

Université de Montréal

**Dispersion de la couleur J-K des naines brunes de type L2**

par  
Karl Del Duchetto

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)  
en physique

JANVIER, 2014

© Karl Del Duchetto, 2014.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Dispersion de la couleur J-K des naines brunes de type L2**

présenté par:

Karl Del Duchetto

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis,	président-rapporteur
Daniel Nadeau,	directeur de recherche
Pierre Bastien,	membre du jury

Mémoire accepté le: 10 janvier 2014

## RÉSUMÉ

Les naines brunes sont des objets de masse intermédiaire entre celle nécessaire pour former une étoile et celle d'une planète. Les naines brunes sont classées, des plus chaudes aux plus froides, en types spectraux L, T et Y, caractérisés par une couleur  $J - K$  moyenne qui varie de 1.2 à 1.8 pour les étoiles de type L0 à L8, et de 1.8 à -0.5 pour les étoiles de type L8 à T8. Par ailleurs, la couleur  $J - K$  de certains types spectraux présente une dispersion de l'ordre d'une magnitude. Ce travail tente de faire la lumière sur la nature de cette grande dispersion, présente dans la couleur  $J - K$  des naines brunes de type L2.

Les observations ont été réalisées avec la caméra infrarouge CPAPIR à l'Observatoire du Mont Mégantic. Nous avons ciblé un total de 22 naines brunes qui ont été observées en  $K$ , et 12 parmi celles-ci ont aussi été observées en  $J$ . Chacune des naines brunes a été calibrée à l'aide d'une étoile standard, ce qui rend nos résultats indépendants des données 2MASS. Nous observons une corrélation entre les couleurs  $J - K$  de nos données et de celles de 2MASS. Cela montre que la grande dispersion en  $J - K$  de nos données et des données 2MASS est due aux propriétés physiques des naines brunes et non à des erreurs observationnelles.

L'examen des facteurs qui pourraient être responsables de cette grande dispersion, soit la classification spectrale, la métallicité, la gravité de surface, une binarité non résolue, la présence de nuages de condensats et la rotation, montre que la gravité de surface serait le facteur le plus susceptible d'être responsable de la grande dispersion des valeurs de  $J - K$ .

**Mots clés: infrarouge : étoiles, naines brunes, étoile : faible masse.**

## ABSTRACT

Brown dwarfs are objects with a mass intermediate between that required to form a star and that of a planet. Brown dwarfs are classified, from higher to lower temperature, under spectral types L, T and Y, characterized by a  $J - K$  average color that varies from 1.2 to 1.8 for types L0 to L8, and from 1.8 to -0.5 for types L8 to T8. Furthermore, the  $J - K$  color of some spectral types presents more than a magnitude of dispersion. This study attempts to explain the large dispersion of the  $J - K$  color of the type L2 brown dwarfs.

Observations were made with the infrared camera CPAPIR at the Observatoire du Mont Mégantic. We targeted a total of 22 brown dwarfs that were observed in the  $K$  band, and 12 among them were also observed in the  $J$  band. Each brown dwarf was calibrated with a standard star, which makes our data independent from those of 2MASS. We observe a correlation between the  $J - K$  colors obtained from our data and those from 2MASS. This shows that the large  $J - K$  dispersion in the data is due to brown dwarf physical properties and not to observational errors.

Consideration of the factors that could be responsible for this large dispersion, namely the spectral classification, the metallicity, the surface gravity, an unresolved binarity, the presence of clouds and rotation, shows that surface gravity is the factor most likely to explain the large  $J - K$  color dispersion.

**Keywords: infrared : stars, brown dwarfs, star : low mass.**

## TABLE DES MATIÈRES

<b>RÉSUMÉ</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	<b>viii</b>
<b>LISTE DES SIGLES</b> . . . . .	<b>x</b>
<b>DÉDICACE</b> . . . . .	<b>xi</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	<b>xii</b>
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Les naines brunes . . . . .	1
1.2 Types spectraux . . . . .	2
<b>CHAPITRE 2 : COLLECTE ET TRAITEMENT DES DONNÉES</b> . . . . .	<b>9</b>
2.1 Critère de sélection des cibles . . . . .	9
2.2 Stratégie d'observation . . . . .	11
2.2.1 CPAPIR . . . . .	11
2.2.2 Précision souhaitée . . . . .	12
2.2.3 Sources d'incertitude . . . . .	13
2.2.4 Évaluation du S/B . . . . .	14
2.3 Calibration . . . . .	20
2.4 Exécution des observations . . . . .	23
2.5 Traitement et analyse des données . . . . .	25
2.5.1 Réduction des données CPAPIR . . . . .	25

