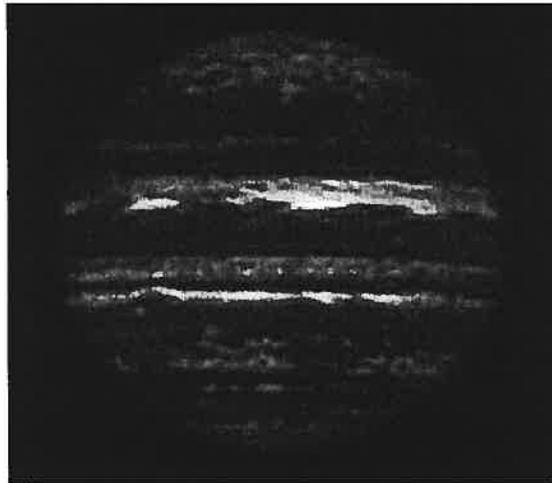


Figure 1.5: Image de Jupiter à $5\mu\text{m}$ prise à l'IRTF. Dans l'infrarouge moyen le flux émis par Jupiter provient principalement de régions chaudes appelées *points chauds*. (Image : gracieuseté de la NASA.)

présenterait une variabilité périodique de l'ordre de 20% modulée par la période de rotation (9.8 h). On y voit deux types de régions de luminosité très différentes : les régions plus sombres correspondent au haut des nuages composés de glace d'ammoniac, de sulfite, d'hydrosulfide d'ammonium, de glace et d'eau tandis que les régions les plus brillantes sont dépourvues de ces nuages et constituent ce qu'on appelle des points chauds (*hot spots*).

1.6.2 Spectre temporel des variabilités

Si on observe une sphère non résolue en rotation, avec des taches à sa surface, le flux émergent est modulé par la rotation. Un résultat surprenant a été observé par Bailer-Jones & Mundt (2001) : aucune des 11 naines brunes variables qu'ils ont identifiées ne présente dans son spectre de variabilité à une fréquence bien définie telle que l'on pourrait s'y attendre au premier abord. Il n'y a qu'une seule naine brune pour laquelle la variabilité semble clairement périodique, soit Kelu-I avec une période de 1.8 h (Clarke *et al.*, 2002). Bailer-Jones & Mundt (1999) ont identifié une période de rotation de 7.12 heures pour la naine L1.5 2M1145+23 avec une amplitude de 4%. Cet objet a été réobservé 2 ans plus tard (Bailer-Jones & Mundt, 2001) et a encore présenté une variabilité importante avec des pics significatifs à

des périodes de 0.24, 2.78, 6.4 et 11.2 heures, aucun de ces pics ne correspondant à la période déterminée précédemment. Il ne s'agit pas du seul objet présentant des variations photométriques aussi rapides ; 2M1146+22 (type L3) et S Ori 45 (type M8.5) présentent des pics significatifs dans le spectre en fréquence de leur courbe de lumière à 0.64 heure et à 0.50 heure respectivement. Aucune explication de cette variabilité rapide mais non-périodique ne semble faire l'unanimité. Un de ces objets (2M1146+22) possède d'ailleurs une période de rotation de ~ 3.7 heures, estimée par $v \sin i$ (Basri & Marcy, 1995). Des variations sur d'aussi courtes périodes, et sur une grande échelle spatiale, n'ont pas d'équivalent dans les atmosphères des planètes du système solaire.

1.6.3 Notre apport à l'étude de la variabilité des naines brunes

La première partie de cette thèse porte sur une étude de la variabilité temporelle des naines T. Elle fait l'objet des chapitres 2 et 3. Le chapitre 2 décrit un relevé de variabilité photométrique sur un échantillon de 10 naines T couvrant les sous-types spectraux de T0 à T7.5. Nous décrivons tout d'abord l'échantillon et les méthodes observationnelles à la section 2.2. Une présentation détaillée des résultats suit avec une analyse statistique des données, où une attention particulière a été portée aux biais potentiels pouvant affecter l'interprétation des observations. Un modèle phénoménologique de variabilité conséquent avec les observations est proposé à la section 2.5.3.

Le chapitre 3 décrit des observations spectroscopiques ciblées sur 4 naines brunes particulièrement intéressantes, menées à l'Observatoire du mont Mégantic et au Télescope Canada-France-Hawaii (TCFH). Les sections 3.2 et 3.3 détaillent ces observations et leur dépouillement. L'analyse statistique de ces résultats est présentée à la section 3.4. La détection d'une variabilité spectroscopique pour une naine T dans les observations du TCFH est analysée dans le contexte du modèle phénoménologique détaillé dans le chapitre précédent.

1.7 CPAPIR

La seconde partie de la thèse décrit la caméra panoramique proche-infrarouge (CPAPIR). Cette caméra conçue pour être utilisée à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM) est l'instrument astronomique infrarouge en service ayant le plus grand champ de vue au monde. Le chapitre 4 porte sur la construction et la caractérisation de CPAPIR.

Nous détaillerons à la section 4.1 les différentes motivations scientifiques ayant mené à la construction de CPAPIR. La section 4.2 donne les différentes caractéristiques optiques et mécaniques de cette caméra. Une description des caractéristiques de qualité d'image, de distorsion et de sous-échantillonnage prédites pour CPAPIR suit à la section 4.3. On présente ensuite une description détaillée du montage mécanique de CPAPIR, une attention particulière étant accordée aux problématiques relatives au montage et à l'alignement du banc optique. Le montage de l'optique de CPAPIR est compliqué par le fait que l'ensemble du banc doit maintenir son alignement à des températures cryogéniques. Une vue d'ensemble de l'électronique de contrôle et du système d'acquisition de CPAPIR est donnée dans les sections 4.5 et 4.6. Finalement, les performances au télescope de CPAPIR sont comparées aux performances prédites théoriquement à la section 4.7.

Chapitre 2

Relevé de variabilité photométrique des naines T

2.1 Un relevé photométrique ciblé sur les naines T

La variabilité photométrique est commune chez les naines L, avec des amplitudes RMS allant jusqu'à 8% (Rockenfeller *et al.*, 2005) sans dépendance particulière avec leur sous-type spectral (Gelino *et al.*, 2002). Il est naturel de se demander si une fraction importante des naines T présentent des variabilités temporelles, et surtout ce que ces variabilités peuvent nous apprendre sur l'atmosphère de ces objets.

La détection d'une variabilité temporelle, et à plus forte raison d'une variabilité dans plusieurs bandes photométriques, permet, entre autres, de tester l'hypothèse de Burgasser *et al.* (2002b) qui propose que les naines T les plus chaudes possèdent une distribution non homogène de nuages de poussière dans leur atmosphère.

Quelques détections de naines T variables sont citées dans la littérature. Enoch *et al.* (2003) mentionne les naines SD0423 et 2M2254 (respectivement de sous-type T0 et T5) comme potentiellement variables. Burgasser *et al.* (2003) signalent que plusieurs naines T présentent une variabilité significative entre les différentes observations de leur champ lors du relevé *2MASS*, soit typiquement sur 2 à 4 époques réparties sur un intervalle de 2 ans. Les incertitudes photométriques citées dans ces deux articles varient de 100 à 400 mmag.

Nous avons mené un relevé de variabilité temporelle des naines T avec une meilleure sensibilité que celle des études précédentes (les incertitudes photométriques vont de 10 à 30 mmag) et regroupant des objets qui couvrent tous les sous-types spectraux de T0 à T7.5. Les naines T étant difficilement observables dans le visible à cause de leur très faible luminosité apparente, elles ont donc été observées dans les bandes photométriques *J* et *H* situées respectivement à 1.2 μm et 1.6 μm .

2.2 Observations

Les cibles retenues pour un suivi photométrique à l'OMM sont toutes les naines T connues au moment du début des observations et situées au nord d'une déclinaison de -10° . De plus, elles devaient pouvoir être observées en même temps qu'au moins deux étoiles de luminosité comparable à celle de la naine brune à l'intérieur d'un champ de $2' \times 2'$ et ne pas se trouver à moins de $10''$ d'une étoile brillante. Cet échantillon comprend 5 naines T précoces (T0 à T4.5) et 6 naines T tardives (T5 à T8) (voir le tableau 2.1). Des 11 naines brunes suivies, la naine T6 SD1346 n'a pas pu être observée pendant un minimum de 2 époques et n'a donc pas été retenue dans l'analyse de variabilité. Les observations de SD1346 couvrent moins de 2 heures et ne permettent pas de poser des contraintes significatives sur sa variabilité.

2.2.1 Prise des observations

La caméra CPAPIR, décrite dans le chapitre 4 serait un instrument très intéressant pour mener un large relevé de variabilité photométrique de naines brunes. Son champ important permet d'inclure un grand nombre d'étoiles de référence et ainsi de bien déterminer les incertitudes photométriques. La construction de CPAPIR a pris près de 4 ans et demi; attendre sa complétion avant d'entreprendre des observations aurait beaucoup rallongé la durée de thèse. On a donc opté d'utiliser une caméra déjà existante pour entreprendre, dès 2001 les observations photométriques de naines T.

Table 2.1: Cibles observées en photométrie résolue dans le temps.

Nom	sous-type	α	δ	J	H	Figure
SD0423 ¹	T0	04:23:48.6	-04:14:04	14.46	13.46	2.1
SD1254	T2	12:54:53.9	-01:22:47	14.89	14.09	2.2, 2.11
SD1021	T3	10:21:09.6	-03:04:20	16.25	15.35	2.3
2M2254	T4	22:54:18.8	+31:23:49	15.26	15.02	2.6
SD0926	T4.5	09:26:15.4	+58:47:21	15.89	15.31	2.4
SD1624	T6	16:24:14.4	+00:29:16	15.49	15.52	2.7
SD1346	T6.5	13:46:46.5	-00:31:50	16.00	15.46	
2M1047	T6.5	10:47:53.9	+21:24:23	15.82	15.79	2.5
2M1237	T6.5	12:37:39.2	+65:26:15	16.05	15.74	2.8
2M0727	T7	07:27:18.2	+17:10:01	15.60	15.75	2.9
2M1217	T7.5	12:17:11.1	-03:11:13	15.86	15.75	2.10

¹On a découvert récemment que SD0423 est une binaire L6/T2 séparée de 0.2'' (Burgasser *et al.*, 2005)

OMM

Les observations à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM) ont été faites avec la caméra MONICA (Nadeau *et al.*, 1994). Cet instrument possède un champ de $2' \times 2'$, un détecteur NICMOS de 256×256 pixels et un échantillonnage spatial de 0.4'' par pixel. Le temps de pose adopté pour toutes les observations est de 1 minute en bande J et de 2 fois 30 secondes en bande H . Le temps de pose court permet de prendre les observations sans utiliser le guidage du télescope, ce qui augmente l'efficacité des observations. Le filtre J utilisé a une bande passante allant de 1.134 μm à 1.42 μm et le filtre H une bande passante allant de 1.497 μm à 1.806 μm . Le tableau 2.2 résume l'ensemble des observations et donne, pour chacun des objets et chacune des nuits, le filtre utilisé, la couverture temporelle, le temps d'exposition et la colonne d'eau précipitable moyenne.

Les plages uniformes ont été faites à partir de plages faites sur le ciel chaque nuit. L'analyse a aussi été faite avec des plages uniformes faites sur le dôme et aucune différence n'est visible entre les courbes de lumière obtenues avec ces deux types de plages différents.

Les observations ont été prises avec un déplacement de plus de 10'' au minimum toutes les 3 images. Les nuits où des observations ont été faites en bande J et H , les observations dans les deux bandes ont été faites de façon quasi-simultanées en

prenant en prenant alternativement ~ 15 images dans un filtre puis ~ 15 images dans l'autre. Les observations ont été faites à des masses d'air inférieures à 2.

Aucun standard de flux n'a été observé pour faire une calibration absolue de la photométrie car les observations visaient à obtenir une photométrie *différentielle*.

CTIO

La naine T2 SD1254 a été observée de façon continue en bande J pendant 2 heures 45 minutes dans le but de rechercher une variabilité temporelle sur de courtes échelles de temps. Les observations ont été faites de façon continue avec un total de 128 poses de 60 secondes. Cet objet a été choisi parce qu'il a été détecté comme variable lors des observations photométriques à l'OMM.

Les observations de SD1254 au CTIO ont été faites avec la caméra CPAPIR décrite en détails dans le chapitre 4. Le champ de $35' \times 35'$ lors des observations au CTIO permet d'observer un très grand nombre d'étoiles dans le même champ que la cible.

Les observations ont été entièrement faites à l'aide d'une séquence de commandes pré-enregistrées, ce qui permet de minimiser les pertes de temps au télescope. Après chaque image un déplacement de $10''$ est effectué suivant un patron de 10×10 positions. Ce patron a été complété une première fois, puis repris et interrompu quand la colonne d'air a dépassé 2 masses d'air. Ces observations ont été faites avec un filtre J dont la bande passante va de $1.17 \mu\text{m}$ à $1.33 \mu\text{m}$. Tout comme pour les observations effectuées à l'OMM, on cherchait ici à observer des différences de flux et non pas à établir une calibration photométrique absolue.

Table 2.2: Résumé des observations photométriques.

Nom	Filtre	Instrument	Date	¹ JD	² N	³ T _{exp}	⁴ C _{H₂O}
SD0423	<i>J</i>	MONICA	10/12/2001	2254	61	60	3.6 ^{+0.5} _{-0.4}
SD0423	<i>J</i>	MONICA	11/12/2001	2255	25	60	3.8 ^{+0.6} _{-0.7}
SD1254	<i>J</i>	MONICA	11/04/2001	2011	154	60	4.6 ^{+0.6} _{-3.6}
SD1254	<i>H</i>	MONICA	11/04/2001	2011	131	30	4.5 ^{+0.6} _{-3.5}
SD1254	<i>J</i>	MONICA	16/04/2001	2016	150	60	3.6 ^{+0.2} _{-2.6}
SD1254	<i>H</i>	MONICA	16/04/2001	2016	135	30	3.5 ^{+0.2} _{-2.5}
SD1254	<i>J</i>	MONICA	24/03/2002	2358	8	60	1.1 ^{+0.2} _{-0.1}
SD1254	<i>H</i>	MONICA	24/03/2002	2358	30	30	1.1 ^{+0.4} _{-0.2}
SD1254	<i>J</i>	MONICA	30/03/2002	2364	29	60	4.7 ^{+0.8} _{-3.7}
SD1254	<i>H</i>	MONICA	30/03/2002	2364	16	30	4.7 ^{+0.8} _{-3.7}
SD1254	<i>J</i>	MONICA	05/04/2002	2370	39	60	2.5 ^{+0.7} _{-1.5}
SD1254	<i>H</i>	MONICA	05/04/2002	2370	34	30	2.5 ^{+0.7} _{-1.6}
SD1254	<i>J</i>	MONICA	06/04/2002	2371	22	60	1.9 ^{+0.4} _{-1.0}
SD1254	<i>J</i>	CPAPIR	21/06/2005	3542	128	60	
SD1021	<i>J</i>	MONICA	14/04/2001	2014	86	60	3.2 ^{+0.1} _{-0.2}
SD1021	<i>H</i>	MONICA	14/04/2001	2014	73	30	3.2 ^{+0.1} _{-0.2}
SD1021	<i>J</i>	MONICA	15/04/2001	2015	61	60	3.1 ^{+0.2} _{-0.4}
SD1021	<i>H</i>	MONICA	15/04/2001	2015	62	30	3.2 ^{+0.2} _{-0.4}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	06/12/2001	2250	35	60	2.8 ^{+1.2} _{-0.9}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	08/12/2001	2252	41	60	2.6 ^{+0.4} _{-0.3}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	09/12/2001	2253	52	60	2.7 ^{+0.3} _{-0.4}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	10/12/2001	2254	35	60	3.7 ^{+0.4} _{-0.3}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	17/08/2002	2504	223	60	14.6 ^{+0.7} _{-0.9}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	18/08/2002	2505	173	60	14.8 ^{+1.8} _{-1.2}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	20/08/2002	2507	357	60	9.8 ^{+0.5} _{-1.3}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	21/08/2002	2508	90	60	11.8 ^{+0.4} _{-0.4}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	24/08/2002	2511	35	60	11.5 ^{+1.4} _{-1.6}

Suite du tableau à la page suivante. . .

Table 2.2 – suite

Nom	Filtre	Instrument	Date	¹ JD	² N	³ T _{exp}	⁴ C _{H₂O}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	25/08/2002	2512	207	60	11.0 ^{+0.8} _{-0.9}
2M2254	<i>J</i>	MONICA	26/08/2002	2513	231	60	11.7 ^{+0.5} _{-0.8}
SD0926	<i>J</i>	MONICA	06/12/2001	2250	141	60	4.3 ^{+0.6} _{-0.4}
SD0926	<i>H</i>	MONICA	06/12/2001	2250	102	30	3.8 ^{+0.4} _{-0.3}
SD0926	<i>J</i>	MONICA	07/12/2001	2251	31	60	2.8 ^{+0.1} _{-0.2}
SD0926	<i>H</i>	MONICA	07/12/2001	2251	17	30	2.9 ^{+0.1} _{-0.1}
SD0926	<i>J</i>	MONICA	09/12/2001	2253	206	60	2.5 ^{+0.4} _{-0.4}
SD0926	<i>H</i>	MONICA	09/12/2001	2253	186	30	2.5 ^{+0.4} _{-0.4}
SD0926	<i>J</i>	MONICA	10/12/2001	2254	62	60	3.3 ^{+0.8} _{-0.5}
SD0926	<i>H</i>	MONICA	10/12/2001	2254	109	30	3.2 ^{+0.9} _{-0.6}
SD1624	<i>J</i>	MONICA	14/04/2001	2014	91	60	3.0 ^{+0.3} _{-0.4}
SD1624	<i>H</i>	MONICA	14/04/2001	2014	89	30	3.0 ^{+0.2} _{-0.4}
SD1624	<i>J</i>	MONICA	15/04/2001	2015	68	60	3.1 ^{+0.5} _{-0.4}
SD1624	<i>H</i>	MONICA	15/04/2001	2015	105	30	3.1 ^{+0.5} _{-0.3}
SD1624	<i>J</i>	MONICA	16/04/2001	2016	33	60	2.9 ^{+0.4} _{-0.3}
SD1624	<i>H</i>	MONICA	16/04/2001	2016	26	30	3.0 ^{+0.4} _{-0.3}
SD1346	<i>J</i>	MONICA	18/04/2001	2018	53	60	2.7 ^{+0.3} _{-0.3}
2M1047	<i>J</i>	MONICA	01/03/2001	1970	46	60	0.5 ^{+0.2} _{-0.2}
2M1047	<i>J</i>	MONICA	03/03/2001	1972	132	60	0.6 ^{+0.1} _{-0.1}
2M1047	<i>H</i>	MONICA	07/03/2001	1976	322	30	1.7 ^{+0.3} _{-0.6}
2M1047	<i>J</i>	MONICA	24/03/2002	2358	25	60	1.1 ^{+0.2} _{-0.2}
2M1047	<i>H</i>	MONICA	24/03/2002	2358	45	30	1.1 ^{+0.3} _{-0.2}
2M1047	<i>J</i>	MONICA	30/03/2002	2364	34	60	4.9 ^{+0.8} _{-0.6}
2M1047	<i>H</i>	MONICA	30/03/2002	2364	37	30	4.9 ^{+0.8} _{-0.6}
2M1047	<i>J</i>	MONICA	06/04/2002	2371	11	60	1.8 ^{+0.1} _{-0.2}
2M1047	<i>H</i>	MONICA	06/04/2002	2371	20	30	1.9 ^{+0.3} _{-0.1}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	01/03/2001	1970	74	60	0.4 ^{+0.1} _{-0.2}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	03/03/2001	1972	138	60	0.4 ^{+0.0} _{-0.0}

Suite du tableau à la page suivante...

Table 2.2 – suite

Nom	Filtre	Instrument	Date	¹ JD	² N	³ T _{exp}	⁴ C _{H₂O}
2M1237	<i>H</i>	MONICA	07/03/2001	1976	216	30	1.5 ^{+0.3} _{-0.6}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	17/04/2001	2017	156	60	2.4 ^{+0.5} _{-0.5}
2M1237	<i>H</i>	MONICA	17/04/2001	2017	141	30	2.4 ^{+0.5} _{-0.5}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	24/03/2002	2358	24	60	1.1 ^{+0.3} _{-0.2}
2M1237	<i>H</i>	MONICA	24/03/2002	2358	17	30	1.0 ^{+0.3} _{-0.2}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	25/03/2002	2359	41	60	1.3 ^{+0.2} _{-0.1}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	28/03/2002	2362	24	60	3.4 ^{+1.0} _{-0.6}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	30/03/2002	2364	22	60	4.4 ^{+0.8} _{-0.4}
2M1237	<i>H</i>	MONICA	30/03/2002	2364	10	30	4.4 ^{+0.9} _{-0.5}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	05/04/2002	2370	27	60	2.1 ^{+0.8} _{-0.4}
2M1237	<i>H</i>	MONICA	05/04/2002	2370	7	30	2.1 ^{+0.7} _{-0.4}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	06/04/2002	2371	39	60	1.9 ^{+0.3} _{-0.2}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	10/04/2002	2375	101	60	3.5 ^{+0.3} _{-0.2}
2M1237	<i>J</i>	MONICA	11/04/2002	2376	39	60	4.3 ^{+0.2} _{-0.5}
2M0727	<i>J</i>	MONICA	11/12/2001	2255	103	60	3.0 ^{+0.4} _{-0.7}
2M0727	<i>J</i>	MONICA	22/03/2002	2356	8	60	1.4 ^{+0.4} _{-0.4}
2M0727	<i>J</i>	MONICA	24/03/2002	2358	10	60	1.0 ^{+0.2} _{-0.1}
2M1217	<i>J</i>	MONICA	03/03/2001	1972	48	60	0.8 ^{+0.2} _{-0.1}
2M1217	<i>J</i>	MONICA	30/03/2002	2364	20	60	4.7 ^{+0.7} _{-0.5}
2M1217	<i>J</i>	MONICA	10/04/2002	2375	41	60	4.1 ^{+0.6} _{-0.7}

¹JD est le jour julien - 2 450 000 en début de nuit

²N donne le nombre d'images prises à cette époque.

³T_{exp} temps d'exposition en secondes.

⁴C_{H₂O} colonne d'eau moyenne au zénith. Les valeurs données comme bornes supérieures et inférieures donnent les valeurs extrêmes de colonne d'eau déterminée pour l'ensemble des 4 stations météo (voir la section 2.4.4).

2.3 Dépouillement des données

2.3.1 Réduction des images

La réduction de chacune des images s'est faite en deux étapes : la soustraction du ciel et la division par une plage uniforme. La construction de l'image de ciel d'une image donnée se fait en créant un cube des 15 images centrées sur l'image d'intérêt (cube de $256 \times 256 \times 15$ pixels) et en normalisant chaque image du cube par sa médiane. On prend ensuite l'image médiane du cube pour obtenir l'image du ciel. Cette image est ensuite normalisée à la valeur médiane de l'image de départ et en est soustraite. Une fois le ciel soustrait, l'image est divisée par une plage uniforme créée à partir d'observations d'un écran uniforme et du ciel au crépuscule. Les mauvais pixels ayant 6 ou plus de leurs 8 voisins valides sont interpolés en utilisant la valeur moyenne des pixels voisins valides. Les autres mauvais pixels sont laissés avec la valeur *NaN* (valeur *not-a-number* utilisée pour identifier un nombre comme non valide).

La réduction des données du CTIO reprend les mêmes lignes que celle des données MONICA prises à l'OMM. Les plages uniformes utilisées sont faites à partir de plages sur le dôme. La construction de l'image de ciel est aussi faite à partir d'un ciel courant.

2.3.2 Extraction des courbes de lumière

OMM

Le champ de MONICA étant restreint ($2' \times 2'$), seulement 2 ou 3 étoiles de magnitude comparable à celle de la naine brune sont présentes dans le champ. Pour obtenir la magnitude des objets, la photométrie d'ouverture a été préférée à l'ajustement d'une fonction d'étalement modélisée sur les sources du champ, parce que les sources mesurées sont éloignées d'au moins une dizaine de pleines largeurs à mi-hauteur (PLMH) de la PSF. La photométrie d'ouverture a été faite en sommant le flux dans un disque ayant un diamètre de 1.4 PLMH et en soustrayant la valeur du ciel

mesurée dans un anneau allant de 2 à 3 PLMH. Les mesures où l'ouverture contient un mauvais pixel non interpolé ont été retirées des données. L'ouverture est choisie de façon à maximiser le rapport signal sur bruit dans le cas d'observations limitées par le fond de ciel.

La courbe de lumière de la naine T est obtenue en divisant son flux mesuré par la somme des flux des 2 ou 3 étoiles de référence présentes dans le champ, toutes de magnitude comparable ou plus brillante que la naine T. Les étoiles du champ permettent de calibrer d'éventuelles fluctuations dans la transmission atmosphérique (voir la section 2.4.2 à ce sujet). Afin de vérifier si les étoiles de référence sont intrinsèquement variables, leurs flux sont comparés entre eux. Une courbe de lumière pour les étoiles de référence est ainsi obtenue. Dans le cas où 2 étoiles de référence sont présentes, le flux de la plus faible est divisé par celui de la plus brillante pour obtenir la courbe de lumière de référence. Dans le cas où trois étoiles de référence sont présentes, la courbe de lumière retenue comme référence est celle obtenue par le rapport des flux des 2 étoiles les plus brillantes. Dans ce cas, la courbe de lumière pour l'étoile la plus faible a quand même été calculée pour s'assurer qu'elle ne présente pas de variabilité significative, mais elle n'est pas illustrée dans les figures et l'analyse qui suivent.

Nos données ont été prises avec un échantillonnage temporel d'une minute. On a cependant une dispersion point à point allant de 20 à 80 mmag dans les courbes de lumière avant toute combinaison des données. Nous avons donc décidé de dégrader la résolution temporelle de nos observations afin de diminuer la dispersion de nos courbes de lumière. La dispersion des points ainsi combinés en un seul point de photométrie permet d'estimer l'incertitude sur ce point. On moyenne les points de photométrie sur 20 mesures individuelles, ce qui diminue l'incertitude photométrique à un niveau allant de 5 à 18 mmag. L'incertitude déterminée à partir de la dispersion des données à l'intérieur d'un point de photométrie est notée comme σ_m dans la suite de la discussion. Dans le cas des observations effectuées uniquement dans une bande, cet ensemble de données couvre une période de 20 minutes, et dans le cas d'observations où des données en J et en H ont été prises de façon intercalée, cet ensemble de points couvre ~ 40 minutes. Cet échantillonnage temporel de 20

à 40 minutes est du même ordre de grandeur que les variabilités les plus rapides citées dans la littérature pour les naines L (Bailer-Jones & Mundt, 2001), bien qu'il s'agisse possiblement d'un biais observationnel étant donné la difficulté de détecter des variabilités sur des temps plus courts. Nous perdons ainsi toute information sur la variabilité des naines T sur des échelles de temps inférieures à cette durée. Nos observations sont donc insensibles à toute variabilité sur des échelles de temps de quelques minutes. De toute façon, nos données n'ont pas la sensibilité pour détecter de telles variations de façon fiable qui demanderaient probablement des observations sur des télescopes de 4 à 8 m.

Le calcul de la moyenne pour chaque point de photométrie est fait de façon itérative en rejetant le point le plus déviant s'il se situe à plus de 4.4 déviations médianes de l'ensemble des points (fonction *robust_mean* de la librairie de fonctions *astrolib*). Ce calcul de la moyenne est préférable à une simple moyenne arithmétique parce qu'il n'est pas biaisé par les points très déviants. Cette fonction retourne l'erreur sur la moyenne ; cette valeur est utilisée comme σ_m lors des tests de χ^2 décrits à la section 2.4.3.

Pour la naine brune SD1254, observée au CTIO, une photométrie d'ouverture avec une ouverture de 3 pixels de diamètre a été faite sur les 110 étoiles dans le champ dont la magnitude J est comprise entre 14.0 et 15.5. Tout comme dans le cas des observations effectuées avec MONICA à l'OMM, une ouverture de 1.4 PLMH a été utilisée. Une première approche essayée pour l'analyse photométrique a été de construire une super-référence à partir de toutes les étoiles non variables du champ (voir par exemple Gelino *et al.* (2002)). Le flux de chacune des étoiles est divisé par le flux de cette super-référence pour corriger les variations dans la transmission atmosphérique. Cette approche donne des courbes de lumière avec une dispersion moyenne de 37 mmag point à point pour les étoiles dans l'intervalle de magnitude défini plus tôt. En divisant le flux de chacune des étoiles par la somme des flux des quatre étoiles les plus proches de celle-ci, on obtient une dispersion moyenne significativement plus petite, soit de 29 mmag. Cette différence vient probablement de ce que les plages uniformes faites sur le dôme présentent des gradients à basse fréquence spatiale qui introduisent des biais de l'ordre de la dizaine de mmag dans les données

de photométrie. La dernière approche a été utilisée dans l'analyse photométrique des données de CPAPIR au CTIO.

2.3.3 Contributions aux incertitudes photométriques

Étant donné qu'une détection de variabilité photométrique se fait en prenant le rapport entre deux mesures et en le comparant aux incertitudes associées, la détermination précise de ces incertitudes est aussi importante que les mesures elles-mêmes. Si l'incertitude est surestimée par rapport à sa valeur réelle, une variabilité réelle peut ne pas être détectée tandis que dans le cas où on sous-estime l'incertitude, on risque d'identifier une variabilité là où il n'y en a pas.

Le bruit de photons

Lors de la mesure du flux d'une source par photométrie d'ouverture, le flux est mesuré en prenant son intégrale dans une ouverture centrée sur l'étoile moins l'intégrale du flux dans un anneau de ciel entourant cette dernière. L'anneau de ciel a, en règle générale, une surface plus grande que celle de l'ouverture photométrique (2.6 fois plus dans le cas qui nous intéresse), son flux est donc pondéré par le rapport des surfaces. La détermination du flux moyen dans l'anneau de ciel et du flux total dans l'ouverture centrée sur l'étoile a une incertitude liée à la nature même de la lumière. Comme les électrons détectés suivent une statistique de Poisson, dans la limite où le nombre d'électrons est très grand ($N > 1000$), l'incertitude sur le nombre moyen d'électrons va comme \sqrt{N} . Pour nos observations, en considérant que nous avons un gain mesuré de $2 e^-$ par unité de conversion numérique, le fond de ciel mesuré dans nos images est de l'ordre de $1100 e^-/s/''$ en J et $4500 e^-/s/''$ en H . La PLMH du *seeing* typique de l'OMM est de $2''$ et nos ouvertures typiques ont $2.8''$ de diamètre. On a donc avec un temps d'intégration de 60 secondes une moyenne de $4 \times 10^5 e^-$ en bande J et de 1.4×10^6 pour la bande H dans l'ouverture photométrique. Pour la naine brune 2M1237 par exemple ($J = 16.05$ et $H = 15.74$), ce qui est typique des naines T que nous avons observées, on reçoit $1.4 \times 10^4 e^-$ pour une intégration d'une minute en bande J et $1.2 \times 10^4 e^-$ en bande H . On a donc

une incertitude statistique en bande J de $\sqrt{4 \times 10^5 + 1.2 \times 10^4} = 640 \text{ e}^-$ pour un signal de $1.4 \times 10^4 \text{ e}^-$, ce qui donne une incertitude relative de 45 mmag. En bande H on obtient une incertitude 84 mmag par image. Étant donné que l'anneau de ciel a une surface plus grande que l'ouverture de photométrie, l'incertitude relative sur la moyenne du fond de ciel déterminée par cet anneau est plus petite que celle due au fond de ciel à l'intérieur de l'ouverture centrée sur la source. Pour les étoiles de référence, de luminosité comparable ou plus brillantes que les naines T, l'incertitude liée à la statistique poissonienne dans le comptage des électrons est comparable ou inférieure à celles déterminées plus tôt pour la naine brune. Comme le bruit de photons n'est pas corrélé d'une image à l'autre, sa contribution décroît comme la racine carrée du nombre d'images. Dans le cas où l'on combine les données de photométrie de 20 images consécutives, la contribution du bruit de photons pour la moyenne des mesures sera inférieure à environ 10 mmag en bande J et de l'ordre de 19 mmag en bande H .

Le bruit de lecture

La caméra MONICA a un bruit de lecture de 30 e^- par pixel, ce bruit ajoute une incertitude à nos observations photométriques. Une ouverture de $2.8''$ a une surface de 38 pixels, ce qui donne un bruit de lecture de 185 e^- . Considérant que pour un temps d'intégration de 1 minute on a un signal de $1.4 \times 10^4 \text{ e}^-$ en bande J et $1.2 \times 10^4 \text{ e}^-$ en bande H , la contribution du bruit de lecture à l'incertitude photométrique est de 13 mmag en J et 15 mmag en H . Tout comme pour le bruit de photons, le bruit de lecture n'est pas corrélé d'une pose à l'autre et sa contribution décroît comme la racine carrée du nombre d'images. Dans le cas où l'on combine les données de photométrie sur 20 minutes, la contribution du bruit de lecture est de ~ 3 mmag en J et en H .

Plages uniformes

Les plages uniformes permettent de calibrer la réponse des pixels et les gradients dans la transmission de la caméra en observant une source uniforme. Certains facteurs

peuvent dégrader la qualité d'une plage uniforme, comme un angle solide sur le ciel par pixel qui varie à travers le champ, de la lumière diffusée par des poussières dans l'optique ou une différence entre le spectre de la source uniforme et celui de l'objet d'intérêt. Si les plages uniformes ne sont pas parfaites, on sous-estimera le flux d'une source pour certaines régions de l'image et on le surestimera pour d'autres. Dans le cas où l'on ne déplace pas les sources sur le détecteur, les erreurs sur les plages uniformes n'auront pas d'impact sur une photométrie *différentielle*. Dans le cas qui nous intéresse, on déplace les sources sur une fraction importante du champ tout au long des observations. La différence des erreurs dans les plages uniformes entre les différentes positions d'une source viendra donc introduire une incertitude dans le flux mesuré. L'ordre de grandeur de cet effet peut être quantifié en mesurant comment varie le rapport de flux de 2 étoiles en fonction de leur position sur le détecteur. Nous avons déterminé l'amplitude de cet effet pour SD1254 en mesurant le rapport de flux de 3 paires d'étoiles de référence. Les données ont ensuite été subdivisées selon la position exacte des étoiles dans le champ et toutes les observations pour lesquelles une étoile se retrouve à moins de 30 pixels d'une position donnée ont été moyennées. On a ainsi créé 11 sous-ensembles regroupant un minimum de 10 observations. La différence typique entre la moyenne de ces sous-ensembles de toutes les données est de 4 à 6 mmag. Le sous-ensemble s'éloignant le plus de la moyenne globale diffère de 12 mmag. L'incertitude photométrique typique pour le rapport de flux de deux étoiles de référence est de 18 mmag par image, dans le cas où on combine 10 mesures on a donc une incertitude de l'ordre de 6 mmag sur la moyenne. Ainsi, nos mesures apportent uniquement une limite supérieure à l'incertitude due aux plages uniformes, soit au plus ~ 5 mmag.

La naine brune et les étoiles de référence n'ont bien sûr pas tout à fait la même distribution d'énergie à l'intérieur de la bande passante, ce qui pourrait bien sûr entraîner un biais supplémentaire dans les mesures photométriques. Le barycentre du flux émis en bande J par une naine T5 est d'ailleurs décalé de $\sim 0.02 \mu\text{m}$ ($\sim 0.04 \mu\text{m}$ en bande H) par rapport au centre de la bande photométrique. On peut se faire une idée de l'ordre de grandeur de l'incertitude due à la différence de couleur entre les étoiles, ayant un spectre à peu près plat, et la naine brune en regardant l'évolution chromatique des plages uniformes. Si on soustrait une plage uniforme prise en J

d'une plage uniforme prise en H , les résidus ont une amplitude RMS de 10 mmag. Si on suppose que l'évolution chromatique des résidus se fait de façon continue en longueur d'onde et sachant que les bandes J et H sont espacées de $0.35 \mu\text{m}$, on s'attend donc à avoir des effet de l'ordre ~ 1 mmag.

Évolution de la PLMH dans le champ

La fonction d'étalement de point (PSF) d'une étoile est la combinaison de plusieurs contributions. La plus importante contribution est celle du *seeing*, qui peut varier, dans le cas de nos données, de $1''$ à $3''$. Le *seeing* dépend des conditions de turbulence qui prévalent dans le dôme et dans l'atmosphère et ne devrait pas changer d'une source à l'autre dans le champ dans le cas où les poses durent plus de quelques secondes. Une autre contribution à la PLMH de la PSF vient de la qualité d'image intrinsèque de la caméra. Cette contribution est convoluée à celle du *seeing* et dégrade la qualité d'image d'une façon non uniforme dans le champ. Il est donc possible qu'avec une ouverture identique pour toutes les sources, la fraction du flux à l'intérieur de l'ouverture photométrique change avec la position de la source dans le champ. Si le *seeing* était constant dans le temps et que les sources ne bougeaient pas dans le champ, cette différence de flux à l'intérieur de l'anneau d'ouverture photométrique serait constante et ne poserait pas de problème. Cependant, comme le *seeing* évolue sur des échelles de temps allant de quelques dizaines de minutes à plusieurs jours et que l'on doit déplacer nos sources dans l'image pour la soustraction du ciel, l'évolution de la PLMH dans le champ apporte une contribution au bilan d'incertitude de nos observations. L'amplitude de cet effet est difficile à déterminer sans une connaissance exacte de la configuration optique au moment d'une observation, du décentrage de MONICA par rapport au télescope, d'un léger hors foyer, etc. Dans la mesure où l'ouverture est beaucoup plus grande que la PLMH et où tout le flux d'une étoile est inclus dans l'ouverture de photométrie, l'effet décrit ici ne sera pas présent.

Si on compare le rapport des flux de 2 étoiles mesuré avec des ouvertures différentes dans un ensemble de données où le *seeing* varie beaucoup, on devrait voir une évolution dans la différence des rapports de flux en fonction du *seeing*. On a analysé le

cas de SD1254, observée avec un *seeing* variant de 1.3'' à 3'' et avec des étoiles de référence distantes de la moitié du champ, pour rechercher un tel effet. La courbe de lumière pour SD1254 et ses étoiles de référence a été calculée pour des ouvertures de 1.4 PLMH et 2.4 PLMH, puis on a regardé toutes les combinaisons de paires d'étoiles de référence pour déterminer si dans certains cas il existe une dépendance dans le rapport des flux des 2 étoiles avec le *seeing*. On constate effectivement un légère dépendance du rapport des flux des paires d'étoiles de référence avec le *seeing*, l'amplitude maximale observée étant de 10 mmag. L'amplitude de l'effet quand on compare SD1254 à chacune des 3 étoiles de référence va de 3 à 6 mmag. Contrairement au bruit de photons et au bruit de lecture, l'incertitude photométrique créée par une évolution de la PLMH ne se moyenne *pas* comme la racine carrée du nombre de poses et dépend de l'évolution exacte du *seeing* et du déplacement des sources sur le détecteur. Étant donné que la distance entre les étoiles de référence du champ de SD1254 est typique de celle des autres naines T, on peut conclure que la contribution de la variation de la PLMH dans nos données est, au plus, à un niveau d'une dizaine de mmag et plus généralement d'environ 5 mmag.

Une variabilité des étoiles de référence

Dans notre analyse, nous supposons que les étoiles de référence ne sont pas variables. Toutes les étoiles sont bien sûr variables à un niveau donné, que ce soit à cause de l'évolution de la granulation, de la présence de taches, etc. Ce qui nous importe ici, c'est que les étoiles de référence soient variables à un niveau inférieur à celui des incertitudes citées plus tôt, soit à un niveau de moins de ~ 10 mmag.

Des mesures très précises de variabilité photométrique des étoiles de champ ont été faites par Everett & Howell (2001). Pour la quasi-totalité ($> 98\%$) des étoiles de champ avec $14 \leq V \leq 17$, la dispersion moyenne dans les courbes de lumière observées avec une résolution temporelle de 4.5 heures sur un intervalle de 5 nuits est inférieure à 10 mmag. Aux hautes latitudes galactiques, 95% des sources avec $J \leq 16$ ont une couleur $V - J$ comprise entre -3 et 0 (données 2MASS). Au premier ordre, nos étoiles de référence ont donc des magnitudes V qui tombent dans l'intervalle des sources observées par Everett & Howell (2001).

La plupart des mécanismes de variabilité pour les étoiles de types G et K sont plus marqués dans le visible que dans le proche infrarouge (taches stellaires, granulation, pulsations). On peut donc supposer que la limite de ~ 10 mmag tient pour des observations dans les bandes J et H pour des bases temporelles de l'ordre de quelques nuits. Étant donné que nos observations s'étalent sur plusieurs mois, on peut aussi s'inquiéter de la variabilité à long terme des étoiles de référence. Les observations de Kane *et al.* (2005) qui visent la découverte d'exoplanètes par transit permettent d'établir qu'environ 0.4% des étoiles de champ avec $V \leq 13.5$ présentent une variabilité photométrique de plus de 6 mmag sur des échelles de temps de 2 mois. Ces observations indiquent que la majorité de nos étoiles de référence sont probablement stables sur des échelles de temps allant de l'heure à l'année à un niveau de quelques mmag, ce qui ne fait pas de cette variabilité la source dominante d'incertitude dans nos courbes de lumière. De plus, la contribution de la variabilité des étoiles de champ est plus grande dans la courbe de lumière des étoiles de référence que des naines brunes. Effectivement, dans le cas où on a 2 étoiles dont la luminosité présente des fluctuations aléatoires avec une dispersion de 5 mmag, la dispersion de la courbe de lumière résultant du rapport de leurs flux sera de $5 \times \sqrt{2} = 7$ mmag, tandis que la dispersion de la moyenne de leurs luminosités, utilisée pour la calibration photométrique de la naine brune, sera de $\frac{5}{\sqrt{2}} = 3.5$ mmag.

2.4 Résultats

2.4.1 Courbes de lumière

OMM

Les figures 2.1 à 2.10 illustrent les courbes de lumière obtenues pour 10 naines T suivies à l'OMM à l'aide de la caméra MONICA dans les bandes J (toutes les naines T) et H (6 naines T). Les courbes de lumière illustrées ici mettent principalement en évidence les variabilités temporelles sur plusieurs nuits, et chacun des points correspond à la moyenne de 20 mesures individuelles après correction pour l'extinction différentielle (voir la section 2.4.2). On peut voir que les courbes de lumière de plu-

sieurs naines T, en particulier celles en bande J de SD1254 (figure 2.2), 2M2254 (figure 2.6) et 2M1237 (figures 2.2 et 2.8), présentent des modulations très importantes que l'on ne retrouve pas dans la courbe de lumière de l'étoile de référence. L'intervalle de temps couvert par les courbes de lumière va de 2 nuits dans le cas de SD0423 et SD1021 à plus d'un an dans le cas de SD1254, 2M1047, 2M2254, 2M1237 et 2M1217. Les barres d'erreur illustrées pour chacune des courbes de lumière correspondent à l'incertitude sur la moyenne des 20 mesures individuelles, nous reviendrons sur la détermination exacte de l'incertitude dans la section 2.4.3.

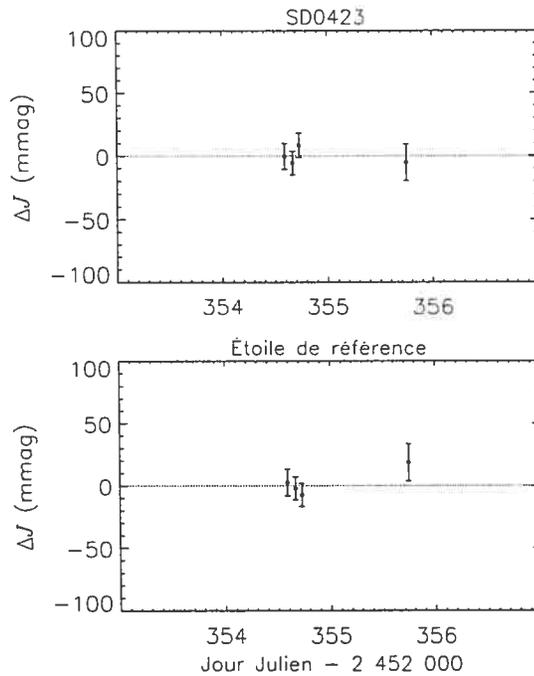


Figure 2.1: Courbes de lumière de SD0423 (panneau du haut) et courbe de référence (panneau du bas) en bande J obtenues lors des observations effectuées avec MONICA à l'OMM.

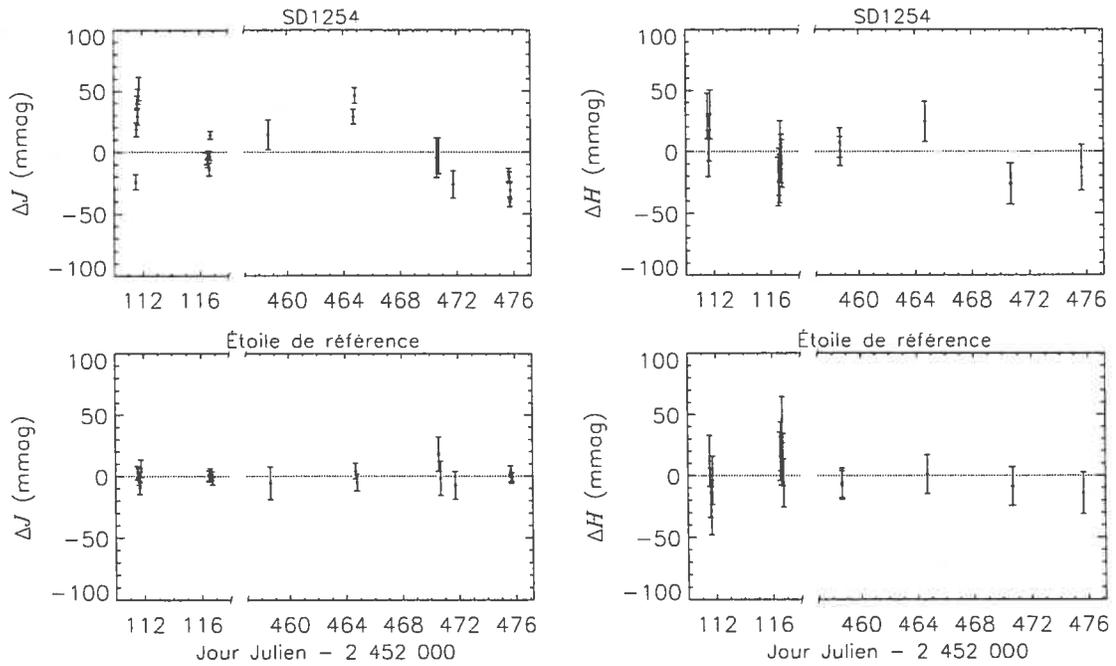


Figure 2.2: Courbe de lumière de SD1254 (panneaux du haut) et courbe de référence (panneaux du bas) en bande J (panneaux de gauche) et H (panneaux de droite) obtenues lors des observations effectuées avec MONICA à l'OMM.

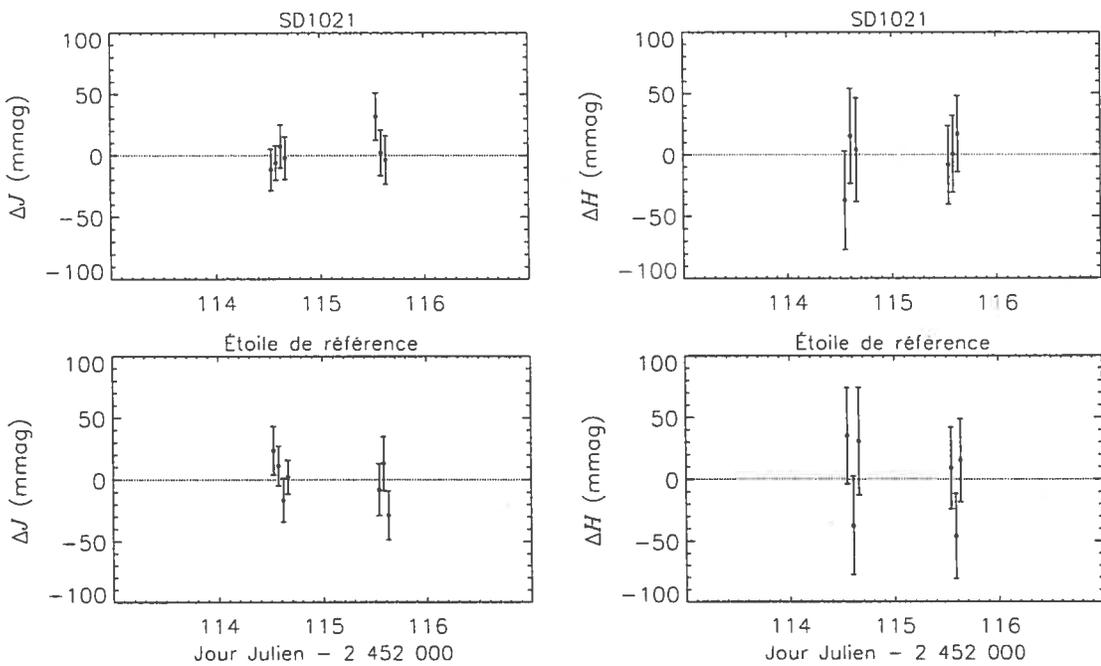


Figure 2.3: Courbes de lumière pour SD1021, voir la légende de la figure 2.2.

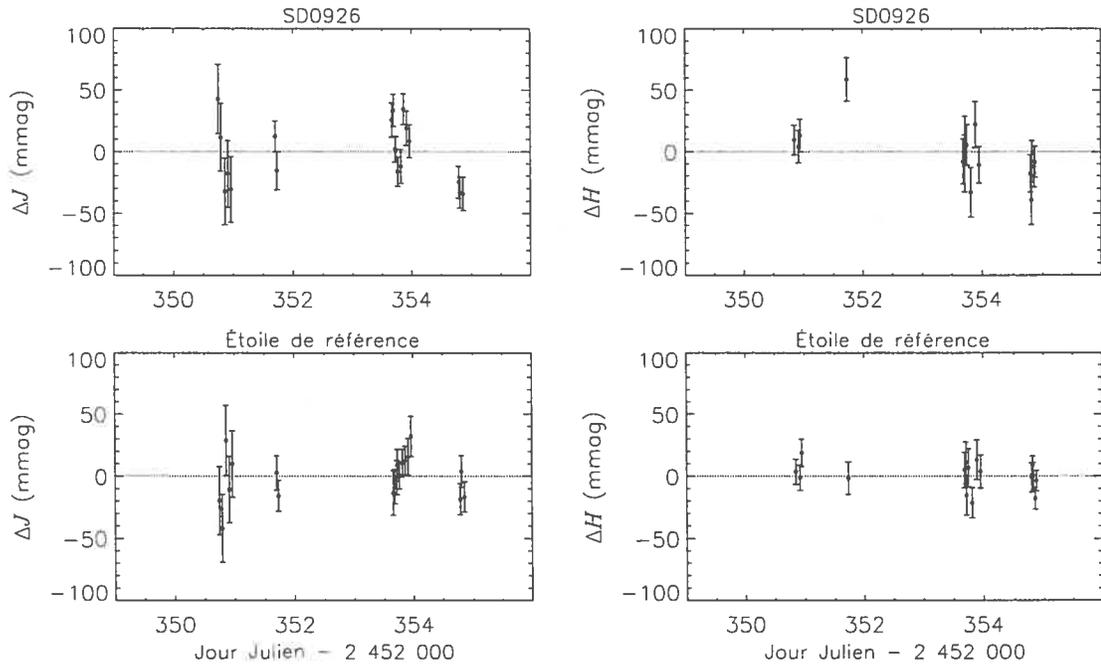


Figure 2.4: Courbes de lumière pour SD0926, voir la légende de la figure 2.2.