2.5.2	Stratégie de l'analyse . . . . .	26
2.5.3	Poses à rejeter . . . . .	27
2.5.4	Influence de la masse d'air . . . . .	29
2.5.5	Démarche de détermination de la magnitude et de son incertitude	32
<b>CHAPITRE 3 : PRÉSENTATION DES RÉSULTATS . . . . .</b>		<b>37</b>
3.1	Magnitudes apparentes mesurées . . . . .	37
3.2	Couleur $J - K$ . . . . .	44
<b>CHAPITRE 4 : DISCUSSION . . . . .</b>		<b>51</b>
4.1	Retour sur les résultats . . . . .	51
4.2	Comment les types spectraux de nos naines cibles ont-ils été déterminés ?	53
4.3	Métallicité . . . . .	58
4.4	Gravité de surface . . . . .	59
4.5	Binarité non résolue . . . . .	62
4.6	Nuages . . . . .	65
4.7	Rotation . . . . .	68
<b>CHAPITRE 5 : CONCLUSION . . . . .</b>		<b>70</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>		<b>71</b>

## LISTE DES TABLEAUX

2.I	Tableau regroupant les étoiles cibles observées. . . . .	10
2.I	Tableau regroupant les étoiles cibles observées (suite). . . . .	11
2.II	Tableau regroupant les étoiles standards observées . . . . .	22
3.I	Tableau regroupant les magnitudes mesurées des cibles observées	38
3.I	Tableau regroupant les magnitudes mesurées des cibles observées (suite) . . . . .	39
3.II	Tableau regroupant les magnitudes instrumentales mesurées de cha- cune des séries d'étoiles standards . . . . .	41
3.III	Tableau regroupant les couleurs $J - K$ des cibles observées . . . .	45
4.I	Régions utilisées dans le calcul des indices spectraux . . . . .	55
4.II	Correspondance des indices spectraux au type spectral de naine brune . . . . .	55

## LISTE DES FIGURES

1.1	Spectres de naines brunes de types L3 à L5 dans le rouge optique	3
1.2	Tracés évolutifs théoriques montrant la température selon l'âge des étoiles à faible masse et des naines brunes . . . . .	4
1.3	Couleur de toutes les naines L et T ayant un type spectral infra-rouge confirmé . . . . .	6
1.4	Couleurs $J - K$ observées en filtres MKO selon le type spectral . .	7
2.1	Comparaison des bandes passantes des filtres $J$ , $H$ et $K$ de 2MASS et MKO . . . . .	12
2.2	Disposition des quadrants fonctionnels du détecteur de CPAPIR .	24
2.3	Séquence complète de toutes les images en $K$ de l'étoile standard stand1341 au courant de la nuit du 2 avril 2012 . . . . .	27
2.4	Image 129 de l'étoile standard stand1341 du 2 avril 2012 . . . . .	29
2.5	Démonstration de l'effet de l'arrivée de nuages sur les observations d'une cible . . . . .	30
2.6	Séquence des images en $K$ de l'étoile standard stand1341 avec flux normalisé du 2 avril 2012 . . . . .	31
2.7	Exemple de détermination de la relation de la magnitude mesurée en fonction de la masse d'air . . . . .	33
2.8	Amélioration de la figure 2.7 . . . . .	34
2.9	Séquence des images en $J$ de l'étoile standard stand1341 du 6 mai 2012 . . . . .	35
2.10	Images en $K$ de l'étoile standard stand1341 et de la cible DE1539 du 2 avril 2012 . . . . .	36
3.1	Image de l'étoile standard stand0919 du 2 avril 2012 . . . . .	42
3.2	Histogramme de la couleur $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ de 20 naines L2 . . . .	47
3.3	Histogramme de la couleur $J_{2MASS} - K_{OMM}$ des mêmes 20 naines L2	47
3.4	Histogramme de la couleur $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ de 8 naines L2 . . . .	48

3.5	Histogramme de la couleur $J_{OMM} - K_{OMM}$ des mêmes 8 naines L2	48
3.6	Visualisation de la couleur $J_{2MASS} - K_{OMM}$ en fonction de la couleur $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ . . . . .	50
3.7	Visualisation de la couleur $J_{OMM} - K_{OMM}$ en fonction de la couleur $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ . . . . .	50
4.1	Dispersion des couleurs $J - K$ de 2MASS des naines de type L2 .	52
4.2	Spectres de naines brunes représentant des types spectraux de M7 à L8 . . . . .	54
4.3	Couleur des naines brunes L0 à L6 ayant une précision de 0.075 ou mieux . . . . .	57
4.4	Spectres de naines brunes de types L0 à L2 dans le rouge optique	60
4.5	Couleur $J - K$ de naines L de 2MASS en fonction du type spectral	61
4.6	Spectre optique basse résolution de l'objet substellaire G196-3B .	62
4.7	Diagramme couleur-couleur situant 2M0518, étoiles tardives, naines L et naines T . . . . .	63
4.8	Spectre de 2M0518 et spectres de référence d'une L6, T0 et T4 . .	64
4.9	Spectre de 2M0518 en comparaison avec la somme de 2M0103 (L6) et 2M2254 (T4) . . . . .	65
4.10	Température de brillance selon la longueur d'onde de modèles d'atmosphères . . . . .	66
4.11	Schéma d'une étoile inclinée d'un angle $i$ par rapport à un observateur de la Terre . . . . .	67
4.12	Vitesse de rotation ( $v \sin i$ ) selon les types spectraux . . . . .	68