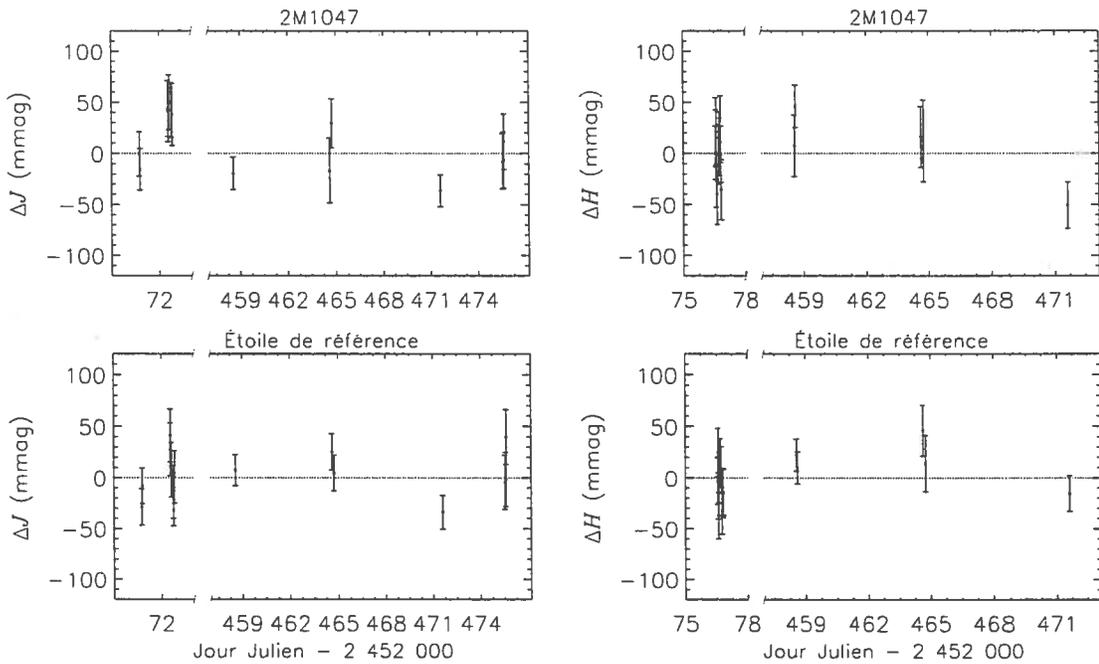


Figure 2.5: Courbes de lumière pour 2M1047, voir la légende de la figure 2.2.

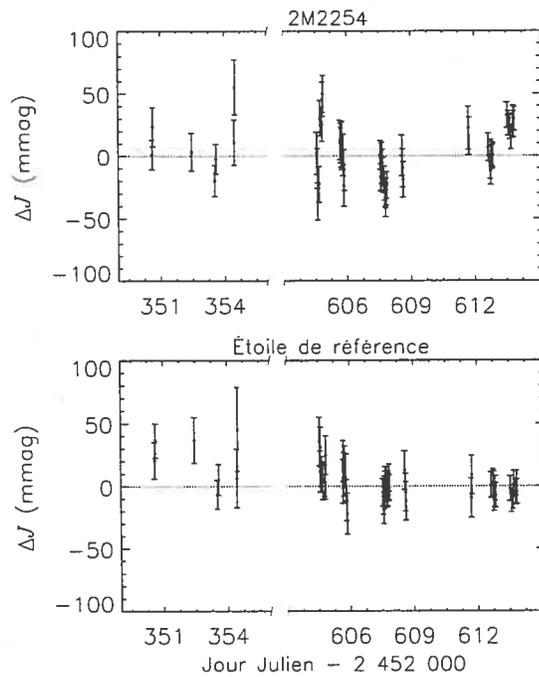


Figure 2.6: Courbe de lumière de 2M2254 (panneau du haut) et courbe de référence (panneau du bas) en bande J obtenues lors des observations effectuées avec MONICA à l'OMM.

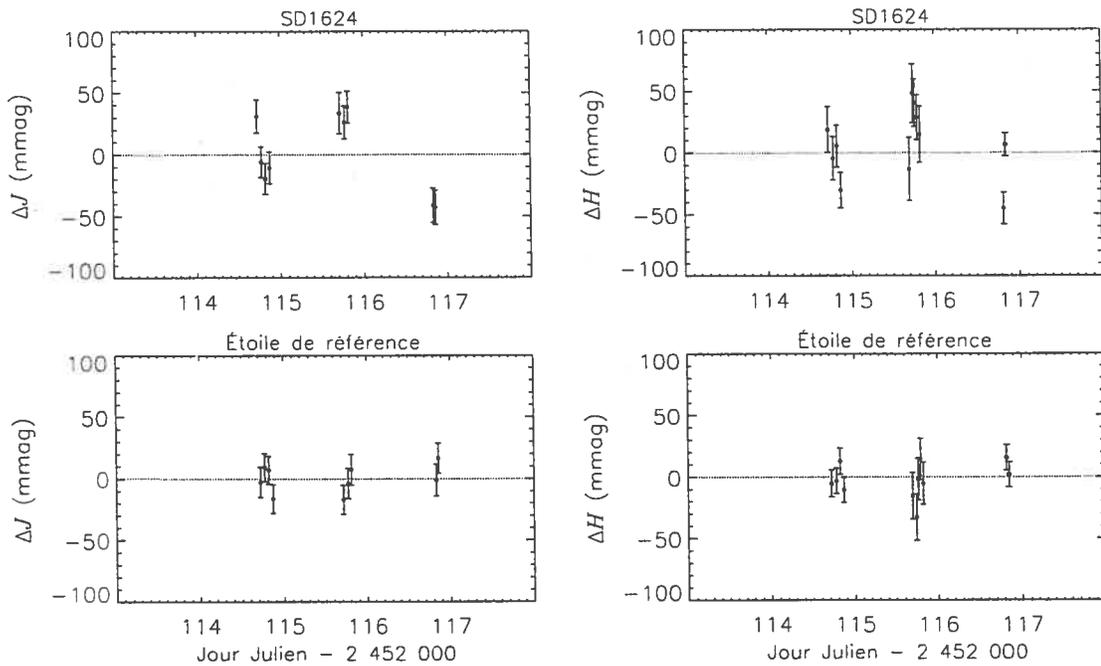


Figure 2.7: Courbes de lumière pour SD1624, voir la légende de la figure 2.2.

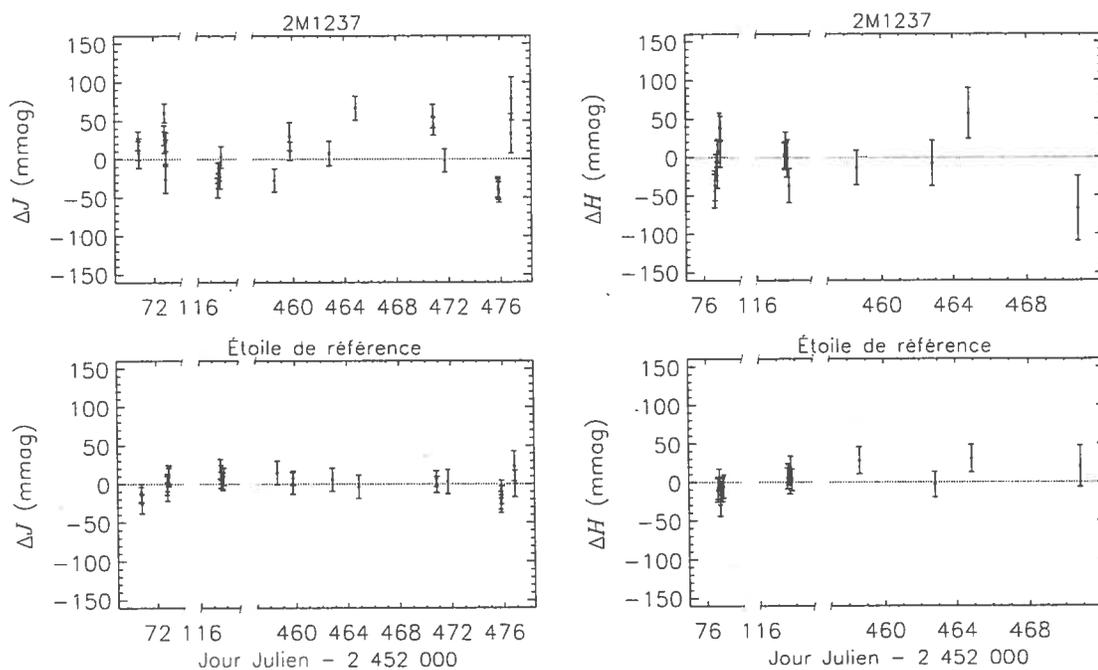


Figure 2.8: Courbes de lumière pour 2M1237, voir la légende de la figure 2.2.

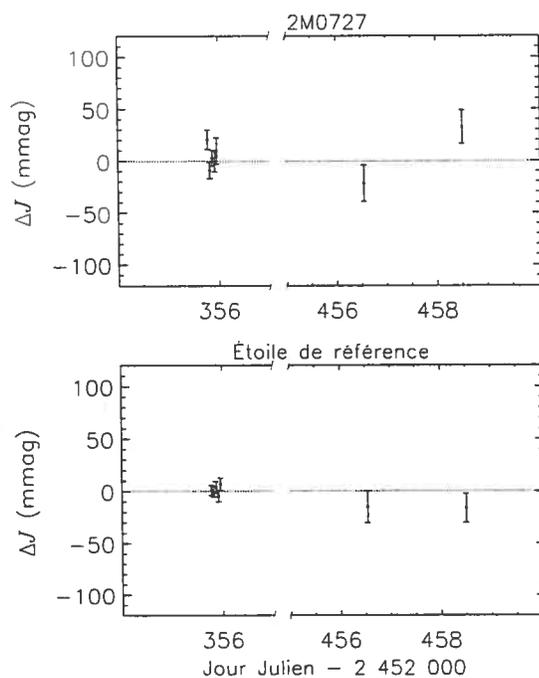


Figure 2.9: Courbes de lumière pour 2M0727, voir la légende de la figure 2.1.

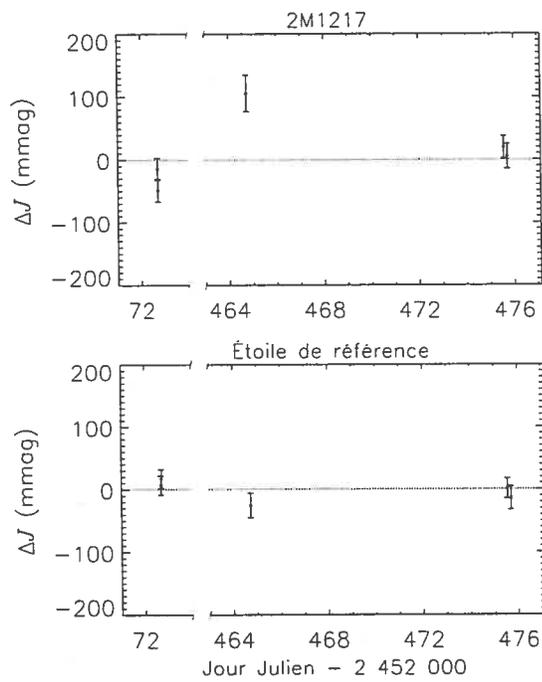


Figure 2.10: Courbes de lumière pour 2M1217, voir la légende de la figure 2.1.

CTIO

Le signal sur bruit élevé dans les données obtenues avec CPAPIR au *CTIO* pour la naine T2 SD1254 permettent la recherche de variabilité temporelle sur de courtes périodes de temps. La courbe de lumière obtenue est illustrée par la figure 2.11. La résolution temporelle de cette courbe de lumière est de 4 minutes. Les incertitudes sont estimées à partir de la dispersion point à point dans la courbe de lumière initiale. La courbe de lumière pour la grande majorité des étoiles du champ présente la même dispersion que celle de SD1254. La section 2.4.3 présente une analyse de cette courbe de lumière.

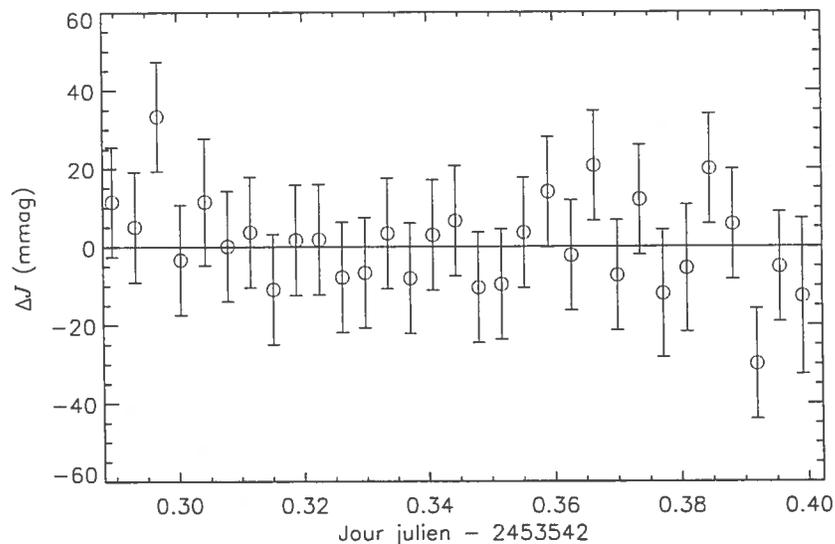


Figure 2.11: Courbe de lumière de SD1254 en bande *J*, observations avec CPAPIR.

2.4.2 Correction des effets systématiques dus à l'extinction tellurique différentielle

Le biais le plus probable dans les observations photométriques effectuées à l'aide de la caméra MONICA est celui dû à l'extinction tellurique différentielle. Les naines

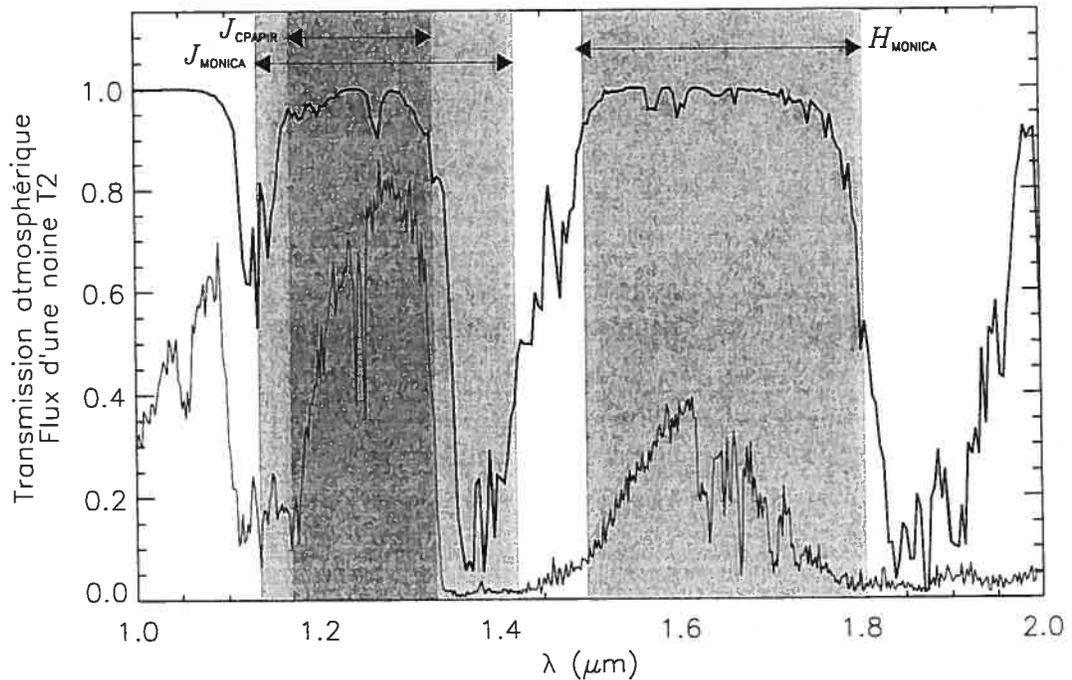


Figure 2.12: Bandes passantes des filtres J_{MONICA} , J_{CPAPIR} et H par rapport au spectre d'absorption tellurique et au spectre d'une naine T4. L'absorption tellurique (trait épais) est celle observée pour une colonne d'eau de 3 mm et une masse d'air de 1.5. Le spectre de naine T est un spectre théorique pour une température de 1100 K (Allard *et al.*, 2001).

T observées n'ont pas la même distribution d'énergie à l'intérieur des bandes photométriques que les étoiles de référence. Les étoiles ont en général une distribution d'énergie à l'intérieur des bandes J et H qui est à peu près plate, tandis que les naines T présentent des structures spectroscopiques importantes. Par exemple, à l'intérieur de la bande J utilisée dans MONICA ($\lambda = 1.134 \mu\text{m}$ à $1.420 \mu\text{m}$), le spectre des naines T présente, entre autres, une forte absorption due à l'eau à partir de $1.35 \mu\text{m}$ (voir la figure 2.12).

L'atmosphère terrestre présente aussi une forte absorption due à l'eau dans cette région. Si la colonne d'eau précipitable varie au cours des observations, l'extinction résultante moyennée sur la bande passante sera différente pour les naines T et pour les étoiles de calibration. Ainsi, l'augmentation de l'absorption tellurique due à la

colonne d'eau affectera moins une naine T qu'une étoile dont le spectre est continu parce que la fraction du flux émise en bande J par la naine T dans la région du spectre de forte absorption tellurique est plus petite que celle émise par l'étoile. La naine T paraîtra comparativement plus brillante lorsqu'il y a une forte absorption dans les bandes d'eau et vice-versa.

Bailer-Jones & Lamm (2003) mentionnent la possibilité que la photométrie résolue dans le temps de naines L et T soit affectée par l'extinction tellurique différentielle mais ne peuvent en quantifier l'importance faute de données sur la colonne d'eau précipitable pendant leurs observations. Dans le cadre de nos observations, des données d'archives météorologiques sur les valeurs du point de rosée pour des stations météorologiques voisines de l'OMM permettent de déduire la colonne d'eau au-dessus de l'observatoire pour chacune de nos observations. Cette analyse n'a été faite que pour les données obtenues à l'OMM, les données prises au CTIO devraient être beaucoup moins sensibles à l'évolution de la colonne d'eau précipitable car, comme on le verra à la figure 2.17, le filtre utilisé dans CPAPIR ne recouvre presque pas les bandes d'absorption tellurique.

Les 4 stations météorologiques les plus près de l'OMM (voir le diagramme 2.13) sont celles gérées par l'Organisation météorologique mondiale (WMO) à Beauceville (WMO 71323), Sherbrooke (WMO 71610), Lennoxville (WMO 71611) et à l'aéroport municipal de Berlin (WMO 72616) au New Hampshire. Les valeurs mesurées du point de rosée pour ces différentes stations sont très bien corrélées. Par exemple, les valeurs mesurées de point de rosée dans les deux stations les plus éloignées l'une de l'autre (WMO 72616 et WMO 71323) présentent un coefficient de corrélation de 0.97 et la déviation standard moyenne de la différence des valeurs de point de rosée observées entre ces deux stations est de 3.0°C . Les données pour les deux stations les plus rapprochées l'une de l'autre (WMO 71610 et WMO 71611) présentent une corrélation de 0.995 et une déviation standard de 1.2°C des différences des points de rosée.

La conversion entre la valeur du point rosée et la colonne d'eau est effectuée à partir

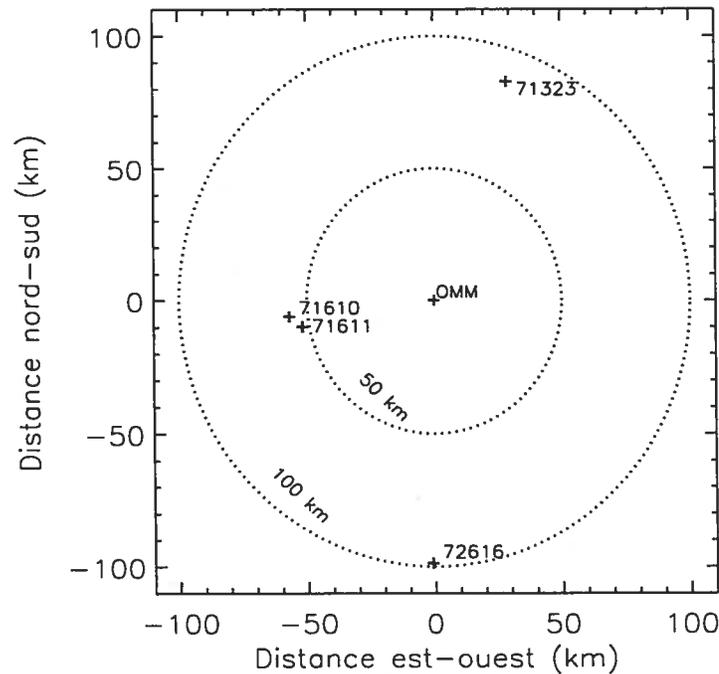


Figure 2.13: Stations météorologiques utilisées pour déterminer la colonne d'eau au-dessus de l'OMM. Dans l'analyse, on a utilisé les mesures de toutes les stations situées à moins de 100 km de l'OMM.

des relations suivantes :

$$p_0 = p_{station} e^{-\frac{h_{station}}{2km}}, p_{obs} = p_0 e^{\frac{h_{obs}}{2km}}, C_{H_2O} = 2.1 p_{obs} 10^{\frac{h_{obs}}{22km}},$$

où C_{H_2O} est la colonne d'eau exprimée en mm, $h_{station}$ est l'altitude de la station météorologique, h_{obs} est l'altitude de l'observatoire (ici 1.11 km), p_h est la pression de vapeur de l'eau à une altitude donnée exprimée en millimètres de mercure. La pression de vapeur d'eau est obtenue directement à partir du point de rosée en interpolant la table donnée au §52 de Cox (2000).

À partir des valeurs de colonne d'eau précipitable déterminées pour chacune des stations WMO (voir la colonne C_{H_2O} dans le tableau 2.2), de spectres d'absorption théoriques et d'un spectre théorique de naine brune, nous pouvons déterminer la transmission atmosphérique moyenne en bande J et H pour une naine brune et pour une source dont la distribution d'énergie est plate. Le spectre d'extinction tel-

lurique utilisé est celui donné sur le site web de l'Observatoire Gemini¹ ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 1500$) et le spectre de naine brune est un spectre de type *condensed* Allard *et al.* (2001), représentant une atmosphère où la poussière a entièrement disparu sous la photosphère, à 1100 K à une résolution $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 7500$. À partir de la différence de transmission pour les naines T et les étoiles de référence, l'erreur introduite dans la mesure du flux due à la différence d'extinction entre la naine T et la source de référence a pu être déterminée. Ce *biais photométrique* est défini comme :

$$B = \frac{t_{NB}}{t_{\star}} - 1,$$

où B est le biais photométrique, t_{NB} est la transmission moyenne pour la naine brune et t_{\star} pour l'étoile de calibration. On détermine la transmission moyenne pour la naine brune et l'étoile de référence par les relations suivantes :

$$t_{NB} = \frac{\int f_{NB} t_{\oplus} d\lambda}{\int f_{NB} d\lambda} \text{ et } t_{\star} = \frac{\int f_{\star} t_{\oplus} d\lambda}{\int f_{\star} d\lambda},$$

où t_{\oplus} est la transmission de l'atmosphère terrestre, f_{NB} et f_{\star} sont la distribution d'énergie pour la naine brune et l'étoile de calibration. La transmission tellurique pour une colonne d'eau précipitable donnée est estimée à partir d'un spectre théorique d'absorption pour une masse d'air de 1.5 et une colonne d'eau précipitable de 3 mm. L'extinction à des colonnes d'eau différentes de 3 mm est estimée approximativement :

$$t_{\oplus Xmm} = t_{\oplus 3mm}^{\frac{Xmm}{3mm}}.$$

Deux effets différents empêchent cependant de déterminer précisément la valeur de t_{NB} pour un ensemble de colonnes d'eau. Tout comme pour une colonne d'eau donnée, la structure exacte du spectre d'absorption et du spectre de la naine brune à l'intérieur des éléments de résolution est inconnue et empêche une détermination précise de t_{NB} . Deuxièmement, l'extrapolation du spectre d'absorption à des colonnes d'eau différentes par l'élévation du spectre d'absorption à un exposant donné ne fonctionne que dans le cas où on a un spectre à une résolution supérieure à la largeur intrinsèque des raies d'absorption tellurique (voir l'illustration 2.14).

¹www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/ocTransSpectra.html

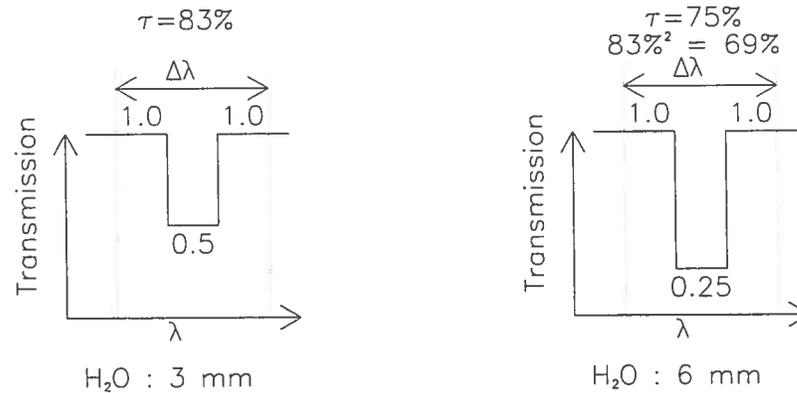


Figure 2.14: Effet de la résolution finie d'un spectre sur l'extrapolation de l'extinction dans une bande photométrique.

La figure 2.14 illustre cet effet dû à la résolution finie. La transmission moyenne est de 83% pour une colonne d'eau précipitable de 3 mm dans l'élément de résolution considéré. Si on calcule l'extinction pour une colonne d'eau de 6 mm sans avoir l'information à l'intérieur de l'élément de résolution de largeur $\Delta\lambda$, on obtient $83\%^2 = 69\%$ tandis que la transmission moyenne réelle à 6 mm d'eau précipitable si on tient compte de toute l'information spectrale est de 75%.

On peut constater cet effet du manque de résolution en extrapolant l'extinction à des valeurs pour lesquelles des spectres d'extinction théoriques existent (de 1 mm à 6 mm d'eau précipitable²). Le rapport t_{NB}/t_* augmente bien avec la colonne d'eau, mais à un taux 0.64 fois celui calculé à partir du spectre d'absorption à une colonne d'eau de 3 mm. Notre calcul surestime donc l'effet de l'extinction différentielle, et le facteur 0.64 dépend de la résolution des spectres. On doit donc déterminer de façon empirique la correction à apporter pour l'extinction différentielle.

Pour établir l'amplitude de l'effet dû à l'extinction différentielle, nous avons d'abord compilé, pour chacun des objets suivis dans notre relevé, la variation du biais photométrique calculé pour un point de photométrie donné par rapport au biais moyen pour l'ensemble des observations de cet objet. Cette variation du biais prédit est

²www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/ocTransSpectra.html

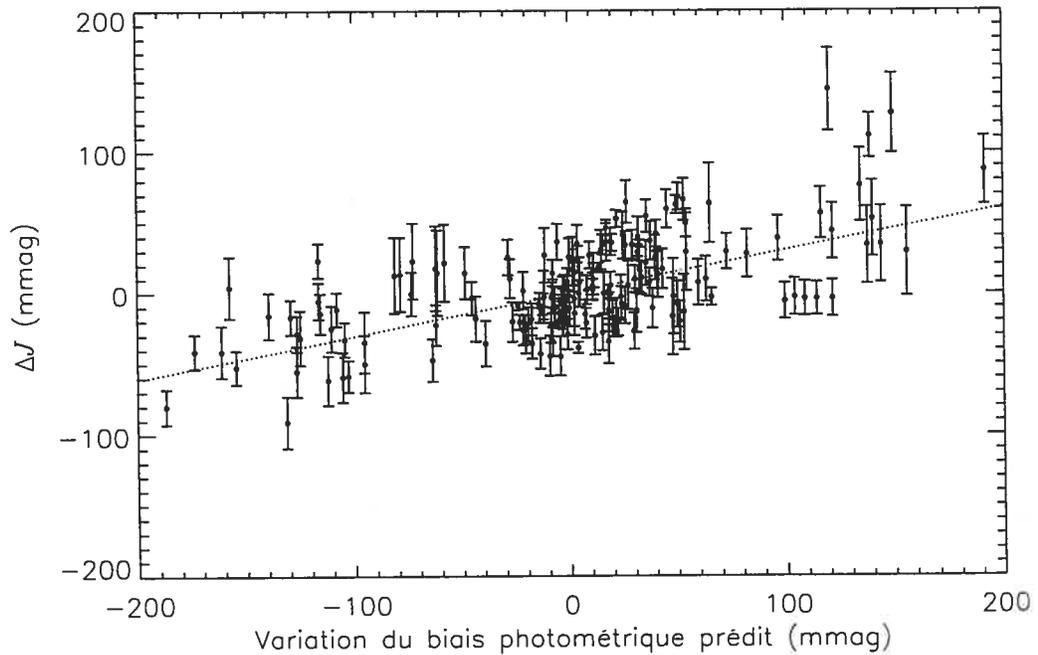


Figure 2.15: Variabilité en bande J des naines T en fonction de la variation du biais photométrique. La droite a une pente de 0.32.

ensuite comparée à la variation du rapport du flux de la naine brune divisé par le flux de l'étoile de référence (voir la figure 2.15). Étant donné le grand nombre de nuits et d'objets observés, on fait l'hypothèse que les variabilités intrinsèques aux naines brunes vont se moyennner et qu'elles ne biaiseront pas notre calcul. Si le calcul de biais photométrique est juste, on s'attend à une dépendance linéaire avec une pente de 1 entre la variation du biais calculé et la variation de la luminosité de la naine brune par rapport à son étoile de référence. Comme nous l'avons dit plus tôt, on s'attend en fait à ce que cette pente soit inférieure à 1 parce que notre calcul du biais photométrique surestime la valeur réelle. Effectivement, une régression linéaire robuste entre les valeurs de différence de biais photométrique et les variabilités observées du flux de la naine brune donne une pente de 0.32, illustrée par une ligne en pointillés à la figure 2.15.

La figure 2.16 illustre le biais photométrique déterminé empiriquement et la variabilité en bande J de 2 naines T variables (2M2254 et 2M1237) en fonction de la

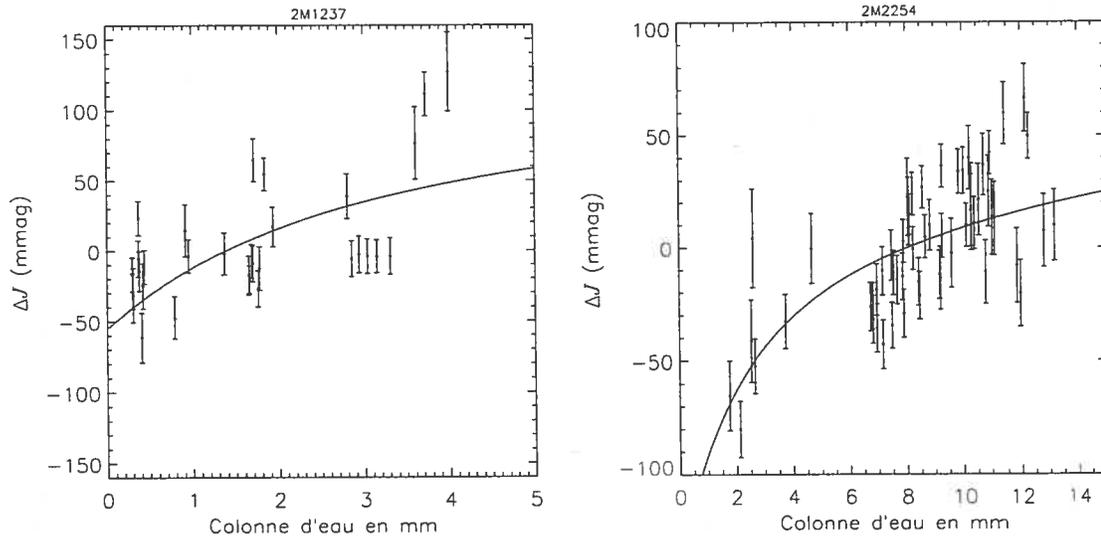


Figure 2.16: Variabilité de 2M1237 et 2M2254 en bande J en fonction de la colonne d'eau précipitable. Les courbes donnent la variation photométrique apparente attendue pour une naine T due à l'absorption tellurique différentielle telle que déterminée par les données illustrées à la figure 2.15.

colonne d'eau. On voit que l'enveloppe des points suit le biais photométrique tel que déterminé mais que la dispersion des points autour de cette courbe est importante.

La figure 2.17 donne le biais photométrique déterminé expérimentalement pour le filtre J utilisé dans la caméra MONICA ainsi que le biais photométrique prédit pour le filtre H utilisé dans MONICA et le filtre J utilisé dans CPAPIR. On suppose que la valeur de 0.32 déterminée avec les données illustrées par la figure 2.15 vaut pour toutes ces bandes. La valeur du biais photométrique a été calculée pour des spectres théoriques de naines T2 et T6 et ne varie presque pas en fonction du sous-type. Cette correction est de l'ordre de quelques dizaines de mmag pour la plupart des objets.

2M2254 est la naine T dont les observations s'étalent sur le plus grand intervalle de colonne d'eau et l'amplitude totale de la correction appliquée est de 90 mmag. Dans ce cas, on constate cependant que cet objet présente une forte variabilité pendant les observations autour de $JJ = 2\ 452\ 505$ qui, comme on peut le voir dans le tableau 2.2, ont toutes été faites à des colonnes d'eau précipitable semblables. La figure 2.17 donne l'amplitude du biais photométrique pour différents filtres en

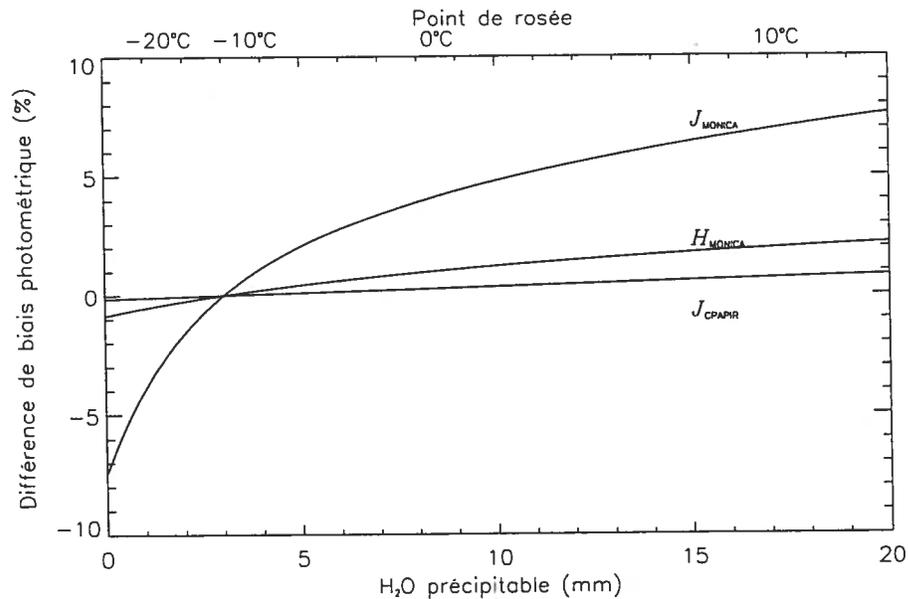


Figure 2.17: Biais photométrique dû à l'extinction tellurique différentielle pour trois filtres photométriques lors de l'observation d'une naine T6 à une masse d'air de 1.5. Ici le biais photométrique est celui extrapolé à partir des spectres d'absorption tellurique puis pondéré par un facteur 0.32 déterminé expérimentalement (voir la figure 2.15). Le biais à une colonne d'eau précipitable de 3 mm est fixé à 0. La bande passante effective du filtre J utilisé dans la caméra MONICA ($1.134 \mu\text{m}$ à $1.420 \mu\text{m}$) est sensible à la colonne d'eau, le filtre H ($1.497 \mu\text{m}$ à $1.806 \mu\text{m}$) utilisé dans MONICA y est moins sensible et le filtre J utilisé dans CPAPIR ($1.17 \mu\text{m}$ à $1.33 \mu\text{m}$) est presque insensible à la colonne d'eau.

fonction de la colonne d'eau précipitable. Ce n'est pas l'amplitude de ce biais qui pose problème dans la recherche de variabilité mais bien la différence de biais entre deux observations. Par exemple, si la colonne d'eau précipitable passe de 3 mm à 12 mm, on aura une différence de biais de 5% pour des observations faites avec le filtre J_{MONICA} .

Dans l'analyse qui suit, une correction est donc faite pour l'absorption tellurique différentielle. Pour chacun des points de photométrie on soustrait la contribution de cet effet calculée à partir de la colonne d'eau déduite des données d'archives météorologiques, de la masse d'air au moment de l'observation et du facteur empirique déterminé plus tôt.

2.4.3 Analyse de variabilité

Dans la section précédente, on a vu que plusieurs courbes de lumière montrent des modulations importantes. En particulier, la dispersion de la courbe de lumière de SD1254, 2M2254 et 2M1237 est bien plus grande que celle de leurs étoiles de référence. On veut cependant aller au-delà d'un simple examen qualitatif des courbes de lumière et déterminer quelles naines T présentent une variabilité significative, à quel niveau de confiance celle-ci se situe et quelles sont les échelles de temps en jeu. De plus, pour les objets qui ne sont pas détectés comme variables, on veut poser une limite supérieure sur leur variabilité.

Détermination de l'incertitude photométrique

Comme nous l'avons mentionné plus tôt, la détermination de l'incertitude des observations est une étape cruciale dans l'étude de la variabilité temporelle. Les courbes de lumière que nous analyserons sont faites à partir de la combinaison de 20 points individuels. La dispersion de ces points permet d'établir un premier estimé de l'incertitude photométrique :

$$\sigma_m = \sum \sqrt{\frac{(p_i - \bar{p})^2}{N - 1}},$$

où p_i est la $i^{\text{ème}}$ des mesures individuelles du flux combinées dans la mesure moyenne, N est le nombre de points combinés et \bar{p} est la moyenne des N points. Ce calcul est fait pour l'étoile de référence (σ_{m*}) et pour la naines brune (σ_{mNB}). Cette première mesure de l'incertitude ne tient compte que des contributions au bilan d'incertitude qui ont un temps caractéristique inférieur à quelques dizaines de minutes et néglige, par exemple, de lentes variations du *seeing* au cours de la nuit.

On introduit donc une deuxième contribution au bilan d'incertitude, σ_N , qui tient compte des incertitudes sur des échelles de temps comprises entre la durée de la séquence moyennée en un point de photométrie (~ 20 à ~ 40 minutes selon le mode d'observation) et la durée totale d'une séquence d'observations, soit jusqu'à 8 heures. La valeur de σ_N est définie comme étant :

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_{n*}^2 - \bar{\sigma}_{m*}^2},$$

où $\sigma_{n\star}$ est la dispersion de la courbe de lumière de l'étoile de référence à l'intérieur de la nuit en question et $\sigma_{m\star}$ est l'incertitude sur la moyenne de chacun des points de photométrie pour cette même étoile. La valeur σ_N est déterminée à partir de la courbe de lumière de l'étoile de référence mais on suppose que cette même valeur s'applique à la courbe de lumière de la naine brune. Cette supposition est justifiée par le fait que toutes les contributions au bilan d'incertitude qui se manifestent sur des temps au-delà de l'heure sont indépendantes de la luminosité de l'objet étudié. Dans l'analyse de variabilité à l'intérieur d'une nuit, c'est donc l'incertitude

$$\sigma_{tNB} = \sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_{mNB}^2}$$

qui est utilisée comme incertitude sur le flux de la naine brune.

Une troisième contribution à l'incertitude sur les courbes de lumière, σ_g , est ajoutée pour tenir compte des incertitudes qui s'échelonnent sur plusieurs nuits. La valeur de σ_g est définie comme étant :

$$\sigma_g = \sqrt{\sigma_\star^2 - \sigma_N^2 - \overline{\sigma_{m\star}^2}},$$

où σ_\star est la dispersion de la courbe de lumière de l'étoile de référence pour l'ensemble des données et $\sigma_{m\star}$ est l'incertitude sur la moyenne de chacun des points de photométrie. Dans l'analyse de variabilité sur l'ensemble de la période couverte, c'est l'incertitude

$$\sigma_{tBD} = \sqrt{\sigma_g^2 + \sigma_N^2 + \sigma_m^2}$$

qui est utilisée comme incertitude sur le flux de la naine brune. L'histogramme des valeurs de σ_N et σ_g est donné à la figure 2.18. Comme on peut le voir ces valeurs sont inférieures à 15 mmag pour la majorité des observations.

L'approche retenue ici donne une limite supérieure à la valeur σ_{tBD} , autant pour la recherche de variabilité sur des échelles de temps de quelques heures que pour l'ensemble de la courbe de lumière. Effectivement, pour certaines courbes de lumière, la moyenne des $\sigma_{m\star}$ est très légèrement supérieure (au maximum quelques mmag) à la valeur de $\sigma_{n\star}$, ce qui indique que l'incertitude déterminée à partir de la dispersion sur une vingtaine de points de photométrie est supérieure à la dispersion réelle de

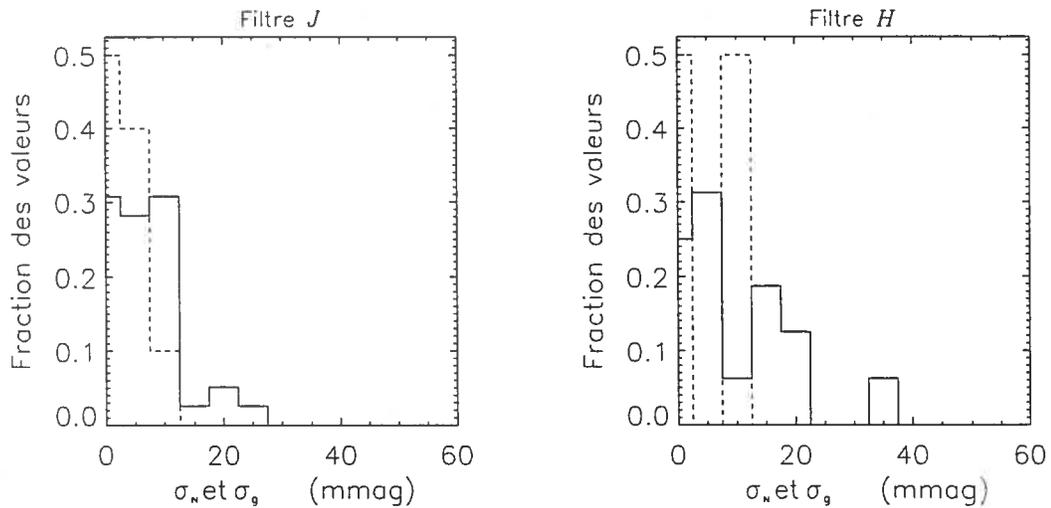


Figure 2.18: Distribution des valeurs de σ_N (lignes continues) et σ_g (lignes en tirets) pour les observations en bande J (panneau de gauche) et H (panneau de droite).

points de photométrie pour l'étoile de référence. On peut bien sûr penser que cette légère surévaluation de l'erreur se retrouve aussi dans les données de naines brune. Une telle surévaluation de l'incertitude a pour effet de faire paraître comme non-variables des naines brunes qui le sont mais ne peut pas créer une fausse détection de variabilité. Le nombre de naines brunes détectées comme variable doit donc être vu comme une limite inférieure sur l'incidence de variabilité. En pratique, on constate cependant que les naines brunes observées ont une variabilité photométrique beaucoup plus grandes (plusieurs dizaines de mmag par rapport à ~ 1 mmag) que la différence entre σ_{m^*} et σ_{n^*} , ce qui indique que cette sur-évaluation n'a, en pratique, aucun effet majeur sur nos résultats.

Tests de variabilité des données MONICA à l'OMM

Le test de χ^2 se prête bien à une analyse de variabilité car il permet de vérifier si la dispersion d'une courbe de lumière concorde avec les incertitudes photomé-

triques. L'hypothèse nulle de ce test est que le niveau de variabilité est inférieur à l'incertitude. Dans le calcul du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{\Delta_m}{\sigma_{tNB}} \right)^2,$$

Δ_m est la différence entre chacun des points de la courbe de lumière par rapport à la magnitude moyenne et σ_{tNB} est l'incertitude associée à chacun de ces points.

On utilise une fonction IDL pour déterminer la probabilité (p) que la dispersion des données concorde avec les incertitudes. On tient compte dans la valeur du χ^2 et du nombre de degrés de liberté, ici $M - 1$, où M est le nombre de mesures dans la courbe de lumière.

Variabilité sur des échelles de quelques heures

Nous avons tout d'abord fait une recherche de variabilité sur des échelles de temps inférieures à la nuit. Une analyse de χ^2 a d'abord été faite sur toutes les courbes de lumière pour lesquelles nous avons 6 points de photométrie et à l'intérieur d'une seule nuit, soit l'équivalent de 2 heures pour des observations dans une seule bande ou de 4 heures pour des observations intercalées en J et H . Cette analyse vise à déterminer si certaines naines brunes présentent une variabilité significative sur des échelles de temps comprises entre 20 minutes et quelques heures. Les résultats de cette analyse de variabilité sont compilés dans le tableau 2.3.

Trois des cinq naines T suivies pendant plus de 2 heures consécutives présentent des variabilités à l'intérieur d'une nuit. Les deux courbes de lumière de la figure 2.19 montrent des exemples où la détection d'une variabilité est due à une évolution du flux sur quelques heures. Dans d'autres cas de détection d'une variabilité à l'intérieur d'une nuit (voir la figure 2.20), la variabilité n'est pas évidente lors d'un examen de la courbe de lumière même si une tendance générale est visible. De façon générale, les variabilités significatives détectées sur des échelles de quelques heures correspondent à un changement graduel du flux de l'ordre d'une dizaine de mmag par heure.

Table 2.3: Compilation des probabilités des variabilité observées sur une seule nuit.

Objet	filtre	¹ JJ	² <i>p</i>	³ σ	⁴ <i>p</i> _{H₂O}	⁵ σ _{H₂O}	⁶ σ_*	⁷ <i>M</i>
SD1254	<i>J</i>	2011	$<1 \times 10^{-8}$	24	$<1 \times 10^{-8}$	28	5	6
SD1254	<i>J</i>	2016	$<1 \times 10^{-8}$	14	1.0×10^{-6}	9	3	6
SD1254	<i>H</i>	2016	0.821	11	0.814	11	17	6
2M2254	<i>J</i>	2504	$<1 \times 10^{-8}$	31	$<1 \times 10^{-8}$	32	13	8
2M2254	<i>J</i>	2505	0.710	11	0.488	13	15	7
2M2254	<i>J</i>	2507	1.2×10^{-7}	14	2.0×10^{-4}	11	7	15
2M2254	<i>J</i>	2512	0.007	9	0.309	6	5	8
2M2254	<i>J</i>	2513	$<1 \times 10^{-8}$	11	0.006	6	5	8
SD0926	<i>J</i>	2253	0.008	21	0.024	19	14	9
SD0926	<i>H</i>	2253	0.527	18	0.526	18	13	7
2M1047	<i>J</i>	1972	1.000	4	1.000	4	24	6
2M1047	<i>H</i>	1976	0.725	22	0.724	22	19	11
2M1237	<i>J</i>	1972	3.1×10^{-6}	28	1.5×10^{-6}	28	9	6
2M1237	<i>J</i>	2017	0.015	14	0.063	12	6	7
2M1237	<i>H</i>	1976	3.3×10^{-5}	30	3.7×10^{-5}	29	9	9
2M1237	<i>H</i>	2017	0.100	18	0.092	18	7	6

¹JJ, jour julien moins 2 450 000.

²*p* Probabilité que la dispersion dans la courbe de lumière de la naine brune, avant la correction des effets d'absorption tellurique, soit compatible avec les incertitudes.

³ σ Dispersion de la courbe de lumière de la naine brune avant la correction des effets d'absorption tellurique exprimée en mmag.

⁴*p*_{H₂O} Probabilité que la dispersion dans la courbe de lumière de la naine brune, après la correction des effets d'absorption tellurique, soit compatible avec les incertitudes.

⁵ σ _{H₂O} Dispersion de la courbe de lumière de la naine après la correction des effets d'absorption tellurique exprimée en mmag.

⁶ σ_* Dispersion de la courbe de lumière de l'étoile de référence exprimée en mmag.

⁷*M* Nombre de points dans la courbe de lumière.

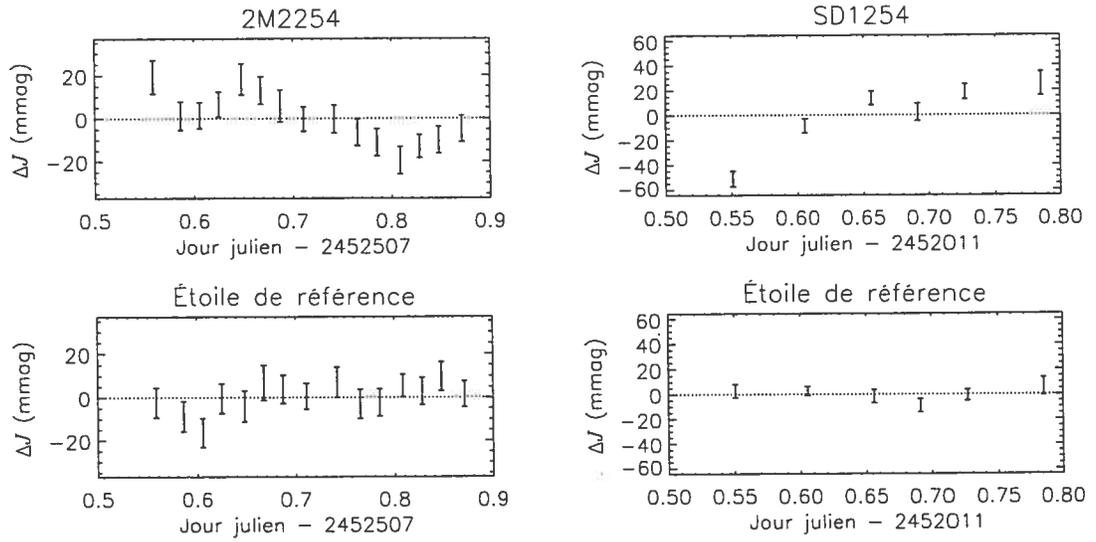


Figure 2.19: Courbes de lumière de 2M2254 pour $JJ = 2\ 452\ 507$ et SD1254 pour $JJ = 2\ 452\ 011$.

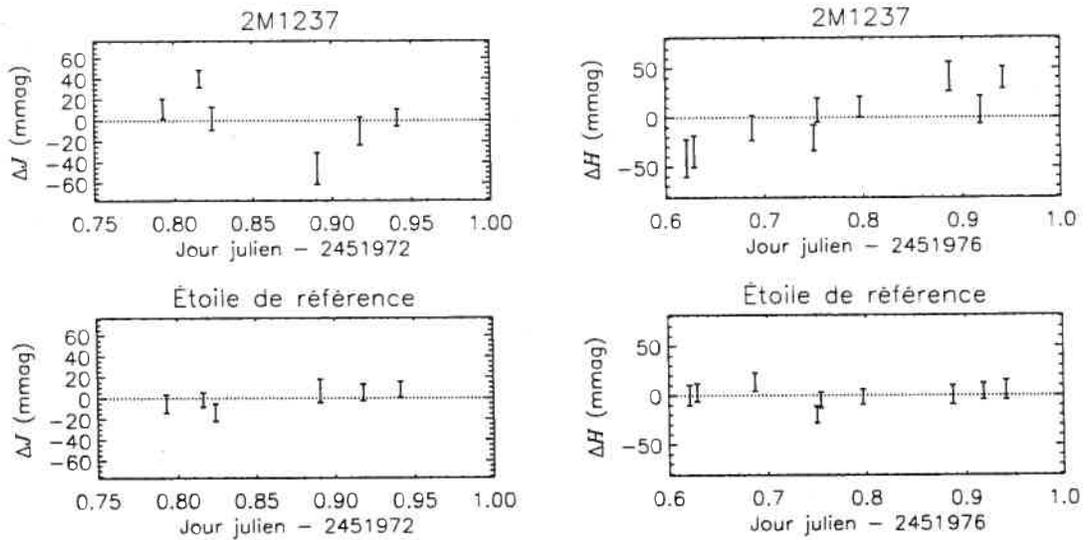


Figure 2.20: Courbes de lumière de 2M1237 pour $JJ = 2\ 451\ 972$ et $2\ 452\ 017$.

Variabilités sur plusieurs nuits

Les variabilités décrites dans la sous-section précédente portent sur des échelles de temps de moins d'une nuit. En examinant les courbes de lumière individuelles (voir

en particulier la figure 2.2 et 2.8), on voit que la plus grande contribution à la dispersion de la courbe de lumière provient des différences entre les nuits et non de la dispersion à l'intérieur des nuits. Nous avons donc fait un test de χ^2 sur la totalité des données pour rechercher des variabilités sur *toutes* les échelles temporelles.

Le tableau 2.4 résume les résultats du test de variabilité sur les données MONICA. Une fraction importante des naines brunes présente une variabilité significative en bande J (6 sur 10 à plus de 99% de niveau de confiance) et 1 sur 6 présente une variabilité à plus de 99% en bande H .

Amplitude des variabilités

Les tests de χ^2 décrits précédemment permettent d'établir la probabilité que la variabilité d'une naine T soit significative. La dispersion mesurée dans la courbe de lumière après correction de l'absorption tellurique (σ_{H_2O}) donne un premier estimé de la valeur RMS de la variabilité. Cette valeur inclut cependant la contribution des incertitudes expérimentales et constitue une surestimation de la variabilité intrinsèque de la naine T.

Nous avons donc déterminé une mesure plus réaliste de la variabilité intrinsèque de nos naines T et, dans le cas de non détections, nous avons déterminé une limite supérieure à cette variabilité. Pour chacune des naines T, le calcul a été fait pour l'ensemble des données dans les deux bandes. Dans le cas où la naine brune a été observée au moins une fois pendant plusieurs heures à l'intérieur d'une seule nuit, on a aussi établi l'amplitude de la variabilité sur de courtes périodes. Pour les quelques objets qui ont été observés pendant plusieurs heures à l'intérieur de différentes nuits, on donne l'intervalle des variabilités RMS détectées pendant ces nuits.

Dans le cas où une variabilité significative est détectée ($p_{H_2O} < 0.01$), le niveau de variabilité RMS de la naine brune est défini comme étant $\sigma_{NB} = \sqrt{\sigma_{H_2O}^2 - \bar{\sigma}_{iNB}^2}$, où $\bar{\sigma}_{iNB}$ est la moyenne de σ_{iNB} pour l'ensemble des observations.

Dans le cas où la variabilité n'est pas significative, la limite supérieure posée est définie comme $\sigma_{NB} = \sqrt{\sigma_{p=0.01}^2 - \bar{\sigma}_{iNB}^2}$, où $\sigma_{p=0.01}$ est la dispersion associée à une

Table 2.4: Compilation des probabilités de variabilité observées sur l'ensemble des courbes de lumière.

Objet	Filtre	1p	$^2\sigma$	$^3p_{H_2O}$	$^4\sigma_{H_2O}$	$^5\sigma_*$	6M
SD0423	<i>J</i>	0.619	7	0.742	7	11	4
SD1254	<i>J</i>	$<1 \times 10^{-8}$	36	$<1 \times 10^{-8}$	27	6	22
SD1254	<i>H</i>	0.294	20	0.419	19	18	15
SD1021	<i>J</i>	0.754	14	0.734	14	18	7
SD1021	<i>H</i>	0.921	20	0.926	20	35	6
2M2254	<i>J</i>	$<1 \times 10^{-8}$	30	$<1 \times 10^{-8}$	22	14	58
SD0926	<i>J</i>	6.3×10^{-4}	25	1.9×10^{-4}	25	18	19
SD0926	<i>H</i>	0.051	23	0.061	23	11	16
SD1624	<i>J</i>	6.0×10^{-8}	35	6.6×10^{-7}	32	11	9
SD1624	<i>H</i>	7.2×10^{-4}	29	8.2×10^{-4}	29	14	11
2M1047	<i>J</i>	1.3×10^{-4}	37	0.049	29	23	15
2M1047	<i>H</i>	0.384	26	0.382	26	22	16
2M1237	<i>J</i>	$<1 \times 10^{-8}$	42	$<1 \times 10^{-8}$	35	13	31
2M1237	<i>H</i>	0.028	31	0.033	30	16	19
2M0727	<i>J</i>	5.7×10^{-4}	29	0.076	18	9	7
2M1217	<i>J</i>	$<1 \times 10^{-8}$	94	2.0×10^{-4}	58	17	5

1p Probabilité que la dispersion dans la courbe de lumière de la naine brune, avant la correction des effets d'absorption tellurique, soit compatible avec les incertitudes.

$^2\sigma$ Dispersion de la courbe de lumière de la naine brune avant la correction des effets d'absorption tellurique exprimée en mmag.

$^3p_{H_2O}$ Probabilité que la dispersion dans la courbe de lumière de la naine brune, après la correction des effets d'absorption tellurique, soit compatible avec les incertitudes.

$^4\sigma_{H_2O}$ Dispersion de la courbe de lumière de la naine après la correction des effets d'absorption tellurique exprimée en mmag.

$^5\sigma_*$ Dispersion de la courbe de lumière de l'étoile de référence exprimée en mmag.

6M Nombre de points dans la courbe de lumière.

Table 2.5: Amplitude RMS des variabilités photométriques.

Objet	σ_{NB} , bande J (mmag)		σ_{NB} , bande H (mmag)	
	total	nuit	total	nuit
SD0423	<16	—	—	—
SD1254	26	<4 - <9	<18	<22
SD1021	<22	—	<48	—
2M2254	17	<5 - <18	—	—
SD0926	18	<14	<16	<23
SD1624	29	—	22	—
2M1047	<25	—	<28	<28
2M1237	31	<11 - <14	<20	<16 - <21
2M0727	<14	—	—	—
2M1217	53	—	—	—

probabilité de variabilité de 99%. Cette valeur est fixée comme limite supérieure car elle représente l'amplitude minimale que doit avoir la variabilité réelle de la naine brune pour que celle-ci augmente la dispersion des données au-delà d'un seuil de confiance de 99%. Le tableau 2.5 compile les valeurs de σ_{NB} ; les valeurs qui sont des limites supérieures sont précédées du symbole $<$.

Six des 10 naines T suivies pendant notre relevé présentent une variabilité significative en bande J , à un degré de confiance de plus de 99%, tel que déterminé par le test de χ^2 (voir le tableau 2.4). Cette variabilité est observé sur des échelles de temps de plusieurs nuits pour tous les objets ainsi que sur des échelles de quelques heures pour 3 naines T. Il est intéressant de noter que pour ces trois naines T variables sur de courtes échelles de temps, on observe aussi une très forte variabilité d'une nuit à l'autre. La prévalence de la variabilité temporelle chez les naines T semble être la même que pour les naines L, et les amplitudes RMS observées, de 17 mmag à 53 mmag, sont du même ordre de grandeur que celles détectées pour les naines L en bande I (voir le tableau 1.1).

Tests de variabilité des données CPAPIR au *CTIO*

Les données obtenues pour SD1254 avec CPAPIR au *CTIO* sont à plus haut rapport signal sur bruit et permettent une recherche de variabilité sur des échelles de temps plus courtes.

Pour déterminer la valeur du σ pour chacun des points de photométrie, on a mesuré la déviation standard point-à-point dans la courbe de lumière. Ainsi, $\sigma^2 = \frac{1}{N\sqrt{2}} \sum (F_i - F_{i+1})^2$, où N correspond au nombre de points dans la courbe de lumière, F_i correspond au flux pour la i^{eme} mesure. Dans le cas d'une distribution normale et le bruit est blanc, cette valeur de σ est égale à l'écart type.

Dans le cas d'un échantillon de points pour lequel il y a une variation lente de la valeur avec une certaine dispersion, cette mesure agit comme un filtre passe-haut et ne conserve que les contributions à l'incertitude sur des échelles de temps inférieures ou égales à celle entre deux mesures, soit de l'ordre de 2 minutes, les temps de pose utilisés étant d'une minute.

Un test de χ^2 a été fait sur l'ensemble de cette courbe de lumière en utilisant les σ déterminés par la méthode décrite ci-dessus pour chacune des étoiles du champ. La valeur du test de χ^2 obtenue pour SD1254 est de 0.17. On peut donc rejeter l'hypothèse selon laquelle cet objet est variable de façon significative lors de nos observations.

Si on suppose que la variabilité de SD1254 s'échelonne sur une base temporelle beaucoup plus longue que la durée des observations, la forme la plus probable de variabilité sera une variation à un rythme constant du flux tout au long des observations. Afin de rechercher une telle variabilité, une régression linéaire robuste³ a été effectuée sur chacune des courbes de lumière des sources du champ. La distribution des taux de variation ainsi obtenue est illustrée par la figure 2.21 et est donnée en fonction de la magnitude J des sources en question.

La valeur mesurée du taux moyen de variation du flux de SD1254 en fonction du temps est de -4.6 ± 5.8 mmag par heure. L'incertitude sur cette valeur est déterminée à partir de la déviation standard des pentes mesurées pour des étoiles ayant une magnitude comprise entre $J = 14.6$ et $J = 14.8$, SD1254 ayant une magnitude J de 14.7.

Les observations de SD1254 effectuées au CTIO ne permettent donc pas de détecter de variabilité significative sur des échelles de temps comprises entre 2 minutes et

³Fonction *ladfit* distribuée avec le logiciel *IDL*

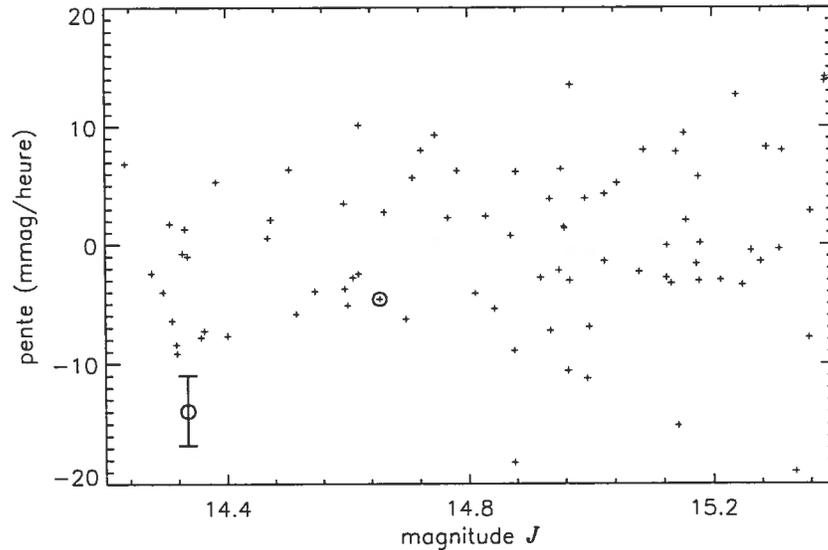


Figure 2.21: Taux de variation du flux pour les objets du champ de SD1254. Le taux de variation est déterminé par une régression linéaire robuste sur la courbe de lumière en fonction du temps. La mesure correspondant à SD1254 est encadrée et correspond à une pente de -4.6 ± 5.8 mmag par heure. L'incertitude typique sur la pente est indiquée.

2 heures. Si SD1254 avait présenté une variation de son flux comparable à celle observée dans les données prises à l'OMM à $JJ = 2\ 452\ 011$ (figure 2.19), soit environ 20 mmag par heure, cette variation aurait été détectée à $\sim 4\sigma$.

2.4.4 Compilation des résultats individuels

SD0423

On sait aujourd'hui que SD0423 est une binaire L6/T2 avec une séparation de $0.2''$ (Burgasser *et al.*, 2005) qui, au moment des observations, était classée comme T0. La composante la plus froide de la binaire est probablement très semblable à SD1254. Nos observations de cet objet s'étalent sur 2 nuits et elles ne montrent pas de variabilité photométrique significative. SD0423 est un des objets ayant reçu la moins bonne couverture temporelle lors de nos observations. À l'intérieur de nos observations, nous pouvons exclure que SD0423 ait présenté une variabilité au-delà de 16

mmag.

SD0423 est signalée comme possiblement variable par Enoch *et al.* (2003) avec une amplitude de 300 ± 180 mmag en bande *K*. Koen *et al.* (2005) n'a pas détecté de variabilité de SD0423 sur 8 nuits consécutives en bandes *J*, *H* et *K* avec des seuils de détection à 15, 11 et 2 mmag RMS respectivement.

SD1254

SD1254 est de sous-type T2 et a été observée pendant 6 nuits différentes, 2 nuits espacées de 5 jours en 2001 et 4 nuits étalées sur près de 2 semaines en 2002. Elle est détectée comme variable en bande *J*, à la fois sur des échelles de quelques heures et sur des intervalles de plusieurs nuits. Comme on peut le voir sur la courbe de lumière (figure 2.2), l'amplitude pic à pic de la variabilité en bande *J* est de 90 mmag pour l'ensemble des observations avec un RMS de 26 mmag.

Les observations pour *JJ = 2 452 011* montrent une augmentation du flux de 76 mmag sur une durée de 5.5 heures (figure 2.19), ce qui correspond à un RMS de 26 mmag. Aucune courbe de lumière ne montre de modulation rapide, si la lente augmentation observée pour *JJ = 2 452 011* est due à une modulation induite par la rotation, la période doit être d'au moins ~ 11 heures.

La courbe de lumière de SD1254 obtenue avec CPAPIR au *CTIO* est illustrée par la figure 2.11. La dispersion de la courbe de lumière concorde avec les erreurs expérimentales et aucune variabilité significative n'est détectée. Le taux de variation déduit de ces observations est de -4.6 ± 5.8 mmag par heure.

SD1021

SD1021 est une naine T3 qui a été suivie pendant 2 nuits consécutives sur 3 heures chaque fois. Elle n'est pas détectée comme variable dans nos observations et nous pouvons poser une limite supérieure de 22 mmag RMS à sa variabilité.

2M2254

2M2254 est une naine T4 qui a été suivie en bande J pendant 4 nuits consécutives en 2001 et 8 nuits étalées sur 10 jours en 2002. Comme on peut le voir sur la figure 2.6, 2M2254 présente une variabilité importante avec une amplitude pic à pic de 93 mmag pour la totalité des observations et une variabilité RMS de 29 mmag. On peut remarquer en particulier pour $JJ = 2\ 452\ 507$ que 2M2254 présente une variabilité d'une amplitude totale de 39 mmag (voir le panneau de gauche de la figure 2.19) étalée sur 7.5 heures. La courbe de lumière obtenue pour cette époque est celle qui se rapproche le plus d'une modulation sinusoïdale, s'il s'agit d'une modulation induite par la rotation, la période doit être de l'ordre de 8 heures. Une telle période serait dans la gamme des périodes de rotation déduites des mesures *vsini*, soit de 2 à 12 heures (Basri & Marcy, 1995; Bailer-Jones, 2004).

2M2254 est identifiée comme potentiellement variable par Enoch *et al.* (2003) avec une variabilité de 500 ± 200 mmag en bande K sur un intervalle d'un mois.

SD0926

La naine T4.5 SD0926 a été observée au cours de 4 nuits étalées sur 5 jours, et ce pendant 1 à 7 heures par nuit. SD0926 est détectée comme variable en bande J à une amplitude pic à pic de 77 mmag et une variabilité RMS de 18 mmag. Cette détection semble plus suspecte que celle des autres objets car sa courbe de lumière ne présente pas de différence importante avec celle de l'étoile de référence. La courbe de lumière en bande H montre une variation importante du flux lors de l'observation à $JJ = 2\ 452\ 351.7$ (voir la figure 2.4) mais le test de χ^2 n'indique pas de variabilité significative dans cette bande. SD0926 est marginalement détectée comme variable en bande J ($p = 0.97$) pour la nuit de $JJ = 2\ 452\ 353$ mais la courbe de lumière pour cette nuit ne présente pas de structure évidente.

SD0926 est citée comme potentiellement variable par Burgasser *et al.* (2003) à un niveau de 300 mmag ; il s'agit d'une détection à 2.8σ .

SD1624

SD1624 est une naine T6 qui a été observée pendant trois nuits consécutives et qui montre une variabilité significative d'une nuit à l'autre en bande J et H . Dans ces deux bandes, les variabilités RMS mesurées sont de 29 et 22 mmag respectivement.

Koen *et al.* (2004) n'ont pas observé de variabilité pour SD1624 au-delà de 6, 15 et 18 mmag RMS en bande J , H et K sur un intervalle de 3.1 heures. Nakajima *et al.* (2000) ont détecté une légère variabilité spectroscopique pour SD1624.

2M1047

La naine T6.5 2M1047 a été observée pendant 6 nuits étalées sur un an ; 2 observations ont été faites en 2001 et 4 observations en 2002. 2M1047 est détectée comme variable en bande J avant la correction des effets d'absorption tellurique, mais cette détection devient non significative après la correction de ces effets. Des observations en J et en H sur près de 7 heures n'ont pas permis de détecter de variabilité sur des échelles de temps de quelques heures. Nous pouvons poser une limite supérieure à la variabilité de 2M1047 de 25 mmag et 28 mmag RMS en bande J et H respectivement.

2M1237

La naine T6.5 2M1237 a montré une variabilité en bande J de plus de 31 mmag RMS lors des 11 nuits où nous l'avons observée. Comme l'illustre la figure 2.8, sa courbe de lumière entre $JJ = 2452458$ et $JJ = 2452464$ montre une augmentation graduelle de 100 mmag sur 6 nuits, ce qui suggère un temps caractéristique de variabilité significativement plus long que la période de rotation attendue (i.e. quelques heures). Notre test de χ^2 indique une variabilité significative de 2M1237 sur des échelles de temps de quelques heures pour $JJ = 2451972$ en bande J et $JJ = 2451976$ en bande H . La variabilité à l'intérieur d'une nuit détectée en bande J est principalement due à 2 mesures (2^e et 4^e points dans la courbe de lumière du panneau de gauche de la figure 2.20) ce qui rend cette détection suspecte. Il est aussi possible que ces deux mesures constituent les extrema d'une modulation induite par la rotation, si c'est

le cas la période est de l'ordre de ~ 5 heures. Cette période ne peut cependant pas expliquer la lente modulation observée en bande H ; cette variabilité s'est manifestée comme une lente augmentation du flux avec une amplitude de 83 mmag sur une durée d'environ 7.5 heures.

2M1237 est la seule naine T connue présentant une émission $H\alpha$. Différents scénarios peuvent expliquer cette émission, comme une activité chromosphérique plus forte que celle des autres naines T due au jeune âge de 2M1237 ou la présence d'un point chaud à la surface de 2M1237 dû à un échange de matière avec un compagnon de faible masse. Tous les scénarios envisageables peuvent mener à une variabilité temporelle importante. Burgasser *et al.* (2002a) n'ont pas détecté de variabilité photométrique pour cet objet pendant les 2 nuits où ils l'ont observé, mais les données d'archives de *2MASS* (Burgasser *et al.*, 2003) suggèrent que cet objet présente une variabilité importante de 200 mmag.

2M0727

Notre analyse de χ^2 montre que la naine T7 2M0727 présente une variabilité significative en bande J avec une probabilité associée de $p = 5.7 \times 10^{-4}$. Après correction des effets telluriques cette détection devient cependant non-significative avec $p = 0.076$. On ne peut donc pas conclure que nos observations permettent d'établir une variabilité intrinsèque à 2M0727.

2M1217

La naine T7.5 2M1217 est l'objet le plus froid suivi lors de notre relevé. Elle a été observée en bande J pendant trois nuits étalées sur un an et présente une importante variabilité de 53 mmag RMS. Nos observations ne permettent pas de contraindre l'échelle de temps de cette variabilité car nous n'avons pas suivi 2M1217 pendant une longue période à l'intérieur d'une seule nuit et les trois nuits d'observation sont très espacées dans le temps.

Corrélation entre la variabilité en bande J et H

Si l'on pose comme hypothèse que le rapport de la variabilité en J et en H est une constante, on s'attend à avoir, même dans les cas où le test de χ^2 n'indique pas de variabilité au-delà de $p = 0.99$, une corrélation entre les valeurs des points de photométrie dans les deux bandes. Une compilation de toutes les séquences d'observation où les cibles ont été observées à la fois en bande J et en bande H permet de déterminer la *couleur* moyenne de la variabilité des naines T. La figure 2.22 illustre ΔH en fonction de ΔJ . On peut voir que les variabilités dans les deux bandes photométriques présentent une corrélation positive. La pente $\Delta J/\Delta H$ a été estimée en prenant la bissectrice entre les pentes obtenues par régression linéaire de ΔJ en fonction de ΔH et ΔH en fonction de ΔJ . Ce calcul est préférable à une simple régression linéaire de ΔH en fonction de ΔJ où l'on supposerait que les incertitudes sur la variable indépendante sont négligeables. On trouve ainsi une pente $\Delta H = 0.55\Delta J$ illustrée par la ligne continue sur la figure 2.22 avec un intervalle de confiance à 99% allant de 0.21 à 0.87 illustré par les lignes en pointillés. Les points dans le graphique de la figure 2.22 correspondent à la moyenne sur 50 mesures individuelles. Le même graphique a été fait pour les points de photométrie moyennés sur 20 mesures individuelles et présente la même corrélation, mais montre une dispersion plus importante étant donné le plus petit nombre de mesures individuelles moyennées.

2.5 Discussion

2.5.1 Résumé des résultats des observations photométriques

2.5.2 Variabilité et sous-type spectral

Après correction des effets de colonne d'eau, des 10 naines T suivies, 6 présentent une variabilité significative en bande J . De notre échantillon de 10 naines T, cinq sont de type précoce, soit T5 et plus chaud, 5 sont de type tardif. Trois des 5 naines T

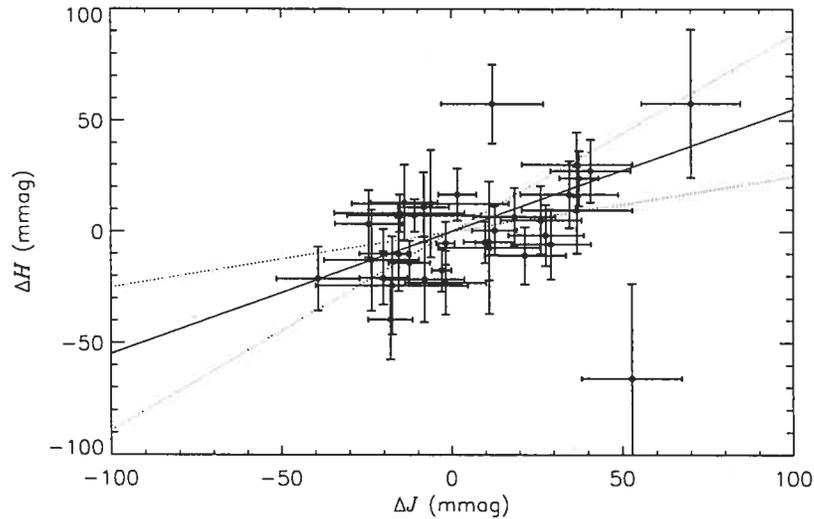


Figure 2.22: Compilation des variabilités en bande H en fonction de la variabilité en bande J .

précoces sont variables et 3 des 5 naines T tardives sont variables. Notre échantillon ne permet pas de conclure que la variabilité temporelle soit plus fréquente pour un certain sous-type. Ce résultat rappelle celui obtenu par différents auteurs pour les naines L (voir en particulier la figure 25 de Bailer-Jones & Mundt (2001)) où on n'observe aucune correspondance particulière entre leur variabilité et leur sous-type spectral. Si le scénario des nuages porteurs de grains est juste, il implique qu'une grande partie des naines T tardives possèdent, au moins sur quelques pourcents de leur surface, une quantité appréciable de grains non sédimentés, étant donné que 3 des 5 des naines T tardives suivies dans le cadre de notre relevé sont détectées comme variables. Il est intéressant de noter que les deux objets (2M1237 et 2M1217) qui présentent les plus grandes amplitudes de variabilité sont parmi les trois objets les plus froids suivis par notre relevé. La figure 2.23 illustre les mesures de variabilité données dans le tableau 2.5 en fonction du sous-type spectral des objets. Aucune corrélation particulière entre l'amplitude de la variabilité et le sous-type n'est observée, on peut cependant éliminer les scénarios où uniquement les naines T précoces varient, comme peut le laisser présumer le diagramme de la figure 1.4. On doit cependant noter que les limites posées par notre relevé varient beaucoup d'une naine T à l'autre ce qui empêche de poser de fortes contraintes sur une corrélation entre

le sous-type et la variabilité temporelle.

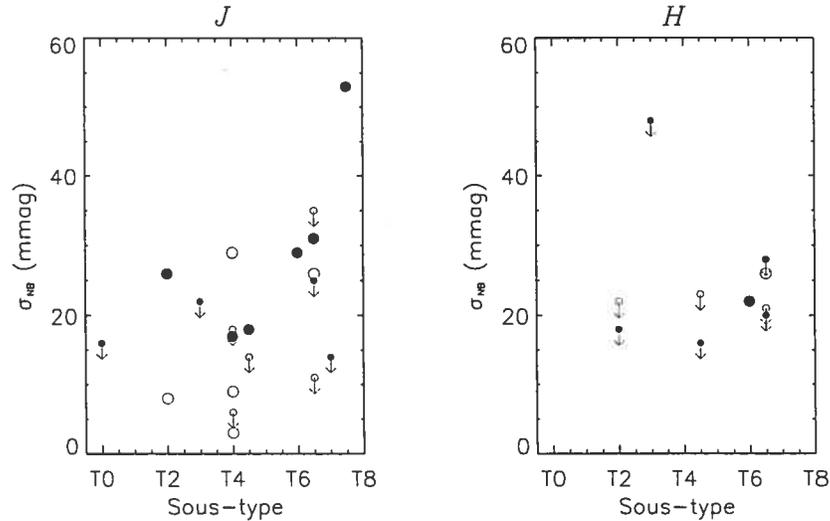


Figure 2.23: Variabilité en fonction du sous-type spectral en bande J (panneau de gauche) et H (panneau de droite). Les cercles pleins représentent les détections de variabilité significatives pour l'ensemble de la courbe de lumière et les cercles vides représentent les détections de variabilité significatives à l'intérieur d'une seule nuit. Les petits cercles pleins avec une flèche donnent les limites supérieures pour l'ensemble de la courbe de lumière et les petits cercles vides avec une flèche donnent les limites supérieures pour les observations couvrant une seule nuit.

2.5.3 Modèles de variabilité des naines T

Nos observations montrent que 6 sur 10 des naines T étudiées présentent une variabilité significative, ce qui permet d'établir à $60_{-30}^{+20}\%$ (1σ) la fraction des naines T présentent une variabilité photométrique. À partir de ces observations, il est intéressant de construire un modèle de variabilité qui permette de contraindre les mécanismes physiques en cause.

À partir des modèles d'atmosphère existants, de la contrainte que nous avons sur la valeur de $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ et des amplitudes de variabilité observées, nous pouvons tester différents scénarios *phénoménologiques* de la variabilité temporelle des naines T. Nous avons testé trois scénarios qui supposent tous qu'une région de l'atmosphère de la

naine T passe d'un état à un autre et que c'est le changement de la luminosité de cette région qui cause la variabilité globale. On suppose que ces régions peuvent être décrites par les modèles théoriques d'atmosphère de type *settled* et *condensed* élaborés par Allard *et al.* (2001), représentant respectivement les régions avec une sédimentation partielle et celles avec une sédimentation complète des grains. Si la naine brune est couverte par des régions de deux natures physiques différentes occupant chacune une fraction arbitraire de sa surface, la variabilité temporelle apparaît quand la fraction du disque visible occupée par chacune de ces deux régions change. Les 3 modèles de variabilité proposés sont énumérés ci-dessous.

1. Dans une atmosphère où les grains ont entièrement sédimenté sous la photosphère, la température varie localement.
2. Pour une naine brune recouverte partiellement de régions où les grains ont entièrement disparu sous la photosphère et de régions avec une sédimentation partielle, les fractions relatives occupées par ces deux types d'atmosphère évoluent. La différence de température (ΔT à la figure 2.24) entre les deux types de région est arbitraire.
3. On suppose le même scénario que précédemment, mais on impose que les deux régions soient à une même température ($\Delta T = 0$).

En prenant le rapport des dérivées de la magnitude en bande J et H en fonction de la température pour les modèles *condensed* de Allard *et al.* (2001), on peut déterminer que pour le premier modèle de variabilité, $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ est compris entre 1.0 et 1.2 pour des températures allant de 900 K à 1400 K. Ces valeurs sont significativement plus élevées que ce que nous avons observé et ce modèle n'est que marginalement compatible avec nos observations. Une variabilité de 30 mmag en bande J , typique des variabilités observées, supposerait une variation de ~ 11 K de la température moyenne de l'ensemble de la surface. Dans le cas où cette différence de température affecte seulement une partie du disque, cette variation de température doit être d'autant plus grande (par exemple 110 K sur 10% de la surface).

Pour le second scénario, $\frac{\Delta J}{\Delta H}$ est calculé en prenant le rapport des différences de luminosité en J et en H pour une naine brune dont une fraction f de la surface

est décrite par le modèle *settled* et une fraction $(1 - f)$ est décrite par le modèle *condensed*. La variabilité apparaît quand la fraction de la surface occupée par ces deux régions passe à $(f + \epsilon)$ et $(1 - f - \epsilon)$. Dans ce scénario, on calcule la couleur de la variabilité pour une différence de température allant de -150 à 150 K entre les modèles *condensed* et *settled* et des valeurs de f de 0.25, 0.5 et 0.75. La valeur de ϵ n'a pas d'impact significatif sur $\Delta H/\Delta J$ si $\epsilon \ll f$. Pour le calcul fait ici on a choisi arbitrairement $\epsilon = 0.05$; cette valeur correspond à une variabilité photométrique de ~ 30 mmag en J et de ~ 16 en H pour une différence de température de 75 K entre les régions *condensed* et *settled*. Ces variabilités sont de l'ordre de grandeur des variabilités détectées lors de nos observations photométriques.

Nos observations s'expliquent très bien avec ce second modèle si les régions avec une sédimentation partielle sont légèrement plus froides (50 à 100 K) que le reste de l'atmosphère. La figure 2.24 illustre l'évolution de $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ en fonction de la différence de température (ΔT). On voit que le comportement de $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ en fonction de ΔT n'est que faiblement fonction de f . Pour une valeur $\Delta T = 0$ K, $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ est compris entre -2 et -1.5 ce qui est incompatible avec nos observations et exclut le troisième scénario. Dans les cas où $\Delta T > 40$ K, $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ est supérieur à 2.5, ce qui est aussi incompatible avec nos observations. La gamme de températures où $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ est compatible avec nos observations varie légèrement selon la température exacte que l'on suppose pour les régions de type *condensed*. Dans le cas où on suppose une valeur $\epsilon = 0.05$, ce modèle prédit une variabilité de ~ 11 mmag en J et ~ 19 mmag en H avec une anticorrélation. Pour reproduire l'amplitude des variabilités observées, on aurait donc besoin d'une valeur de ϵ autour de ~ 0.15 , ce qui représente une fraction très importante du disque de la naine brune.

Notons que ces trois modèles prédisent une variabilité qui est, soit périodique, soit sur des échelles de temps inférieures à la période de rotation, dans le cas où les régions de surface ϵ sont non-uniformes en longitude sur la naine brune. Nos observations ne permettent pas d'identifier de façon claire de modulation périodique. Si cette absence de modulation périodique se confirme par des observations réalisées avec une bonne couverture temporelle, il faudra peut-être envisager des scénarios de variabilité où c'est l'*ensemble* de la surface qui évolue et non pas des régions discrètes. On

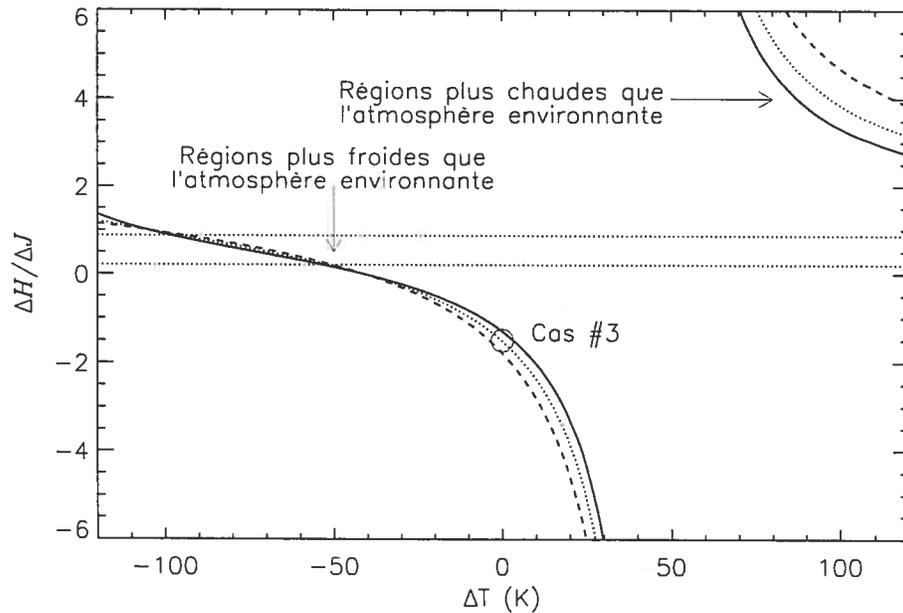


Figure 2.24: Variabilité prédite en bandes J et H en fonction de la différence de température et de couverture nuageuse. Le calcul de $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ est fait pour une atmosphère à $T = 1100$ K dont une région couvrant 1% de la surface passe de sédimentation complète à partielle et dont la région sédimentation partielle a une température différente du reste de l'atmosphère. Les différentes courbes représentent le comportement pour des objets ayant une couverture d'atmosphère avec une sédimentation complète des grains de 0.25, 0.50 et 0.75 (lignes continues, en pointillés et en tirets). Les limites sur $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ imposées par nos observations sont illustrées par deux lignes horizontales. La variation $\frac{\Delta H}{\Delta J}$ observée est compatible avec l'apparition de nuages de poussière à une température inférieure de 50 à 100 K à la température de l'atmosphère environnante.

pourrait aussi supposer que ce sont des régions qui se présentent sous forme de bandes uniformes en longitude qui causent la variabilité.

2.6 Conclusions

Nos observations démontrent que la variabilité photométrique est un phénomène fréquent chez les naines T. Six des 10 naines T observées présentent une variabilité significative en bande J contre 2 sur 6 en bande H . Des objets pour lesquels aucune variabilité n'a été détectée de façon fiable, 2 n'ont été suivis que sur 2 nuits (SD1021

et SD0423) et 2 ont été rejetés parce que la variabilité est causée par le biais photométrique dû à l'évolution de la colonne d'eau (2M1047 et 2M0727). Il est donc tout à fait plausible que la grande majorité des naines T présentent une variabilité photométrique RMS de 17 mmag à 53 mmag. Nos observations montrent surtout des variabilités entre les nuits, ce qui pose peu de contraintes sur les échelles de temps en jeu dans la variabilité temporelle des naines T. Néanmoins, nous avons détecté une variabilité à l'intérieur d'une seule nuit pour trois des six naines T observées pendant plusieurs heures consécutives. Ces variabilités à courte échelle temporelle se manifestent surtout comme une lente évolution du flux à un taux d'une dizaine de mmag par heure. On peut aussi noter que les amplitudes de variabilité que nous avons observées, soit de 17 à 53 mmag, sont beaucoup plus faibles que celles citées par Enoch *et al.* (2003) et Burgasser *et al.* (2003), ces amplitudes sont cependant tout à fait comparables à celles détectées en bande *I* pour les naines L (Gelino *et al.*, 2002).

Aucune corrélation particulière entre le sous-type spectral et la variabilité n'est observée. Ceci est contraire à ce à quoi on s'attendrait dans le cas où les naines T tardives ont une atmosphère *entièrement* dépourvue de nuages de grains. Il est possible qu'une petite fraction de l'atmosphère des naines T tardives possède encore des grains au-dessus de leur photosphère.

Finalement, nous avons déterminé que le rapport des variabilités en bande *J* et *H* est compatible avec un scénario où une partie de l'atmosphère présente des nuages de grains légèrement plus froids que l'atmosphère environnante. Ce serait l'évolution temporelle de la couverture de ces nuages sur le disque visible qui causerait la variabilité temporelle.

Chapitre 3

Spectroscopie résolue dans le temps de naines brunes

3.1 Introduction

La détection de structures spectroscopiques variables permet des tests plus ciblés et contraignants des modèles de variabilité que ce que permettent les observations photométriques. Nous avons donc entrepris des observations spectroscopiques des naines T qui ont présenté les plus importantes variabilités photométriques parmi celles suivies lors de nos observations décrites dans le chapitre 2.

Tout comme pour les observations photométriques, la calibration précise des variations de l'absorption tellurique est un problème important en spectroscopie résolue dans le temps. Cette calibration est obtenue en observant simultanément la cible et une ou, idéalement, plusieurs étoiles. Un moyen efficace d'obtenir le spectre de plusieurs étoiles en plus de la cible est la spectroscopie multi-objet. Lors d'une observation en spectroscopie multi-objet, un masque spécifique au champ est placé au plan focal du télescope avec une fente pour chaque objet dont on veut obtenir le spectre. On obtient ainsi les spectres de plusieurs objets simultanément et on peut calibrer précisément la transmission atmosphérique, même dans le cas où une des étoiles de comparaison est intrinsèquement variable.

3.2 Observations

3.2.1 Échantillon

La naine T2 SD1254 a été observée parce que les observations photométriques obtenues avec MONICA à l'OMM montrent une importante variabilité (voir les figures 2.2 et 2.19 et la section 2.4.4). De plus, son emplacement dans le diagramme $J - K_s$ versus M_J suggère que sa surface est recouverte à peu près pour moitié de régions où les grains ont sédimenté entièrement sous la photosphère et de régions où la poussière effectue toujours son cycle de sédimentation au-dessus de la photosphère (voir la figure 1.4 et Burgasser *et al.* (2002b)). SD1254 est donc propice à la détection d'une variabilité due à une évolution du couvert nuageux.

La naine T4 2M2254 présente d'importantes variabilités photométriques en bande J (voir la figure 2.6). Il est intéressant de noter que 2M2254 est significativement plus froide que SD1254. Selon sa position dans le diagramme $J - K_s$ versus M_J (voir la figure 1.4) elle devrait posséder une atmosphère presque entièrement dépourvue de grains.

La naine T6.5 2M1237 est la seule naine T connue possédant une émission $H\alpha$ (Burgasser *et al.*, 2000). Les observations photométriques effectuées avec MONICA montrent une forte variabilité avec une amplitude de près de 31 mmag RMS (voir la figure 2.8 et la section 2.4.4), ce qui en fait une candidate doublement intéressante pour un suivi spectroscopique. Les données d'archives du relevé *2MASS* suggèrent que 2M1237 présente parfois une variabilité de l'ordre de 20%. (Burgasser *et al.*, 2003).

La naine L0.5 2M0746 observée au TCFH a été choisie parce qu'elle était déjà identifiée comme variable (Gelino *et al.*, 2002; Bailer-Jones, 2004) et qu'il s'agit de la naine L la plus brillante connue, ce qui la rend particulièrement propice à des observations à haut rapport signal sur bruit. 2M0746 est une naine brune binaire dont les deux composantes sont à peu près de luminosité égale (Reid *et al.*, 2001).

Le tableau 3.1 donne la liste des naines brunes observées en spectroscopie résolue dans le temps, le nombre de nuits d'observation, leurs coordonnées et leurs magni-

tudes dans le proche infrarouge.

Table 3.1: Cibles observées au TCFH et à l'OMM.

Cible	α	δ	J	H	K	¹ Observations
2M0746	07:46:42.6	+20:00:32	11.8	10.6	13.9	TCFH, 2
SD1254	12:54:53.9	-01:22:47	14.9	14.1	13.8	TCFH/OMM, 2/5
2M2254	22:54:18.8	+31:23:49	15.3	15.0	14.9	OMM, 2
2M1237	12:37:39.2	+65:26:15	16.1	15.7	16.1	OMM, 4

¹ Mission d'observations et nombre de nuits où l'objet a été observé.

3.2.2 Observations OMM

Les observations à bas pouvoir de résolution ont été faites à l'OMM à l'aide du spectro-imageur infrarouge SIMON (Doyon *et al.*, 1995, 2000) en mode de spectroscopie Amici. Le prisme d'Amici utilisé dans SIMON permet d'obtenir une couverture spectrale allant de 0.8 μm à 2.4 μm à un pouvoir de résolution $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 20$, où $\Delta\lambda$ correspond à ~ 3 pixels. Le temps de pose de 2M2254 a été fixé à 10 coadditions de 15 secondes pour éviter une saturation du détecteur due au fond de ciel important en bande K lors des observations estivales. Pour SD1254 et 2M1237, le temps de pose était de 120 secondes en une seule coaddition. Un déplacement de $\sim 5''$ a été fait après chaque pose pour permettre une soustraction optimale du ciel. Toutes les observations ont été faites à des masses d'air inférieures à 2. Des plages uniformes sur le dôme ont été obtenues en fin de nuit pour calibrer la réponse du détecteur et obtenir une calibration spectrale à l'aide de filtres à bande étroite.

Les naines brunes ont été observées 5 nuits (2M2254) ou 6 nuits (2M1237 et SD1254) en même temps que plusieurs étoiles de comparaison. La largeur de fente utilisée pour nos observations était de 1.9'', ce qui est bien ajusté aux conditions moyennes de *seeing* à l'OMM. Le temps d'intégration nécessaire pour atteindre un rapport signal sur bruit donné en spectroscopie, dans le cas d'observations limitées par le fond de ciel, est proportionnel à la PLMH³ dans le cas où la PLMH est supérieure à la largeur de la fente. Une partie des observations est ainsi inutilisable parce que les conditions de *seeing* étaient trop mauvaises, laissant un total de 5 nuits

utilisables pour SD1254, 2 pour 2M2254 et 4 pour 2M1237. Le tableau 3.2 détaille les observations faites à l'OMM.

Pour chacune des cibles, seules les étoiles plus brillantes que la naine brune, qui ne saturent pas le détecteur et pour lesquelles la fente du masque de spectroscopie est bien ajustée ont été utilisées. Dans l'analyse finale, 3 étoiles de comparaison ont été retenues pour SD1254 et 2M2254 et 6 étoiles pour 2M1237. Pour chaque naine brune, une des étoiles de comparaison est utilisé comme référence et son spectre est analysé de la même façon que celui de la naine brune. Les autres étoiles sont utilisées pour la calibration de la transmission atmosphérique. Le tableau 3.3 donne la liste des étoiles utilisées comme comparaison pour chacune des naines brunes. Les étoiles de référence sont identifiées dans cette liste par le symbole \star . Pour chacune des étoiles, on donne un sous-type approximatif dérivé des couleurs $J - H$ et $H - K$ de chacune des étoiles tirées du catalogue *2MASS* et des couleurs données par Ducati *et al.* (2001). On ne suppose aucun rougissement interstellaire car l'extinction est beaucoup plus faible dans le proche infrarouge que le dans le visible et que toutes nos naines brunes ont été observées à plus de 20° du plan galactique.

Le panneau de gauche de la figure 3.1 montre l'apparence des données brutes obtenues pour SD1254 en spectroscopie à bas pouvoir de résolution. On y voit les spectres de 11 étoiles et de SD1254 (au centre de l'image). C'est principalement l'émission due au fond de ciel qui domine les spectres, particulièrement l'émission thermique en bande K (au bas de chacun des spectres bruts). Le panneau de droite de la figure 3.1 montre la différence d'une paire d'images consécutives entre lesquelles un déplacement du télescope de $\sim 5''$ le long de la fente a été fait ; la quasi-totalité de l'émission du ciel disparaît laissant les traces positives et négatives de chacune des sources du champ.

Table 3.2: Résumé des observations effectuées à l'OMM.

Cible	date	¹ JJ	² N	³ T
SD1254	09/03/04	3074	82	5.2
SD1254	22/03/04	3087	113	5.8
SD1254	28/03/04	3093	82	5.4
SD1254	29/03/04	3094	129	7.0
SD1254	30/03/04	3095	147	6.7
2M2254	30/08/03	2882	97	7.7
2M2254	17/09/03	2900	47	3.2
2M1237	08/03/04	3073	138	6.2
2M1237	09/03/04	3074	93	10.5
2M1237	04/06/04	3161	66	3.2
2M1237	05/06/04	3162	51	2.3

¹JJ, jour julien moins 2 450 000

²N, nombre de spectres pris à la date donnée

³T, couverture temporelle, en heures, des observations pour cette cible. On notera que la séquence a pu être interrompue au cours de la nuit pour être reprise plus tard, par exemple pendant la nuit du 09/03/04, 2M1237 a été observée au début et à la fin de la nuit tandis que SD1254 a été observée au milieu de la nuit.

Table 3.3: Étoiles de calibration des données à bas pouvoir de résolution. Pour chacune des naines T, l'étoile de référence utilisée dans l'analyse est identifiée par le symbole \star .

Cible	¹ α	δ	J	H	K	sp ²
SD1254	12:54:52	-01:22:05	14.2	13.7	13.6	G5III
SD1254 \star	12:55:70	-01:21:40	13.9	13.7	13.6	F2I
SD1254	12:54:53	-01:21:25	13.7	13.4	13.3	KIV
2M2254 \star	22:54:13	+31:22:54	15.0	14.3	14.0	M2V
2M2254	22:54:11	+31:20:57	14.9	14.3	14.0	K4III
2M2254	22:54:05	+31:21:15	13.4	12.9	12.7	G9III
2M1237	12:38:09	+65:26:32	15.8	15.2	15.1	K0I
2M1237	12:38:01	+65:28:38	14.1	13.5	13.2	K4III
2M1237 \star	12:37:54	+65:24:32	11.1	10.8	10.7	KIV
2M1237	12:37:35	+65:29:01	12.3	11.9	11.8	K3V
2M1237	12:37:23	+65:27:48	12.0	11.7	11.7	G3V
2M1237	12:37:18	+65:27:02	14.9	14.2	13.8	K4III

¹ Les positions et les magnitudes J , H et K sont celles données par le catalogue *2MASS*.

² sp= sous-type approximatif.

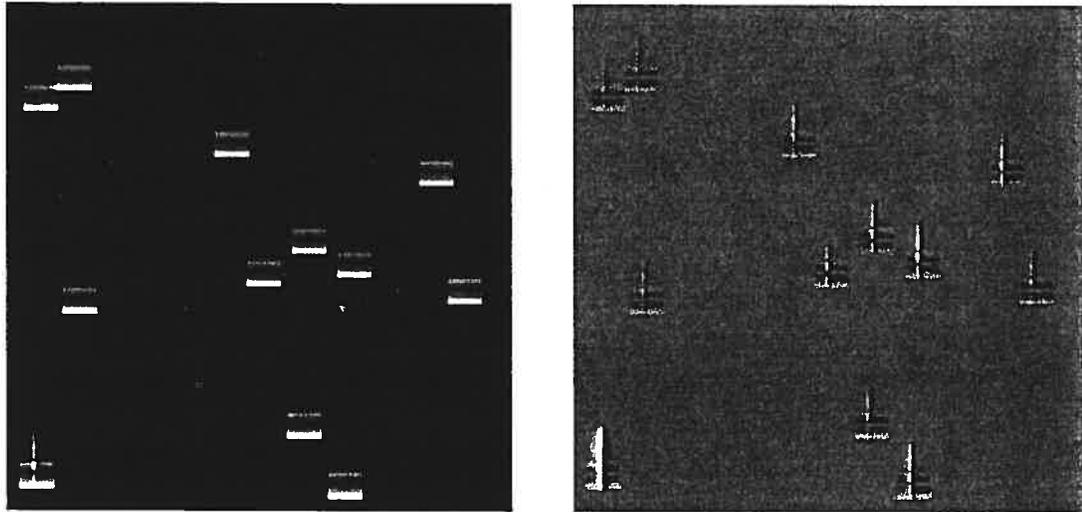


Figure 3.1: Le panneau de gauche montre un exemple de données brutes de spectroscopie multi-objet à bas pouvoir de résolution. Le panneau de droite illustre le résultat de la soustraction de deux images consécutives où les positions des sources diffèrent de $5''$ le long de la fente. La dispersion spectrale est orientée verticalement.

3.2.3 Observations TCFH

Lors des observations faites au TCFH du 20 au 22 février 2002, nous avons obtenu des spectres des naines brunes SD1254 (T2) et 2M0746 (L0.5). Les observations ont été effectuées avec le module OSIS-IR¹ sur lequel était montée la caméra CFHT-IR (Starr *et al.*, 2000).

La couverture spectrale pour ces observations va de $1.2 \mu\text{m}$ à $1.7 \mu\text{m}$ avec un pouvoir de résolution de $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 600$. Dans cet intervalle spectral, le spectre des naines brunes montre un doublet de raies du potassium à $1.25 \mu\text{m}$ (Gorlova *et al.*, 2003), des bandes d'eau aux environs de $1.4 \mu\text{m}$ et la bande de méthane aux environs de $1.68 \mu\text{m}$ pour SD1254. Les spectres ont été pris au rythme d'un toutes les 224 secondes pour un temps de pose effectif de 183 secondes. Après chaque pose, un déplacement de $5''$ a été fait selon un motif régulier de 6 positions le long de la fente, ce qui permet une soustraction efficace du ciel. Des fentes orientées nord-sud, d'une largeur de $0.8''$, ont été utilisées. Le *seeing* lors des observations variait de $0.5''$ à $1.0''$ et toutes les observations ont été faites à des masses d'air inférieures à 2. Des plages uniformes

¹Le module OSIS-IR est aujourd'hui hors-service, son mode d'emploi peut être téléchargé à l'adresse www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/SIS/

Table 3.4: Résumé des observations effectuées à moyen pouvoir de résolution.

Cible	date	JJ	N	T
2M0746	21 février 2002	2327	38	2.2
2M0746	22 février 2002	2328	32	2.5
SD1254	20 février 2002	2326	62	5.6
SD1254	22 février 2002	2328	45	5.6

JJ, jour julien moins 2 450 000

N, nombre de spectres pris à la date donnée pour cet objet

T, durée en heures des observations pour cette date et cet objet

Table 3.5: Étoiles de calibration des données à moyen pouvoir de résolution.

Cible	α	δ	J	H	sp ¹
SD1254	12:54:53.4	-01:21:25	13.78	13.43	FIV
SD1254	12:54:52.1	-01:22:16	14.11	13.51	G8I
2M0746	07:46:46.4	+19:59:17	11.52	11.25	G8V
2M0746	07:46:42.5	+19:58:47	15.83	15.21	K0I

¹sp = sous-type approximatif

sur le dôme ont été observées en fin de nuit pour calibrer la réponse du détecteur.

Chaque naine brune a été observée en même temps que 2 étoiles de comparaison ; le tableau 3.5 donne la liste des étoiles utilisées et le tableau 3.4 résume les observations. La figure 3.2 est identique à la figure 3.1 mais pour les données à moyen pouvoir de résolution. Tout comme pour les observations à bas pouvoir de résolution, un sous-type approximatif est dérivé des couleurs $J-H$ et $H-K$. Le spectre du bas est celui de SD1254 et les 2 autres ceux des étoiles. On voit le spectre d'émission OH dû à l'atmosphère terrestre et celui des sources. Le panneau de droite illustre les mêmes données après la soustraction de deux images consécutives. On y voit les traces, positives et négatives, des trois sources. La dispersion est orientée horizontalement.

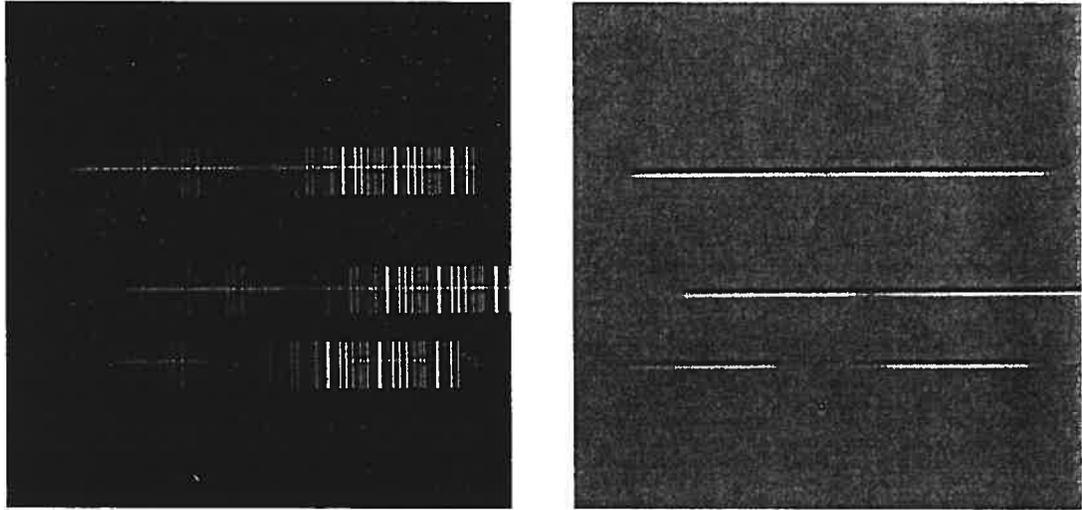


Figure 3.2: Le panneau de gauche montre un exemple de données brutes obtenues lors des observations à moyen pouvoir de résolution. Le panneau de droite illustre le résultat de la soustraction de deux images consécutives où les positions des sources diffèrent de $5''$ le long de la fente.

3.3 Dépouillement des données

3.3.1 Extraction des spectres individuels

Malgré les différences dans l'apparence des données, la réduction des données à bas et moyen pouvoir de résolution est faite de façon très semblable.

Tout d'abord, on crée une plage uniforme qui sert à calibrer la réponse pixel à pixel du détecteur. Cette plage est obtenue à partir d'une image d'un écran uniforme (éclairé par une lampe à incandescence) de laquelle on soustrait une image obtenue sans éclairage. Chacune des images scientifiques (panneau [1] de la figure 3.2) est divisée par cette plage uniforme. On soustrait ensuite les paires d'images consécutives pour obtenir une image avec des traces positives et négatives (panneau [2] de la figure 3.2). Cette différence permet une excellente soustraction du ciel et, dans la plupart des cas, ne laisse pas de résidus autres que le bruit dû aux photons du ciel. L'inclinaison des traces est ensuite redressée par un déplacement des pixels par interpolation cubique dans la direction orthogonale à la dispersion.

Le profil d'intensité perpendiculaire à la dispersion est ensuite déterminé en prenant

la médiane des profils pour toutes les longueurs d'onde (trait en pointillés sur le graphique du panneau [3]). Un profil synthétique est ensuite obtenu en ajustant deux gaussiennes sur le profil médian, une sur le profil positif, l'autre sur le profil négatif (trait continu sur le graphique du panneau [3]). L'amplitude des deux gaussiennes du profil synthétique est ajustée pour que l'intégrale du profil soit nulle. Ainsi, dans le cas où une raie du fond de ciel n'aurait pas été soustraite parfaitement lors de la différence entre les deux images, à cause de son évolution entre les poses par exemple, elle aura une contribution nulle dans le spectre extrait avec ce profil synthétique. Pour extraire le spectre, le profil synthétique est ajusté à la trace, élément de résolution par élément de résolution. L'amplitude de cet ajustement donne, pour un élément de résolution donné, la valeur du spectre (panneau [4] de la figure 3.3).

La calibration en longueur d'onde des observations à moyen pouvoir de résolution a été faite grâce à un ensemble de raies OH (bien visibles dans le panneau [1] de la figure 3.3) dont la longueur d'onde exacte est connue². Dans les spectres à bas pouvoir de résolution il est impossible d'identifier les raies OH individuelles ; la calibration en longueur d'onde de ces spectres a été faite en prenant des plages uniformes à travers trois filtres à bande étroite (Brackett γ , FeII, Paschen β), déterminant ainsi, pour chacune des fentes, sa position exacte à trois longueurs d'onde. La dispersion du prisme utilisé pour les observations à bas pouvoir de résolution étant connue, on peut ensuite calibrer précisément l'ensemble du spectre.

3.3.2 Corrections appliquées aux spectres individuels

Dans nos données, autant à bas qu'à moyen pouvoir de résolution, il peut y avoir un déplacement des spectres allant jusqu'à 1 pixel de part et d'autre de la position médiane. Si la cible se déplace d'un côté à l'autre de la fente au cours des observations spectroscopiques, la longueur d'onde effective du spectre à un pixel donné se trouve

²Un spectre du fond de ciel calibré en longueurs d'onde dans le proche infrarouge à $R = 3000$, ce qui est suffisant pour calibrer nos observations à $R = 600$, est disponible à l'adresse www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/ocSkyBackground.html

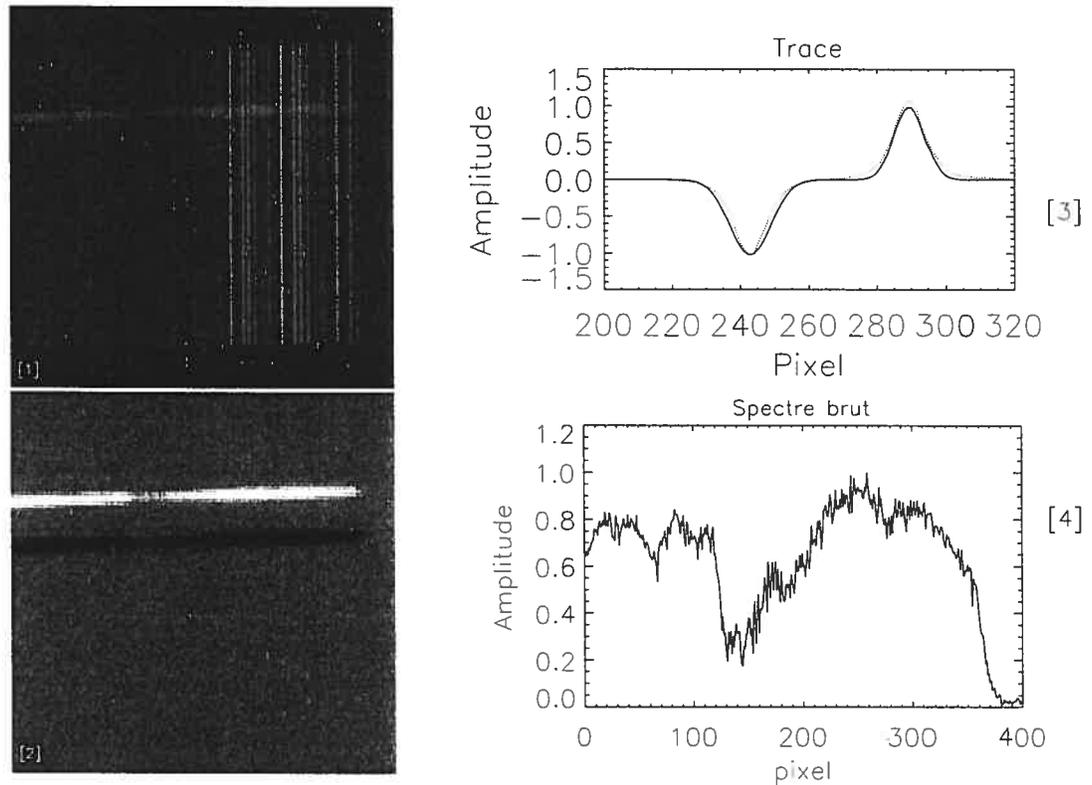


Figure 3.3: Illustration des grandes étapes de la réduction des données spectro-métriques du TCFH. Le panneau [1] montre un spectre brut et correspond à une sous-section du panneau de gauche de la figure 3.2. Le panneau [2] illustre la même région de l'image que le panneau [1] mais après la soustraction d'une paire d'images consécutives. Le panneau [3] montre la trace de la paire de spectres illustrée dans le panneau [2] (ligne en pointillées) et la trace modélisée par un ajustement de deux gaussiennes (ligne continue). Le panneau [4] montre le spectre brut extrait avec la trace modélisée.

légèrement affectée. Cet effet est corrigé par la production d'un spectre médian, la corrélation croisée avec ce spectre médian de chacun des spectres individuels et le déplacement de ceux-ci par interpolation cubique.

Pour les données à bas pouvoir de résolution, l'ensemble des spectres des étoiles de calibration est sommé en un seul spectre. En divisant le spectre de calibration pour une observation donnée par la moyenne de ce spectre sur la totalité des observations, on obtient un spectre de la variation de la transmission atmosphérique. Le spectre de la naine T est divisé par ce spectre pour corriger les variations de transmission. La même correction est faite pour une des étoiles, qui est utilisée comme référence pour

quantifier les incertitudes de nos mesures. Pour les observations à moyen pouvoir de résolution, la plus brillante des deux étoiles est utilisée pour calibrer la transmission atmosphérique, et la plus faible sert de référence.

La réfraction atmosphérique se manifeste comme un déplacement de la position apparente d'une source observée à travers l'atmosphère terrestre par rapport à la position où elle serait vue en l'absence d'atmosphère (Roe, 2002). Ce phénomène est fonction de la longueur d'onde et il peut poser problème en imagerie à bande large et en spectroscopie sur un large intervalle spectral. En spectroscopie à fente, si cette dernière n'est pas orientée parallèlement à ce déplacement, soit à l'angle dit *parallactique*, la position de l'image de la source sur la fente changera en fonction de la longueur d'onde. Cela introduira un gradient artificiel dans le spectre de l'objet.

Si les sources observées en spectroscopie multi-objet ne sont pas positionnées exactement au même endroit par rapport à leurs fentes respectives, la combinaison des mouvements des sources par rapport à leurs fentes et des effets chromatiques de la réfraction atmosphérique entraînera une modulation du spectre. La modulation ainsi créée sera à basse fréquence, modifiant principalement la pente des spectres.

On a fait un calcul simple pour déterminer l'amplitude des effets de la réfraction atmosphérique différentielle dans nos observations. On a déterminé l'amplitude de la modulation de la pente du spectre d'une source pour les conditions d'observation à moyen pouvoir de résolution de SD1254. On a supposé un angle horaire de 2 heures, un *seeing* de $0.66''$ et des déplacements du centroïde de la PSF de $-0.5''$ à $0.5''$ par rapport au centre de la fente. La figure 3.4 illustre ces résultats ; on obtient des modulations de la pente de l'ordre de 4% et une courbure de $\sim 0.3\%$ sur l'intervalle allant de $1.2 \mu\text{m}$ à $1.7 \mu\text{m}$.

La figure 3.5 montre la distribution des pentes mesurées pour le spectre de SD1254. On y voit, entres autres, une évolution de la pente dans le temps pour les deux époques. La dispersion de la valeur de la pente est de 3.8% et est de l'ordre de grandeur de ce qui a été prédit plus tôt. Cette correspondance nous incite à croire que les effets de fente apportent une contribution importante à la dispersion mesurée dans les pentes de nos spectres et que cette incertitude nous empêche de tirer des conclusions sur l'évolution réelle de celle-ci. Une solution à ce problème consiste à

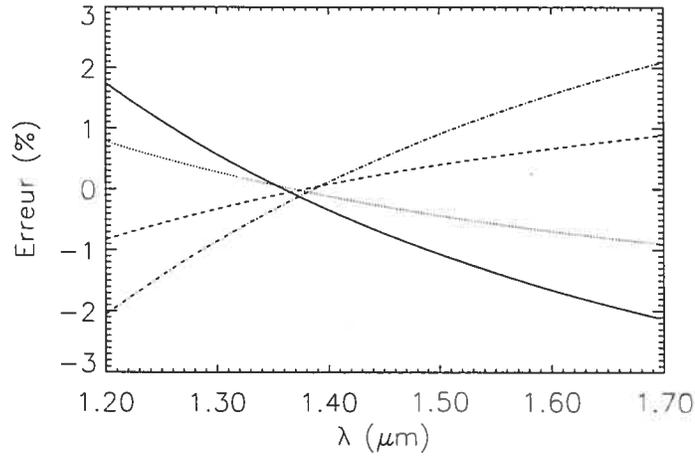


Figure 3.4: Biais en fonction de la longueur d'onde entraîné par la réfraction atmosphérique différentielle lors d'observations à un angle autre que l'angle parallactique. On suppose les mêmes conditions que pour les observations de SD1254 au TCFH avec un angle horaire de 2 heures, un *seeing* de $0.66''$ et des erreurs de positionnement de la source par rapport au centre de la fente de $-0.5''$, $-0.2''$, $0.2''$ et $0.5''$ (respectivement les courbes continue, en pointillés, en tirets et en tirets pointillés).

fixer la valeur de deux points aussi espacés que possible dans le spectre et à corriger l'amplitude du spectre selon une fonction linéaire de la longueur d'onde. On perd donc toute information sur une éventuelle évolution réelle de la pente du spectre.

Le même calcul a été fait pour les données à bas pouvoir de résolution avec une largeur de fente de $1.9''$, un *seeing* de $2''$ et des erreurs de positionnement de $\pm 1.5''$. L'amplitude de l'effet est semblable à celle prédite pour les observations à moyenne résolution. La largeur de fente plus grande et le *seeing* moins bon réduisent l'effet tandis que la plus grande couverture spectrale l'augmente.

Pour l'ensemble des observations, les spectres ont été combinés en un seul spectre à plus haut rapport signal sur bruit pour chaque intervalle de ~ 20 minutes en prenant la combinaison médiane de 7 spectres consécutifs. L'analyse qui suit porte sur ces spectres combinés et non sur les spectres individuels.

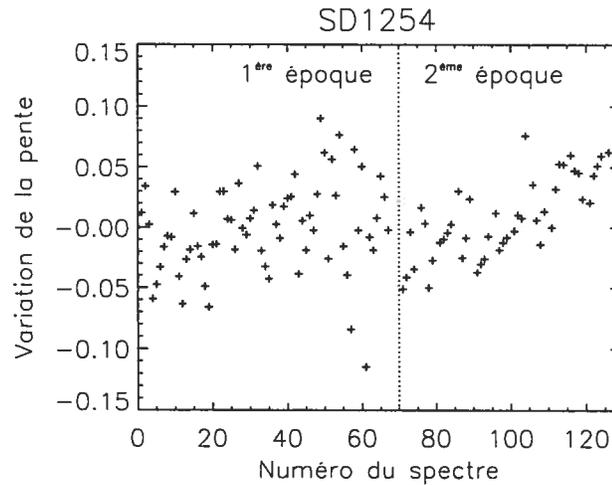


Figure 3.5: Variations dans la pente des spectres à moyen pouvoir de résolution de SD1254. Ici, la variation de la pente est exprimée comme étant la variation temporelle du flux moyen entre $1.65 \mu\text{m}$ et $1.7 \mu\text{m}$ par rapport à son flux moyen dans ce même intervalle quand le spectre est normalisé par sa valeur moyenne entre $1.20 \mu\text{m}$ et $1.25 \mu\text{m}$.

3.4 Résultats

Cette section illustre nos résultats spectroscopiques et permettent une première discussion *qualitative*. Une analyse plus quantitative de ces mêmes résultats suivra à la section 3.5. Les spectres de résidus montrés dans cette section sont ceux des spectres médians sur ~ 20 minutes. Nous avons fait le choix de ne pas rechercher de variabilité sur des échelles de temps inférieures à cette durée qui correspond au temps caractéristique des plus rapides variabilités documentées chez les naines L. Le rapport signal sur bruit typique de nos spectres ne nous permettrait pas, de toute façon, de poser des contraintes significatives sur les variabilités à des échelles de temps inférieures à 20 minutes.

Les figures 3.6, 3.8 et 3.10 illustrent les résultats des observations à bas pouvoir de résolution et les figures 3.12 et 3.14 illustrent les résultats des observations à moyenne résolution. Les panneaux de gauche sur chacune des cinq figures montrent, en haut, le spectre médian pour l'ensemble des observations et en bas les résidus pour chacun des spectres dont on a soustrait le spectre médian. Les résidus sont montrés à la même échelle que le spectre médian. Le panneau de droite montre les

mêmes graphiques pour l'étoile de référence. Des bandes grises identifient les bandes d'absorption tellurique les plus importantes. Les résidus pour les différentes dates d'observation sont séparés par une ligne horizontale. Pour tous ces résultats, les variations de la pente ont été soustraites.

Les figures 3.7, 3.9, 3.11, 3.13 et 3.15 illustrent les résidus pour les spectres individuels sous la forme de cartes. Des lignes blanches horizontales séparent les spectres des différentes nuits. On va rechercher dans ces spectres de résidus des structures spectroscopiques qui varient au-delà du bruit pixel à pixel et qui présentent une cohérence spectrale sur un intervalle plus grand que la résolution instrumentale de ~ 4 pixels.

3.4.1 Spectres à bas pouvoir de résolution

La figure 3.6 illustre les résidus observés pour SD1254 sous forme de spectres et la figure 3.7 les montre sous forme de cartes. La carte des résidus montre des régions de bruit variable dans l'intervalle entre $1.55 \mu\text{m}$ et $1.7 \mu\text{m}$ dues au fond de ciel plus important. Aucune structure majeure dans les résidus ne se répète sur plusieurs spectres. On peut remarquer qu'il y a une légère diminution du flux à $1.37 \mu\text{m}$ pour tous les spectres des deux premières époques. Cette structure coïncide avec les bandes d'absorption tellurique de l'eau et est probablement due à une correction imparfaite de cette dernière. La carte des résidus présente des variations dans l'amplitude du bruit d'un spectre à l'autre ; celles-ci sont principalement dues à des variations dans la masse d'air et du *seeing*.

Les figures 3.8 et 3.9 illustrent les résidus observés pour 2M2254. Le bruit dans les résidus est plus fort au milieu de la seconde époque pour 2M2254. Il est intéressant de noter que l'étoile de référence ne présente pas beaucoup plus de bruit à la seconde époque. Cette différence vient probablement d'un alignement un peu moins bon de 2M2254 par rapport à sa fente pour la seconde observation. Les résidus pour les deux objets ne présentent aucune structure particulière qui montre une cohérence spectrale.

Les figures 3.10 et 3.11 illustrent les résidus observés pour 2M1237. La carte de

résidus de l'étoile de référence montre une structure importante autour de $1.4 \mu\text{m}$ et $1.85 \mu\text{m}$ pour les deux dernières nuits d'observation. On voit aussi dans les résidus de 2M1237 un bruit important autour de $1.85 \mu\text{m}$. Ces structures coïncident avec les régions de très forte absorption tellurique et sont très probablement dues à une correction imparfaite de cette extinction (voir la section 3.5.5).

Comme expliqué dans la section 3.3 qui détaille la réduction des données, pour tous les spectres des figures 3.6, 3.8 et 3.10 le ciel a été soustrait avant l'analyse de variabilité.

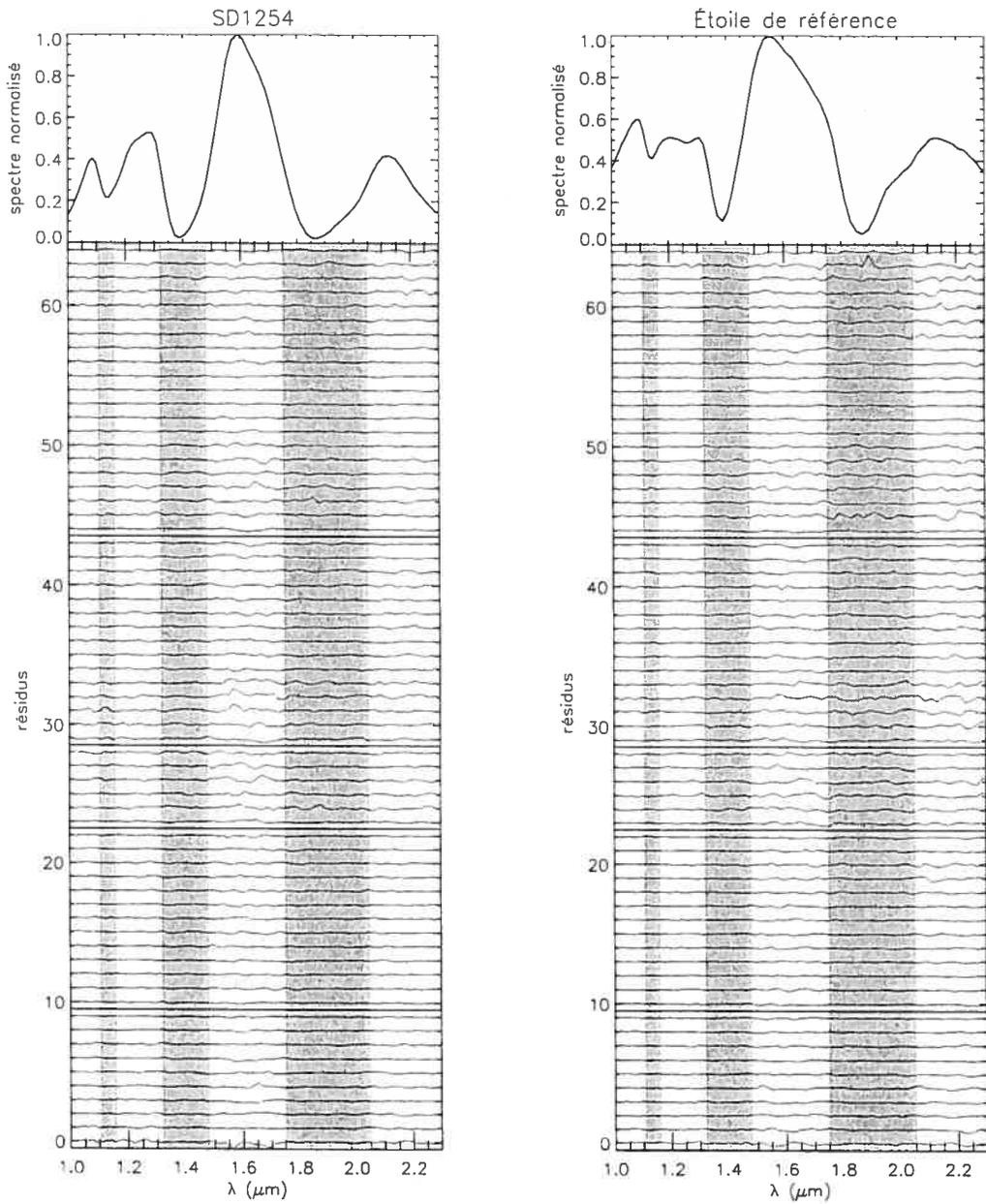


Figure 3.6: Les panneaux du haut donnent le spectre médian pour SD1254 (à gauche) et son étoile de référence (à droite) pour l'ensemble des observations effectuées à l'OMM après soustraction du ciel. Les courbes dans les panneaux du bas donnent les résidus après soustraction du spectre médian. Les zones ombrées correspondent aux intervalles spectraux fortement affectés par l'absorption tellurique.

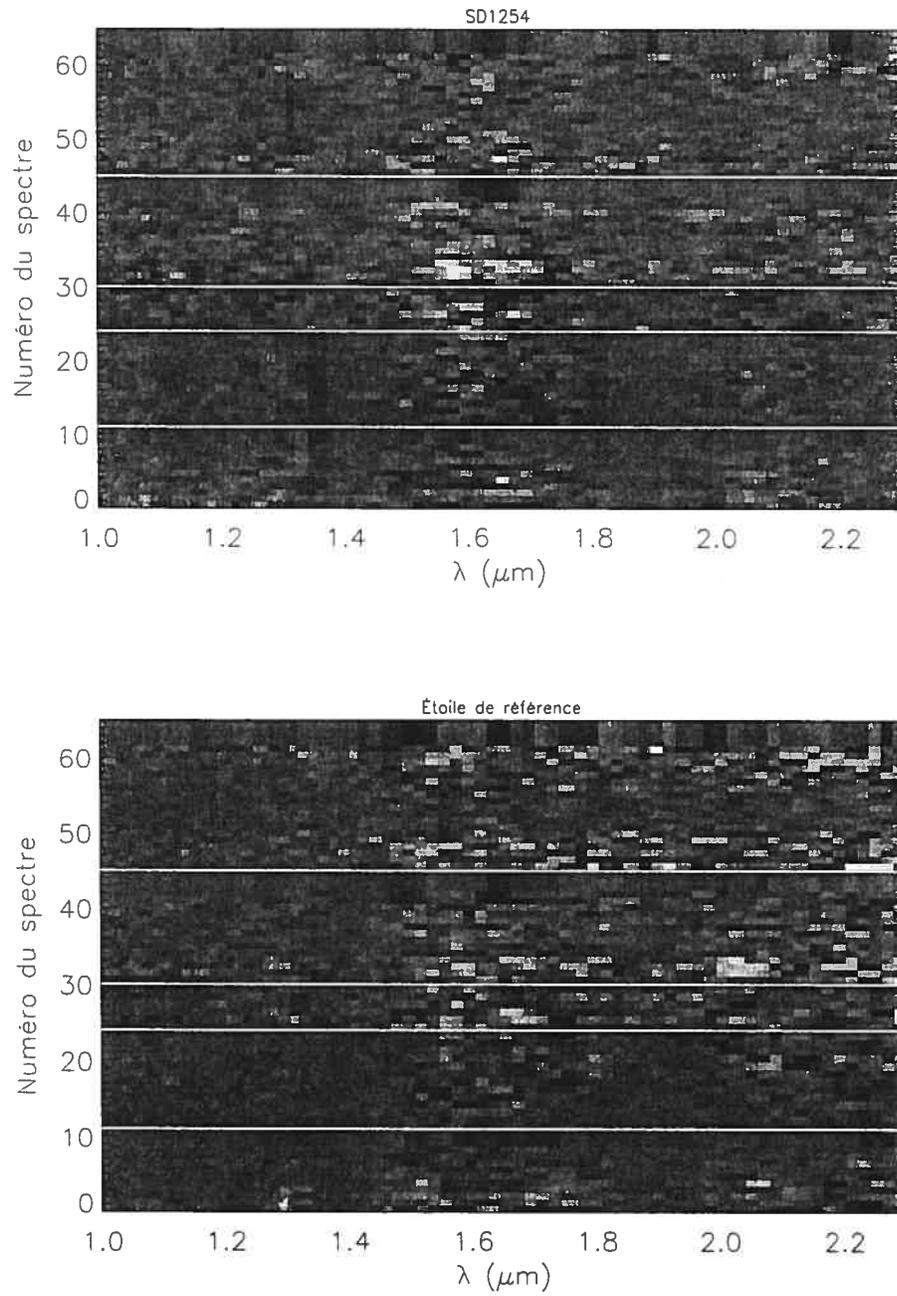


Figure 3.7: Carte des résidus pour les observations à bas pouvoir de résolution de SD1254. Ces résidus couvrent les cinq époques d'observation.

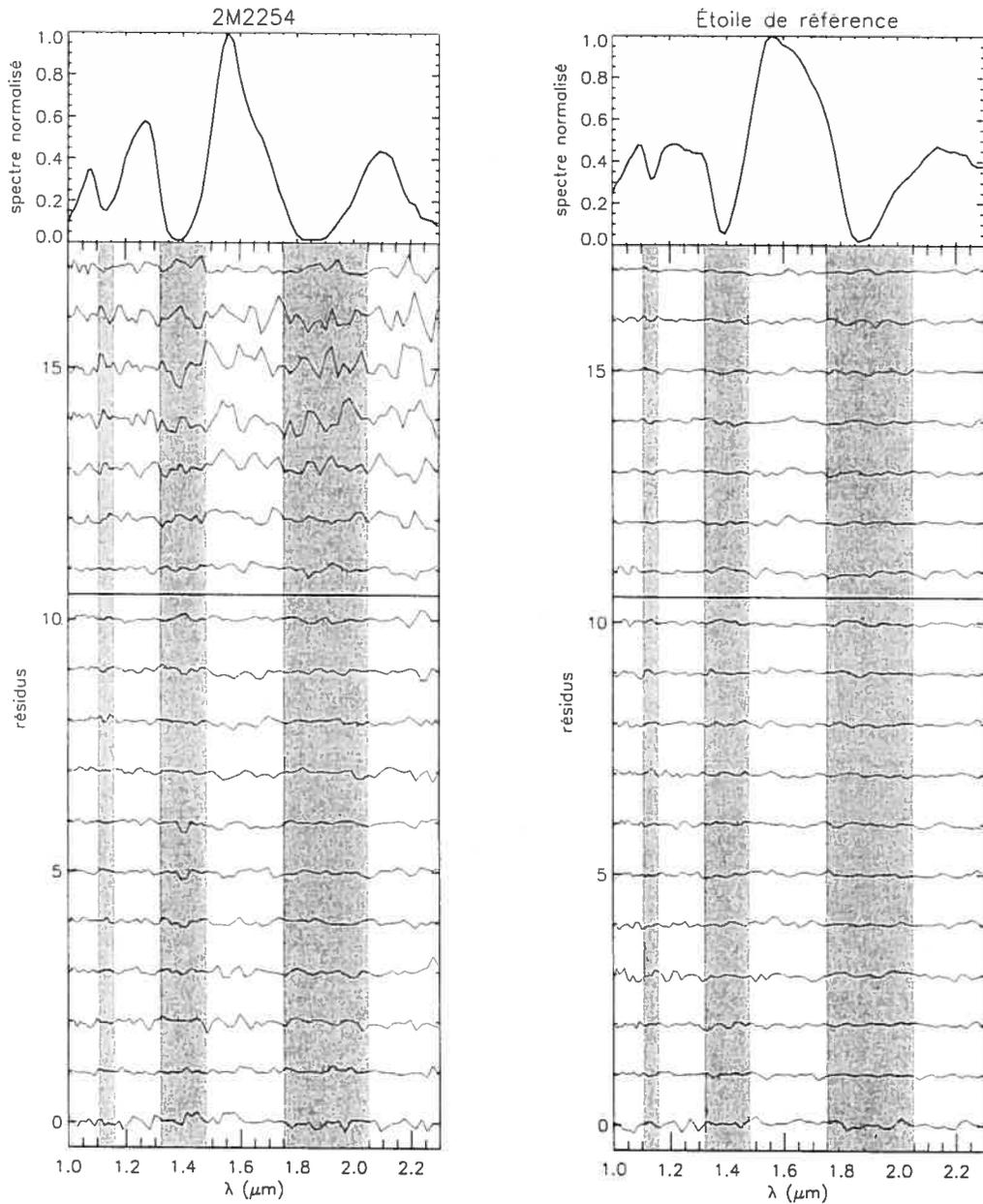


Figure 3.8: Les panneaux du haut donnent le spectre médian pour 2M2254 (à gauche) et son étoile de référence (à droite) pour l'ensemble des observations effectuées à l'OMM après soustraction du ciel. Les courbes dans les panneaux du bas donnent les résidus après soustraction du spectre médian. Les zones ombrées correspondent aux intervalles spectraux fortement affectés par l'absorption tellurique.

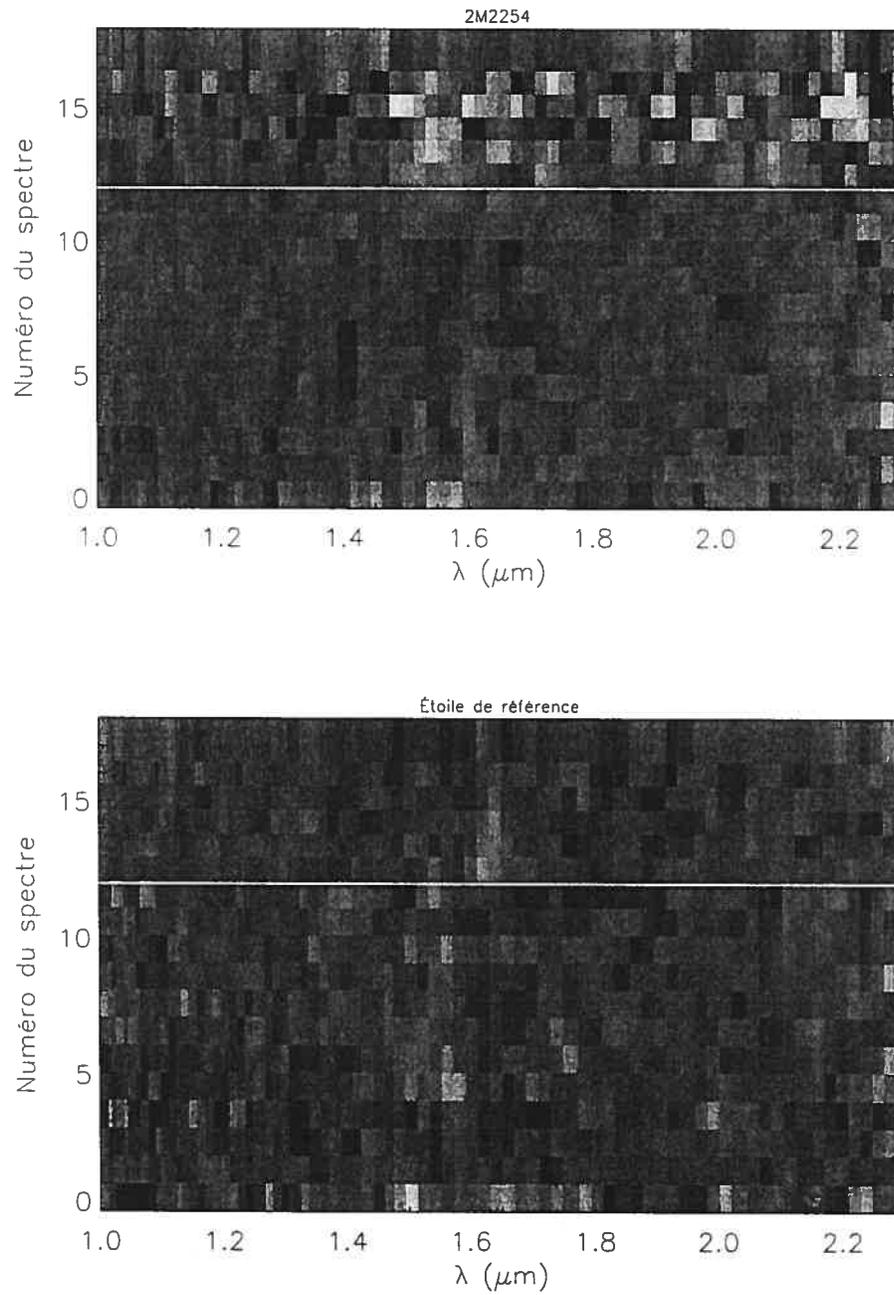


Figure 3.9: Carte des résidus pour les observations à bas pouvoir de résolution de 2M2254. Ces résidus couvrent les 2 époques d'observation.

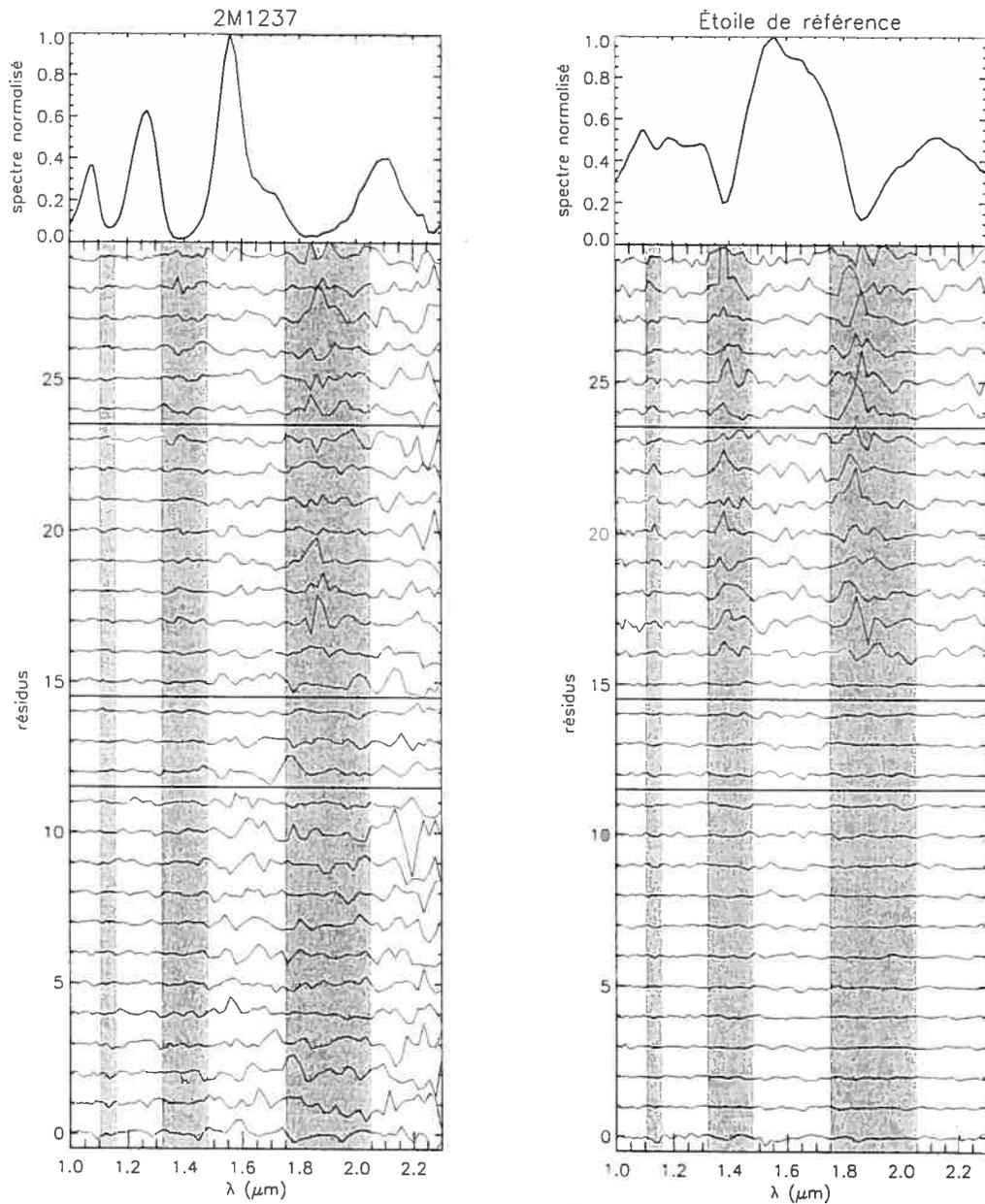


Figure 3.10: Les panneaux du haut donnent le spectre médian pour 2M1237 (à gauche) et son étoile de référence (à droite) pour l'ensemble des observations effectuées à l'OMM après soustraction du ciel. Les courbes dans les panneaux du bas donnent les résidus après soustraction du spectre médian. Les zones ombrées correspondent aux intervalles spectraux fortement affectés par l'absorption tellurique.

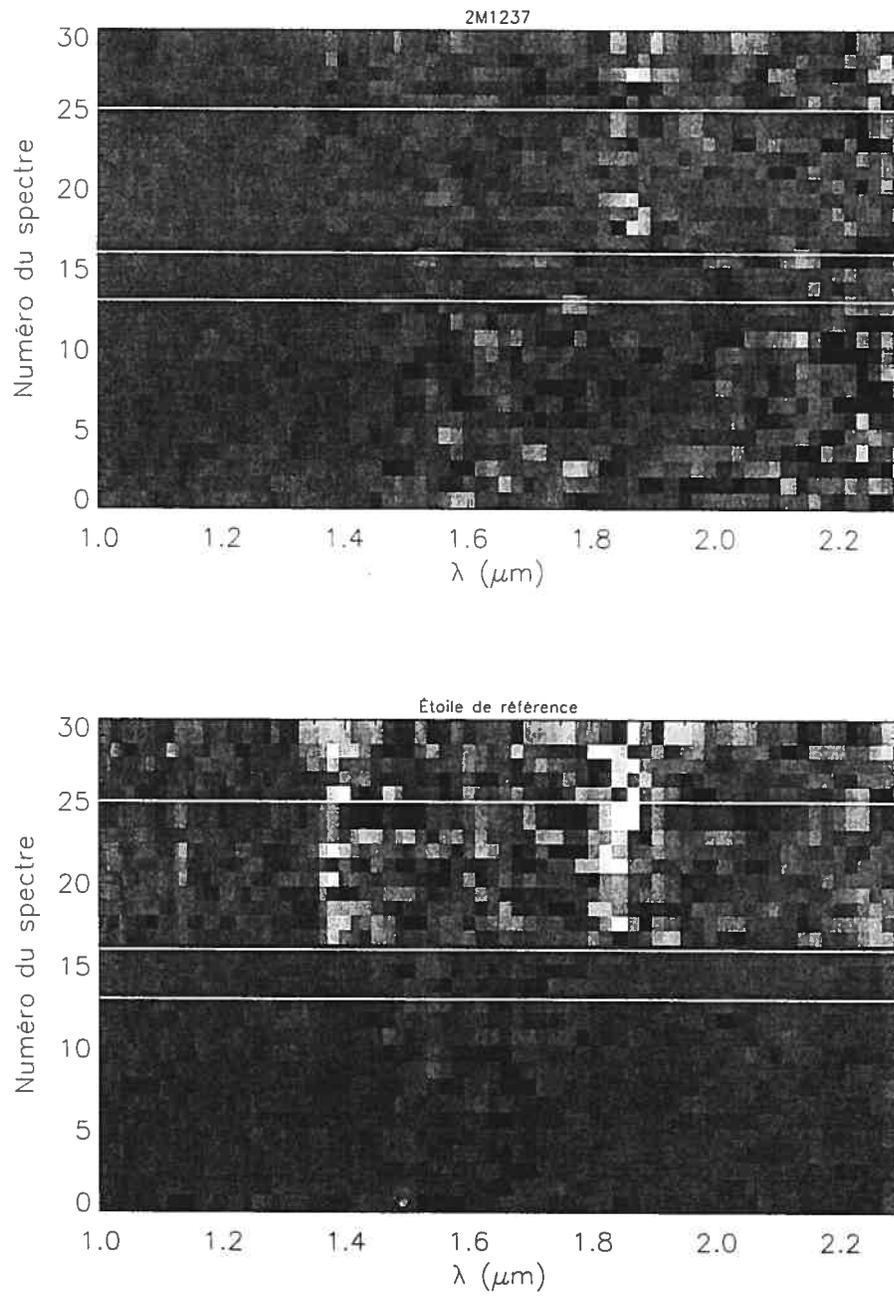


Figure 3.11: Carte des résidus pour les observations à bas pouvoir de résolution de 2M1237. Ces résidus couvrent les quatre époques d'observation.

3.4.2 Spectres à moyenne résolution

Les résultats des observations à moyenne résolution sont présentés de la même façon que les observations à bas pouvoir de résolution avec leurs spectres de résidus et les cartes de résidus.

Les spectres médians de 2M0746 et de SD1254, présentés dans les panneaux du haut des figures 3.12 et 3.14, permettent d'identifier différentes structures spectroscopiques. Ces spectres montrent deux raies d'absorption à $\sim 1.24 \mu\text{m}$ associées au K1. Le spectre de SD1254 montre, centrée à $1.65 \mu\text{m}$, une faible bande d'absorption due au CH_4 . Les spectres des deux naines brunes et de leurs étoiles de références montrent tous une forte absorption centrée à $1.4 \mu\text{m}$ due à l'eau tellurique. On constate cependant que l'absorption dans le spectre de SD1254, et dans une moindre mesure de 2M0746,

On ne distingue pas de structures particulières dans les résidus de SD1254. On voit sur la figure 3.13 et sur les spectres individuels de la figure 3.12 qu'il y a une augmentation du bruit pendant la première nuit pour SD1254 et l'étoile de référence. Cette augmentation du bruit est associée à une lente dégradation du *seeing* avec l'augmentation de la masse d'air tout au long de la nuit. Les résidus sont dominés par le bruit pixel à pixel dans les spectres et aucune région de la carte des résidus ne présente de variation cohérente d'un spectre à l'autre.

La carte des résidus pour 2M0746 présente d'importantes structures à grande échelle. Il y a un important gradient en fonction du numéro du spectre dans la carte des résidus autour de $1.3 \mu\text{m}$ et de $1.5 \mu\text{m}$. Cette structure a une amplitude supérieure au bruit pixel à pixel et s'étend à une fraction importante du spectre.

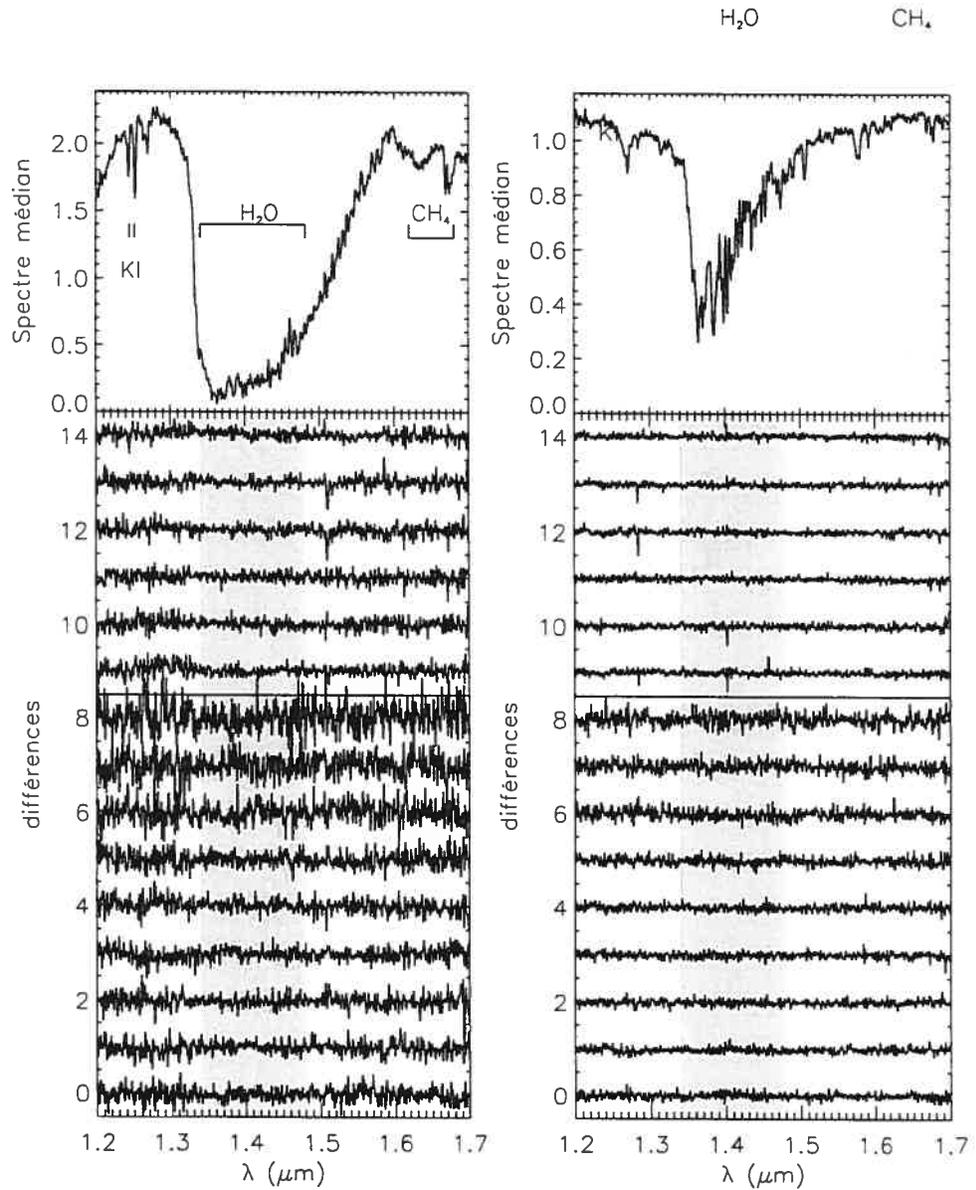


Figure 3.12: Résidus dans le spectre de SD1254 (panneau de gauche) et son étoile de référence (panneau de droite) pour chacune des 2 époques d'observation au TCFH. Les panneaux du haut donnent les spectres médians après soustraction du ciel pour l'ensemble des observations. Les courbes dans les panneaux du bas donnent les résidus après soustraction du spectre médian. La zone ombrée correspond à l'intervalle spectral fortement affecté par l'absorption tellurique.

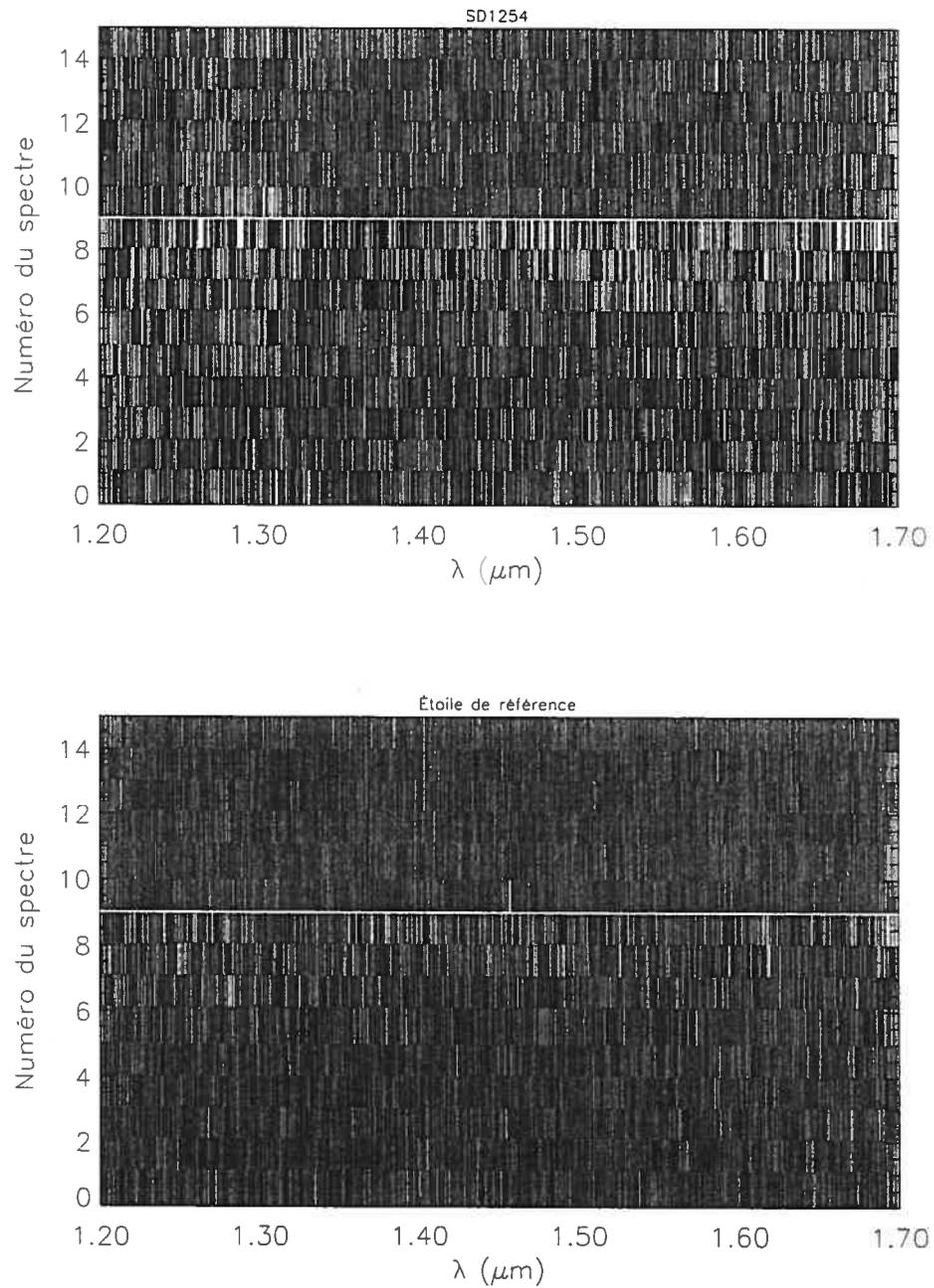


Figure 3.13: Carte des résidus pour les observations à moyenne résolution de SD1254 (panneau du haut) et sont étoile de référence (panneau du bas). Ces résidus couvrent les 2 époques d'observation.

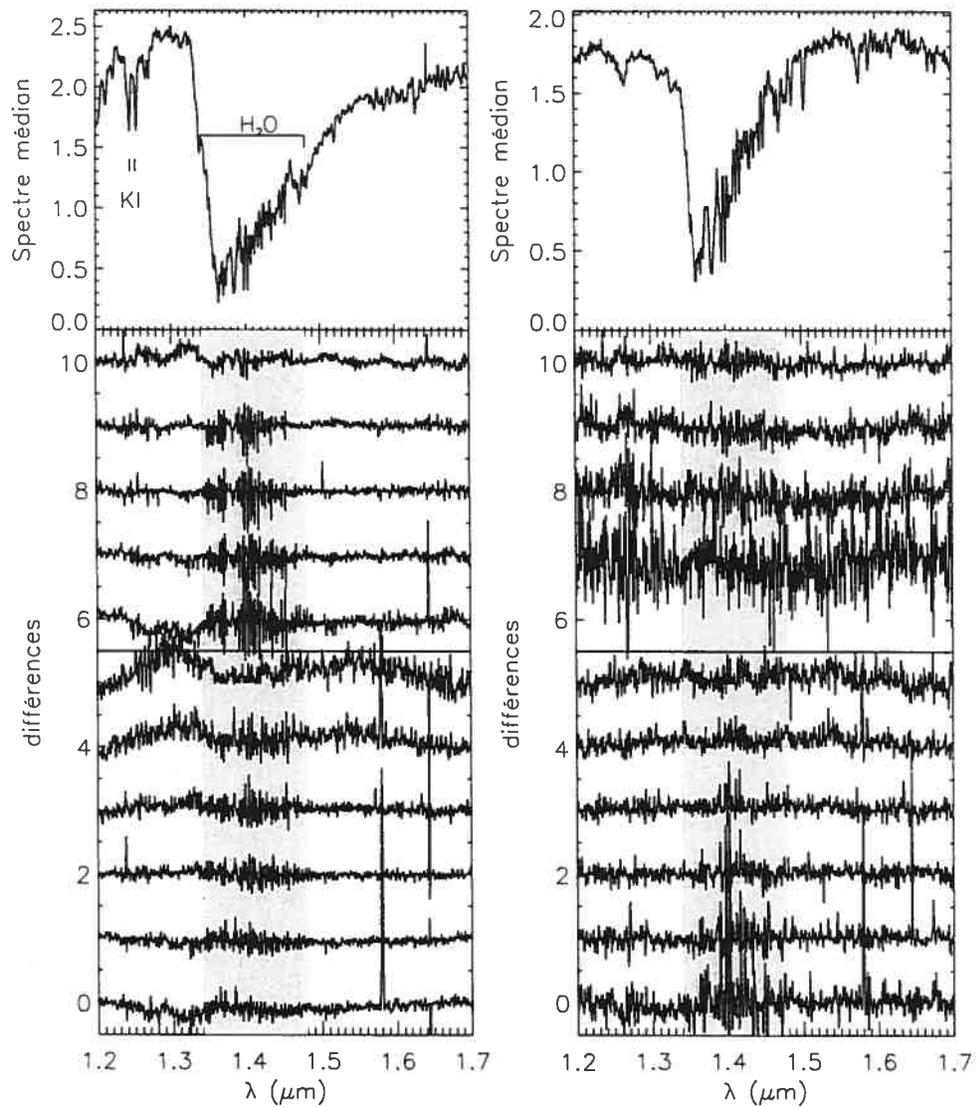


Figure 3.14: Résidus dans le spectre de 2M0746 (panneau de gauche) et son étoile de référence (panneau de droite) pour chacune des 2 époques d'observation au TCFH. Les panneaux du haut donnent les spectres médians après soustraction du ciel pour l'ensemble des observations. Les courbes dans les panneaux du bas donnent les résidus après soustraction du spectre médian. La zone ombrée correspond à l'intervalle spectral fortement affecté par l'absorption tellurique. L'étoile de référence de 2M0746 était mal alignée au début des observations de la seconde époque ; c'est pour cette raison qu'il manque un spectre dans les données de cette étoile.

3.5 Analyse des résultats

Les données illustrées à la section 3.4 ne montrent pas de prime abord, à part dans le cas de 2M0746, de modulation particulière dans les spectres de résidus. Nous avons donc poussé l'analyse au-delà d'un simple examen des résidus. En spectroscopie, si une source présente une variabilité temporelle, la dispersion des mesures dans le temps du flux pour un élément de résolution donné sera supérieure à celle attendue compte-tenu des incertitudes expérimentales. La comparaison de cette dispersion à l'incertitude moyenne permet donc d'établir quelles régions du spectre présentent une modulation significative. La première étape dans cette approche consiste à établir de façon précise l'incertitude pour un élément de résolution donné. Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.3.2, les spectres de résidus sont ceux obtenus par la combinaison médiane de 7 spectres individuels. Pour un élément de résolution spectrale donné, l'incertitude sur le spectre médian est estimée à partir de la dispersion de ces spectres individuels. On a ensuite comparé cette incertitude avec la dispersion observée pour voir si certains intervalles spectraux présentent une dispersion au-delà de celle attendue.

Cette détermination de l'incertitude présuppose que la dispersion parmi les 7 spectres individuels est représentative de l'incertitude sur des échelles de temps comparables à la durée totale des observations. De plus, si la naine brune présente une variabilité sur des échelles de temps inférieures à 20 minutes, celle-ci viendra biaiser la détermination de l'incertitude. On a cependant des raisons de croire que la variabilité des naines T s'échelonnent surtout sur des temps supérieurs à cette durée ; leur période de rotation va de 2 à 12 heures et la plus rapide variabilité temporelle identifiée chez les naines L est de ~ 20 minutes.

Les figures 3.16, 3.17 et 3.18 montrent les spectres d'incertitude moyenne et de dispersion normalisées par le spectre médian pour les données à bas pouvoir de résolution. Cette représentation a l'avantage d'illustrer l'amplitude moyenne des incertitudes par rapport au spectre médian. Celle-ci est typiquement de 3 à 5% à l'intérieur des bandes photométriques et peut dépasser 100% dans les bandes d'eau. Ces figures illustrent aussi les mêmes spectres de résidus et d'incertitude après une

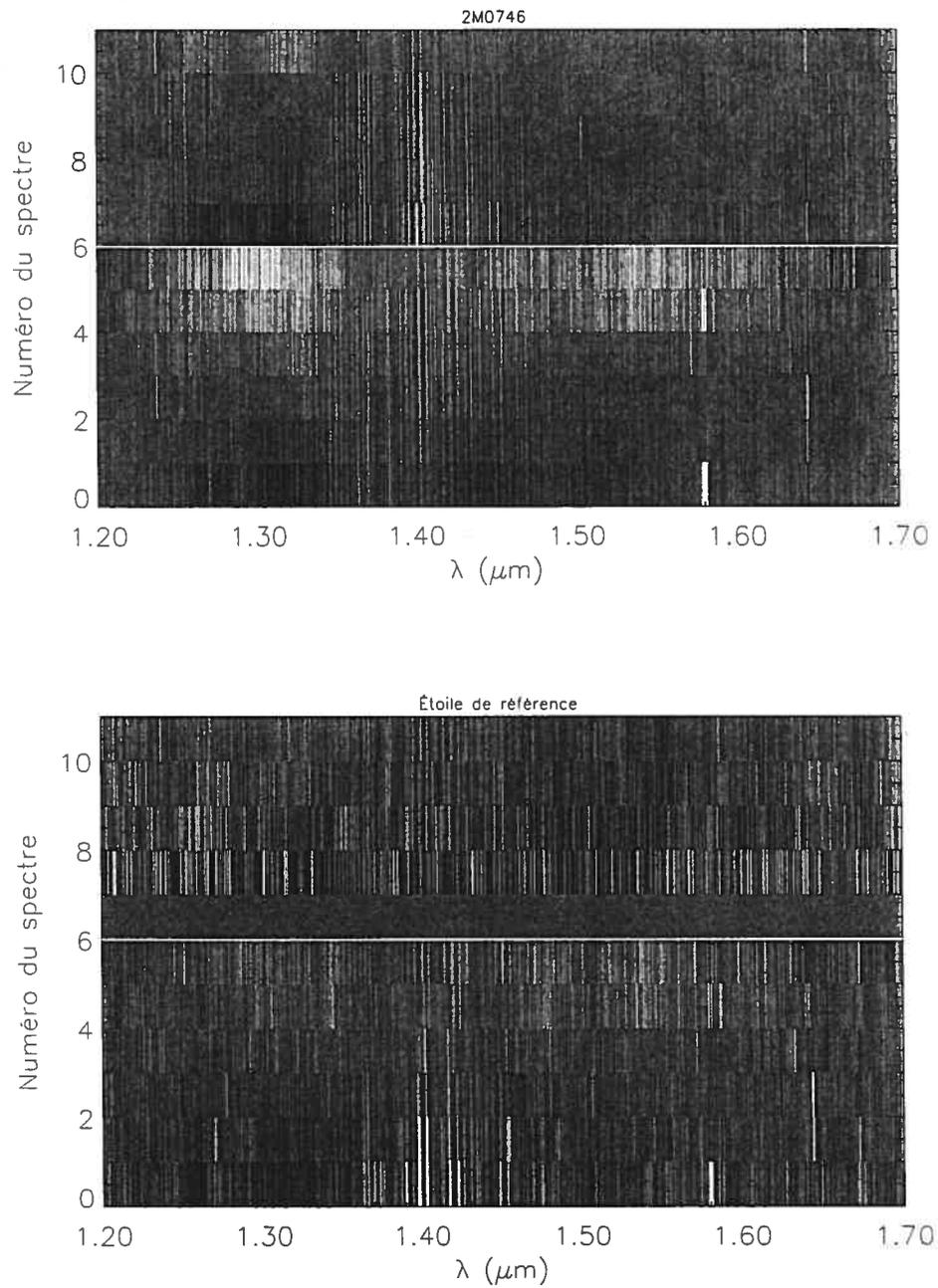


Figure 3.15: Carte des résidus pour les observations à moyenne résolution de 2M0746 (panneau du haut) et son étoile de référence (panneau du bas). Ces résidus couvrent les 2 époques d'observation. L'étoile de référence de 2M0746 était mal alignée au début des observations de la seconde époque; c'est pour cette raison qu'il manque un spectre dans les données de cette étoile.

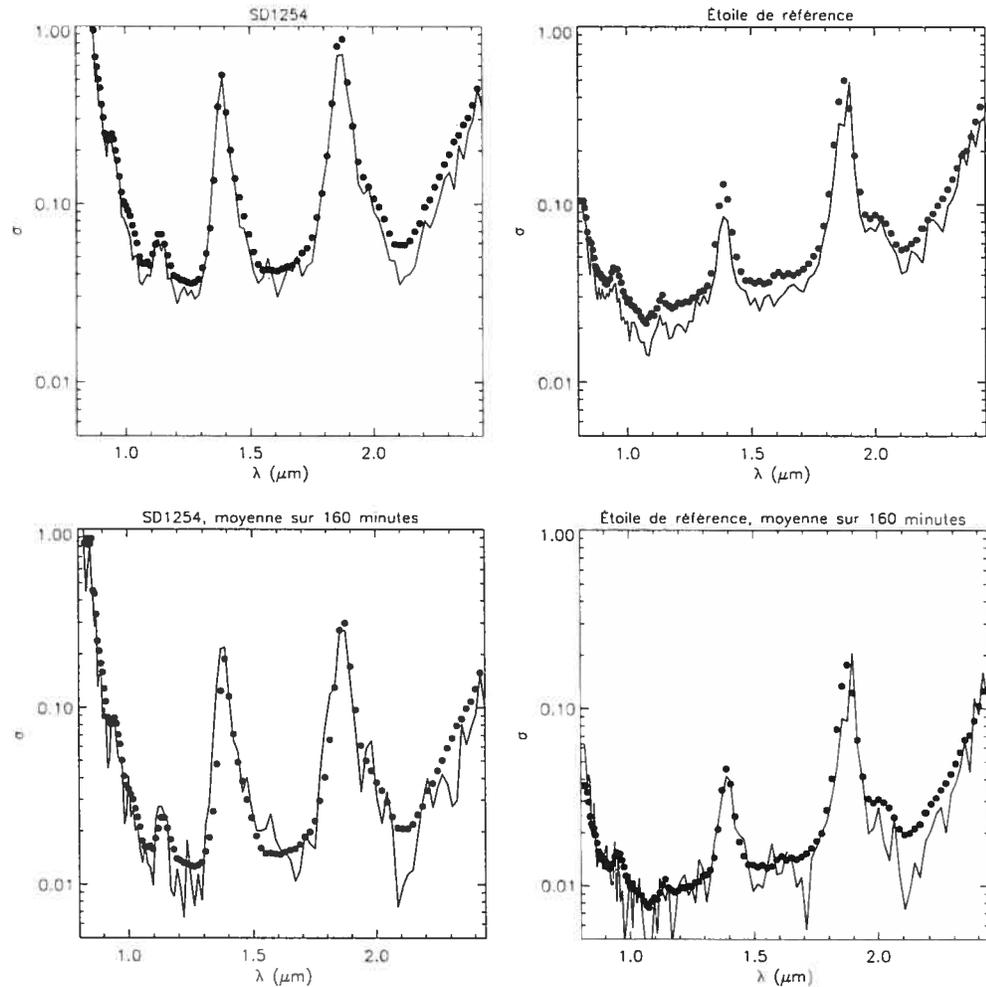


Figure 3.16: Incertitude moyenne (points) et dispersion temporelle (ligne) en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de SD1254 (panneaux de gauche) et son étoile de référence (panneaux de droite). Les panneaux du haut montrent la dispersion et l'incertitude obtenues pour l'ensemble des spectres médians, les panneaux du bas montrent les mêmes spectres après une moyenne des spectres médians sur 160 minutes.

moyenne sur 160 minutes pour rechercher des variabilités à des échelles de temps de l'ordre de quelques heures. Ces spectres moyennés permettent d'abaisser d'un facteur ~ 3 les contraintes sur la variabilité en comparaison avec les spectres ayant un échantillonnage temporel de 20 minutes.

Les observations de SD1254 à bas pouvoir de résolution ne permettent pas d'identifier d'intervalle spectral où la dispersion des données soit supérieure à l'incertitude

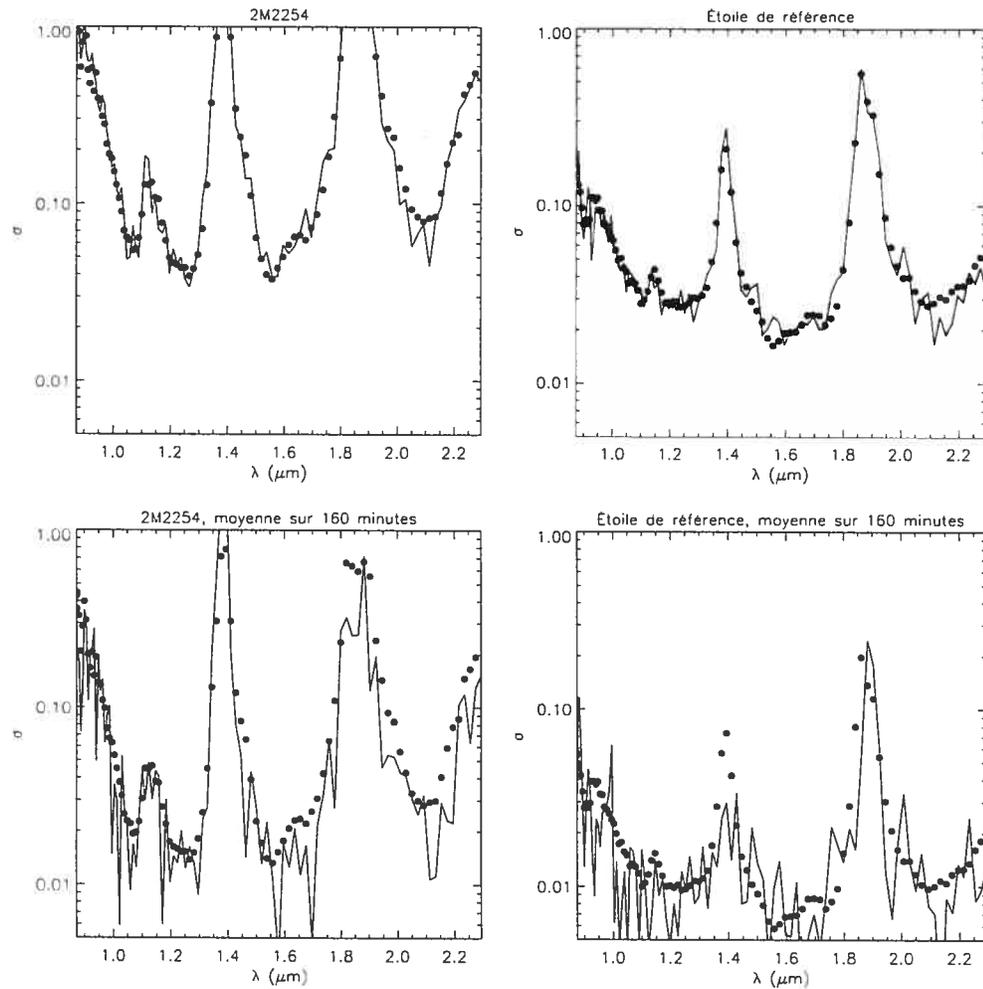


Figure 3.17: Incertitude moyenne (points) et dispersion temporelle (ligne) en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de 2M2254 (panneaux de gauche) et son étoile de référence (panneaux de droite). Les panneaux du haut montrent la dispersion et l'incertitude obtenues pour l'ensemble des spectres médians, les panneaux du bas montrent les mêmes spectres après une moyenne des spectres médians sur 160 minutes.

sur trois éléments de résolution spectrale consécutifs, soit 8 pixels. On remarquera que pour l'étoile de référence, et dans une moindre mesure pour les données en bande K de SD1254, l'incertitude est légèrement surestimée. Les observations moyennées sur 160 minutes permettent de mettre une limite supérieure sur la variabilité allant de 1% à 2% dans les bandes J , H et K .

La dispersion dans les spectres à bas pouvoir de résolution de 2M2254 est en très

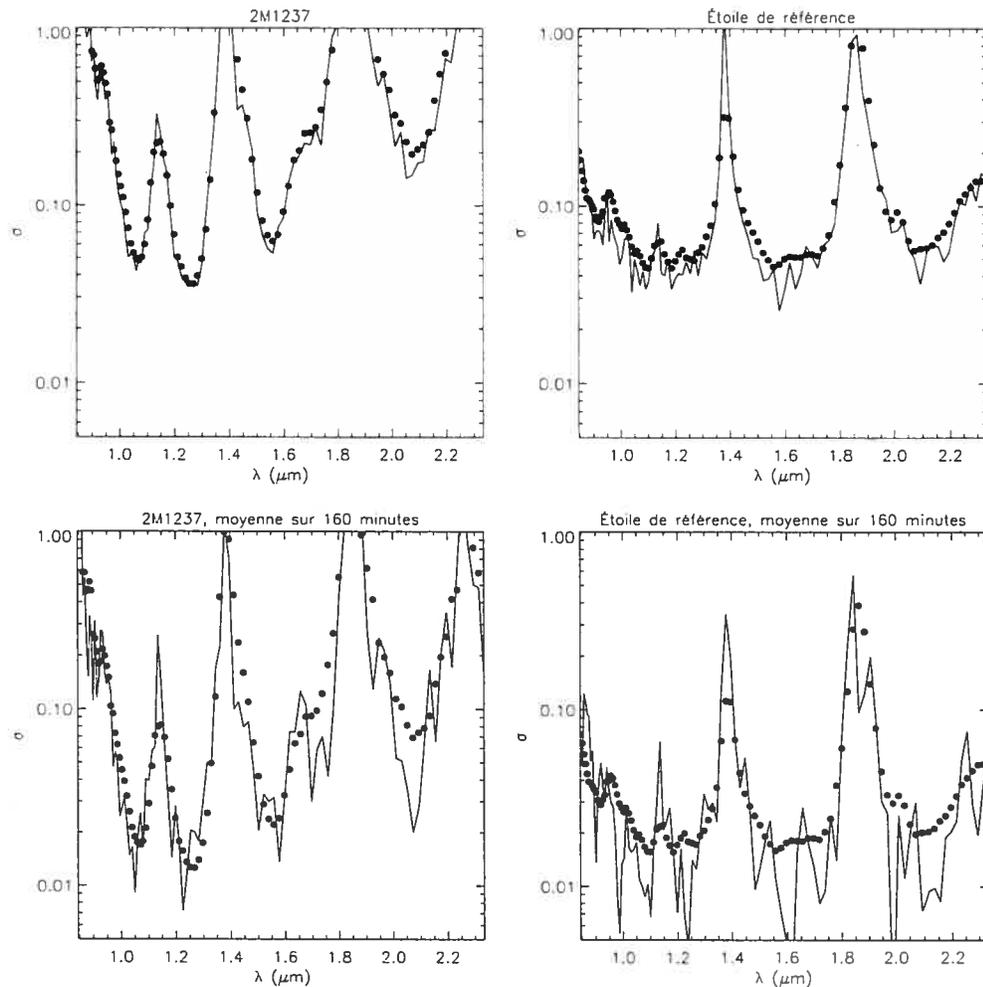


Figure 3.18: Incertitude moyenne (points) et dispersion temporelle (ligne) en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de 2M1237 (panneaux de gauche) et son étoile de référence (panneaux de droite). Les panneaux du haut montrent la dispersion et l'incertitude obtenues pour l'ensemble des spectres médians, les panneaux du bas montrent les mêmes spectres après une moyenne des spectres médians sur 160 minutes.

bon accord avec les incertitudes calculées. Cet accord demeure dans les données moyennées sur 160 minutes. Si 2M2254 présente une variabilité, celle-ci est, au plus, de 2% à 3% dans les J , H et K . Cette contrainte est beaucoup moins forte dans les bande d'eau et en deçà de $1\mu\text{m}$ où elle est de plus de 10%.

Les observations de 2M1237 ne permettent pas d'identifier d'intervalle spectral où la dispersion soit supérieure à l'incertitude, que ce soit sur les spectres avec un

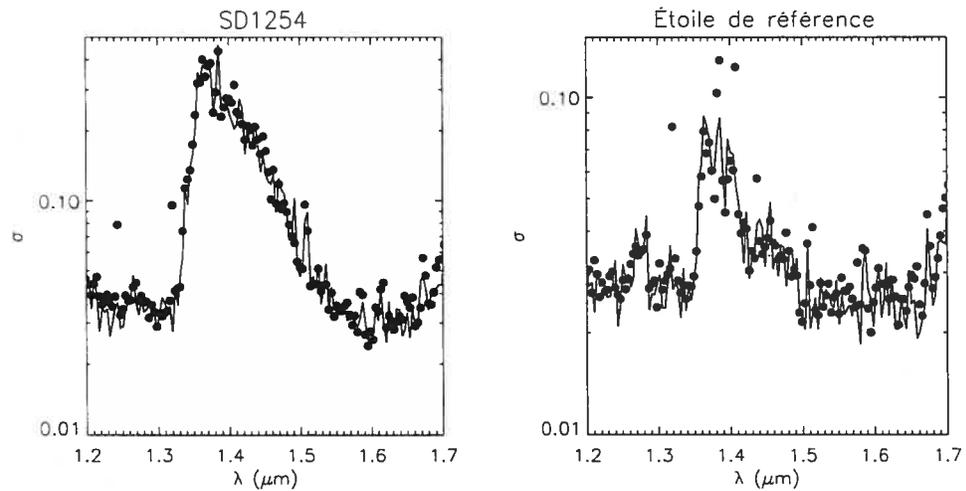


Figure 3.19: Incertitude moyenne (points) et dispersion temporelle (ligne) en fonction de la longueur d'onde pour les données à moyenne résolution de SD1254.

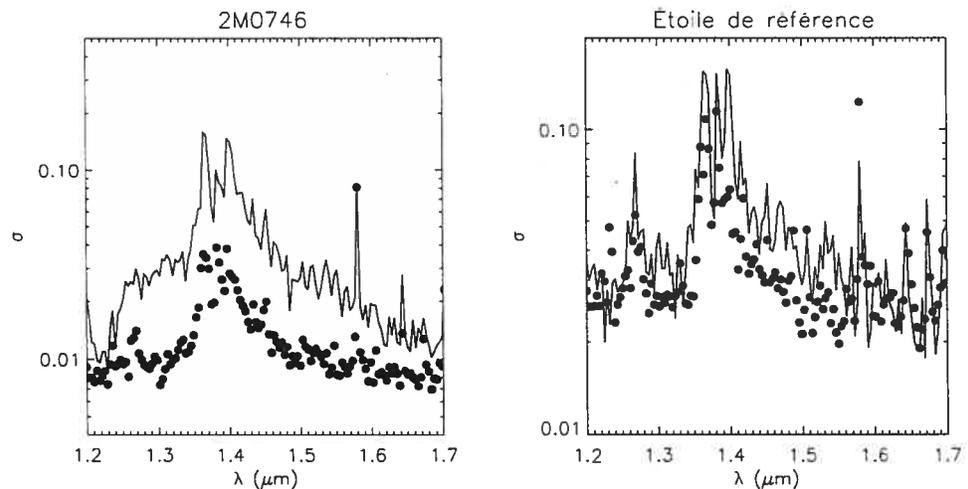


Figure 3.20: Incertitude moyenne (points) et dispersion temporelle (ligne) en fonction de la longueur d'onde pour les données à bas pouvoir de résolution de 2M0746.

échantillonnage de 20 minutes où moyennés sur 160 minutes. La contrainte que nous pouvons placer sur la variabilité de 2M1237 est moins forte que pour SD1254 et 2M2254. La limite supérieure posée sur la variabilité de 2M1237 va de 2% à 7% en bandes J , H et K dans les données moyennées sur 160 minutes.

La dispersion mesurée dans les spectres à moyenne résolution de SD1254 est en très bon accord avec l'incertitude calculée. Nous pouvons poser une limite supérieure de

~3% sur la variabilité de SD1254 à l'échelle d'un élément de résolution en dehors des bandes d'eau.

Pour les données de 2M0746 (figure 3.20), la quasi-totalité du spectre de dispersion présente des valeurs plus élevées que l'incertitude. Cette observation indique que les données de 2M0746 présentent une modulation significative, tout comme on pouvait déjà le voir sur la carte de résidus présentée à la figure 3.15. On constate aussi que la dispersion est supérieure à l'incertitude sur une partie importante du spectre de l'étoile de référence. Cette différence est moins claire que pour 2M0746, mais est bien visible quand on compare les spectres de dispersion des étoiles de référence de SD1254 (figure 3.13) et 2M0746 (figure 3.13). Le fait que l'étoile de référence de 2M0746 présente une dispersion supérieure à celle attendue des incertitudes suggère qu'une variabilité de l'étoile de calibration de 2M0746 soit responsable de la modulation dans le spectre de 2M0746.

3.5.1 Modulation dans le spectre de 2M0746

La modulation observée dans les résidus de 2M0746 pourrait être due à une variabilité ; cependant, deux faits laissent penser que ce n'est peut-être pas le cas. En effet, 2M0746 est une binaire et il pourrait y avoir des effets de fente. De plus, l'étoile de référence de 2M0746 présente une dispersion dans ses résidus qui est supérieure à l'incertitude ce qui indique possiblement une modulation causée par une variabilité de l'étoile de calibration.

Lors de la prise d'un spectre, en l'absence d'effets chromatiques comme la réfraction atmosphérique différentielle, toutes les parties de la PSF ont le même spectre. Ainsi, si une partie de la PSF tombe à l'extérieur de la fente, il n'y aura aucun effet sur la forme générale du spectre hormis une variation de son amplitude. Lorsqu'on observe une binaire, même non résolue, on s'attend donc à ce que la contribution relative des composantes au spectre global soit une fonction de la position exacte de la PSF sur la fente. Étant donné que 2M0746 est une binaire L0/L1, on peut se demander quelle importance cet effet a sur la recherche de variabilité.

Un simple modèle de ce problème a été fait à partir des observations astrométriques

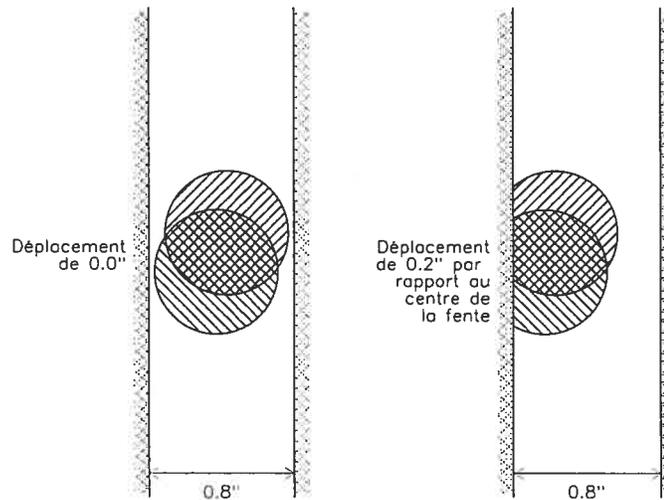


Figure 3.21: Illustration du problème de la binarité en spectroscopie résolue dans le temps.

faites par Reid *et al.* (2001) pour 2M0746. La binaire a une séparation de $0.22''$ et un angle de position de 15° . La figure 3.21 illustre la géométrie de ce problème, chacune des composantes de la binaire étant représentée par un disque hachuré d'un diamètre d'une PLMH. Pour le calcul, on a supposé une fente orientée nord-sud de $0.8''$ et une PLMH de $0.66''$.

Étant donné les variations de l'amplitude de trace de 2M0746, on peut déduire que la PSF bouge de $\sim 0.6''$ au cours des observations. Ce déplacement entraîne une variation du poids relatif des composantes de la binaire de 12%. Sachant que la différence de luminosité des deux composantes de 2M0746 est de 0.62 mag en bande *I* (Reid *et al.*, 2001) et que leur spectre moyen est de L0.5, on peut déduire que les composantes sont, approximativement, de sous-type L0 et L1. On peut prédire le résidu dû à la binarité et aux effets de fente, ce calcul a été fait à partir des spectres d'archive³ d'une naine L0 (HD 89744B) et d'une naine L1 (2MASS 1658+70). Les deux spectres ont été normalisés proportionnellement à la luminosité de chacune des composantes de 2M0746. Le résidu ainsi prédit est donné à la figure 3.22. L'amplitude du résidu en dehors des bandes d'eau est, au maximum, de l'ordre du pourcent, l'effet de la binarité de 2M0746 est donc trop petit pour expliquer les résidus observés qui ont une valeur RMS de $\sim 3\%$ et présentent une amplitude pic à pic de $\sim 15\%$.

³<http://www.astro.ucla.edu/~mclean/BDSSarchive/>

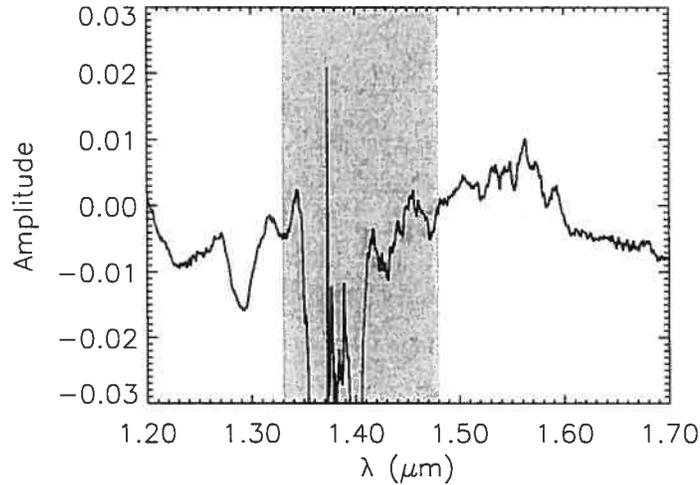


Figure 3.22: Spectre de résidu dû à l'effet de fente pour une binaire L1/L0. On suppose que la contribution au spectre global de la composante L0 varie de 12%. La zone ombrée correspond à l'intervalle de longueur d'onde fortement affecté par l'extinction tellurique.

L'importante modulation détectée pour 2M0746 ne peut donc pas s'expliquer par des effets de fentes dus à sa binarité. Nous examinons donc la possibilité que cette modulation soit due à une variabilité de l'étoile de calibration. Si cette dernière est responsable de la modulation du spectre de 2M0746, on s'attend à ce que l'étoile de référence présente les mêmes résidus. À la première inspection, la carte des résidus de l'étoile de référence de 2M0746 (figure 3.15) ne montre pas les mêmes structures que celle de 2M0746. Cependant, le bruit sensiblement plus élevé des données de l'étoile de référence pourrait masquer des variations de l'amplitude de celles observées dans les données de 2M0746.

Si on suppose que la structure qui varie d'un spectre à l'autre dans les données de 2M0746 est toujours la même mais avec une amplitude variable, on peut poser que le i^{eme} spectre aura le résidu suivant :

$$R_i(\lambda) = b(\lambda, i) + a(i)s(\lambda),$$

où $s(\lambda)$ est la structure de forme constante et d'amplitude $a(i)$ dans le spectre

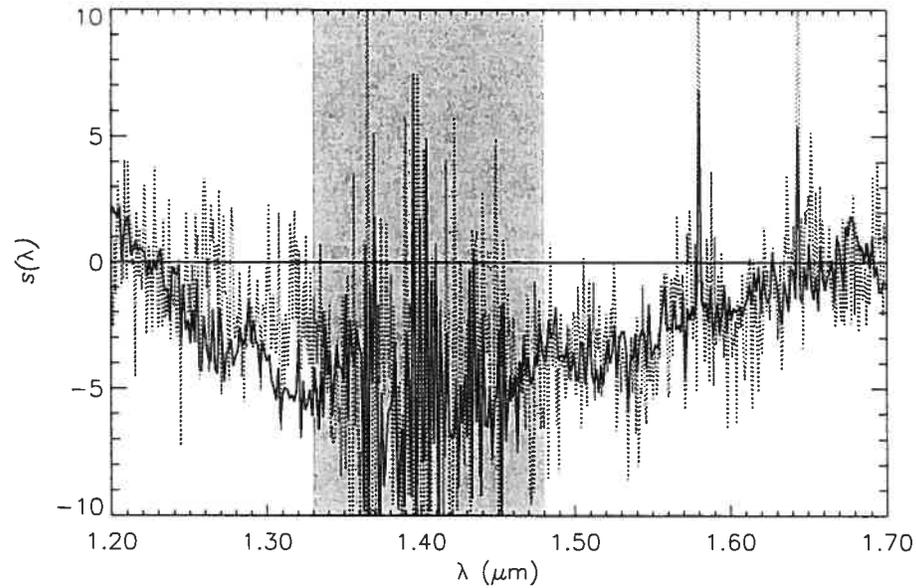


Figure 3.23: Résidu moyen ($s(\lambda)$) pour 2M0746 (courbe continue) et son étoile de référence (courbe en pointillés). La zone ombrée correspond à l'intervalle de longueur d'onde fortement affecté par l'extinction tellurique.

de résidus, $b(\lambda, i)$ est un bruit gaussien. On peut donc construire un vecteur $a(i)$ et un spectre $s(\lambda)$ par un ajustement de moindres carrés des résidus observés. La figure 3.23 montre le spectre ainsi obtenu pour les résidus de 2M0746 (courbe continue) et pour son étoile de référence (courbe en pointillés).

On constate que le spectre $s(\lambda)$ présente des structures et une amplitude presque identiques pour 2M0746 et son étoile de référence. Il y a donc, caché dans le bruit de la carte des résidus de l'étoile de référence une structure presque identique à celle observée pour 2M0746. On peut donc conclure que c'est une variabilité dans le spectre de l'étoile de calibration qui est responsable de la modulation détectée dans le spectre de 2M0746.

L'étoile de calibration utilisée était la plus brillante qui soit observable en même temps que 2M0746 à l'intérieur du champ de la caméra CFHTIR, le choix de cette étoile comme référence semblait donc naturel. On aurait bien sûr pu opter pour une autre étoile mais, au moment des observations, rien ne laissait présager que cette étoile poserait des problèmes. Si les observations étaient à refaire, une autre étoile

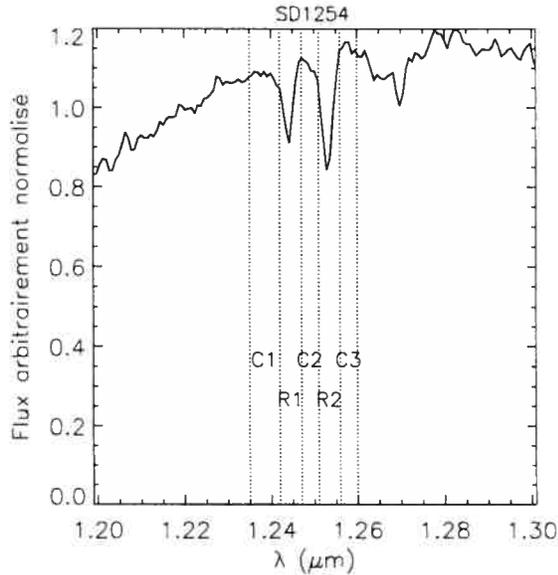


Figure 3.24: Spectre de SD1254 autour du doublet de KI. Les régions *C1*, *C2*, *C3*, *R1* et *R2* sont utilisées pour calculer la largeur équivalente de ce doublet.

de référence serait choisie.

3.5.2 Variation de la largeur équivalente du doublet de KI

Le doublet de KI centré à $1.24 \mu\text{m}$ est la seule raie d'absorption clairement visible dans nos données à moyenne résolution. Nous avons mesuré l'évolution de sa largeur équivalente pour chacun des spectres de SD1254 et la compilation de ces valeurs est donnée par la figure 3.25. La région utilisée comme continuum dans le spectre est celle allant de $1.235 \mu\text{m}$ à $1.242 \mu\text{m}$ (*C1*, voir la figure 3.24), $1.246 \mu\text{m}$ à $1.251 \mu\text{m}$ (*C2*) et $1.256 \mu\text{m}$ à $1.260 \mu\text{m}$ (*C3*) et le doublet correspond à la région allant de $1.242 \mu\text{m}$ à $1.246 \mu\text{m}$ (*R1*) et de $1.251 \mu\text{m}$ à $1.256 \mu\text{m}$ (*R2*). La figure 3.24 montre le spectre de SD1254 aux environs du doublet de KI.

La largeur équivalente du doublet de KI a été mesurée pour l'ensemble des spectres de SD1254. Les valeurs mesurées pour les deux dates d'observation diffèrent de $1.2 \pm 0.4 \text{ \AA}$. La même mesure a été faite sur l'étoile de référence et donne une variation de la largeur équivalente de $0.0 \pm 0.3 \text{ \AA}$. Un test de Student montre que la probabilité pour qu'il y ait une variation réelle de la moyenne de la distribution des

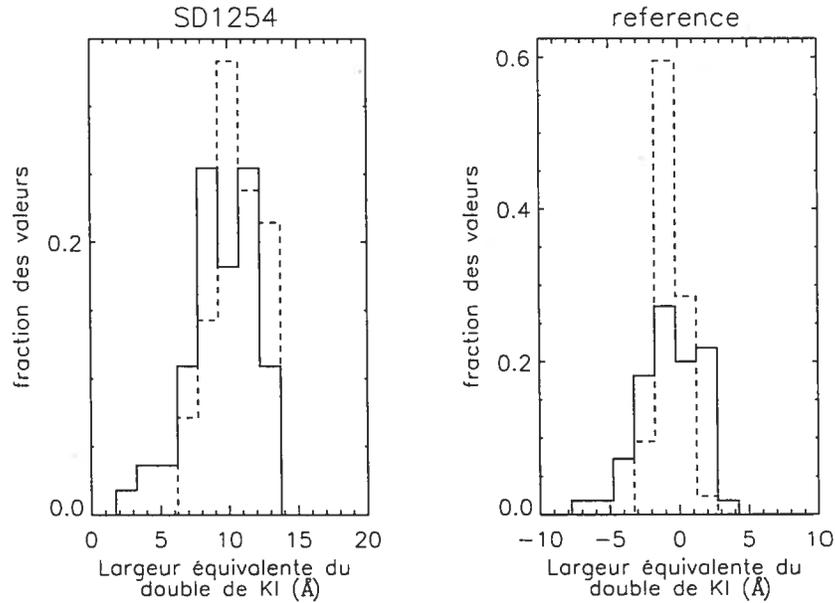


Figure 3.25: Histogramme de la largeur équivalente du doublet de KI mesuré pour SD1254 à chacune des 2 époques. L’histogramme en courbe continue donne la distribution des données pour $JJ = 2\ 452\ 326$ et l’histogramme en tirets pour $JJ = 2\ 452\ 328$.

largeurs équivalentes est de $p = 0.006$, cette détection reste donc assez marginale. Pour ce test nous n’avons *pas* supposé une dispersion identique dans les données pour les 2 nuits. Il s’agit donc d’une détection marginale de la variabilité de la largeur équivalente du doublet de KI entre les 2 époques d’observation.

Contrairement aux mesures décrites dans les sections précédentes, la mesure de la largeur équivalente du doublet de KI porte sur un court intervalle de longueur d’onde. La présence d’une bande d’absorption tellurique centrée sur le doublet pourrait compromettre cette mesure. Le panneau de droite de la figure 3.26 montre le spectre d’absorption tellurique pour une colonne d’eau précipitable de 1.6 mm et une masse d’air⁴ de 1.5, ce qui est typique pour les observations obtenues au TCFH. On voit sur le panneau de gauche de la figure 3.26 qu’aucune bande d’absorption importante ne recoupe cet intervalle. Il s’agit incidemment d’une des régions du proche infra-rouge qui présente la plus faible absorption tellurique. La présence d’une forte raie d’émission dans le spectre du fond de ciel, surtout si elle présente une variabilité

⁴Voir les pages www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/ocSkyBackground.html et www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/ocTransSpectra.html

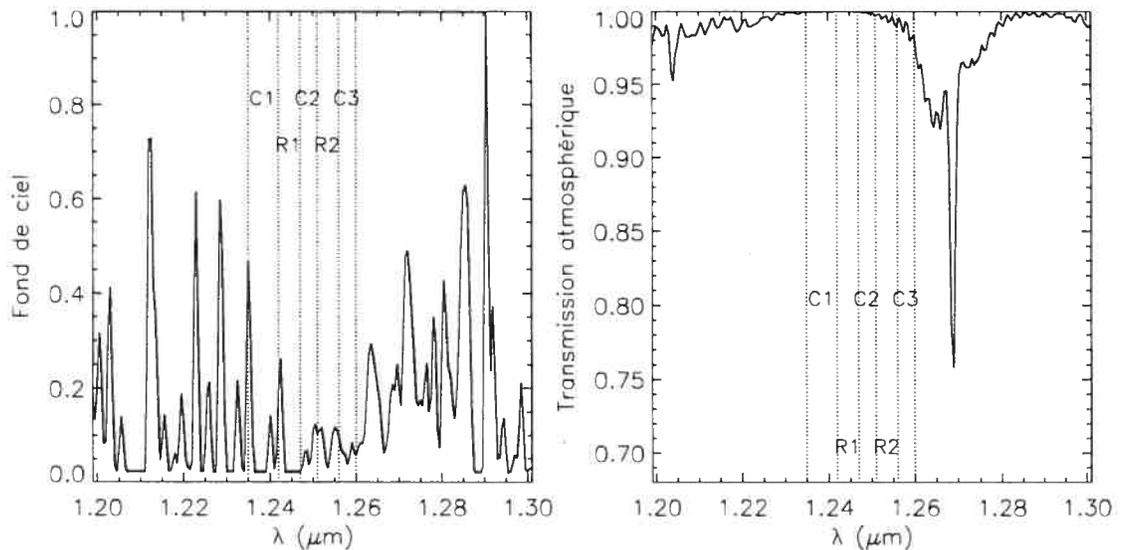


Figure 3.26: Spectre du fond de ciel (panneau de gauche) et spectre d'absorption tellurique dans l'intervalle spectral centré sur le doublet de KI (panneau de droite). Il faut noter que pour le spectre de transmission, l'ordonnée va de 0.7 à 1.0 pour faire ressortir de faibles variations dans la transmission.

importante d'un spectre à l'autre, pourrait aussi biaiser notre mesure. Comme on peut le voir sur un spectre de fond de ciel à haute résolution (panneau de gauche de la figure 3.26), aucune raie d'émission importante ne tombe dans cet intervalle spectral.

3.5.3 Variabilité sur des intervalles spectraux étendus

Nous n'avons pas pu identifier de variabilité dans les données à bas pouvoir de résolution sur de petites échelles spectrales. Il est cependant possible qu'une faible variabilité sur un grand intervalle spectral soit masquée par la dispersion pixel à pixel; nous effectuons donc une analyse de variabilité sur les structures à grande échelle des spectres. Étant donné la faible amplitude attendue dans ces variabilités, nous avons décidé de n'étudier l'évolution de ces structures qu'entre les différentes nuits et non pas à l'intérieur d'une seule nuit.

Pour les données à bas pouvoir de résolution nous mesurons la variation des couleurs $J - H$ et $H - K$ pour chacune des nuits. Le flux en bande J est défini comme la

Table 3.6: Variabilité dans les couleurs $J - H$ et $H - K$ pour les observations à bas pouvoir de résolution.

Objet	JJ ¹	$\Delta(J - H)$ (mmag)	$\Delta(H - K)$ (mmag)
SD1254	53074	21 ± 11	35 ± 19
SD1254	53087	-3 ± 3	-4 ± 9
SD1254	53093	-12 ± 16	-40 ± 31
SD1254	53094	-18 ± 8	-36 ± 18
SD1254	53095	-5 ± 3	-11 ± 6
2M2254	52882	-10 ± 8	-3 ± 12
2M2254	52900	0 ± 18	-16 ± 23
2M1237	53073	-45 ± 17	-34 ± 14
2M1237	53074	-22 ± 52	3 ± 33
2M1237	53161	17 ± 14	14 ± 6
2M1237	53162	-30 ± 29	-29 ± 29

¹JJ, jour julien moins 2 450 000

moyenne du flux entre 1.15 et 1.30 μm , le flux en bande H est défini comme la moyenne du flux entre 1.55 et 1.70 μm et le flux en bande K est défini comme la moyenne du flux entre 2.0 et 2.25 μm . Les intervalles de chacune des bandes sont un peu plus étroits que les bandes traditionnelles et ont été choisis de façon à éviter toute contamination des bandes d'eau dans nos mesures.

Le tableau 3.6 compile pour chacune des nuits d'observation les valeurs moyennes de $J - H$ et $H - K$ ainsi que les incertitudes qui y sont associées. Les incertitudes sont déterminées à partir de la dispersion des données pour chacune des époques. Aucune mesure de ces deux couleurs ne varie de plus de 2.7σ , donc aucune mesure de couleur ne dévie de façon significative de la moyenne.

L'analyse des données à moyenne résolution porte sur les trois grandes régions du spectre, soit les bandes photométriques J et H , et les bandes d'absorption de l'eau. Comme le doublet de KI constitue l'une des seules structures à petite échelle dans le spectre de SD1254, nous analysons ensuite la variabilité de la largeur équivalente de ce doublet.

3.5.4 Variation de la structure des bandes J et H .

Hormis une légère variabilité dans la largeur équivalente du doublet de KI, nous n'avons pas identifié de variabilité, au-delà de l'incertitude, sur des échelles spectrales de quelques pixels dans les spectre à moyenne résolution de SD1254. Nous explorons donc la possibilité qu'il y ait une modulation à grande échelle spectrale dans la structure des spectres qui serait à une amplitude plus faible que la dispersion pixel à pixel.

On a défini un indice pour mesurer la structure globale de la bande J , en définissant J_{court} comme le flux moyen entre $1.20 \mu\text{m}$ et $1.25 \mu\text{m}$ et J_{long} comme le flux moyen entre $1.25 \mu\text{m}$ et $1.30 \mu\text{m}$. La compilation des mesures de $J_{court} - J_{long}$ est donnée à la figure 3.27. Il y a une différence de $-17.8 \pm 2.9 \text{ mmag}$ (5.2σ) dans la couleur $J_{court} - J_{long}$ entre les deux époques séparées par un intervalle de 2 jours. La même mesure faite sur les données de l'étoile de référence indique une variation non significative de $-4.8 \pm 2.3 \text{ mmag}$ (2σ). Une recherche de variabilité pour $J_{court} - J_{long}$ à l'intérieur d'une nuit a aussi été faite mais aucune évolution de la couleur n'a été détectée sur de courtes échelles de temps.

Nos observations couvrant la partie de la bande H allant jusqu'à $1.70 \mu\text{m}$, une mesure de la structure globale d'une partie de la bande H a donc été effectuée. On a défini H_{court} comme étant le flux moyen entre $1.50 \mu\text{m}$ et $1.60 \mu\text{m}$ et H_{long} le flux moyen entre $1.60 \mu\text{m}$ et $1.70 \mu\text{m}$. La différence dans la valeur moyenne de $H_{court} - H_{long}$ entre les 2 époques d'observation est de $-4.4 \pm 2.4 \text{ mmag}$ (1.8σ) pour SD1254 et $3.6 \pm 2.1 \text{ mmag}$ pour l'étoile de référence. Les histogrammes des valeurs de $H_{court} - H_{long}$ pour les 2 époques d'observation sont présentés à la figure 3.27.

3.5.5 Variation dans les bandes d'eau

SD1254, comme toutes les naines T, présente une très forte absorption due à l'eau entre $1.37 \mu\text{m}$ et $1.42 \mu\text{m}$. Après correction des variations de la transmission atmosphérique, on peut donc explorer la variabilité temporelle de l'absorption due à l'eau dans l'atmosphère de SD1254. Le panneau du bas de la figure 3.28 montre l'évolution du flux moyen dans le spectre de SD1254 entre $1.37 \mu\text{m}$ et $1.42 \mu\text{m}$ après une

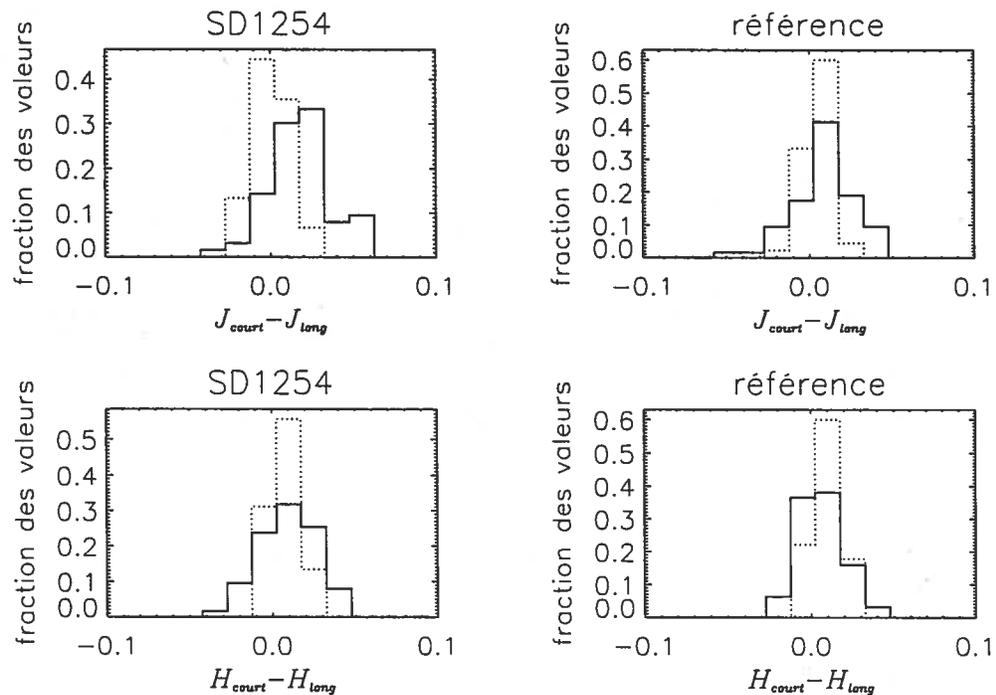


Figure 3.27: Compilation des valeurs de $J_{court} - J_{long}$ et $H_{court} - H_{long}$ pour SD1254 et son étoile de référence. L'histogramme en trait continu donne la distribution des données pour $JJ = 2\ 452\ 326$ et l'histogramme en trait pointillé pour $JJ = 2\ 452\ 328$.

division de son spectre par celui de l'étoile de référence. On constate une croissance de l'ordre de 20% du flux dans les bandes d'eau à la fin des observations de la 1^{ère} époque. Le panneau du haut de la figure 3.28 donne la variation de la transmission tellurique moyenne dans l'intervalle allant de $1.37\ \mu\text{m}$ à $1.42\ \mu\text{m}$. La mesure du flux dans les bandes d'eau et les mesures de transmission ont été normalisées par leur médiane. On voit que l'augmentation apparente du flux de la naine brune dans cet intervalle spectral coïncide avec une baisse importante de la transmission. Cette concordance suspecte peut être expliquée par un biais dû à la résolution spectrale finie des observations.

La correction de l'absorption tellurique se fait normalement en observant une étoile de référence et en divisant le spectre de la cible par le rapport entre le spectre observé de l'étoile de référence et son spectre théorique. Dans le cas où on ne s'intéresse pas

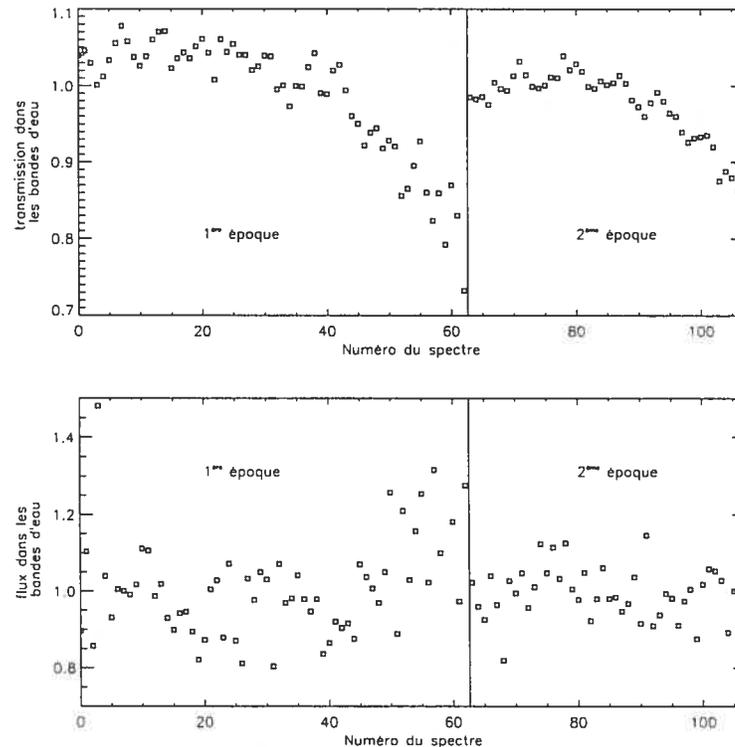


Figure 3.28: Flux apparent dans les bandes d'eau pour SD1254 et variation de l'absorption tellurique. Le flux de SD1254 a été corrigé pour l'absorption et correspond à la somme du flux dans l'intervalle allant de $1.37 \mu\text{m}$ à $1.42 \mu\text{m}$. L'absorption est déterminée par la somme du flux de l'étoile de calibration dans le même intervalle spectral. On voit que, pour chacune des époques, la transmission dans les bandes d'eau tombe en fin de nuit, principalement à cause de l'augmentation de la masse d'air en fin d'observation.

au spectre exact de l'objet mais bien à ses variations temporelles, on peut observer une étoile dont on ne connaît pas le spectre théorique mais que l'on suppose non variable. On aura ainsi une calibration différentielle de l'absorption tellurique.

Si les observations étaient faites à une résolution spectroscopique arbitrairement élevée, la correction ainsi obtenue serait parfaite. Cependant, la résolution finie des instruments entraîne un biais dans cette correction. L'absorption se produit avant la dégradation de la résolution, mais sa mesure se fait avec des données à une résolution finie. Si, à l'intérieur d'un élément de résolution spectroscopique, l'absorption tellurique et le spectre de la cible varient en fonction de la longueur d'onde, la valeur

du flux corrigée pour l'absorption dans cet élément de résolution sera :

$$S_m(\lambda) = \frac{\int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} a(\lambda') S_r(\lambda') d\lambda'}{\int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} a(\lambda') d\lambda'}$$

où $a(\lambda)$ est l'absorption en fonction de la longueur d'onde, $S_r(\lambda)$ est le flux émis par la source avant l'absorption tellurique, $S_m(\lambda)$ est le flux mesuré pour l'élément de résolution et $\Delta\lambda$ est la résolution instrumentale. Dans la mesure où $\Delta\lambda \rightarrow 0$, $S_m(\lambda) = S_r(\lambda)$, mais cette identité ne tient plus dans le cas où $\Delta\lambda$ est finie. Si le spectre d'absorption tellurique et le spectre de l'objet d'intérêt ne présentent pas les mêmes bandes d'absorption, l'effet est nul en moyenne, l'amplitude du spectre étant sous-estimée pour certains éléments de résolution et surestimée pour d'autres. Par contre, si le spectre d'absorption tellurique et le spectre de l'objet d'intérêt présentent les mêmes structures, il y a un effet global sur le spectre corrigé. L'absorption tellurique dans le proche infrarouge étant principalement due à l'eau, ce sont, bien sûr, les objets exhibant les signatures spectroscopiques de l'eau qui seront les plus affectés par cet effet. Les naines brunes, quel que soit leur type spectral, présentent les signatures spectroscopiques de l'eau. Ainsi, quand on observe le spectre d'une naine brune dans les bandes d'absorption de l'eau, le flux reçu de la naine brune est en moyenne plus important dans les intervalles spectraux où l'absorption tellurique est la moins sévère, comme on peut le voir sur la figure 3.29. Des observations dans les régions de forte absorption tellurique sont donc hasardeuses même après une correction par une étoile de référence.

Ce biais dû à la résolution finie des instruments a une implication dans la détermination de la distribution absolue du flux de l'objet, mais vient aussi nuire à la recherche de variabilité. Ainsi, si on cherche à détecter des variabilités dans les bandes d'eau, il est impossible de corriger parfaitement les variations de l'absorption tellurique. On s'attend à ce que la naine brune paraisse de plus en plus brillante par rapport à son étoile de référence au fur et à mesure que l'extinction tellurique augmente et c'est exactement ce que nous avons observé (voir la figure 3.29).

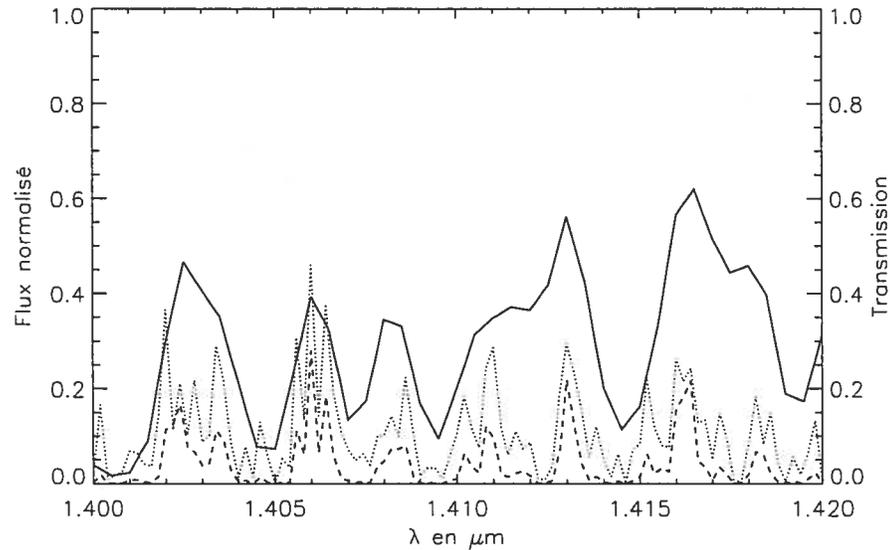


Figure 3.29: Illustration de la similarité entre le spectre de transmission tellurique et le spectre théorique de deux naines T. La courbe continue donne le spectre d'absorption tellurique tel qu'observé au Mauna Kea avec une masse d'air de 1 et une colonne d'eau précipitable de 3 mm. La courbe en tirets illustre le spectre théorique pour une naine brune à une température de 1300 K, ce qui est représentatif du spectre de SD1254. Le spectre en pointillé montre le spectre théorique pour une naine brune de 900 K, ce qui est représentatif du spectre de SD1624 et 2M1237. Les deux spectres de naines brunes, normalisés de façon arbitraire, ont été calculés par Allard *et al.* (2001) et sont de type *condensed*. On constate que les pics de transmission atmosphérique sont situés aux endroits où les naines brunes sont les plus brillantes, comme par exemple à 1.406 μm .

3.5.6 Variabilité intrinsèque de SD1254 dans les bandes d'eau

La mesure du flux dans les bandes d'eau pour SD1254 est fortement affectée par l'extinction tellurique et même après une division du spectre de la naine brune par celui de l'étoile de référence, des effets systématiques dus à l'extinction non résolue demeurent. Nous pouvons quand même poser certaines contraintes sur l'amplitude de la variation du flux de SD1254 dans cet intervalle spectral.

La figure 3.30 illustre la variation du flux dans les bande d'eau de SD1254 en fonction de la transmission atmosphérique : les ronds vides représentent les données pour $JJ=2\ 452\ 326$) et les ronds pleins les données pour $JJ=2\ 452\ 328$.

Les données pour $JJ=2\ 452\ 328$ couvrent un intervalle plus restreint en transmission tellurique que les données pour $JJ=2\ 452\ 326$. Dans la comparaison du flux dans les bandes d'eau des deux époques, on a donc éliminé les données pour $JJ=2\ 452\ 326$ qui se situent à l'extérieur de l'intervalle de transmission tellurique couvert par les observations faites à $JJ=2\ 452\ 328$ (zones ombrées).

La figure 3.31 donne l'histogramme des valeurs mesurées du flux dans les bandes d'eau pour SD1254 pour les deux époques d'observation. La moyenne des deux ensembles de données diffère de $0.7 \pm 2.1\%$. Il n'y a donc pas de différence significative entre les moyennes des deux distributions.

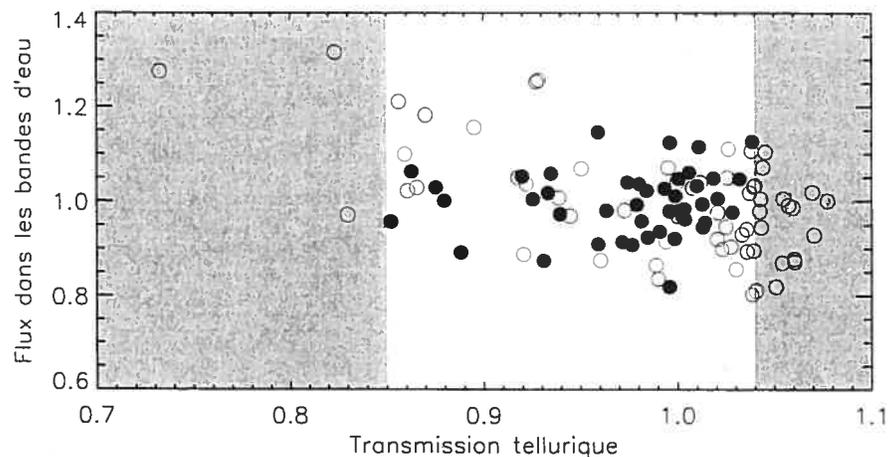


Figure 3.30: Flux dans les bandes d'eau pour SD1254 en fonction de la transmission tellurique. Les données pour $JJ=2\ 452\ 326$ sont illustrées par des ronds vides et les données pour $JJ=2\ 452\ 328$ sont illustrées par des ronds pleins.

3.6 Discussion

Nos observations montrent aussi que la largeur équivalente du doublet de KI varie de $1.2 \pm 0.4\ \text{\AA}$ ($3\ \sigma$) entre les 2 époques d'observation de SD1254. On détecte aussi une évolution significative ($5.2\ \sigma$) dans la structure globale de la bande J . Une

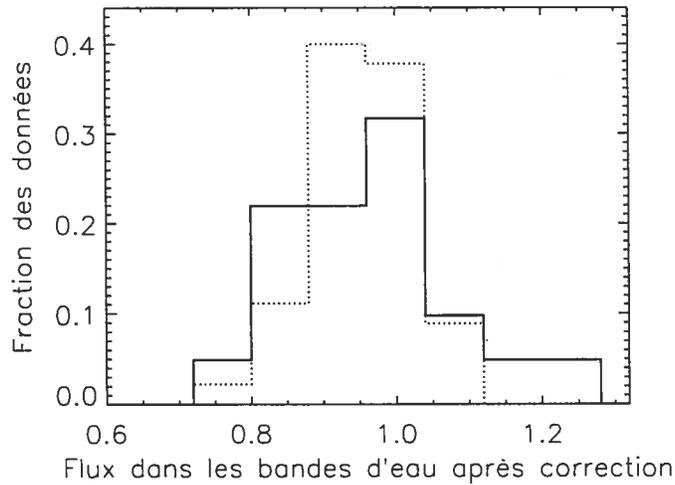


Figure 3.31: Histogramme des valeurs mesurées de flux dans les bandes d'eau pour SD1254 aux deux époques d'observation. Les histogrammes en trait continu et en pointillés donnent respectivement la distribution des données pour $JJ=2\ 452\ 326$ et pour $JJ=2\ 452\ 328$.

recherche de variabilité dans la structure de la bande H ne montre pas de variation significative. Finalement, nous posons une limite supérieure de l'ordre de 2% à la variabilité de SD1254 dans les bandes d'eau.

Les observations à bas pouvoir de résolution ne permettent pas d'identifier clairement une variabilité spectroscopique de nos naines brunes au-delà de nos seuils de détection compris entre $\sim 1\%$ et 5%. De plus, aucune variabilité n'a été trouvée dans les couleurs $J - H$ et $H - K$ entre les différentes nuits d'observations.

3.6.1 Modèles de variabilité

Les observations détaillées dans le chapitre précédent suggèrent qu'une cause probable de variabilité chez les naines T est l'évolution de la fraction relative du disque occupée par des régions avec une sédimentation complète des grains et d'autres régions ~ 100 K plus froides où cette sédimentation est partielle. Dans cette analyse nous avons utilisé les modèles théoriques de type *condensed* et *settled* développés par Allard *et al.* (2001). Les modèles *condensed* décrivent des régions où les grains de poussière ont entièrement sédimenté sous la photosphère et ne contribuent pas à

l'opacité globale. Les modèles *settled* incluent la contribution de l'opacité des grains et ces derniers ne subissent qu'une sédimentation partielle. Ces spectres théoriques permettent de prédire un spectre de variabilité théorique qui peut être comparé aux résidus observés et de tester le scénario de variabilité.

Dans toute la discussion qui suit, nous utilisons la variable ϵ qui correspond à la variation de la fraction totale du disque de la naine brune couverte par les régions où l'atmosphère a une sédimentation complète des grains. On utilise aussi une seconde variable, f , qui correspond à la fraction de la surface occupée par les régions à sédimentation complète des grains. On pose $f = 0.5$ pour l'analyse des résidus de SD1254 et des spectres *condensed* à 1400 K et *settled* à 1300 K. L'analyse des résidus de 2M2254 et 2M1237 est faite avec une valeur $f = 0.9$ et des spectres *condensed* à 1200 K et *settled* à 1100 K. Ces spectres sont à des températures un peu plus élevées que celle de 2M1237 (~ 900 K), les spectres théoriques de type *settled* n'étant pas disponibles pour des températures inférieures à 1100 K.

Nous avons donc ajusté le spectre de variabilité théorique aux résidus observés, ce qui permet de déterminer pour chacun de ces résidus une valeur de ϵ . Si la dispersion des données est aléatoire, on aura en moyenne $\epsilon = 0$. Par contre, si le spectre de résidus présente des structures semblables à celles du spectre de variabilité théorique, ϵ sera différent de 0.

Étant donné que les variabilités détectées sont de très faible amplitude et à la limite des incertitudes expérimentales, nous avons décidé de nous limiter à la comparaison de la mesure de ϵ entre les nuits. Ce choix présente l'inconvénient de nous limiter à la variabilité sur des échelles temporelles supérieures à la durée d'une nuit, mais il présente l'avantage que la dispersion sur les mesures de ϵ permet d'estimer l'incertitude sur la valeur moyenne pour la nuit.

La transmission instrumentale en fonction de la longueur d'onde n'étant pas connue, l'ajustement aux données doit être insensible à celle-ci. Le spectre de variabilité est donc défini comme :

$$R(\lambda) = \frac{S(\lambda)_1}{\bar{S}(\lambda)} - 1,$$

où $S(\lambda)_1$ et $\bar{S}(\lambda)$ sont les spectres observés à une époque donnée et le spectre médian

pour la totalité des observations. $R(\lambda)$ est l'amplitude du résidu pour un élément de longueur d'onde donné. En adoptant cette forme, la transmission instrumentale se trouve simplifiée dans le rapport des deux spectres et la mesure des résidus est indépendante de celle-ci. Le spectre théorique de variation est calculé de la façon suivante :

$$R_t(\lambda) = \frac{S_{cond}(\lambda)(f + \epsilon) + S_{sedim}(\lambda)(1 - f - \epsilon)}{S_{cond}(\lambda)f + S_{sedim}(\lambda)(1 - f)} - 1,$$

où $R_t(\lambda)$ est le résidu prédit théoriquement, f est la fraction de l'objet dont la surface est dépourvue de nuages de grains et ϵ est la fraction de la surface qui passe d'une sédimentation partielle à une sédimentation complète. $S_{cond}(\lambda)$ et $S_{sedim}(\lambda)$ sont des spectres théoriques pour les modèles d'atmosphère *condensed* et *settled* respectivement. On utilise dans le calcul une valeur $\epsilon = 1\%$. Cette valeur est arbitraire et, dans la limite où $\epsilon \ll f$, sa valeur ne modifie que l'amplitude du spectre de résidus théoriques et non pas sa *structure*. Le spectre des résidus théoriques est peu sensible à la valeur exacte de f et on doit faire varier f de ~ 0.3 pour voir des différences importantes dans sa forme générale.

Le spectre de résidus théoriques est dégradé à la résolution des observations. L'ajustement est fait par un simple produit scalaire :

$$\epsilon_m = \frac{\Sigma(R(\lambda)R_t(\lambda))}{\Sigma(R_t(\lambda)^2)},$$

où ϵ_m est l'amplitude de variation de la couverture des régions avec une sédimentation complète et partielle des grains telle que déterminée par l'ajustement de modèle. Les régions spectrales où l'absorption tellurique est importante (régions en gris sur les figures 3.6 à 3.12) sont exclues du calcul car leur variabilité peut être due à une évolution de l'absorption tellurique (voir la section 3.5.5).

La figure 3.32 montre les spectres de résidus théoriques calculés pour SD1254 et dégradés à la résolution des observations à basse et moyenne résolutions (panneaux de gauche et de droite respectivement). Afin de pouvoir comparer ces spectres théoriques aux spectres observés, la pente globale des spectres a été soustraite de la même façon que pour nos observations décrites dans la section 3.3.2.

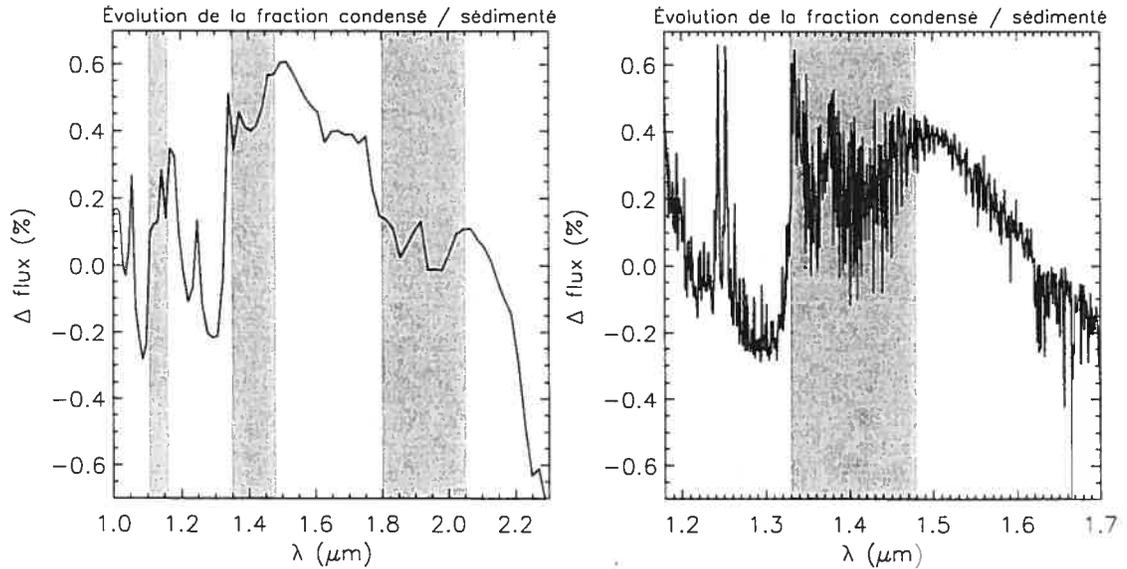


Figure 3.32: Résidu théorique obtenu si 1% d'une naine T2 passe d'une sédimentation complète des grains à une sédimentation partielle. Le panneau de gauche illustre le résidu dégradé à l'échantillonnage des données à bas pouvoir de résolution et le panneau de droite illustre le même résidu dégradé à l'échantillonnage des données à moyenne résolution.

3.6.2 Ajustement aux données à moyenne résolution pour SD1254

La figure 3.33 donne la compilation des amplitudes de variation du couvert nuageux mesurées pour chacun des spectres de résidus pour les observations de SD1254 à moyenne résolution à partir de l'ajustement de modèle. L'histogramme en continu correspond aux observations de $JJ = 2\ 452\ 326$ et l'histogramme en pointillés aux observations de $JJ = 2\ 452\ 328$. Il y a une différence de $2.1 \pm 0.7\%$ ($3.0\ \sigma$) dans la moyenne des valeurs d'ajustement calculées pour les 2 époques d'observation. La même mesure faite pour l'étoile de référence donne des variations de $-0.7 \pm 0.4\%$. L'ajustement n'a été fait que sur les grandes structures du spectre et un lissage médian sur $0.015\ \mu\text{m}$ a été effectué sur les données et le spectre modélisé avant l'ajustement. Un lissage par une boîte rectangulaire (*boxcar*) a aussi été essayé et donne des résultats analogues mais une dispersion plus grande dans les valeurs mesurées.

La figure 3.34 montre la différence des résidus médians entre les deux nuits d'ob-

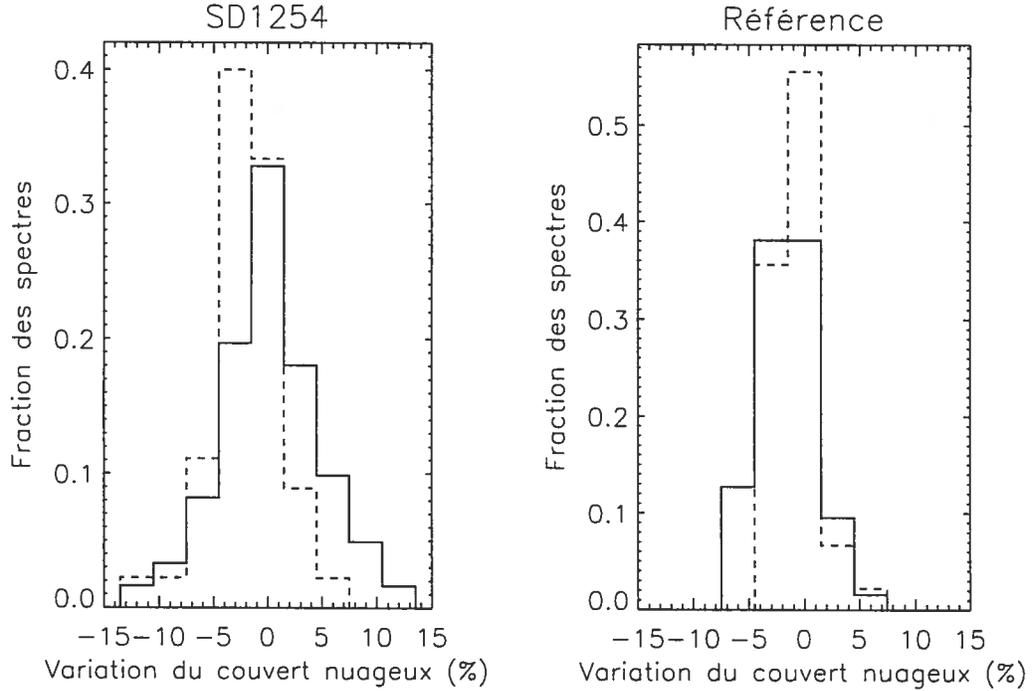


Figure 3.33: Histogramme de la valeur de l'ajustement du spectre de variabilité pour SD1254 et son étoile de référence. L'histogramme en ligne continue donne la distribution des données pour $JJ = 2\ 452\ 326$ et l'histogramme en tirets pointillés donne la distribution des données pour $JJ = 2\ 452\ 328$. On voit que la couverture nuageuse moyenne pour les 2 époques diffère à 3σ pour SD1254 mais reste constante pour son étoile de comparaison. Ici l'ajustement a été fait uniquement pour la bande J et après un lissage médian sur $0.015\ \mu\text{m}$.

servation de SD1254 à moyenne résolution ; une seule structure variable ressort, soit une diminution du flux dans la région J_{long} . La courbe en tirets pointillés montre le spectre de variabilité prédit dans le cas où 6% de l'atmosphère passe d'une sédimentation partielle à une sédimentation complète ($\epsilon = 6\%$, $f = 50\%$). On voit que la structure de ce spectre théorique concorde avec la structure des résidus en bande J mais qu'elle prédit aussi une pente importante en bande H qui n'est pas observée. Le spectre de variabilité théorique calculé pour une variation de 6 K de la température est illustré par une courbe en tirets. Elle ne reproduit pas du tout la structure des résidus dans la bande J et sa principale structure se situe dans les bandes d'eau. Pour plus de clarté, les spectres théoriques ont été lissés sur $0.015\ \mu\text{m}$.

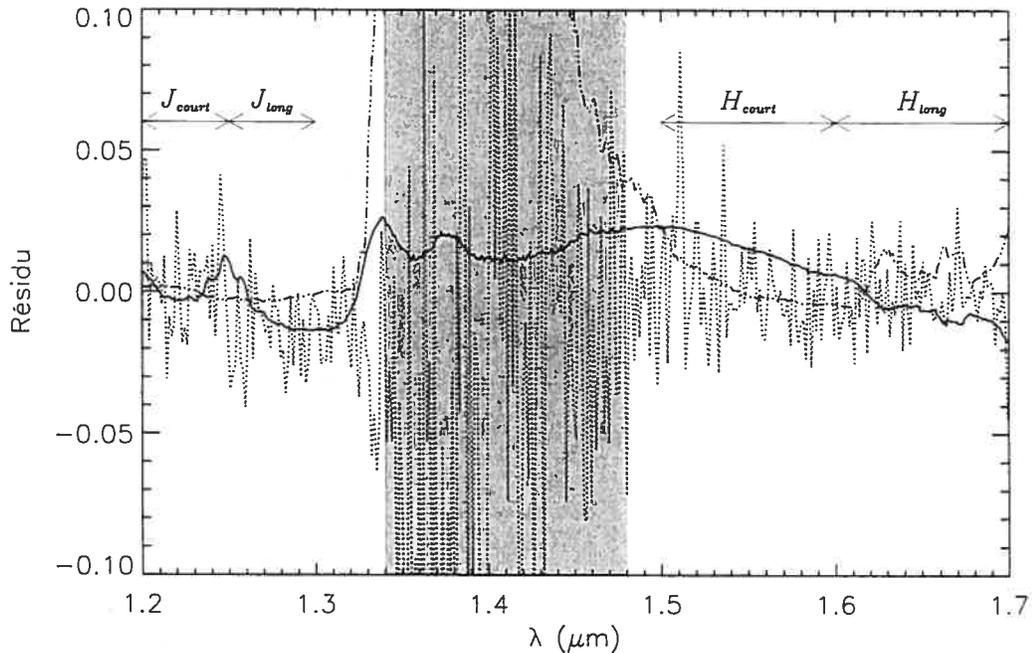


Figure 3.34: Différence entre les résidus médians pour les 2 époques d'observation de SD1254 à moyenne résolution (courbe en pointillés). La courbe en continu donne le spectre de variabilité prédit dans le cas où 6% de la fraction d'atmosphère passe d'une sédimentation partielle à une sédimentation complète. La courbe en tiret-pointillé illustre le spectre de variabilité théorique calculé pour une variation de 6 K de la température.

3.6.3 Évolution de la structure du flux dans les bandes J et H et modèle de variabilité

Comme nous mentionnons à la section 3.5.4, une variation de la couleur $J_{court} - J_{long}$ de -17.3 ± 3.3 mmag a été détectée entre les 2 époques d'observation de SD1254. Comme on peut le voir sur la figure 3.35, les spectres théoriques de type *condensed* présentent un flux plus important dans l'intervalle allant de $1.25 \mu\text{m}$ à $1.30 \mu\text{m}$ que les spectres de type *settled*. Si on interprète cette variation en terme d'une évolution des fractions relatives d'atmosphère ayant une sédimentation partielle et complète des grains, la variation observée correspond au passage de $13 \pm 3\%$ de la surface d'un état à l'autre.

Nos observations permettent de contraindre la variabilité du spectre de SD1254 en

bande H . Nous avons mesuré une variation de $H_{court} - H_{long}$ de -5.1 ± 3.2 mmag, ce qui est équivalent à une diminution de $1.5 \pm 0.8\%$ de la couverture spatiale des régions à sédimentation partielle. Ces deux mesures sont, à l'intérieur de notre modèle de variabilité, en conflit l'une avec l'autre et différent de 3.7σ . Cette différence montre les limites de notre modèle de variabilité.

3.6.4 Évolution du doublet de KI et modèle de variabilité

Le doublet de KI à $1.2432 \mu\text{m}$ et $1.2522 \mu\text{m}$ est un excellent indicateur de la température photosphérique. La première raie vient de la transition entre les niveaux $4p^2P_{3/2}$ et $5s^2S_{1/2}$ tandis que la seconde raie vient de la transition entre les niveaux $4p^2P_{1/2}$ et $5s^2S_{1/2}$ (Herzberg, 1937). Les niveaux $4p^2P_{1/2}$ et $4p^2P_{3/2}$ sont tous les deux à ~ 1.6 eV au-dessus du niveau fondamental $4s^2S_{1/2}$ et l'intensité du doublet dépend directement de la population de ces deux états excités. Pour des températures aux environs de 1500 K (sous-type spectral $\sim T0$), la population de ces états est proportionnelle à $T^{12.5}$, ce qui devrait apporter une très forte dépendance de la largeur équivalente du doublet par rapport à la température.

La figure 3.36 illustre l'évolution de la largeur équivalente du doublet en fonction du type spectral à partir de données réelles (points et lignes en tirets). La figure 3.35 montre les spectres théoriques *condensed* et *settled* autour du doublet de KI. La valeur de la largeur équivalente du doublet de KI prédite par les modèles *condensed* suit bien les valeurs observées pour les naines T tardives. Les valeurs prédites de la largeur équivalente du doublet de KI par les modèles *sédimentés* reproduisent l'évolution observée pour les naines L2 à L7 malgré un décalage d'environ 1 sous-type entre les courbes observées (ligne en tirets sur la figure 3.36) et théoriques (ligne en continu sur la figure 3.36). À partir du sous-type $\sim T5$ et pour les modèles atmosphériques *condensed* il y a effectivement une chute rapide de la largeur équivalente en fonction de la température telle que prévue par la variation de la fraction des atomes dans les niveaux excités en fonction de la température. Cependant, pour les sous-types compris entre L7 et T4, il y a une augmentation de la largeur équivalente du doublet tout au long de la décroissance de la température. L'évolution de la largeur équivalente du doublet de KI sur cet intervalle de température est probablement

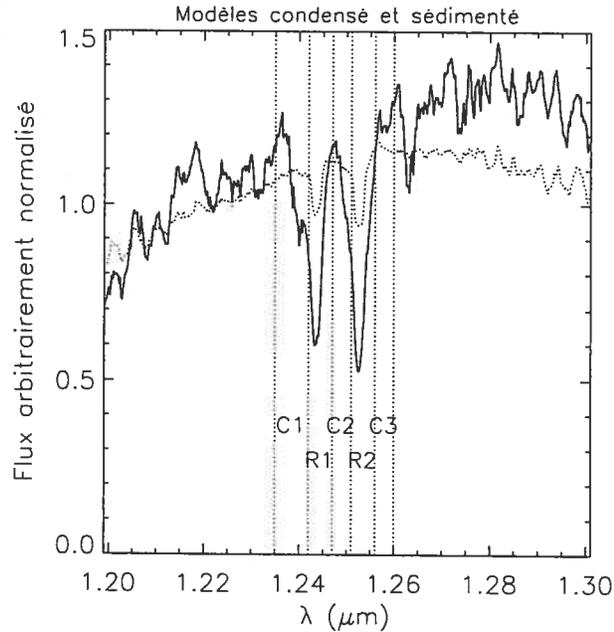


Figure 3.35: Spectres des modèles *condensed* (courbe continue) et *settled* (courbe pointillée) aux environs du doublet de KI. Les régions utilisées dans la détermination de la largeur équivalente du doublet sont illustrées.

dominée par la disparition graduelle de la contribution de la poussière à l'opacité dans la bande *J*. Le renforcement du doublet de KI survient sur le même intervalle spectral que l'augmentation de la luminosité en bande *J* malgré la diminution de la température effective (voir la figure 1.4 et Burrows *et al.* (2005)). Si on suppose que la variation de la largeur équivalente du doublet de KI observée pour SD1254 est due à une variation de la couverture spatiale des régions décrites par des modèles *condensed* et *settled*, la variation observée de $1.2 \pm 0.4 \text{ \AA}$ équivaut à $\epsilon = 6.8 \pm 2.4\%$.

3.6.5 Ajustement aux données à bas pouvoir de résolution

Un ajustement des spectres de variabilité théorique décrits plus tôt a été fait sur les résidus des spectres à bas pouvoir de résolution. L'ajustement n'a été fait que sur les intervalles spectraux qui sont peu affectés par l'absorption tellurique, soit entre $1.01 \mu\text{m}$ et $1.07 \mu\text{m}$, $1.18 \mu\text{m}$ et $1.3 \mu\text{m}$, $1.48 \mu\text{m}$ et $1.75 \mu\text{m}$ ainsi que $2.05 \mu\text{m}$ et $2.2 \mu\text{m}$.

L'ajustement de modèles de variabilité aux données à bas pouvoir de résolution

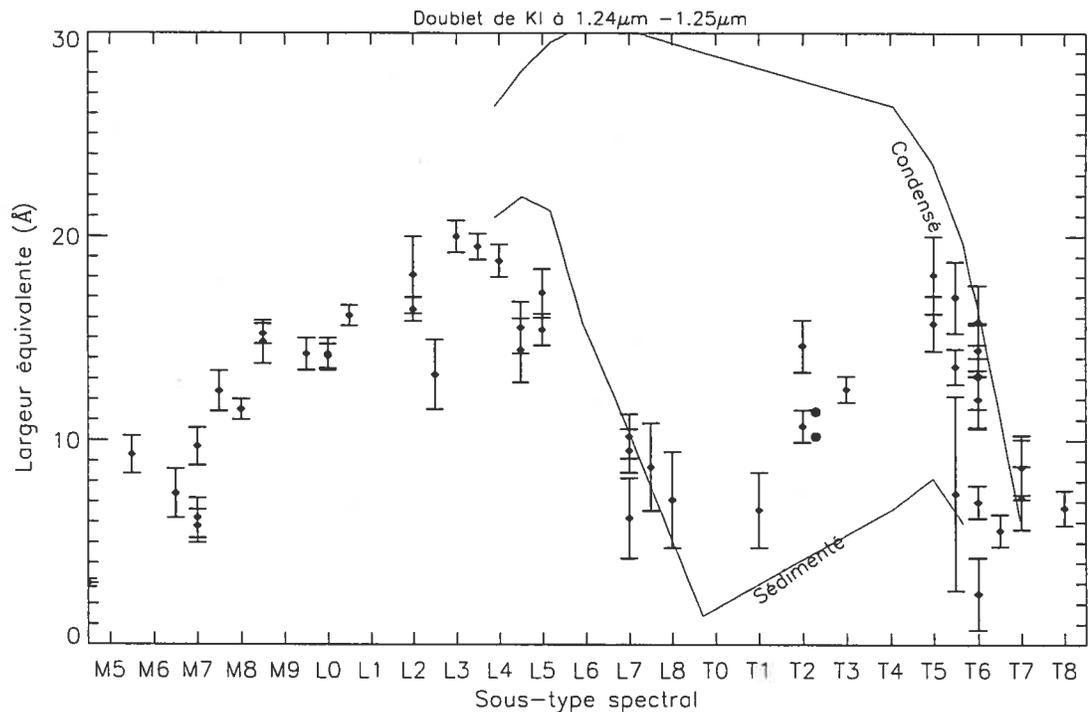


Figure 3.36: Évolution de la largeur équivalente du doublet de KI à $1.24 \mu\text{m}$ en fonction du sous-type spectral. Les points expérimentaux sont tirés de McLean *et al.* (2003) et les lignes continues donnent la variation de la largeur équivalente du doublet mesurée sur les spectres élaborés par Allard *et al.* (2001). Les deux points ronds correspondent à la largeur équivalente mesurée avec nos données pour les 2 époques d'observation de SD1254 ; ces points ont été légèrement décalés en abscisse pour une meilleure lisibilité du graphique.

permet seulement de mettre des limites supérieures (3σ) sur l'amplitude de la variation du couvert nuageux. Pour SD1254, les observations permettent d'exclure des variations du couvert nuageux, d'une nuit à l'autre, de plus de 1.5% à 9%. Les contraintes posées pour 2M2254 sont plus larges avec une limite supérieure de $\sim 15\%$. Pour 2M1237, les contraintes sont encore plus faibles avec des limites supérieures allant jusqu'à $\sim 30\%$.

3.6.6 Compilation des mesures de variabilité de SD1254

Le tableau 3.7 regroupe les valeurs calculées de la fraction de SD1254 passant d'une sédimentation partielle des grains à une sédimentation complète, ces valeurs étant déduites des différentes mesures décrites dans ce chapitre. On voit que l'ensemble

des mesures indique une augmentation de la fraction de l'atmosphère dépourvue de grains entre les 2 époques. On peut noter que les valeurs de ϵ déterminées par l'évolution de la largeur du doublet de KI et la variation de $J_{court} - J_{long}$ sont consistantes à $\sim 1.6\sigma$. L'absence de variabilité significative de $H_{court} - H_{long}$ est cependant incompatible, dans le cadre du modèle décrit plus tôt, avec les autres mesures de ϵ et montre probablement une limite de notre modèle.

Table 3.7: Évolution du couvert nuageux pour SD1254 entre 2 époques, déterminée par 4 méthodes différentes.

Structure	Variation	${}^1\epsilon$
Largeur équivalente du doublet de KI	$1.2 \pm 0.4 \text{ \AA}$	$6.8 \pm 2.4\%$
$J_{court} - J_{long}$	$-17.8 \pm 2.9 \text{ mmag}$	$13 \pm 3\%$
$H_{court} - H_{long}$	$-4.4 \pm 2.4 \text{ mmag}$	$1.3 \pm 0.7\%$
Ajustement de modèle		$2.1 \pm 0.7\%$

${}^1\epsilon$, fraction de l'atmosphère passant d'une condensation partielle à une condensation complète entre les 2 époques d'observation.

3.6.7 Une variation localisée de la température ?

La structure de la variation en bande J (voir la figure 3.34) est qualitativement différente de ce que l'on prévoit comme variation dans le cas d'une variation locale de la température : très peu de variation en bande J et une évolution de la structure du spectre en bande H (voir le panneau en bas à droite de la figure 3.32). On peut donc exclure que des variations localisées de la température soient la cause dominante de variabilité de SD1254. La mesure d'une variation de la largeur équivalente du doublet de KI permet aussi d'apporter des contraintes à ce scénario. Effectivement, pour un objet ayant une température de surface de 1400 K, une augmentation de 100 K entraînerait une variation de la largeur équivalente du doublet de KI de -2.8 \AA dans le cas d'une surface décrite par un modèle *condensed* et de $+1.5 \text{ \AA}$ dans le cas du modèle *settled*. En supposant que SD1254 soit recouverte d'une atmosphère à moitié à sédimentation partielle et à moitié à sédimentation complète des grains, on doit avoir une variation de 170 K de la partie décrite par un modèle *settled* ou de 90 K pour la partie décrite par un modèle *condensed* pour expliquer nos observations. Si moins de la moitié de la surface est concernée par cette modulation, la variation

en température pour cette région doit être d'autant plus grande.

3.6.8 Comparaison des observations spectroscopiques et photométriques

Au chapitre 2 nous avons examiné trois modèles de variabilité (voir la section 2.5.3). De ces scénarios, le plus crédible est celui d'une variation de la fraction relative du disque de la naine brune occupée par des régions avec une sédimentation partielle des grains. Dans le cadre de ce scénario, une modulation de 50 mmag en bande J , typique de ce qui a été observé pour SD1254, correspond au passage de 7% de la surface d'une sédimentation partielle à une sédimentation complète. Cette amplitude est du même ordre de grandeur que ce qui a été mesuré par les méthodes décrites dans ce chapitre. La détection d'une variabilité spectroscopique pour SD1254 est donc, au premier ordre, compatible avec nos observations photométriques.

3.6.9 Conclusions sur les observations spectroscopiques

Nous avons observé 4 naines brunes en spectroscopie dans le but de détecter une variabilité temporelle. Trois de ces naines brunes, soit les naines T2 SD1254, T4 2M2254 et T6.5 2M1237, ont été observées à l'OMM à très bas pouvoir de résolution spectrale ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 20$). De plus, la naine T2 SD1254 a été observées au TCFH à moyen pouvoir de résolution ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 600$).

Les observations à bas pouvoir de résolution ne permettent que de placer des limites supérieures sur l'amplitude d'éventuelles variabilités de nos naines brunes. De façon générale, nos seuils de détections de telles variabilités se situent au niveau de quelques pourcents dans les bandes photométriques J , H et K .

Les observations à moyen pouvoir de résolution ont permis d'identifier une variabilité temporelle de SD1254 dans la bande J et de détecter, à un niveau de confiance de 3σ , une variabilité dans la largeur équivalente du doublet de KI . Ces observations sont en accord avec une évolution dans la couverture spatiale des nuages de grains à la surface de SD1254. Une telle évolution devrait cependant entraîner une importante

modulation dans la structure de la bande H , ce qui n'est pas observée.

Chapitre 4

CPAPIR

4.1 Introduction

Le domaine du proche infrarouge s'étend de $0.75 \mu\text{m}$, soit la limite de la réponse de l'oeil humain, à $5 \mu\text{m}$, soit la limite inférieure de l'infrarouge thermique. La caméra CPAPIR (Caméra PANoramique Proche-InfraRouge) décrite ici observe dans l'intervalle allant de 0.75 à $2.4 \mu\text{m}$ sur un champ de $30' \times 30'$ et est conçue pour être utilisée à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM). CPAPIR est un instrument qui possède des caractéristiques complémentaires à celles du spectromètre-imageur infrarouge SIMON. Ce dernier est déjà en place à l'OMM, possède un champ de $8'$ et a des capacités spectroscopiques et polarimétriques. CPAPIR est l'instrument astronomique observant dans cet intervalle de longueur d'onde ayant le plus grand champ au monde, suivi de près par WFCAM avec un champ de $27'$, et il est principalement utilisé pour effectuer des relevés.

4.1.1 Introduction scientifique

Parmi les divers projets scientifiques qui bénéficient le plus d'une caméra infrarouge à grand champ, quelques thématiques reviennent souvent. Parmi celles-ci citons l'étude des objets du plan galactique fortement éteints et la recherche de naines brunes.

L'étude des objets dans la majeure partie du volume du disque galactique est difficile dans le domaine visible à cause de l'extinction interstellaire. Cette extinction est due aux grains de poussière et est en moyenne d'une magnitude par kiloparsec en bande V ($\lambda_c = 0.55 \mu\text{m}$) dans le plan galactique. Les sources situées au centre galactique subissent une extinction en V de ~ 30 magnitudes. L'extinction dans le proche infrarouge est beaucoup moins forte, avec $A_K \sim 0.1 A_V$, ce qui permet d'observer aisément jusqu'au centre galactique et au-delà. La recherche d'objets dans le plan galactique est donc beaucoup plus facile dans le proche infrarouge, mais le champ requis pour couvrir une fraction significative du plan rend nécessaire l'utilisation d'une caméra conçue pour exécuter des relevés.

La recherche d'étoiles Wolf-Rayet (WR) galactiques constitue un exemple de projets sévèrement limités par l'extinction galactique et qui profite grandement des caméras infrarouges à grand champ. On ne connaît que 227 WR galactiques (van der Hucht, 2001) alors que les modèles en prédisent environ 2500 (Shara *et al.*, 1999). Dans le cadre du SMARTS¹, en collaboration avec l'*American Museum of Natural History* (AMNH) et l'Université Laval, CPAPIR a été envoyée au Chili pour la période allant de février 2005 à janvier 2007 aux fins, entre autres projets, d'un large relevé des WR galactiques.

Les naines brunes, très peu lumineuses dans le domaine visible, sont beaucoup plus faciles à rechercher dans le proche infrarouge. Ainsi, les caméras infrarouges à grand champ sont l'instrument de choix pour la recherche de naines brunes, que ce soit dans le voisinage solaire (tel le relevé entrepris par notre équipe au *Cerro Tololo Interamerican Observatory* (CTIO)) ou lors de relevés beaucoup plus profonds. La recherche de naines brunes dans les régions de formation d'étoiles où l'extinction est importante profite doublement des caméras infrarouges à grand champ.

4.1.2 Introduction technique

De tout le domaine du proche infrarouge, seulement une portion est accessible à l'observation à partir du sol, ces *fenêtres* d'observation définissant les bandes pho-

¹<http://www.astro.yale.edu/smarts>

Table 4.1: Bandes photométriques utilisées en astronomie visible et infrarouge. Les bandes U à I sont celles du systèmes Kron-Cousins. Les bandes K' et K_{short} sont des variantes de la bande K optimisées de façon à diminuer la contribution thermique du fond de ciel et à gagner en sensibilité pour les observations aux sites relativement chauds.

Bande	$\lambda_{centrale}$ μm	$\Delta\lambda$ μm
U	0.36	0.07
B	0.44	0.10
V	0.55	0.09
R	0.65	0.10
I	0.80	0.15
Y	1.035	0.1
J	1.215	0.26
H	1.654	0.29
K_{short}	2.157	0.32
K'	2.125	0.35
K	2.179	0.41
L	3.547	0.57
L'	3.761	0.65
M	4.769	0.45
N	10.472	5.19
Q	20.31	7.8

tométriques I , Y , J , H , K , L et M (voir la table 4.1). Pour toutes ces bandes photométriques, les observations en imagerie sont limitées par la luminosité du fond de ciel. Pour les longueurs d'ondes inférieures à $2.1 \mu\text{m}$, ce sont des raies d'émission dues principalement au radical OH qui posent problème; au-delà, c'est l'émission thermique du ciel qui domine (voir la figure 4.1). La température ambiante habituelle à l'OMM pendant l'hiver rend les observations particulièrement intéressantes en bande K_{short} , le fond thermique étant de loin inférieur à ce qu'il est aux latitudes plus tempérées (voir la table 4.9).

L'astronomie infrarouge a fait des bonds de géant dans les 25 dernières années ((McLean, 1997)), principalement grâce au développement de détecteurs ayant un format de plus en plus grand. Les plus grands détecteurs infrarouges actuels ont 2048×2048 pixels et sont juxtaposables. Ces progrès permettent le développement de caméras infrarouges à grand champ. Ces caméras n'ont pas encore de champs aussi

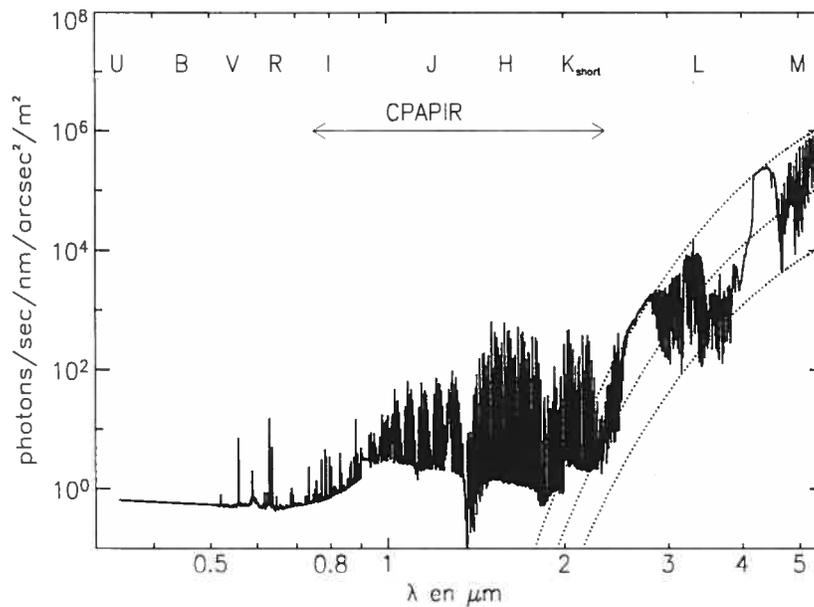


Figure 4.1: Fond de ciel dans le proche infrarouge. Le domaine de longueur d'onde où CPAPIR observe est indiqué. Les trois courbes en pointillés donnent la contribution du spectre d'un corps noir à une température de 250 K et une émissivité de 1.0, 0.1 et 0.01 (de haut en bas respectivement). On voit qu'à partir de 2.2 μm il y a une croissance rapide du continuum due à cette contribution.

grands que ceux des instruments de relevé construits ou envisagés pour l'observation visible (1 à 2 degrés, Mégacam, DECam), mais elles se comparent aux plus grands instruments utilisés dans le visible il y a 10 ans.

Les caméras infrarouges à grand champ permettent des relevés de grande ampleur ; ceux-ci monopoliseront une grande partie du temps des télescopes de ~ 4 m (Télescope Canada-France-Hawaii (TCFH), *United Kingdom Infrared Telescope* (UKIRT) et le *Visible & Infrared Survey Telescope for Astronomy* (VISTA). Ces relevés ne se feront pas dans un mode d'observation classique où une petite équipe demande quelques nuits d'observations, mais ils regrouperont de larges consortiums intéressés à des projets scientifiques variés. Deux relevés effectués dans le proche infrarouge, *2MASS* et *DENIS* ont révolutionné plusieurs champs de l'astronomie et ce, malgré la taille restreinte du champ des instruments utilisés (8' pour *2MASS*, 12' pour *DENIS*).

L'efficacité d'une caméra de relevé, qu'elle soit dédiée à l'observation dans le visible ou l'infrarouge, est généralement donnée par la valeur $A\Omega$, où A est la surface collectrice du télescope et Ω l'angle solide du champ. On peut ajouter à cette équation les effets de la dégradation de la qualité d'image due aux effets de *seeing* et aux limites intrinsèques de la caméra. L'efficacité d'une caméra de relevé devient ainsi $A\Omega/s^2$, où s est l'angle dans le ciel soutenu par la fonction d'étalement de point (PSF). La PSF effective résulte de la convolution des effets de *seeing*, de la qualité d'image intrinsèque du système optique et de la réponse des pixels. Cette dernière contribution provient du fait qu'un photon qui tombe sur un pixel donné n'est pas nécessairement détecté dans ce pixel et que la probabilité de détection dépend de l'endroit exact à l'intérieur du pixel où tombe le photon. Ainsi, pour les détecteurs Hawaii-II, un photon tombant sur un pixel donné a $\sim 20\%$ de chances d'être détecté dans un des 8 pixels adjacents.

La dépendance en s^{-2} dans le terme $A\Omega/s^2$ vient du fait que pour une qualité d'image moins bonne, le flux d'une source est distribué sur une plus grande surface de ciel, ce qui amène un plus grand bruit poissonien sur l'estimation du nombre de photons reçus du ciel, donc une plus grande incertitude sur le flux de la source. De façon générale, dans le régime où l'on est limité par la luminosité du fond de ciel², le rapport signal sur bruit est :

$$\frac{F_{source}t_2}{\sqrt{L_{ciel}r_2^2t_2}}$$

où F_{source} est le nombre de photons reçus de la source par unité de temps, t est le temps d'intégration, L_{ciel} est le nombre de photons reçus du fond de ciel par unité de temps et par unité de surface, et r est le rayon de l'ouverture sur laquelle est sommé le flux de la source.

Le lien entre le temps d'intégration et l'ouverture nécessaires pour obtenir un $\frac{S}{B}$

²On parle ici de la contribution du fond de ciel au bilan de bruit global des observations. Pour certaines observations dans le visible, plus particulièrement lors d'observations en bande étroite, le bruit de lecture et le courant sombre sont les sources dominantes de bruit.

donné est déterminé par l'équation :

$$\frac{S}{B} = \frac{F_{source}t}{\sqrt{L_{ciel}r^2t}},$$

ce qui permet, pour un même $\frac{S}{B}$, de comparer des observations prises dans des conditions différentes par la relation suivante :

$$\frac{F_{source}t_1}{\sqrt{L_{ciel}r_1^2t_1}} = \frac{F_{source}t_2}{\sqrt{L_{ciel}r_2^2t_2}}, \quad \frac{\sqrt{t_1}}{r_1} = \frac{\sqrt{t_2}}{r_2}, \quad \frac{t_1}{t_2} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2, \quad \frac{r_1}{r_2} = \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{-2}$$

d'où la dépendance en s^{-2} de l'efficacité d'observation. Ainsi, deux caméras ayant la même efficacité de relevé prendront le même temps à couvrir une surface de ciel donnée jusqu'à une magnitude limite donnée. Le terme $A\Omega/s^2$ n'inclut pas l'effet sur l'efficacité des temps morts entre les poses causé par le système d'acquisition et le temps nécessaire au déplacement du télescope même si ces derniers peuvent diminuer de façon importante l'efficacité d'un relevé. CPAPIR présente un avantage en termes de temps morts par rapport aux instruments sur les télescopes de ~ 4 m avec des champs plus petits. En effet, pour couvrir une surface de ciel aussi grande que le champ de CPAPIR à une magnitude limite donnée, un instrument ayant le tiers de ce champ sur un télescope trois fois plus grand (i.e. même $A\Omega/s^2$) devra effectuer neuf fois plus de déplacements de télescope, multipliant ainsi les temps morts. Le temps d'intégration nécessaire pour couvrir une surface de ciel donnée à une magnitude limite donnée sera le même qu'avec CPAPIR, mais aura nécessité un temps d'observation plus grand. Ce raisonnement est d'autant plus vrai que les temps d'exposition en jeu sont courts. Pour le relevé de naines brunes effectué au CTIO, les temps de pose sont de 8 s en bande H et 20 s en bande CH_4 avec trois poses par champ : les temps morts représentent près de 30% du temps de télescope. Si ce relevé était fait sur un télescope trois fois plus grand avec un champ trois fois plus petit, avec des temps morts identiques pour les déplacements, ceux-ci occuperaient 80% du temps de télescope, diminuant d'un facteur 3.5 l'efficacité réelle, et ce malgré un $A\Omega/s^2$ constant. Cet avantage disparaît bien sûr pour des temps de pose qui dépassent largement les temps morts entre les poses. Les relevés peu profonds couvrant une large fraction du ciel constituent une niche où CPAPIR

est plus efficace que les autres instruments ayant la même valeur de $A\Omega/s^2$ (voir les deux dernières colonnes du tableau 4.2) mais qui sont utilisés sur un télescope plus grand. On peut ainsi adapter le terme $A\Omega/s^2$ pour qu'il inclue la perte en efficacité due aux temps morts. Pour tout instrument, la fraction de temps passée à intégrer

$$\eta = \frac{t_{exp}}{t_{mort} + t_{exp}},$$

où t_{exp} est le temps d'intégration total et t_{mort} la somme des temps perdus entre les images. Si on suppose que deux caméras ont des temps morts par image identiques, alors la somme des temps morts ira comme l'inverse de la largeur du champ au carré (ou comme Ω^{-1}). Ainsi

$$\eta = \frac{t_{exp}}{K \frac{30^2}{\Omega} + t_{exp}}$$

où K est une constante qui dépend des détails du programme d'observations. Dans le cas où les temps morts occupent 30 % du temps total de télescope avec CPAPIR, $K = 1/(1-0.30) - 1 = 0.428$ et, de façon générale, pour effectuer le même programme avec un instrument de champ donné, $\eta = (1 + (30^2/\Omega)K)^{-1}$. Donc, pour ce programme d'observations, l'efficacité d'observation en tenant compte des temps morts est

$$\eta = \frac{A\Omega}{s^2} \frac{t_{exp}}{1 + \frac{30^2}{\Omega} K}.$$

4.2 Spécifications de l'instrument

La caméra CPAPIR (Artigau *et al.*, 2004, 2003; Thibault *et al.*, 2002), prévue pour être utilisée sur le télescope de 1.6 m de l'OMM, est conçue pour avoir une efficacité de relevé comparable à celle des instruments disponibles sur les plus grands télescopes. La caméra a un champ de 30', soit le plus grand champ parmi les caméras astronomiques infrarouges (voir le tableau 4.2). Le détecteur de CPAPIR est un Hawaii-II construit par Rockwell, et il a 2048×2048 pixels. La caméra possède deux roues à filtres pouvant contenir un total de 10 filtres allant des bandes I à K_{short} (0.8 à 2.35 μm). Un masque de Lyot froid permet de réduire le fond thermique pour les

Table 4.2: Efficacité de relevé pour différentes caméras observant toutes dans le proche infrarouge (0.8 ou 1.0 μm à 2.4 μm). La dernière colonne donne l'efficacité en tenant compte des temps morts, pour un relevé où, si les observations étaient menées avec CPAPIR, on aurait une fraction de temps morts de 30 %. La valeur donnée dans cette dernière colonne est $A\Omega/s^2\eta$. Pour simplifier la lecture du tableau, l'efficacité de CPAPIR à l'OMM, avec et sans les temps morts, a été fixée à 1.

Caméra	Télescope	$\Omega^{1/2}$ (')	$A^{1/2}$ (m)	S (")	$A\Omega/s^2$ (m'/'") ²	$\text{EFF}_{30\%}$ (m'/'") ²
WFCAM	UKIRT	27.0	3.8	0.7	37.30	34.85
NEWFIRM	Mayall 4-m	30.0	4.0	1.1	20.66	20.66
WIRCAM	TCFH	20.0	3.6	0.7	18.37	13.36
CPAPIR	CTIO 1.5	35.0	1.5	1.8	1.48	1.60
FLAMINGOS	Kitt peak 2.1m	19.0	2.1	1.1	2.28	1.58
ISPI	CTIO 4.0	11.0	4.0	1.0	3.36	1.15
MMIRS	MMT	6.8	6.5	0.7	6.92	1.06
CPAPIR	Mégantic	30.0	1.6	2.0	1.00	1.00
WIRC	Palomar	8.7	5.1	1.0	3.42	0.80
FLAMINGOS	Kitt peak 4m	10.0	4.0	1.1	2.30	0.68
IRIS2	AAT	8.0	3.9	1.0	1.69	0.34
FLAMINGOS	MMT	4.7	6.5	0.7	3.31	0.2561
OSIRIS	CTIO 1.5	10.9	1.5	1.0	0.46	0.16
SOFI	NTT	5.5	3.5	0.7	1.31	0.13
NIC-FPS	ARC	4.6	3.5	0.7	0.92	0.07
NICS	Galileo	4.2	3.6	0.7	0.81	0.05
OSIRIS	CTIO 4.0	3.9	4.0	0.7	0.85	0.05
ISAAC	VLT	2.5	8.2	0.7	1.49	0.03
INGRID	WHT	4.1	4.2	1.0	0.50	0.03
CFHTIR	TCFH	3.6	3.6	0.7	0.60	0.03
FLAMINGOS	Gemini	2.2	8.1	0.7	1.13	0.02
NIRI	Gemini	2.0	8.1	0.7	0.93	0.01
CISCO	SUBARU	1.8	8.2	0.7	0.77	0.009
PANIC	Magellan	2.0	6.5	0.7	0.60	0.009
UIST	UKIRT	2.0	3.8	0.7	0.20	0.003
GEMINI	Shane (Lick)	3.0	3.0	1.4	0.07	0.002
UFTI	UKIRT	1.5	3.8	0.7	0.12	0.001
IRCS	SUBARU	1.0	8.2	0.7	0.24	0.0009
CoolSpec/ROKCAM	Harlan Smith	2.0	2.9	1.0	0.06	0.0009
NSFCAM7	IRTF	1.3	3.0	0.7	0.05	0.0003

filtres H et K_{short} . L'optique de CPAPIR est entièrement réfringente, avec 8 lentilles sphériques. L'échantillonnage spatial de CPAPIR utilisé à l'OMM est de $0.89''$ par pixel (voir la section 4.3).

Le cryostat de CPAPIR est refroidi à l'azote liquide et a une autonomie allant de 24 à 48 heures selon la température ambiante (voir section 4.4.5). Le cryostat contient la totalité de l'optique, les deux roues à filtres et l'électronique de préamplification des signaux des pixels. Les signaux d'horloge du détecteur et la conversion analogique/numérique de la lecture des pixels sont générés par un contrôleur SDSU développé par Robert Leach³.

4.2.1 Filtres

Contrairement à la plupart des caméras observant dans le visible, les filtres des caméras infrarouges ne sont pas accessibles sans un réchauffement de l'instrument. Le remplacement d'un filtre dans la caméra demande au minimum 5 jours de réchauffement et de refroidissement ainsi que, idéalement, un travail en salle propre. Il importe donc de pouvoir mettre le plus grand nombre de filtres possibles dans la caméra pour minimiser les remplacements de filtres. Les 10 filtres contenus dans CPAPIR permettent de mener plusieurs projets scientifiques sans avoir à ouvrir la caméra. Les filtres de CPAPIR ont un diamètre de 76.2 mm et une épaisseur de 7 mm. Le tableau 4.3 donne la liste des filtres disponibles pour CPAPIR.

Il est important de noter que le filtre J de $2MASS$ a une bande passante avec $\lambda_{central} = 1.24 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0.26 \mu\text{m}$, ce qui est assez différent du filtre J utilisé dans CPAPIR et provoque des effets de couleurs importants pour les objets ayant une distribution d'énergie non plate à l'intérieur de cette région du spectre. Le filtre J utilisé dans CPAPIR permet d'éviter la forte absorption tellurique au-delà de $1.34 \mu\text{m}$. La magnitude J d'une naine T2 mesurée à partir des données de CPAPIR est inférieure de 0.2 magnitude à ce qui est donné par le relevé $2MASS$. Les filtres H et K_{short} de CPAPIR et de $2MASS$ ont les mêmes bandes passantes et ne présentent

³<http://mintaka.sdsu.edu/ccdlab/LabMain.html>

Table 4.3: Filtrés disponibles pour CPAPIR.

Bande	λ	$\Delta\lambda$
	μm	μm
<i>I</i>	0.83	0.20
<i>J</i>	1.25	0.16
CH ₄	1.57	0.05
<i>H</i>	1.65	0.30
Continuum ₂	2.033	0.025
HeI	2.062	0.015
CIV	2.081	0.02
<i>K_{short}</i>	2.15	0.30
Brackett γ	2.165	0.02
HeII	2.192	0.04
Continuum ₁	2.255	0.10

pas de tels effets.

4.3 Conception optique

La conception optique de CPAPIR a été réalisée par Simon Thibault de l'Institut National d'Optique (INO) et René Doyon de l'Université de Montréal (Thibault *et al.*, 2002). Le tableau 4.4 donne une liste précise des différents paramètres des composantes optiques de CPAPIR.

Lors de la conception optique d'une caméra à grand champ comme CPAPIR, quelques paramètres fondamentaux guident l'ensemble de la conception. Tout d'abord, ayant à observer en bande *K_{short}*, il importe d'avoir un masque froid dans l'espace pupille pour limiter la contribution thermique du télescope. On ne peut donc pas se contenter d'utiliser directement le plan focal du télescope, comme il est possible de le faire dans le visible. On doit d'abord imager à froid la pupille et y mettre un masque de Lyot. On doit ensuite reproduire le plan image d'entrée avec, éventuellement, un rapport focal différent de celui du télescope. Il y a donc deux sections principales dans la caméra, la collimatrice dont le but est de reproduire un plan pupille à froid, puis la *caméra*⁴ dont le but est de reproduire le plan image d'entrée sur le détecteur.

⁴Le terme *caméra* peut porter à confusion, désignant tantôt l'instrument dans son ensemble, tantôt les éléments d'optique qui suivent l'espace pupille (à droite du plan pupille, figure 4.2). Dans ce second sens, on parle de la caméra par opposition à la collimatrice, qui contient l'optique située

Table 4.4: Design optique de CPAPIR tel que construit. Ce design diffère très légèrement du design de conception et prend en compte les valeurs mesurées des courbures des lentilles. Les deux premières surfaces sont les miroirs du télescope de l'OMM, les constantes coniques pour ces deux surfaces sont données entre parenthèses.

Surface	Rayon de courbure (mm)	Distance à l'élément suivant (mm)	Verre	Rayon (mm)	Description
1	-9448	-3235.213	Miroir	787.5	Primaire (-1.13)
2	-4766	3235.213	Miroir	265.013	Secondaire (-6.52)
3	∞	698.379	...	111.586	
4	∞	19.839	SiO ₂	96.0	Fenêtre
5	∞	50.000	...	96.0	
6	361.056	23.985	SiO ₂	90.0	Lentille #1
7	-725.762	432.795	...	90.0	
8	174.174	14.023	SiO ₂	56.0	Lentille #2
9	92.596	7.441	...	49.0	
10	118.643	29.156	CaF ₂	56.0	Lentille #3
11	-969.615	91.745	...	86.0	
12	∞	3	SiO ₂	38.0	Filtre
13	∞	4	...	38.0	Masque de Lyot
14	∞	47.880	...	38.0	
15	384.689	34.859	BaF ₂	50.0	Lentille #4
16	-95.623	14.080	...	50.0	
17	-74.866	25.452	ZnS	47.0	Lentille #5
18	-105.048	1.910	...	55.0	
19	120.249	34.686	CaF ₂	55.0	Lentille #6
20	-129.124	1.849	...	55.0	
21	-136.108	35.050	SiO ₂	50.0	Lentille #7
22	-312.201	75.987	...	55.0	
23	-65.990	6.038	SiO ₂	29.0	Lentille #8
24	101.055	11.909	...	29.0	Détecteur

Afin de déterminer les dimensions physiques de CPAPIR, on doit d'abord établir deux paramètres intimement liés : le champ souhaité et l'échantillonnage spatial. Les plus grands détecteurs existants pour le proche infrarouge comportent 2048×2048 pixels et l'on souhaite que la caméra de relevé échantillonne le *seeing* typique de l'OMM (i.e. PLMH $\sim 2''$) proche de l'échantillonnage de Nyquist. On veut donc avoir une échelle de pixel un peu en-dessous de $1''$, ce qui donne un champ d'un peu moins

avant la pupille. Dans le présent texte, à moins que le contexte n'indique clairement que l'on parle de l'instrument au complet (par exemple dans l'en-tête du tableau 4.2), ce terme est utilisé dans le second sens décrit ici.

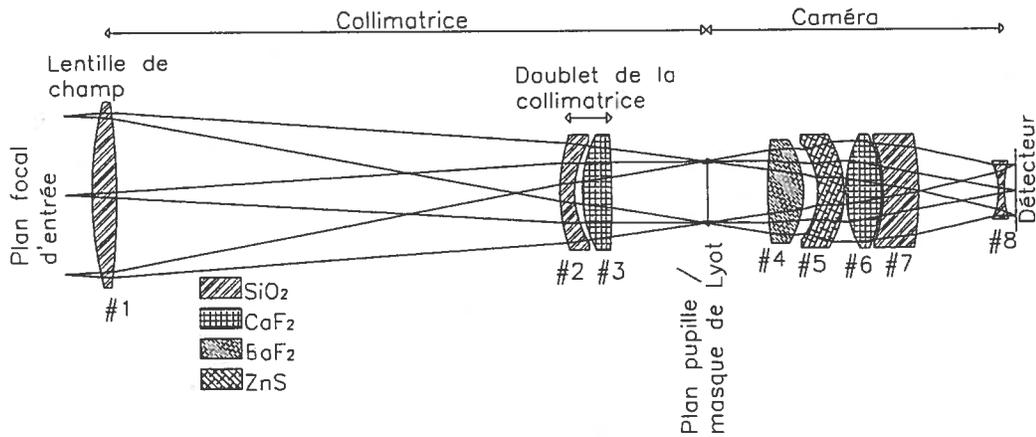


Figure 4.2: Tracé des rayons pour le schéma optique de CPAPIR. Chacune des lentilles a été hachurée avec un motif correspondant au matériau utilisé.

de 2048'' (34'). Le champ adopté est de 30', ce qui correspond à un échantillonnage spatial de 0.89'' par pixel.

Une autre considération importante est entrée dans la détermination du champ de CPAPIR. Considérant que l'échelle du plan focal du télescope de l'OMM est de 18'' par mm au foyer F/8 et que le champ a une diagonale de 42.4', on doit donc avoir une lentille de champ de CPAPIR avec un diamètre utile d'au moins 14.1 cm. La deuxième considération importante pour commencer la conception optique de CPAPIR a été le choix du rapport focal et du diamètre de la pupille. Une demi-diagonale de champ de 20.7' implique que l'angle des faisceaux incidents au plan pupille sera de $20.7' \frac{1600mm}{D}$ où D est le diamètre de la pupille. Sachant que certaines observations se feront avec des bandes étroites ($\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 1\%$), on veut éviter qu'il y ait dans le champ une variation de la longueur d'onde effective des filtres de plus de $\frac{2}{3}\%$ de bande passante entre le centre et la bordure du champ. La longueur d'onde effective d'un filtre interférentiel varie comme

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1 - \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}},$$

où $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ est la variation de la longueur d'onde effective du filtre, θ est l'angle d'incidence sur le filtre, n est l'indice de réfraction du substrat du filtre ($n=1.45$ pour le SiO_2)

utilisé dans nos filtres). On peut ainsi déterminer que la valeur maximale acceptable pour θ est de 9.8° , ce qui correspond à un rapport focal minimal dans le plan pupille de 3.0 et un diamètre de pupille de 56 mm. Le diamètre de pupille adopté est de 60 mm et le rapport focal de 3.1. Étant donné que la caméra devait aussi être utilisée au télescope du CTIO où le diamètre de la pupille est de 66 mm, et que la qualité du revêtement des 5 mm en périphérie des filtres est souvent de qualité moindre, le diamètre adopté pour les filtres est de 76.2 mm (3'). C'est le diamètre des filtres qui déterminera, avec le choix du nombre de filtres, la dimension extérieure de l'instrument.

Une fois le champ et l'échantillonnage spatial choisis, le rapport focal dans le plan image peut être déduit. Le détecteur ayant un pas de $18.5 \mu\text{m}$ par pixel et une échelle focale de $0.89''$ par pixel, on a donc une échelle physique de $48.1''/\text{mm}$. La caméra dans son ensemble devra donc agir comme un réducteur focal, réduisant d'un facteur 2.67 l'échelle du plan image ; le rapport focal du plan image passe donc de $f/8$ à la sortie du télescope à $f/3$ au niveau du détecteur de CPAPIR.

L'étape suivante est le choix du type d'optique à utiliser, soit réfractive ou réfléchive. Des concepts d'instruments réfléchifs hors-axe ont été étudiés et présentent un intérêt certain étant donné l'absence d'aberrations chromatiques. On a opté pour un instrument entièrement réfractif parce qu'il peut être plus compact que les instruments ayant une optique réfléchive. Le montage et l'alignement de l'optique (voir section 4.4.3) est aussi grandement simplifié par la symétrie cylindrique des systèmes réfractifs.

Une fois la dimension et le rapport focal des plans focaux d'entrée, de sortie et de l'espace pupille déterminés, on peut procéder à la conception optique. La lentille de champ a été placée légèrement en deçà du plan focal du télescope pour laisser la place à un masque de champ et éviter que d'éventuelles poussières tombant sur cette lentille ne soient réimagées sur le détecteur. La distance entre le plan focal et la lentille de champ a été fixée à 5 cm pour qu'une poussière de 0.5 mm de diamètre placée sur la lentille de champ n'entraîne qu'un biais de moins de 1% dans les plages uniformes. Cette lentille, la plus grande du train optique, (élément #1 de la figure 4.2) a un diamètre utile de 180 mm. Les deux autres éléments de la collimatrice

constituent un doublet (éléments # 2 et # 3 de la figure 4.2) qui permet d'obtenir une pupille peu chromatique avec une qualité d'image de l'ordre de ~ 0.3 mm, ce qui est suffisant pour que le masque de Lyot n'entraîne pas de perte significative dans la transmission globale.

Un des points important de la conception de l'instrument est le choix du nombre de filtres présents. Comme les filtres sont cryogéniques, leur changement est laborieux et coûteux en temps. De plus, il importe de mettre le plus grand nombre possible de filtres dans l'instrument pour en maximiser la polyvalence au cours d'une nuit. Le diamètre important des filtres impose un diamètre important pour les roues à filtres. La solution retenue pour maximiser le nombre de filtres dans l'instrument est d'y mettre deux roues à filtres, chacune de part et d'autre de l'espace pupille. Cinq filtres sont placés dans chacune des roues et un emplacement est laissé vide, ce qui permet de mettre un total de 10 filtres. La présence de deux roues à filtres de part et d'autre de l'espace pupille rend difficile l'installation d'un masque de Lyot fixe entre les roues à filtres. La solution retenue a été de placer un masque de Lyot individuel sur chacune des cellules des filtres nécessitant un tel masque. Ce compromis permet d'alléger les contraintes sur la conception optique et d'avoir une position du plan pupille qui est légèrement chromatique. Le masque de Lyot pour chacun des filtres a été placé à l'endroit exact où se situe la pupille à la longueur d'onde centrale de la bande passante dudit filtre. Les filtres ayant une longueur d'onde centrale inférieure à $1.5 \mu\text{m}$ n'ont pas été pourvus de masque de Lyot.

Tôt dans le projet, un design utilisant la lentille de champ comme fenêtre a été étudié. Ceci aurait enlevé deux surfaces optiques, simplifié l'assemblage et permis d'avoir un plan focal d'entrée chaud facilitant les tests optiques. Cette solution n'a pas été retenue car des analyses par éléments finis ont montré que lorsque le vide est fait dans le cryostat, la plaque joignant les deux sections du cryostat se déforme. Ceci a pour conséquence d'incliner la colonne supportant la fenêtre d'entrée de $3.4'$. Cet angle n'a pas d'effet sur la qualité d'image si la fenêtre est plane mais pose problème si celle-ci a une puissance optique (voir la sous-section sur la distorsion).

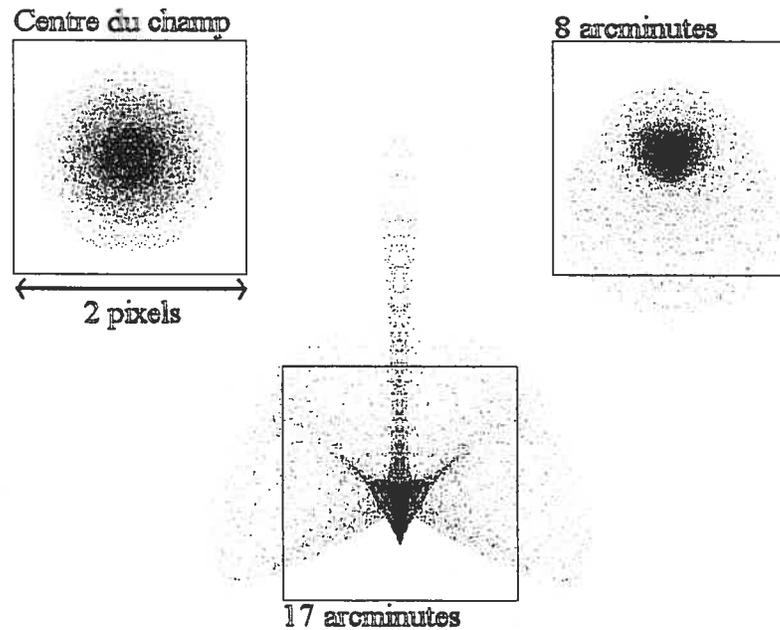


Figure 4.3: Diagramme d'étalement de point pour CPAPIR en bande J obtenu par tracé de rayons. Ce diagramme donne la PSF pour trois positions dans le champ, à 17' du centre (panneau du centre), 8' du centre (panneau de droite) et au centre du champ (panneau de gauche) lorsque CPAPIR est utilisé à l'OMM.

4.3.1 Qualité d'image

La qualité d'image déduite du design optique de CPAPIR est près de la limite de diffraction. En bande K_{short} le rapport de Strehl est de plus de 80% à l'intérieur d'un rayon de 15 minutes d'arc du centre du champ, soit 79% de la surface du champ. Sans considérer les effets de *seeing*, 90% du flux d'une étoile centrée sur un pixel est contenu dans ce pixel en bande I ; cette fraction est de 85% en bande J , 80% en bande H et 70% en bande K_{short} . La figure 4.3 représente le diagramme d'étalement de point pour trois positions dans le champ. On voit que celui-ci est contenu en grande partie à l'intérieur d'un seul pixel. En pratique, l'image observée est affectée par des effets propres au détecteur, le *cross-talk* entre les pixels et la taille finie des pixels, et par les effets dus à la turbulence dans l'atmosphère terrestre. La qualité d'image observée sur le ciel est discutée à la section 4.7.1 et est conforme aux valeurs déduites du schéma optique.

4.3.2 Chromaticité du foyer

La caméra a un foyer légèrement chromatique ce qui oblige à ce que le foyer du télescope soit changé quand on passe d'une bande à l'autre et lorsque les conditions de *seeing* sont favorables. Il importe particulièrement de compenser la valeur du foyer lorsque l'on passe de la bande *I* à la bande *H* (voir le tableau 4.5). Si le foyer est ajusté dans l'une de ces deux bandes et que l'on passe dans l'autre bande, la défocalisation dégrade la qualité d'image de 1.2". Pour un *seeing* avec une pleine largeur à mi-hauteur (PLMH) de 1.2", ce qui n'est pas rare dans le proche infrarouge, la PLMH après cette défocalisation est de 1.7", soit une perte d'efficacité d'un facteur 2 en temps de télescope!

Globalement le foyer doit être fait en bande *J*. Si le *seeing* est meilleur que 2", on a intérêt à appliquer les corrections données à la table 4.5 et, pour avoir un foyer optimal pour tout le champ, l'étoile utilisée pour faire le foyer doit être placée à mi-distance entre le centre du champ et sa périphérie.

Table 4.5: Position chromatique du foyer lorsque CPAPIR est utilisé à l'OMM. La correction est utile principalement quand les conditions d'observations sont très favorables. La conversion entre les unités d'encodage du foyer et la position réelle du miroir secondaire est de 10 μm par unité.

Filtre	Unités (μm)
<i>I</i>	5
<i>J</i>	0
<i>H</i>	-3
<i>K_{short}</i>	0

4.3.3 Distorsion

Comme on peut le voir sur la figure 4.4, CPAPIR présente une très faible distorsion de champ. Dans le coin de l'image, il y a une distorsion observée de 0.5 pixel. La très faible distorsion simplifie les analyses photométriques; les plages uniformes ne permettent une calibration précise de la réponse des pixels que dans l'hypothèse où

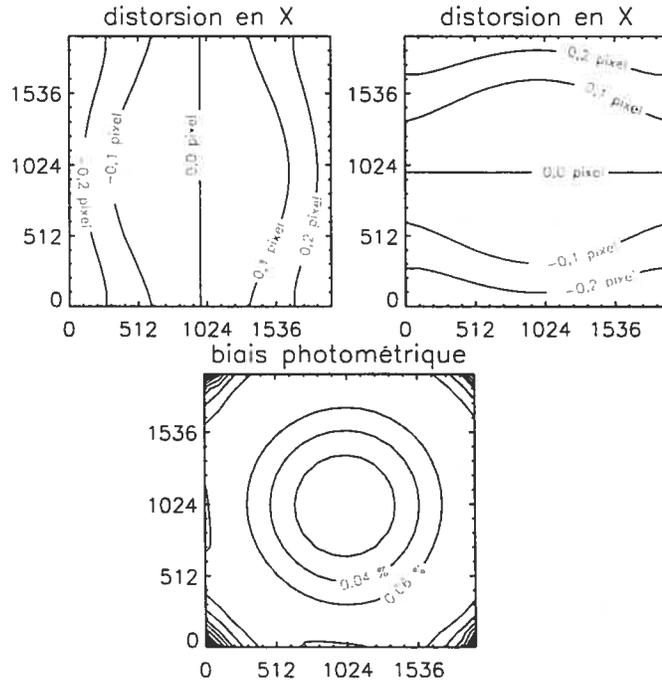


Figure 4.4: Distorsion de champ pour CPAPIR à $1.2 \mu\text{m}$ dans les directions x et y . On constate que la distorsion est inférieure à 0.25 pixel pour la totalité du champ. Le biais photométrique est déterminé comme l'erreur faite sur la photométrie d'une étoile si l'on considère que chaque pixel sous-tend le même angle solide dans le ciel. Cette figure doit être comparée à la figure 4.19 qui donne une carte des distorsions telles que mesurées avec CPAPIR sur le télescope du CTIO.

l'angle solide sous-tendu par les pixels est constant, soit au maximum une erreur de 0.1 % dans le cas de CPAPIR. En pratique, les distorsions mesurées sont plus grandes que celles prévues théoriquement, mais ne causent pas de biais photométrique significatif (voir la section 4.7.5 pour les valeurs de distorsion mesurées).

4.3.4 Effets du sous-échantillonnage

De façon générale, pour une caméra ayant un détecteur donné, une augmentation du champ ne peut être obtenue qu'en augmentant l'échelle des pixels sur le ciel. Il est préférable d'avoir 2.2 pixels PLMH d'une source ponctuelle, ce qui permet un échantillonnage de Nyquist de l'image. Pour gagner en champ aux dépens des détails dans les échelles spatiales les plus fines de l'image, on peut cependant utiliser des pixels qui échantillonnent l'image à moins de 2.2 pixels par PLMH ; on dit alors que

Table 4.6: Effet des pixels fins de CPAPIR sur le profil d'énergie encerclée. La perte d'efficacité est définie comme $1 - (DEE_a/DEE_{ad})^2$, la perte d'énergie par rapport à des données échantillonnées au critère de Nyquist est donnée entre parenthèses. CPAPIR est échantillonnée au critère de Nyquist lorsque le *seeing* est de $\sim 2''$.

<i>Seeing</i>	PLMH	DEE_a à 80 %	DEE_{ad} à 80 %	Perte
($''$)	mesurée	atmosphère	atmosphère et détecteur	d'efficacité
($''$)	($''$)	($''$)	($''$)	
1.0	1.39	2.40	2.92	32% (24%)
1.6	1.93	3.70	3.98	14% (6%)
2.0	2.30	4.42	4.60	8% (0%)

l'image est sous-échantillonnée. Lorsque les conditions de *seeing* sont à mieux que $\sim 2''$, ce qui arrive régulièrement à l'OMM dans le proche infrarouge, l'image obtenue par CPAPIR est sous-échantillonnée.

On a effectué une simulation des données de CPAPIR pour comprendre les effets de la taille finie de ses pixels sur la PLMH observée ainsi que sur le profil d'énergie encerclée. On a supposé un profil de Moffat avec $\beta = 2.5$ et des PLMH de $1.0''$, $1.6''$ et $2.0''$. On a simulé l'effet de *cross-talk* en convoluant la PSF par un noyau où la contribution du pixel central est de 80 % et celle des 8 pixels adjacents de 20 % du flux.

La dégradation de la PLMH est plus accentuée pour les observations effectuées avec un bon *seeing* (voir le tableau 4.6). Cette dégradation de la qualité d'image affecte, bien sûr, l'efficacité de relevé en incluant plus de ciel pour un diamètre d'énergie encerclée (DEE) donné. La dégradation en efficacité de relevé est proportionnelle au carré des rapports des diamètres d'énergie encerclée. Pour un DEE de 80 %, la dégradation de l'efficacité de relevé est de 32% pour CPAPIR, avec une contribution semblable due à la taille finie des pixels et au *cross-talk*. Du tableau 4.6, on peut conclure que la perte d'efficacité due à la taille finie des pixels est amplement compensée par le gain en champ. Pour un *seeing* de $1''$, un instrument comme CPAPIR, comparé à une caméra avec un échantillonnage deux fois plus fin et un nombre égal de pixels, perd 24% en efficacité du fait de l'échantillonnage plus grossier mais gagne 300% en efficacité par sa la plus grande couverture spatiale.

4.4 Conception mécanique

4.4.1 Description générale

Le cryostat de CPAPIR est une enceinte en deux sections qui mesure 125 cm de longueur et pèse 97 kg. La partie du cryostat qui s'avance vers la bonnette supporte la fenêtre d'entrée et contient l'optique de la collimatrice, soit la lentille de champ et le doublet. La seconde partie de l'instrument (à droite, figure 4.6) contient le boîtier des roues à filtres, le réservoir d'azote, l'optique de la caméra ainsi que le détecteur et ses circuits de préamplification cryogénique (Berry *et al.*, 2004).

L'intérieur de l'instrument est soutenu par 8 supports triangulaires en G10⁵ situés au fond du cryostat et quatre supports radiaux au niveau du boîtier des roues à filtres (voir la figure 4.5). Les supports à la base de l'instrument soutiennent son poids tandis que ceux en périphérie du boîtier des roues à filtres maintiennent l'alignement du cryostat lors des observations loin du zénith.

⁵Le G10 est un epoxy renforcé avec de la fibre de verre ayant une très faible conductivité thermique mais possédant une bonne rigidité mécanique. Ces deux caractéristique en font un matériau de choix pour de nombreuses applications cryogéniques. Voir : <http://k-mac-plastics.net/epoxyglas-g10-fr4.htm>

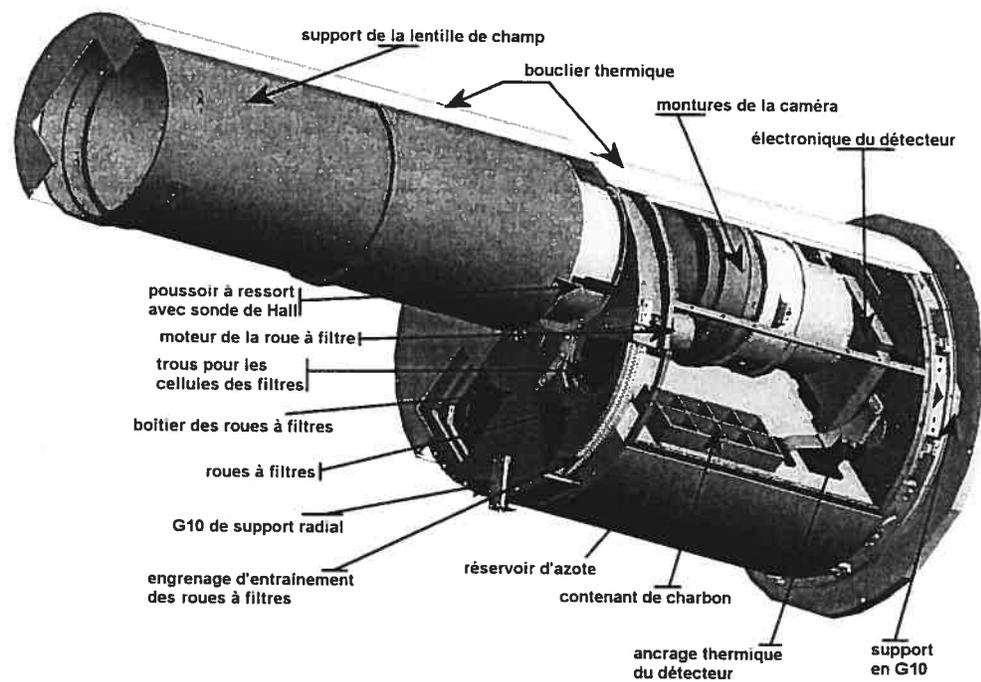


Figure 4.5: Vue schématique de l'intérieur de CPAPIR. Les boucliers thermiques entourant l'instrument ainsi qu'une section du boîtier des roues à filtres ont été coupés afin de permettre d'illustration des différentes composantes.

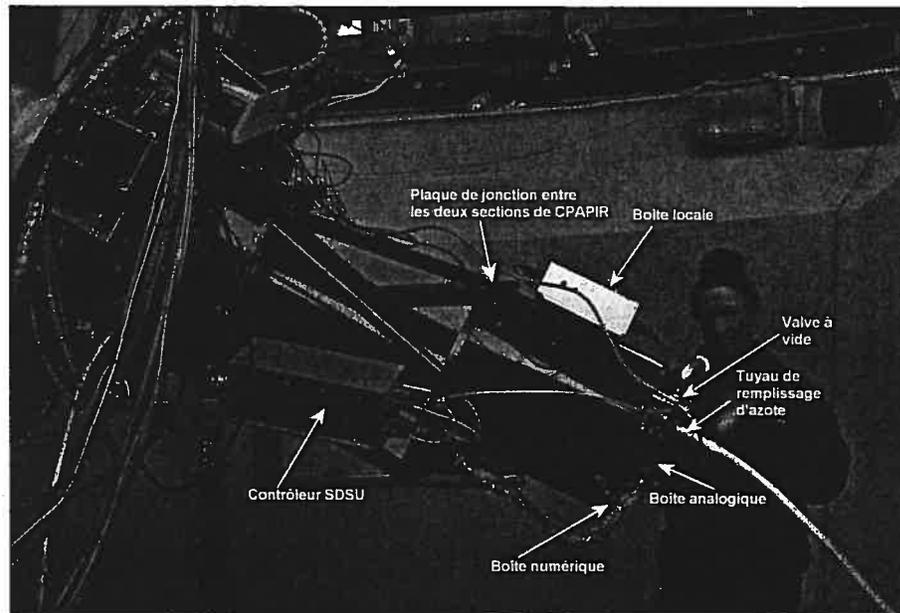


Figure 4.6: Vue d'ensemble de l'instrument au télescope de l'OMM. Les différentes boîtes électroniques sont identifiées.

4.4.2 Montures athermales

L'optique de CPAPIR est entièrement refroidie à 77 K afin de diminuer le bruit de photons dû à l'émission thermique des lentilles. Les lentilles étant installées dans leur monture à la température ambiante et se contractant moins que l'aluminium des montures, il faut adopter une stratégie de support qui, lors du refroidissement, n'applique pas une pression indue sur les lentilles tout en préservant le centrage réalisé à la température ambiante (voir figure 4.9).

La stratégie adoptée pour le support des lentilles de CPAPIR a été de compenser la contraction différentielle entre l'aluminium et le verre par l'ajout de tiges en nylon ou en téflon entre la lentille et sa monture. Une relation simple permet de déterminer la longueur de tige en nylon qui centrera la lentille à chaud et à froid. Si on a une lentille de rayon r_l , pour que celle-ci soit soutenue sans pression dans une monture de rayon r_m , on doit utiliser une tige ayant une longueur : $l_t = r_m - r_l$. On sait cependant que la monture en aluminium, la tige en nylon et la lentille en verre se contractent selon des coefficients différents, soit respectivement K_m , K_t et K_l . Le tableau 4.7 donne les coefficients de contraction des différents matériaux utilisés

dans le montage de l'optique de CPAPIR. De façon générale $K = (1 - \frac{L_{296K}}{L_{77K}})$ où L_{296K} est la longueur d'un échantillon de matériau à 296 K et L_{77K} est la longueur du même échantillon à 77 K. Ainsi, si on veut $l_t = r_m - r_l$ soit vrai à chaud et à froid, on doit avoir les relations suivantes :

$$l_{t(296K)} = r_{m(296K)} - r_{l(296K)}$$

et

$$l_{t(77K)} = r_{m(77K)} - r_{l(77K)}.$$

Rapportée aux longueurs à chaud, cette dernière équation devient :

$$l_{t(296K)} \frac{1}{1-K} = r_{m(296K)} \frac{1}{1-K_m} - r_l \frac{1}{1-K_l}.$$

On sait cependant que dans tous les cas $K \ll 1$, donc $\frac{1}{1-K} \approx (1+K)$, ainsi :

$$l_{t(296K)}(1+K_t) = r_{m(296K)}(1+K_m) - r_l(1+K_l),$$

donc, en reprenant la première équation, on obtient :

$$l_{t(296K)}K_t = r_{m(296K)}K_m - r_lK_l.$$

En substituant L_t par $r_m - r_l$, on trouve donc

$$(r_{m(296K)} - r_{l(296K)})K_t = r_{m(296K)} \times K_m - r_l \times K_l, r_{m(296K)} = r_{l(296K)} \frac{K_t - K_l}{K_t - K_m}.$$

Si on prend l'exemple de la lentille #2 telle qu'illustrée dans les figures 4.7 et 4.8, la lentille a un rayon extérieur de 50.00 mm, l'aluminium un coefficient de contraction de 0.00389, le SiO₂ un coefficient de contraction de 10⁻⁵ et le nylon un coefficient de contraction de 0.0126. la monture doit donc avoir un rayon de 72.33 mm pour

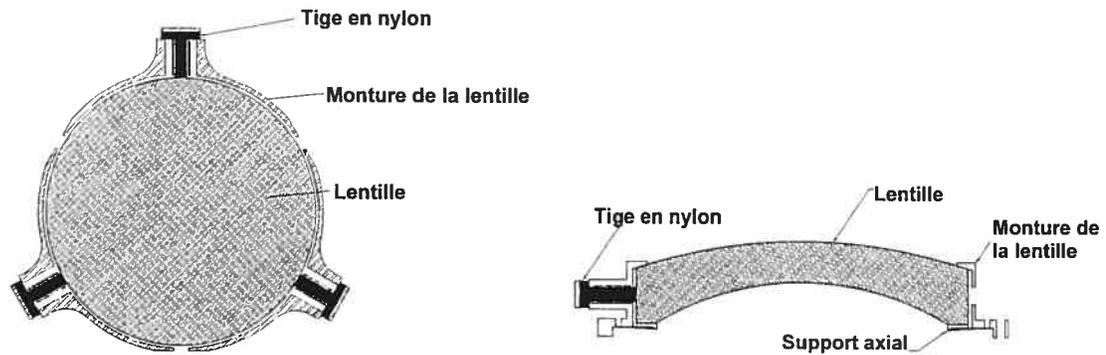


Figure 4.7: Vue en coupe transversale de la monture de la lentille #2 et de ses supports radiaux (panneau de gauche). Vue en coupe axiale de la même monture (panneau de droite).

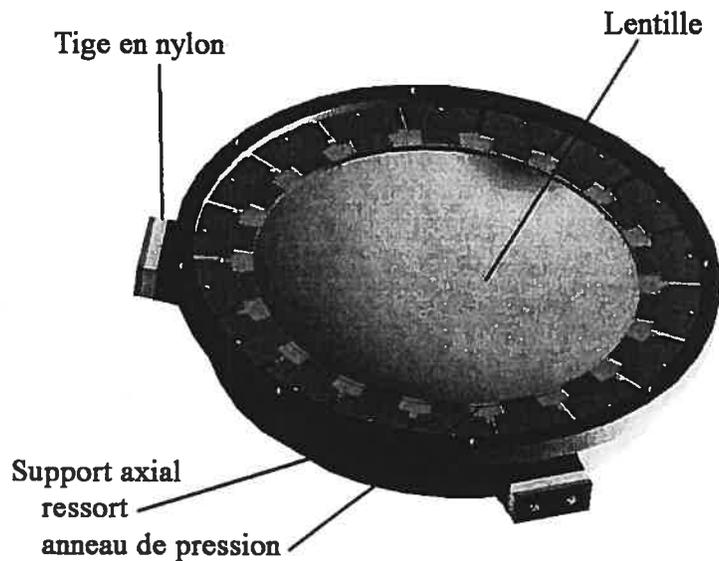


Figure 4.8: Monture #2 en vue isométrique. Le support est exercé par les ressorts laminaires en périphérie de la lentille.

que la tige en nylon touche la lentille sans pression à chaud et à froid. En pratique, la monture a été construite un tout petit peu plus petite, avec un rayon de 71.97 mm, de façon à réduire les risques de pression au cours du refroidissement tout en restant à l'intérieur des tolérances de centrage.

La monture de chacune des lentilles a été conçue pour contraindre le centrage de la lentille à moins de $25 \mu\text{m}$ à froid. La limite d'élasticité des verres dans l'optique de CPAPIR va de 26.9 MPa (BaF_2) à 68.9 MPa (ZnS). Deux modèles ont été adoptés

Table 4.7: Coefficients de contraction thermique de différents matériaux utilisés dans le montage des lentilles ou dans l'optique.

Matériau	Contraction $100 \times (1 - \frac{L_{296K}}{L_{77K}})$
Aluminium	-0.389
SiO ₂	-0.001
CaF ₂	-0.302
BaF ₂	-0.317
ZnS	-0.096
Nylon	-1.26
Teflon	-1.94

pour déterminer la pression exercée sur la lentille lors du refroidissement et du réchauffement. Le premier modèle suppose que la lentille et la monture ont toujours la même température, simulant une conduction thermique infinie entre la monture et la lentille. Le second modèle suppose que la lentille n'a aucun contact par conduction et que l'échange de chaleur avec la monture ne se fait que par radiation. La température exacte de la monture au cours du refroidissement est déterminée expérimentalement avec une sonde de température lors d'un refroidissement effectué en laboratoire. La pression appliquée par la tige en nylon ou en téflon sur le verre est évaluée de façon approximative en utilisant la relation $P = Y \frac{dL}{L}$, où Y est le module de Young par unité de surface de la tige de nylon ($\sim 2 \times 10^9$ MPa), dL la contraction appliquée à la tige et L la longueur de la tige. La figure 4.9 illustre, pour deux systèmes monture-lentille, l'évolution de la pression exercée sur la lentille ou de l'espace entre la tige de nylon et la lentille. La conception de la monture décrite plus tôt fait en sorte que la pression exercée sur une lentille ne dépasse pas 10 MPa, à quelque moment que ce soit au cours d'un cycle thermique, selon l'un ou l'autre modèle.

4.4.3 Procédure d'alignement des lentilles

Vu la grande taille physique des lentilles de CPAPIR et les tolérances de $\sim 25 \mu\text{m}$ sur leur alignement, un grand soin a été apporté à leur alignement. La monture de chacune des lentilles a été centrée mécaniquement sur une table tournante. L'alignement mécanique des axes de la table et de la monture a pu être vérifié à une

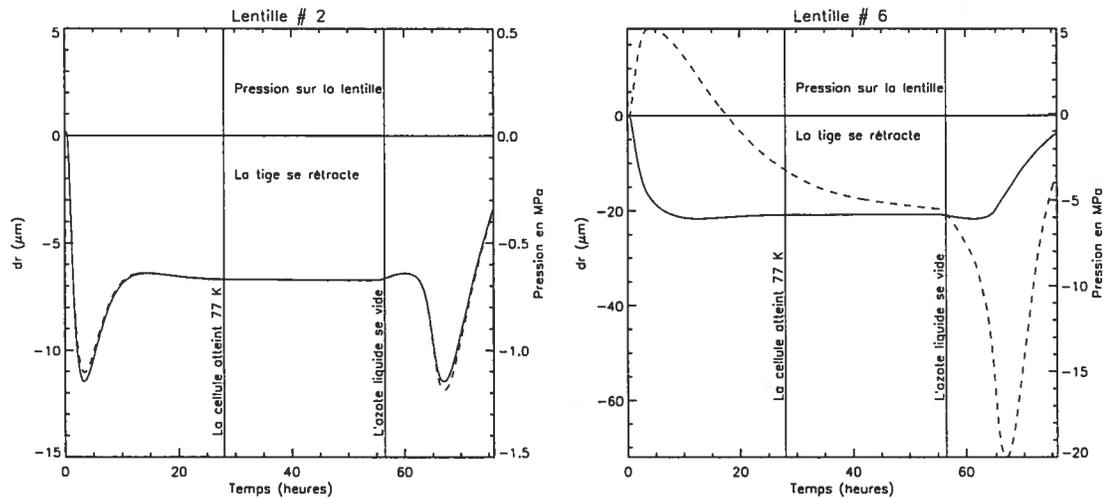


Figure 4.9: Contraction différentielle entre les lentilles 2 (à gauche) et 6 (à droite) et leur monture respective pour un cycle de refroidissement. La valeur dr correspond à la différence en rayon entre la monture, incluant la tige en nylon, et la lentille. Les valeurs négatives de dr indiquent qu'il y a un vide entre la lentille et sa monture. Les valeurs positives indiquent que la monture applique une pression sur la lentille. Le temps représente le nombre d'heures écoulées depuis le début du refroidissement ; à partir de $t \sim 56$ heures, le cryostat se réchauffe. Les courbes en tirets et en continu illustrent le comportement de la tige de nylon tout au long du cycle de refroidissement. Elles illustrent le comportement de la tige dans les cas où la conduction et la radiation dominent le bilan thermique de la lentille.

précision de quelques μm à l'aide d'un senseur mécanique parcourant la périphérie de la monture. Une fois la monture centrée mécaniquement sur la table rotative, la lentille a dû être centrée optiquement à l'intérieur de sa monture. Pour ce faire, un faisceau laser a été envoyé à travers la lentille sur un senseur optique de type *position sensing device* qui a pour sortie deux signaux électriques, proportionnels à la position de barycentre du spot laser en x et en y . Ces deux signaux sont envoyés à un oscilloscope, ce qui permet de visualiser de façon très précise la position du spot du laser ayant traversé la lentille.

Lorsque la lentille bouge par rapport au faisceau laser, il y a un déplacement du spot sur le senseur, ce qui est directement perceptible grâce à l'oscilloscope. En faisant tourner la table rotative, la monture et la lentille, on peut donc savoir, à une précision de l'ordre de $5 \mu\text{m}$, si une lentille est centrée optiquement ou non sur

l'axe mécanique de la table. Pour centrer la lentille par rapport à l'axe mécanique de sa monture et à l'axe de rotation de la table, il ne reste qu'à appliquer une légère pression sur la périphérie de la lentille, jusqu'à ce que la figure produite lorsqu'on fait tourner la table rotative soit réduite au minimum.

Une fois la lentille centrée, on peut mesurer la longueur exacte des trois tiges en nylon nécessaires pour la maintenir en place. Une fois la lentille maintenue en place, il est possible qu'elle ait légèrement bougé, du fait des incertitudes lors de la fabrication des tiges en nylon, par exemple. On peut donc mesurer le décentrage optique de la lentille par rapport à sa monture. Une fois la lentille fixée dans sa monture et centrée optiquement sur la table rotative, on mesure le décentrage mécanique de la monture par rapport à la table et la position angulaire de ce décentrage. Les décentrages ainsi mesurés vont de moins de $5\mu\text{m}$ à $35\mu\text{m}$. Les montures ayant un patron de six vis ont été assemblées de façon à placer tous les décentrages du même côté du banc optique, réduisant ainsi l'erreur effective de centrage de $\sim 40\%$.

4.4.4 Roues à filtres

CPAPIR possède deux roues à filtres pouvant porter chacune cinq filtres. Un port d'accès (voir la figure 4.10) permet de changer les filtres sans avoir à ouvrir l'ensemble du cryostat. Le positionnement des roues à filtres se fait par l'intermédiaire d'un poussoir à ressort qui pénètre dans des encoches positionnées vis-à-vis de chaque filtre. Les poussoirs à ressort sont équipés de sondes à effet Hall qui permettent de savoir si la roue est à la position d'initialisation, à la position d'un filtre ou à une position intermédiaire. Pour chacune des roues, la position d'initialisation identifie le trou sans filtre. La tension au niveau de la sonde de Hall varie d'environ 1 volt entre une position dans une encoche et hors-encoche. Ce design est similaire à celui utilisé dans les instruments SIMON et CFHTIR construits au Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale à l'Université de Montréal (Vallée *et al.*, 2003). La figure 4.11 montre une vue en coupe du boîtier des roues à filtres et des senseurs de Hall.

Les roues sont entraînées par des moteurs pas à pas *Portescap* modèle P530 actionnant un engrenage annulaire vissé à leur périphérie.

Des deux roues de CPAPIR, seule la roue la plus près de la caméra (dite roue *rouge*) peut porter des masques de Lyot. Ce design contraint quelque peu la position des filtres et la roue sur laquelle peut être placé chaque filtre. Tout d'abord le filtre *H*, nécessitant un masque de Lyot qui lui est spécifique, doit être installé sur la

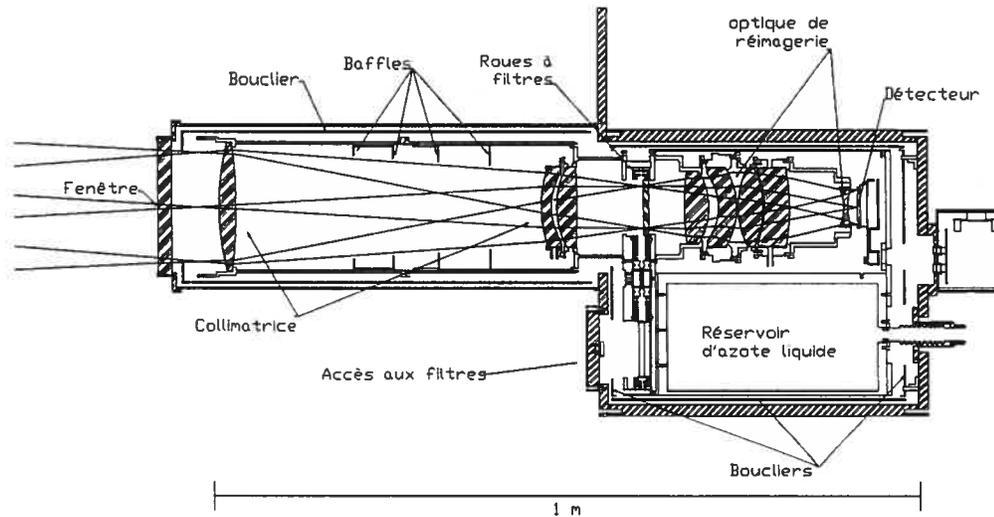


Figure 4.10: Vue en coupe schématique de CPAPIR.

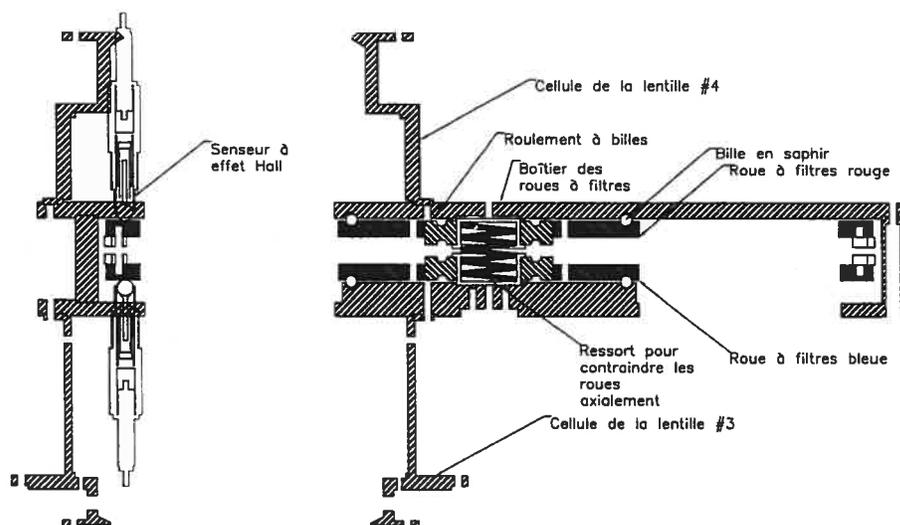


Figure 4.11: Schéma en coupe du boîtier des roues à filtre de CPAPIR.

roue *rouge*. Si le nombre de filtres nécessitant des masques de Lyot est inférieur ou égal à 5 (incluant H), tous ces filtres peuvent être installés sur la roue *rouge*, chacun ayant un masque de Lyot sur sa monture ; tous les autres filtres seront mis sur la roue dite *bleue*. Dans le cas contraire, par exemple pendant la durée du relevé des WR galactiques où 6 filtres à bande étroite en K_{short} et H ont été utilisés, on peut installer un masque de Lyot dans le trou libre de la roue *rouge* et 4 ou 5 filtres nécessitant un masque de Lyot dans la roue *bleue*. Dans ce cas, il importe cependant de mettre tous les filtres ne nécessitant pas de masque de Lyot (I, J, Pa_β) dans la roue *rouge* pour éviter que le masque de Lyot qui est optimisé pour la bande K_{short} ne vienne vignetter le faisceau. Le filtre CH_4 doit être laissé dans la roue *bleue* car il doit être utilisé en conjonction avec le filtre H .

4.4.5 Cryostat

L'autonomie d'un instrument cryogénique refroidi à l'azote liquide dépend de la capacité du réservoir d'azote liquide et de la puissance entrant dans le cryostat. Cette dernière provient de la radiation du cryostat et de la fenêtre d'entrée, ainsi que de la conduction des supports mécaniques de l'intérieur de la caméra en G10 et du câblage électrique. Il est souhaitable de disposer d'une autonomie d'au moins une nuit, ce qui permet de ne pas interrompre les observations pour effectuer un remplissage d'azote. Une autonomie de 24 heures et plus simplifie la logistique de support de l'instrument en permettant un remplissage à heure fixe une fois l'instrument au télescope.

Des boucliers ont été installés entre le cryostat et l'intérieur de CPAPIR. Ces boucliers sont de simples feuilles d'aluminium intercalées entre la paroi externe du cryostat et l'intérieur de l'instrument (voir la figure 4.10). Ils servent à réduire la puissance reçue par l'instrument, à uniformiser l'irradiation du banc optique et à réduire la fuite de lumière diffusée vers le détecteur. Les boucliers réduisent la puissance reçue par l'instrument parce qu'un photon émis par le cryostat et absorbé par le bouclier a une chance sur deux de repartir vers le cryostat au lieu d'atteindre l'intérieur de l'instrument.

La puissance irradiée par une surface est $P = \eta\sigma T^4$, où η est l'émissivité de la surface,

$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^2$ et T la température en Kelvin. L'émissivité de la surface dépend du matériau utilisé et va de ~ 0.03 pour de l'or à 1.0 pour un corps noir parfait. Bien que l'émissivité dépende de la longueur d'onde, c'est l'émissivité aux environs de $10 \mu\text{m}$ qui domine dans le bilan thermique : la fenêtre a une émissivité très faible en bande K_{short} , de l'ordre de 2%, là où les revêtements ont été optimisés pour une transmission maximale, mais elle est opaque à $10 \mu\text{m}$ d'où une émissivité de près de 1. Dans le modèle, on suppose que $\eta = 0.09$ pour l'aluminium et $\eta = 0.9$ pour la fenêtre.

La puissance électrique maximale dégagée par les moteurs est de 5 W lorsqu'ils fonctionnent, ce qui donne, en considérant qu'un déplacement de roues à filtres prend 10 s et qu'ils sont effectués toutes les 10 minutes, une puissance moyenne de l'ordre de 0.08 W. Le détecteur dégage une puissance maximale de 2 mW et les amplificateurs cryogéniques une puissance d'environ 0.3 W. Les composantes électriques et électroniques contribuent donc de façon négligeable au bilan thermique de CPAPIR.

La puissance transmise par les supports mécaniques en G10 et les câbles électriques pénétrant dans l'instrument est donnée par $P = (T_{ext} - T_{int}) \frac{s}{L} K_t$, où T_{ext} et T_{int} sont les températures extérieures et intérieures du cryostat, s la section du conducteur, L sa longueur et K_t sa conductivité. À une température ambiante de 20°C , la fenêtre d'entrée contribue pour 10 W, le cryostat contribue pour 7 W, le tube supportant la fenêtre contribue pour 4 W et les supports en G10⁶ ne contribuent que pour 0.1 W. Globalement, une diminution de l'émissivité des boucliers, par exemple par un plaquage d'or, profiterait peu à l'autonomie de CPAPIR, la plus grande contribution venant de la fenêtre qui, elle, ne peut être modifiée sans affecter sa transmission. Sachant que l'azote liquide a une chaleur latente de $1.58 \times 10^5 \text{ J/l}$ et que le réservoir d'azote a un volume de 12 l, le temps nécessaire à l'évaporation complète du réservoir peut être facilement déduit.

CPAPIR a une autonomie allant de 24 heures quand il est utilisé en laboratoire, à plus de 48 heures à -24°C . Étant donné les températures prévalant à l'OMM, le

⁶Le G10 est un plastique particulièrement rigide qui est couramment utilisé pour des applications cryogéniques. Il possède une très faible conductivité thermique ($K_t = 0.4 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$).

réservoir d'azote liquide de CPAPIR peut être rempli une seule fois par jour.

L'utilisation de CPAPIR sur des télescopes autres que celui de l'OMM est limitée par la largeur de son champ. Les aberrations hors-axe deviennent très importantes au-delà des ~ 10 minutes d'arc centrales sur tous les types de télescopes autres que Ritchey-Chrétien. Le télescope de 1.5 m du CTIO est un Ritchey-Chrétien $f/7.5$. Pour éviter la vignette dans le plan pupille avec le faisceau $f/7.5$, un ensemble de masques de Lyot différents de ceux utilisés à l'OMM ont été installés dans les roues à filtres. La platine de montage de ce télescope diffère de celle de l'OMM; on a donc conçu un anneau d'interface spécifique pour permettre d'y installer CPAPIR. Étant donné que CPAPIR a été optimisé pour l'OMM, la qualité d'image obtenue au CTIO est un peu moins bonne que celle obtenue à l'OMM.

4.5 Électronique

4.5.1 Détecteur

Les caractéristiques du détecteur au coeur d'un instrument contraignent son design optique et ultimement l'ensemble de ses capacités. Le détecteur utilisé est du plus grand format disponible au moment de la construction de CPAPIR, soit de 2048×2048 pixels. Sans l'utilisation d'un tel détecteur, les capacités de relevé de CPAPIR auraient été substantiellement réduites. Le tableau 4.8 résume les différentes caractéristiques du détecteur de CPAPIR. La carte cryogénique sur laquelle est placé le détecteur permet une préamplification cryogénique des signaux de ce dernier. Le circuit d'amplification cryogénique est une version légèrement modifiée de l'amplificateur instrumental standard à trois amplificateurs opérationnels décrit par Horowitz & Hill (1989).

4.5.2 Électronique analogique et numérique

L'électronique de contrôle du détecteur de CPAPIR est divisée en deux grandes parties, analogique et numérique. La partie numérique arrivant au détecteur est constituée des différents signaux d'horloge qui synchronisent la lecture des pixels. Ces signaux sont produits par le contrôleur SDSU et transmis à la carte d'électronique cryogénique par l'intermédiaire d'une boîte numérique fixée au cryostat par un connecteur étanche. Le détecteur est fixé à cette carte. Les signaux des pixels subissent une préamplification sur la carte d'électronique cryogénique. Ils sont ensuite dirigés vers un connecteur étanche auquel est fixée la boîte analogique, puis vont au contrôleur SDSU pour être numérisés. Le signal numérique est envoyé par fibre optique jusqu'à l'ordinateur d'acquisition où il est traité. Les tensions fixes d'alimentation du détecteur sont générées par les boîtes analogique et numérique. La figure 4.12 montre une vue d'ensemble des principaux câbles de CPAPIR.

La carte électronique cryogénique a plusieurs fonctions. Le réceptacle du détecteur est situé sur cette carte. Ce support est de type *zero-insertion force socket* et permet de placer et d'enlever le détecteur sans outil particulier tout en le maintenant solidement en place lorsque le mécanisme de retient est activé. Des circuits de préamplification cryogénique permettent de minimiser le bruit de lecture du détecteur dû aux interférences lors de l'envoi de signaux dans le câble jusqu'au contrôleur

Table 4.8: Caractéristiques du détecteur de CPAPIR

Paramètre	valeur
Type de détecteur	Hawaii-II (HgCdTe)
Constructeur	Rockwell corporation
Couverture spectrale	0.8 à 2.5 μm
Nombre de quadrants	32
Dimension des pixels	18.5 μm
Profondeur des puits	100 000 e^-
Limite de linéarité à 1%	50 000 e^-
Gain	2.3 e^- par UCN
Bruit de lecture	10 e^-
Courant sombre	2.71 e^- par seconde
Mauvais pixels	18 000 (0.45%)
<i>Cross - talk</i>	20%

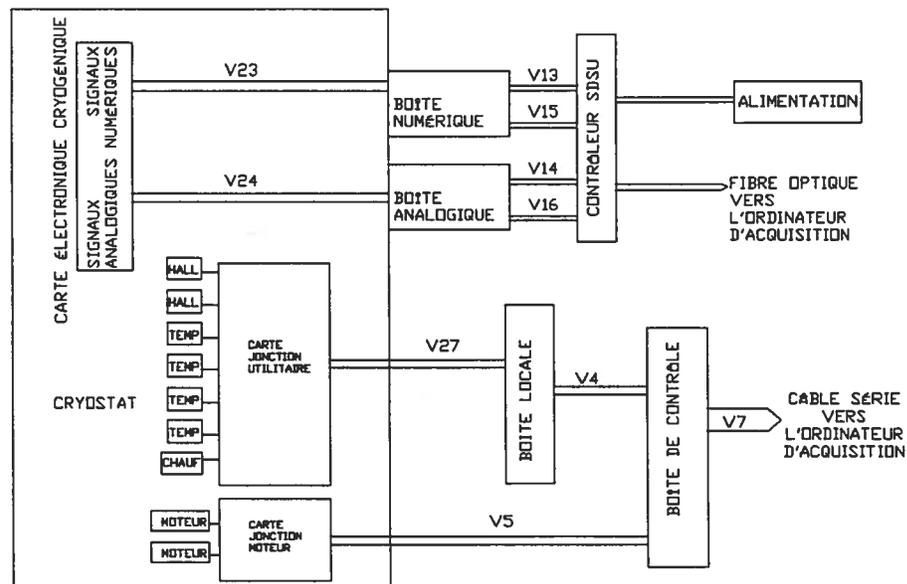


Figure 4.12: Schéma général du câblage de CPAPIR.

SDSU (Berry *et al.*, 2004). Cette carte est reliée thermiquement à une masse de 400 g qui sert à ralentir son refroidissement et son réchauffement, le détecteur risquant de se délaminer lors de changements de température trop violents. Le taux de refroidissement ou de réchauffement maximal suggéré par le fabricant du détecteur est de $0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ par minute.

4.5.3 Électronique de contrôle

Une partie de l'électronique de CPAPIR est consacrée au contrôle mécanique et thermique de la caméra. Des moteurs pas à pas font tourner les roues à filtres et sont alimentés par des contrôleurs fabriqués par *Oregon Micron Systems* situés dans la boîte de contrôle.

L'encodage des roues à filtres est fait par des sondes de Hall détectant des encoches en périphérie de la roue. Le signal de ces sondes est lu par la boîte locale et transmis à l'ordinateur de contrôle. Des sondes de température situées au niveau du réservoir d'azote, du détecteur et de la 8^e lentille du barillet peuvent être lues par l'ordinateur de contrôle ou directement sur la boîte locale qui possède un affichage numérique. Cette lecture qui ne passe pas par l'ordinateur de contrôle est utile lors

des refroidissements et réchauffements en laboratoire.

4.6 Système d'acquisition

Toute la manipulation des images, soustraction de paires de lectures, coaddition et lectures multiples, se fait sur l'ordinateur de contrôle, d'où l'importance de réduire le nombre de tâches effectuées, particulièrement l'accès aux disques, sur cet ordinateur lors des observations.

L'interface usager de CPAPIR, MIR (Riopel *et al.*, 2004), utilisée pour les observations au télescope, est une variante de celle employée pour la caméra MONICA (Nadeau *et al.*, 1994) et les instruments SIMON et TRIDENT (Marois *et al.*, 2005). Cette interface permet la visualisation des images et une analyse sommaire de la photométrie et des propriétés statistiques de régions de l'image. MIR permet le contrôle des différents paramètres à ajuster pour la prise des observations, les mouvements des roues à filtres et les paramètres d'exposition.

La prise d'une image infrarouge se fait en quatre étapes, soit : l'initialisation du détecteur, l'exécution d'une première lecture du détecteur, une attente arbitrairement longue qui détermine le temps de pose et une seconde lecture. L'image finale est constituée de la différence des deux lectures du détecteur. Bien que l'utilisateur n'ait pas à spécifier chacune de ces quatre étapes au système de contrôle, ce mode de lecture a plusieurs implications pratiques. Pour de nombreuses observations, principalement lors d'imagerie à bande large, les temps de pose individuels sont très courts, de l'ordre de 5 à 10 secondes. Ceci implique la prise d'un très grand nombre d'images pour des projets nécessitant des temps d'intégration de plusieurs heures.

Des temps d'intégration sensiblement plus longs sont impossibles dans ces bandes sans saturation du détecteur. Avec des images individuelles de 16 mégaoctets, la prise d'une image toutes les 10 secondes implique la prise de près de 6 gigaoctets de données par heure. Il est possible de réduire de façon importante la quantité de données en utilisant des coadditions. Ainsi les images prises de façon successive sont additionnées avant d'être écrites sur le disque après un nombre donné de poses. On perd donc l'information temporelle sur les temps inférieurs à la durée d'une

coaddition, mais on gagne en utilisation de l'espace disque tout en réduisant les temps morts dus à l'écriture du fichier. Il importe de noter que les images résultant d'une coaddition sont deux fois plus grosses que les images prises sans coaddition puisque les données sont sauvegardées en format 32 bits au lieu de 16 bits. Ainsi en faisant 5 coadditions, on économise un facteur 2.5 en espace disque. Une autre liberté permise par le mode de lecture propre aux détecteurs comme celui de CPAPIR est l'utilisation de lectures multiples lors de la prise de l'image. Le détecteur a un bruit de lecture de $\sim 10 e^-$. Si ce bruit est significatif par rapport au bruit dû au fond de ciel, lors de l'imagerie dans certaines bandes étroites par exemple, il est possible d'effectuer un échantillonnage de Fowler (Fowler & Gatley, 1990), soit plusieurs lectures des charges accumulées sur le détecteur. Le bruit de lecture diminue comme la racine carrée du nombre de lectures.

Le contrôle de CPAPIR peut se faire à partir de MIR au moyen d'une interface avec boutons et menus ou par des scénarios de commandes. L'utilisation par l'interface usager de MIR (voir la figure 4.13) facilite grandement la prise d'images tests et l'ajustement des paramètres d'observation, lors de la prise des images de foyer par exemple. Cependant, étant donné que la majorité des observations demandent un grand nombre d'images et le déplacement fréquent du télescope pour la soustraction du ciel, l'utilisation de l'interface usager de MIR pour la prise de l'ensemble des observations peut être très répétitive et mener à des pertes importantes d'efficacité. L'utilisation de scénarios de commandes permet d'optimiser les observations et est préférable à l'interaction directe de l'utilisateur avec l'instrument dans le cas d'observations répétitives.

4.7 Performances

4.7.1 Qualité d'image

La qualité d'image mesurée avec CPAPIR au télescope de 1.5 m du CTIO est de $\sim 1.8''$ de PLMH. Ceci est parfaitement compatible avec la convolution des différentes contributions responsables à la qualité d'image, soit le *seeing* ($0.8''$), la qualité

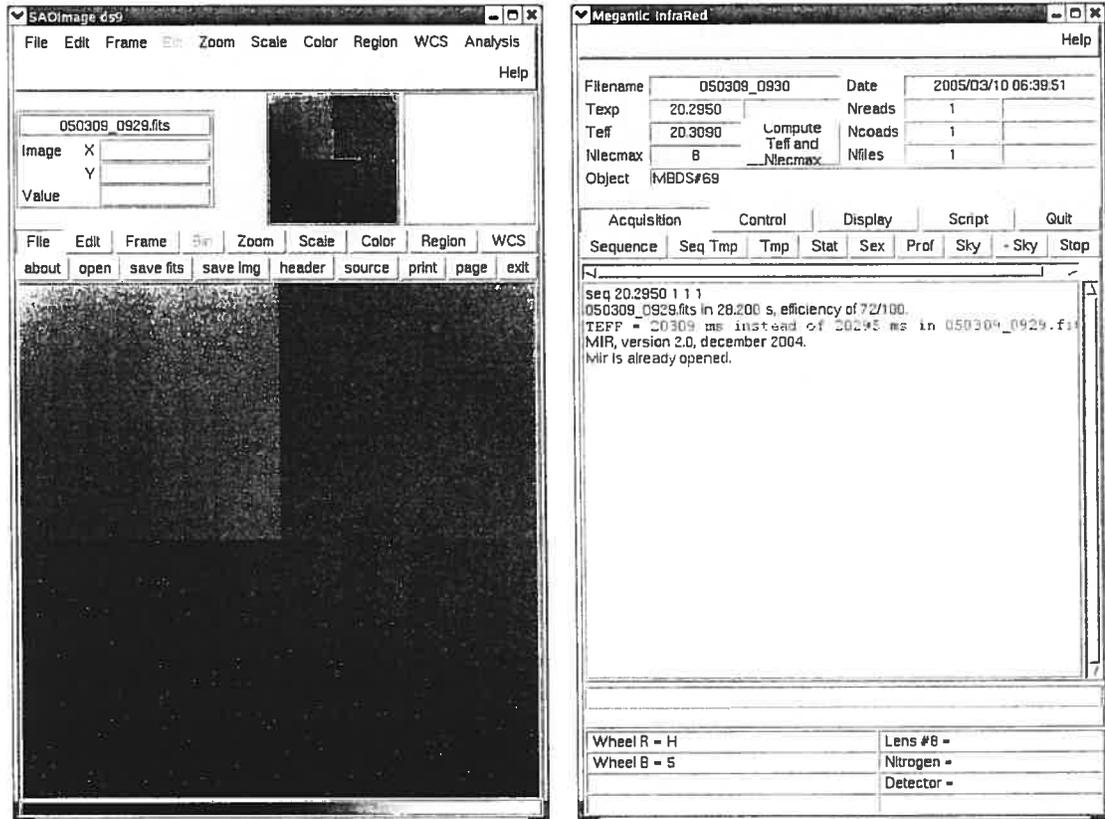


Figure 4.13: Le panneau de gauche montre le logiciel *ds9* (voir l'adresse <http://www.harvard.edu/RD/ds9/>) lié à l'interface MIR ; c'est là que s'affichent les images tout au long des observations. Le panneau de droite montre l'interface usager MIR.

d'image prédite au CTIO (1.2") et les effets de pixels finis et de *crosstalk*, ce qui donne une PLMH de 1.8" (voir figure 4.14).

Il est difficile de déterminer le *seeing* réel à partir des observations de CPAPIR. Cet effet doit être découplé des contributions citées plus haut et la valeur déduite à partir d'une PLMH mesurée est très sensible à de petites erreurs dans l'estimé de ces contributions. La valeur donnée ici est celle observée par un instrument dédié à la mesure du *seeing* qui est situé à une centaine de mètres de l'observatoire. La mesure a été effectuée en bande *V*. Elle ne tient bien sûr pas compte des effets de turbulence intrinsèques du dôme.

Pour l'utilisation de CPAPIR au CTIO, la qualité d'image intrinsèque prédite théoriquement avec ce design optique est de 1.15", le *seeing* typique 0.8", ce qui donne une PLMH de 1.5". Cette valeur est dégradée par la taille finie des pixels et par leur

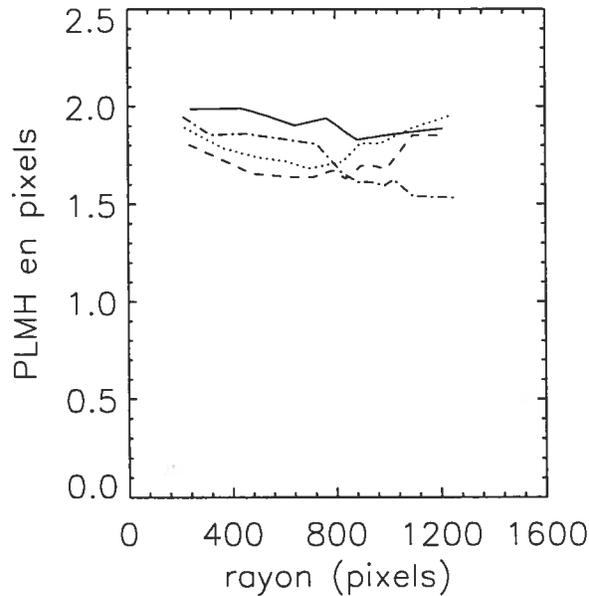


Figure 4.14: Qualité d'image observée avec CPAPIR sur le télescope 1.5 m du CTIO. Comme il y a de légères asymétries dans la qualité d'image de part et d'autre du champ, celui-ci a été divisé en quatre quadrants. La ligne continue indique la qualité d'image pour le quadrant inférieur gauche, la ligne en pointillés celle du quadrant supérieur gauche, la ligne en tirets simples celle du quadrant supérieur droit et la ligne en tirets et pointillés indique la qualité d'image obtenue pour le quadrant inférieur droit. On peut améliorer la qualité d'image au centre du champ au détriment de la qualité d'image en périphérie et inversement.

crossstalk et donne une PLMH prédite de $1.84''$ (voir section la section 4.3.4), ce qui est bien conforme aux observations (voir la figure 4.14).

4.7.2 Transmission globale

La transmission globale de CPAPIR a été déterminée au télescope du CTIO. Un champ ($ra = 12:57:09$, $dec = -30:08:19$) a été observé au zénith et contenait 37 étoiles *2MASS* (voir la section sur la calibration astrométrique et les distorsions) ayant une magnitude J comprise entre 10 et 13, soit assez brillantes pour permettre une photométrie précise mais assez faibles pour éviter les effets de saturation du détecteur. Elles ont permis une calibration photométrique précise et une détermination

de la transmission globale du système (l'instrument, le télescope et l'atmosphère).

La transmission atmosphérique dans les bandes J , H et K_{short} est très bonne, soit 97%, 98% et 93% respectivement⁷. L'efficacité du détecteur dans ces bandes est de 70%, 85% et 85%. En faisant l'hypothèse pessimiste d'une réflectivité de 85% par miroir pour le télescope du CTIO et en utilisant les valeurs de transmission citées ci-haut et la transmission (voir le tableau 4.9), on déduit que l'ensemble du système a une transmission réelle de 28%, 43% et 34%. La transmission déduite de données photométriques dans ces trois bandes est de 24%, 35% et 40% respectivement. Ces valeurs sont semblables à celles calculées à partir de la transmission des différentes surfaces, les incertitudes importantes sur la réflectivité des miroirs, la réponse du détecteur et la reproductibilité de la courbe de transmission des revêtements anti-reflets expliquant probablement les différences (voir la figure 4.15).

4.7.3 Détecteur

Bruit de lecture

Le bruit de lecture observé pour une image composée de 2 lectures est de $10 e^-$, soit la valeur nominale citée par le manufacturier du détecteur. Ainsi, dès que le fond de ciel dépasse les $100 e^-$ (~ 40 unités de conversion numérique (UCN)), les observations deviennent limitées par la statistique des photons dus au fond de ciel. En bande large, c'est le cas pour les temps d'intégration les plus courts; en bande J par exemple, le ciel contribue environ pour 140 UCN/s et le temps de pose minimal est de 1.353 s. Pour des observations en bande étroite, les temps d'intégration doivent être ajustés en tenant compte du bruit de lecture.

Temps de lecture

Le temps de lecture minimal pour une image de CPAPIR est de 1.353 seconde. Le temps minimal théorique entre deux images est de trois fois cette valeur, soit

⁷Valeurs déterminées à partir des spectres d'absorption disponibles à l'adresse <http://www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/ocTransSpectra.html> en utilisant les modèles avec une colonne d'eau précipitable de 3 mm et une masse d'air de 1.

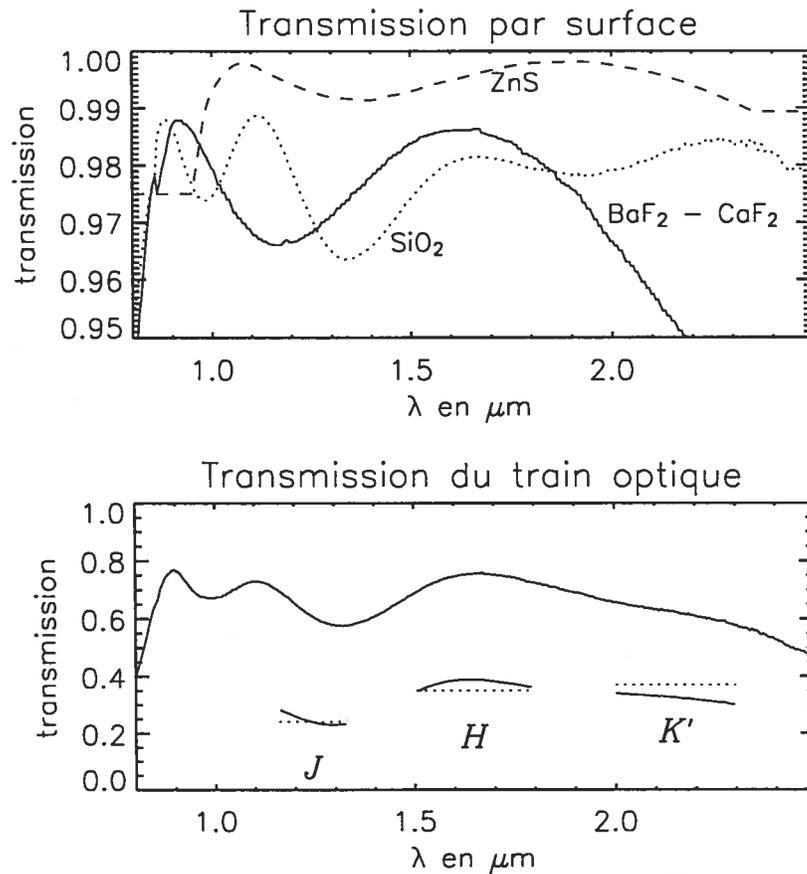


Figure 4.15: Transmission des couches antireflets pour chaque type de surface dans le train optique de CPAPIR (panneau du haut). La transmission théorique de l'ensemble du train optique de CPAPIR avec 10 surfaces de SiO_2 , 4 surfaces de CaF_2 , 2 surfaces de BaF_2 et 2 surfaces de ZnS est donnée par le trait continu sur le panneau du bas. La transmission globale de CPAPIR, du télescope et de l'atmosphère calculée pour chacune des bandes J , H et K_{short} est donnée par les trois traits continus. La transmission déduite des mesures photométriques dans ces trois bandes est donnée par les trois traits pointillés et correspond raisonnablement bien avec les valeurs calculées à partir des transmissions de chacune des composantes.

4.06 secondes, chaque pause étant composée d'une initialisation du détecteur, d'une première lecture et d'une seconde lecture. En pratique, le temps minimal entre deux poses est de ~ 8 secondes étant donné le temps de manipulation et d'écriture de l'image sur le disque dur.

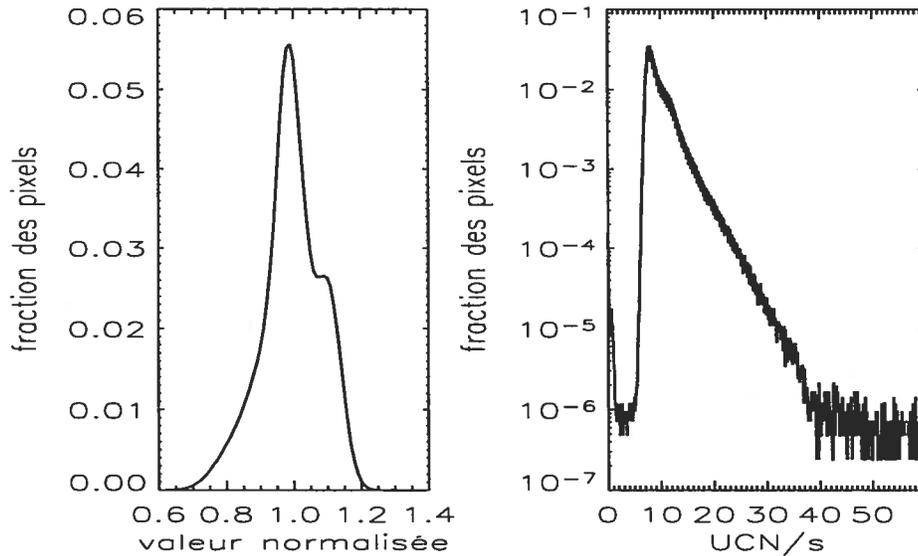


Figure 4.16: Histogramme de distribution des valeurs d'une plage uniforme indiquant que seulement 3.7% des pixels diffèrent de la médiane de la plage uniforme par plus de 20% (panneau de gauche). Histogramme de distribution du courant sombre sur le détecteur de CPAPIR.

Courant sombre

Le courant sombre se manifeste dans les observations astronomiques comme un flux apparent sur le détecteur qui demeure le même en l'absence d'illumination. Pour presque toutes les observations envisageables de façon réaliste avec CPAPIR, le courant sombre est noyé dans le bruit de fond de ciel et ne nuit pas de façon sensible aux observations. On peut cependant aisément mesurer le courant sombre de CPAPIR en croisant deux filtres dont les bandes passantes ne se chevauchent pas et qui sont situés sur deux roues à filtres différentes (voir la figure 4.16).

Le courant sombre médian est de 9 UCN/s ($20 e^-/s$), ce qui est très inférieur au flux reçu du fond de ciel, même lors d'observations à bande étroite. Un petit nombre de pixels possède un courant sombre très important : 0.11 % des pixels ont un courant sombre de plus de 30 UCN/s et 0.014% des pixels au-dessus de 100 UCN/s (voir la figure 4.16).

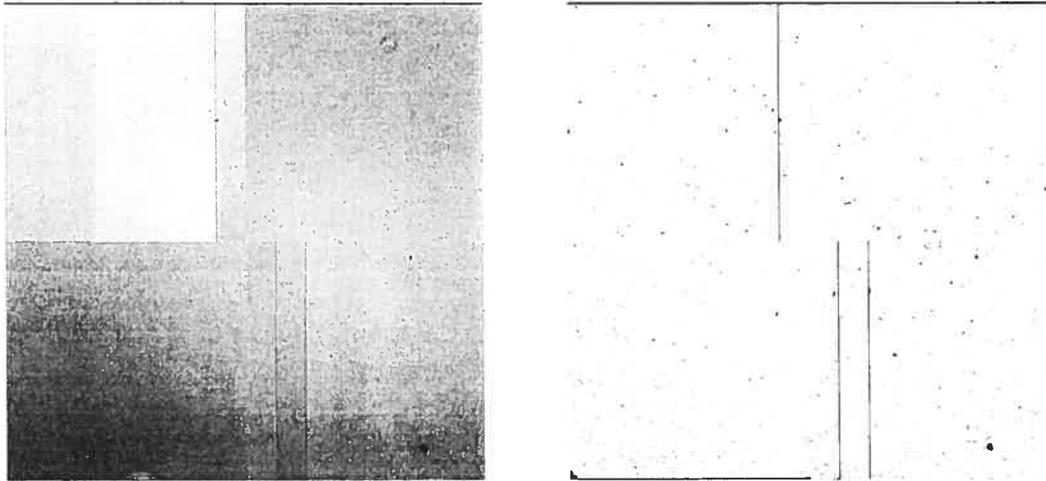


Figure 4.17: Image d'une plage uniforme en bande H de CPAPIR (panneau de gauche) et carte des mauvais pixels du détecteur (panneau de droite). On constate en haut à droite de l'image de la plage uniforme une structure en anneau due à un défaut du revêtement de la fenêtre d'entrée. La structure des 32 quadrants de lecture est visible sous la forme de rubans horizontaux et verticaux. Les mauvais pixels sont indiqués en noir sur la carte, ceux-ci sont majoritairement regroupés dans quelques régions de l'image.

Mauvais pixels

Le détecteur de CPAPIR contient 0.45% de pixels qui sont inutilisables. Ce nombre peut a priori sembler élevé. En effet, on s'attendrait à avoir en moyenne un pixel inutilisable tous les 15×15 pixels. Cependant une grande fraction des mauvais pixels sont regroupés dans quelques régions, principalement en périphérie du champ (voir la figure 4.17). Une étoile donnée a donc une probabilité faible de tomber sur un pixel défectueux.

4.7.4 Calibration photométrique et sensibilité

Les observations en bande K_{short} sont dominées par l'émission thermique du ciel et du télescope. La bande K_{short} se situe dans le régime de décroissance exponentielle de la courbe de corps noir des objets à température ambiante : la radiation émise diminue très rapidement en fonction de la température, soit d'un facteur 2 tous les 8 K. L'efficacité (η) d'une caméra étant limitée par le bruit de photons du ciel, elle est

Table 4.9: Sensibilité de CPAPIR pour différentes bandes photométriques et pour différents temps d'intégration allant d'une minute à une heure. L'efficacité des observations en bande K_{short} dépend très fortement de la température. Les mesures de sensibilité ont été effectuées à une température ambiante de 15°C . Les valeurs prédites pour une température ambiante de -15°C supposent une diminution du fond de ciel d'un facteur 2 tous les 10°C . Le point zéro (pz) permet la détermination de la magnitude d'une source à partir du nombre d'UCN par seconde mesuré. La magnitude de la source est $m = 2.5 \log(flux_{UCN/s}) + pz$.

Filtre	λ (μm)	$\Delta\lambda$ (μm)	transmission (%)	Point zéro	Fond mag $''^2$	1 m	10 m	1 h
J	1.25	0.16	24	21.56	16.0	17.3	18.6	19.6
H	1.65	0.30	35	21.86	14.4	16.7	17.9	18.9
$K_{15^\circ\text{C}}$	2.20	0.40	40	21.13	12.4	15.5	16.7	17.7
$K_{-15^\circ\text{C}}$					14.7	17.8	19.0	20.0

inversement proportionnelle à la luminosité du fond de ciel. Ainsi, un télescope de 1.6 m de diamètre a une efficacité à -20°C comparable à celle d'un télescope de 4 m de diamètre à 5°C . La température nocturne en hiver à l'OMM se situe généralement entre -15°C et -25°C , ce qui en fait un site très intéressant pour l'observation en bande K_{short} . Le tableau 4.9 donne la sensibilité de CPAPIR pour des valeurs de luminosité de fond de ciel à l'OMM. On peut déterminer la magnitude limite à un temps d'intégration donné par la relation suivante :

$$m_{limite} = \frac{5}{4} \log_{10}(t) + m_{1h}$$

où t est le temps d'intégration exprimé en heures.

4.7.5 Calibration astrométrique et distorsions

Le relevé *2MASS*⁸ a cartographié l'ensemble du ciel dans le proche infrarouge jusqu'à des magnitudes limites de 15.8; 15.1 et 14.3 (10σ) dans les bandes J , H et K_{short} respectivement, et avec une résolution angulaire de $2''$. Ce relevé, bien que de faible résolution angulaire et relativement peu profond, a révolutionné plusieurs champs de l'astronomie. Les données *2MASS* présentent un intérêt dans la calibra-

⁸Les données astrométriques et photométriques de *2MASS* sont disponibles sur internet à l'adresse <http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-dd>

tion astrométrique et photométrique de caméras infrarouges à grand champ. Pour des observations près des pôles galactiques, un minimum de 50 sources détectées par champ de CPAPIR seront aussi des sources *2MASS* tandis que vers le centre galactique, jusqu'à 30 000 sources *2MASS* par champ seront détectées.

On a donc dans chaque champ quelques dizaines à plusieurs milliers d'étoiles dont la photométrie et l'astrométrie sont connues, ce qui nous donne pour tous les champs un nombre important de références (voir la figure 4.18).

Les données astrométriques de *2MASS* ont une précision astrométrique typique de $0.1''$, ce qui autorise une calibration précise des images de CPAPIR. Une image avec 50 sources peut être recalée à une précision de mieux que $0.02''$. Cette précision est amplement suffisante pour la grande majorité des projets envisageables avec

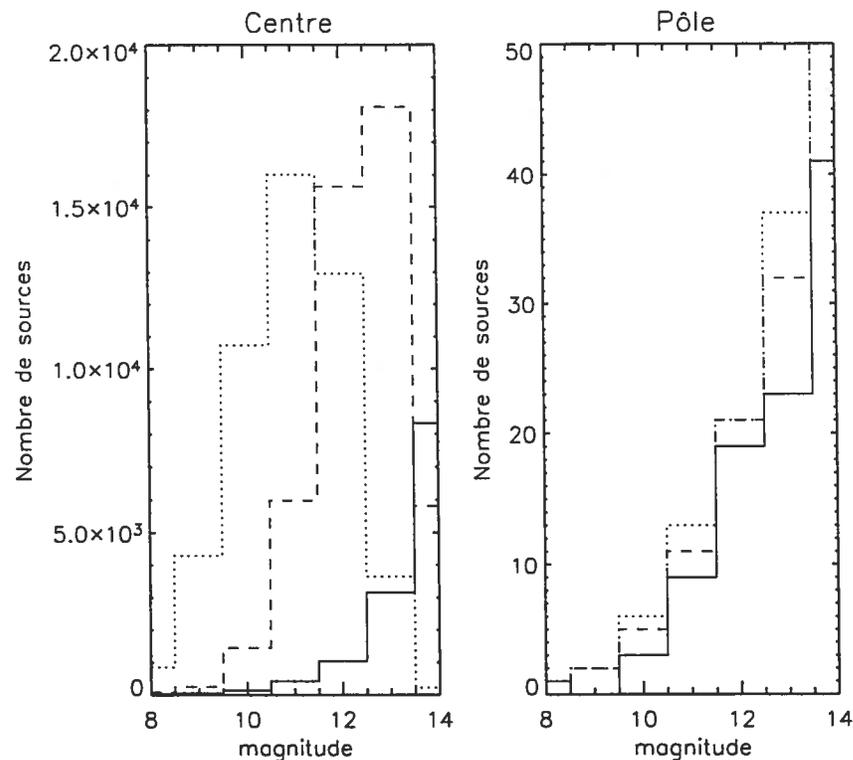


Figure 4.18: Nombre de sources *2MASS* par tranche de magnitude pour un champ de CPAPIR. Les observations centrées sur le pôle et le centre galactique représentent les extrêmes pour ce qui est du nombre de sources par champ. Les histogrammes en ligne continue, en tirets et en pointillés représentent le nombre de sources dans les bandes J , H et K_{short} respectivement.

CPAPIR.

La distorsion a été estimée à partir des données *2MASS* et elle est sensiblement plus élevée que celle à laquelle le design optique permet de s'attendre. Les différents diagrammes de la figure 4.19 illustrent la distorsion dans les directions x et y à travers le champ. Les distorsions sont au maximum d'un pixel d'un bout à l'autre du champ. Ces distorsions ne posent pas de problème lors de la combinaison d'images ayant de petits déplacements relatifs, mais elles doivent être prises en compte pour la création de grandes mosaïques où les images ne se recoupent que sur une petite fraction du champ. Les distorsions entraînent un biais photométrique car lorsqu'on normalise une image par une plage uniforme sans appliquer de correction, on suppose que les pixels sous-tendent un angle solide constant, ce qui n'est vrai qu'en l'absence de distorsion. La valeur locale du biais photométrique créé par les distorsions est donnée par la somme des dérivées locales de la distorsion dans chacune des dimensions. Ce biais va de -0.5% à $+0.5\%$ en périphérie par rapport au centre du détecteur.

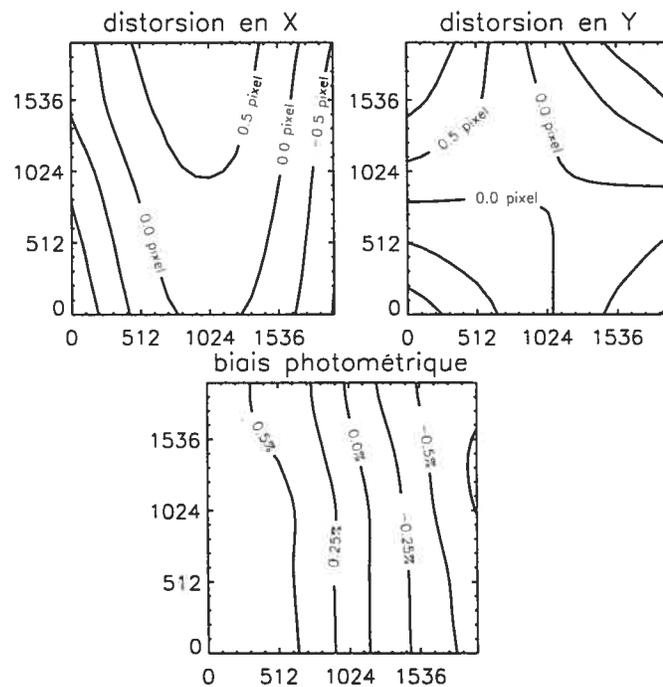


Figure 4.19: Carte des distorsions en x et y à travers le champ. La distorsion dans une dimension est le déplacement en pixels que l'on doit effectuer dans une direction donnée pour ramener une source à la position où elle serait si l'image ne subissait qu'un changement d'échelle et une rotation par rapport à la sphère céleste. Le biais photométrique est la contribution systématique à l'erreur dans la photométrie d'une source due à la variation dans le champ de l'angle solide sous-tendu par les pixels.

Chapitre 5

Conclusion

Nos travaux sur la variabilité photométrique des naines T visaient à étendre l'étude de la variabilité temporelle aux naines brunes les plus froides connues. Nos observations montrent que la variabilité temporelle chez les naines T est un phénomène commun, avec au moins 6 des 10 objets suivis qui présentent des variabilités photométriques à $1.2 \mu\text{m}$ et $1.6 \mu\text{m}$ à des niveaux allant de 17 mmag à 53 mmag RMS après une soustraction de la contribution RMS des différentes causes d'incertitudes. Cette fraction d'objets variables et l'amplitude des variabilités détectées sont semblables à celles observées pour les naines L en bande I (Rockenfeller *et al.*, 2005). De plus, cette variabilité ne dépend pas du sous-type spectral, un résultat en accord avec ce qui a été trouvé pour les naines L (Gelino *et al.*, 2002).

L'observation de variabilité photométrique dans deux bandes situées à $1.2 \mu\text{m}$ et $1.6 \mu\text{m}$ permettent de poser certaines contraintes sur les mécanismes provoquant cette variabilité. L'évolution de nuages de poussière dans leur atmosphère est une explication la plus plausible pour ces observations. Ces résultats corroborent d'ailleurs les hypothèses de certains auteurs qui invoquent la présence de tels nuages sur une fraction de la surface des naines T pour expliquer leurs propriétés photométriques.

En plus de nos observations photométriques, nous avons mené des observations spectroscopiques de 4 naines brunes pour poser des contraintes plus spécifiques sur les mécanismes de variabilité. Nous avons identifié une variabilité dans la structure du spectre en bande J et dans la largeur équivalente du doublet de KI pour une

des naines T qui avaient présenté une importante variabilité photométrique. Ces structures identifiées comme variables sont *qualitativement* compatibles avec celles attendues dans le cas d'une évolution de la couverture des nuages de poussière à la surface de la naine T. Une telle évolution devrait cependant entraîner une variabilité importante en bande H qui n'a pas été détectée.

Nos observations illustrent les difficultés observationnelles inhérentes à la recherche de variabilité des naines brunes. Nous avons déterminé empiriquement l'amplitude des effets différentiels dus à des variations dans la colonne d'eau précipitable dans nos mesures photométriques. Ces effets peuvent être minimisés en choisissant de façon judicieuse la forme de la bande passante du filtre utilisé. Les observations menées avec le filtre J de CPAPIR ne devraient pas présenter de biais dû à cet effet au-delà de quelques mmag. La recherche de variabilité spectroscopique présente aussi son lot de difficultés, que ce soit dû à des effets de fente, de variabilité de l'étoile de calibration ou à de l'absorption tellurique non-résolue.

Les observations et l'analyse faite ici serviront de point de départ à des observations plus ciblées. Une étape importante sera de vérifier la validité de l'hypothèse faite à la fin du chapitre 2. Dans la construction de notre modèle phénoménologique nous avons supposé que l'origine physique de la variabilité des naines T est toujours la même, indépendamment de leur sous-type. Les naines brunes SD1254 et 2M1217, respectivement de sous-types T2 et T7.5, présentent toutes deux une variabilité importante et une étude comparative de ces deux objets permettrait d'identifier d'éventuelles différences dans les phénomènes physiques menant à leur variabilité. Cette hypothèse pourrait être testée par des observations photométriques en bande J et H qui viseraient à déterminer si la valeur $\frac{\Delta J}{\Delta H}$ est la même pour ces deux naines T.

5.1 CPAPIR

Dans cette thèse nous détaillons les diverses caractéristiques de la caméra infrarouge à grand champ CPAPIR. Cette dernière a un champ de vue de $30' \times 30'$, ce qui en fait l'instrument astronomique infrarouge en utilisation ayant le plus grand champ

de vue au monde. Cette caméra a été testée sur le ciel à l'Observatoire du mont Mégantic en décembre 2004 et est présentement utilisée dans le cadre d'un large relevé d'étoiles Wolf-Rayet galactiques à l'observatoire du CTIO.

La qualité d'image de CPAPIR lors des observations au télescope est conforme aux prédictions faites à partir du modèle théorique du train optique. La transmission globale de l'instrument va de 24% à 1.2 μm à 40% à 2.1 μm .

Bibliographie

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, **556**, 357
- Artigau, E., Doyon, R., Nadeau, D., Vallée, P., & Thibault, S. 2003, in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M., *Proceedings of the SPIE, Volume 4841*, pp. 263-270 (2003), 263–270
- Artigau, E., Doyon, R., Vallée, P., Riopel, M., & Nadeau, D. 2004, in *UV and Gamma-Ray Space Telescope Systems*. Edited by Hasinger, Günther; Turner, Martin J. L. *Proceedings of the SPIE, Volume 5492*, pp. 1479-1486 (2004)., 1479–1486
- Bailer-Jones, C. A. L. 2004, *A&A*, **419**, 703
- Bailer-Jones, C. A. L. & Lamm, M. 2003, *MNRAS*, **339**, 477
- Bailer-Jones, C. A. L. & Mundt, R. 1999, *AAp*, **348**, 800
- 2001, *A&A*, **367**, 218
- Basri, G. & Marcy, G. W. 1995, *AJ*, **109**, 762
- Basri, G., *et al.* 2000, *ApJ*, **538**, 363
- Berry, P. D., Doyon, R., Vallée, P., & Nadeau, D. 2004, in *Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, 419–422
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., McElwain, M. W., Cutri, R. M., Burgasser, A. J., & Skrutskie, M. F. 2003, *AJ*, **125**, 850
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., Gizis, J. E., & Brown, M. E. 2000, *AJ*, **120**, 473

- Burgasser, A. J., Liebert, J., Kirkpatrick, J. D., & Gizis, J. E. 2002a, *AJ*, **123**, 2744
- Burgasser, A. J., Reid, I. N., Leggett, S. K., Kirkpatrick, J. D., Liebert, J., & Burrows, A. 2005, *ApJ*, **634**, L177
- Burgasser, A. J., *et al.* 2002b, *ApJ*, **571**, L151
- 2002c, *ApJ*, **564**, 421
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Lunine, J. I. 2003, *ApJ*, **596**, 587
- Burrows, A., *et al.* 1997, *ApJ*, **491**, 856+
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. 1996, *An introduction to modern astrophysics*, Reading, Mass. : Addison-Wesley Pub., c1996.
- Chauvin, G., *et al.* 2005, *AAp*, **438**, L25
- Clarke, F. J., Tinney, C. G., & Covey, K. R. 2002, *MNRAS*, **332**, 361
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities*, Allen's astrophysical quantities, 4th ed. Publisher : New York : AIP Press; Springer, 2000. Edited by Arthur N. Cox. ISBN : 0387987460
- Doyon, R., Nadeau, D., & Vallee, P. 1995, in *Proc. SPIE Vol. 2475, p. 184-189, Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy, Albert M. Fowler; Ed.*, 184–189
- Doyon, R., Nadeau, D., & Vallée, P. 2000, in *ASP Conf. Ser. 195 : Imaging the Universe in Three Dimensions*, 548–+
- Ducati, J. R., Bevilacqua, C. M., Rembold, S. B., & Ribeiro, D. 2001, *ApJ*, **558**, 309
- Enoch, M. L., Brown, M. E., & Burgasser, A. J. 2003, *AJ*, **126**, 1006
- Everett, M. E. & Howell, S. B. 2001, *PASP*, **113**, 1428
- Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, *PASP*, **113**, 409
- Fowler, A. M. & Gatley, I. 1990, *ApJ*, **353**, L33+
- Gelino, C. & Marley, M. 2000, in *ASP Conf. Ser. 212 : From Giant Planets to Cool Stars*, 322–+

- Gelino, C. R., Marley, M. S., Holtzman, J. A., Ackerman, A. S., & Lodders, K. 2002, *ApJ*, **577**, 433
- Gizis, J. E., Monet, D. G., Reid, I. N., Kirkpatrick, J. D., Liebert, J., & Williams, R. J. 2000, *AJ*, **120**, 1085
- Gorlova, N. I., Meyer, M. R., Rieke, G. H., & Liebert, J. 2003, *ApJ*, **593**, 1074
- Herzberg, G. 1937, *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Dover Publications
- Hillenbrand, L. A., *et al.* 1998, *AJ*, **116**, 1816
- Horowitz, P. & Hill, W. 1989, *The art of electronics*, Cambridge University Press
- Jha, S., Charbonneau, D., Garnavich, P. M., Sullivan, D. J., Sullivan, T., Brown, T. M., & Tonry, J. L. 2000, *ApJ*, **540**, L45
- Kane, S. R., *et al.* 2005, *MNRAS*, **362**, 117
- Kirkpatrick, J. D., *et al.* 1999, *ApJ*, **519**, 802
- 2000, *AJ*, **120**, 447
- Koen, C. 2004, *MNRAS*, **354**, 378
- 2005a, *MNRAS*, **360**, 1132
- 2005b, *MNRAS*, **357**, 1151
- Koen, C., Matsunaga, N., & Menzies, J. 2004, *MNRAS*, **354**, 466
- Koen, C., Tanabé, T., Tamura, M., & Kusakabe, N. 2005, *MNRAS*, **362**, 727
- Kumar, S. S. 1963a, *ApJ*, **137**, 1126
- 1963b, *ApJ*, **137**, 1121
- Leggett, S. K., Allard, F., Berriman, G., Dahn, C. C., & Hauschildt, P. H. 1996, *ApJS*, **104**, 117+
- Lucas, P. W. & Roche, P. F. 2000, *MNRAS*, **314**, 858+
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., Racine, R., Riopel, M., Vallée, P., & Lafrenière, D. 2005, *PASP*, **117**, 745
- McLean, I. 1997, *Electronic imaging in astronomy : detectors and instrumentation*, Wiley
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Prato, L., & Kim, S. S. 2003, *ApJ*, **596**, 561

- Nadeau, D., Murphy, D. C., Doyon, R., & Rowlands, N. 1994, *PASP*, **106**, 909
- Nakajima, T., *et al.* 2000, *PASJ*, **52**, 87
- Reid, I. N., Gizis, J. E., Kirkpatrick, J. D., & Koerner, D. W. 2001, *AJ*, **121**, 489
- Riopel, M., Doyon, R., Nadeau, D., & Marois, C. 2004, in *Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, 453–457
- Rockenfeller, B., Bailer-Jones, C. A. L., & Mundt, R. 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Roe, H. G. 2002, *PASP*, **114**, 450
- Shara, M. M., Moffat, A. F. J., Smith, L. F., Niemela, V. S., Potter, M., & Lamontagne, R. 1999, *AJ*, **118**, 390
- Starr, B. M., *et al.* 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4008, p. 999-1009, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye; Alan F. Moorwood; Eds.*, 999–1009
- Tarter, J. C. 1976, *BAAS*, **8**, 517
- Terndrup, D. M., Krishnamurthi, A., Pinsonneault, M. H., & Stauffer, J. R. 1999, *AJ*, **118**, 1814
- Thibault, S., Lacoursière, J., Artigau, E., Vallée, P., & Doyon, R. 2002, in *International Optical Design Conference 2002. Edited by Paul K. Manhart, Jose M. Sasian. Proceedings of the SPIE, Volume 4832, pp. 320-327 (2002)*, 320–327
- Tinney, C. G. 1999, in *ASP Conf. Ser. 165 : The Third Stromlo Symposium : The Galactic Halo*, edited by B. K. Gibson, R. S. Axelrod, & M. E. Putman, 419–+
- Tinney, C. G. & Tolley, A. J. 1999, *MNRAS*, **304**, 119
- Vallée, P., Doyon, R., Nadeau, D., Albert, L., & Riopel, M. 2003, in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 656-666 (2003).*, 656–666
- van der Hucht, K. A. 2001, *VizieR Online Data Catalog*, **3215**, 0