## LISTE DES SIGLES

2MASS	2 Micron All Sky Survey
ADU	Analog to Digital Unit
CCD	Charge-Coupled Device
CPAPIR	Caméra PANoramique Proche InfraRouge
DENIS	DEep Near Infrared Survey of the Southern Sky
FWHM	Full Width at Half Maximum
MKO	Mauna Kea Observatory
NaN	Not a Number
OMM	Observatoire du Mont Mégantic
PSC	Point Source Catalog
PSF	Point Spread Function
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SED	Spectral Energy Distribution

(dédicace) À la mémoire de mon père Gino.

## REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche, Daniel Nadeau, qui a su se montrer patient et qui n'a jamais refusé de me consacrer son temps. Ses précieux conseils m'ont été d'une grande aide tout au long de mon cheminement.

Je ne pourrais pas oublier de remercier spécialement certains collègues qui ont eux aussi participé à mon apprentissage. Je pense notamment à Étienne Artigau qui m'a appris à bien planifier mes nuits d'observation et à être efficace dans la réduction. Je n'oublie pas non plus Ghislain Turcotte et Bernard Malenfant, les deux techniciens à l'observatoire du mont Mégantic, avec qui j'ai passé de mémorables nuits d'observation.

Un grand merci à ma copine Aude-Line et à ma famille qui m'ont soutenu tout au long de mes dernières années d'études. Finalement, je remercie aussi mes collègues du baccalauréat, Sébastien et François, qui sont maintenant des amis proches. Mon parcours à l'université n'aurait pas été le même sans eux.

# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

Il est nécessaire de commencer cet ouvrage avec quelques notions de base qui permettront de bien comprendre mon cheminement dans ce travail.

### 1.1 Les naines brunes

On distingue une naine brune des autres astres principalement à l'aide du critère de la masse. En effet, les naines brunes sont des astres trop peu massifs pour être considérés comme des étoiles, ce sont des objets substellaires. Elles sont si peu massives qu'elles ne peuvent pas entretenir la fusion nucléaire de l'hydrogène  $^1\text{H}$  en leur centre. Elles brillent tout de même un peu, grâce à l'énergie potentielle gravitationnelle qui provient de leur contraction et de la fusion de deutérium  $^2\text{H}$ . Les valeurs limites de masse des naines brunes sont souvent sujettes à discussion. On accepte généralement une valeur de 0.07 masse solaire comme valeur de masse limite supérieure, valeur à laquelle la fusion du  $^1\text{H}$  est possible. La limite de masse inférieure serait de 0.012 masse solaire, valeur à laquelle la fusion du deutérium  $^2\text{H}$  peut démarrer (Spiegel 2001, [38]). La naine brune maintiendra sa température tant qu'elle aura du deutérium à brûler ; cela peut durer quelques millions d'années. Par la suite, l'astre se refroidira et sa brillance diminuera pendant des centaines de millions d'années, jusqu'à devenir indétectable (Baraffe et al. 2003, [4]). Cette évolution est d'ailleurs illustrée sur la figure 1.2.

La masse n'étant pas toujours un critère suffisant pour distinguer les naines brunes des autres étoiles, nous possédons d'autres moyens pour le faire. Par exemple, on peut vouloir utiliser un critère de composition de l'étoile puisque l'on détecte du lithium dans l'atmosphère de certaines naines brunes, spécialement celles du type L3 à L5 comme on peut le voir sur la figure 1.1. Les jeunes naines brunes peuvent avoir une luminosité semblable à celle d'étoiles normales plus vieilles, mais ces étoiles plus vieilles ne possèdent habituellement plus de lithium dans l'ensemble de son atmosphère. La raison est

bien simple : l'étoile âgée a déjà atteint dans sa vie une température suffisamment élevée pour brûler son hydrogène  $^1\text{H}$  et on sait que la chaîne PP II de la fusion d'hydrogène implique le lithium. De plus, les mouvements convectifs dans l'atmosphère font en sorte que le lithium dans tout le volume de l'étoile est brûlé. Ainsi, on peut conclure que si une étoile a encore du lithium, il ne s'agit pas d'une étoile vieille de faible masse. Ce critère n'est toutefois pas utile pour tous les objets, puisqu'une jeune étoile normale peut encore posséder du lithium dans son atmosphère si elle n'a pas eu le temps de tout le consumer (Basri et al. 1996, [6]).

D'autre part, il peut aussi être difficile de distinguer une naine brune d'une planète géante puisque les deux astres auront grossièrement le même rayon. Les naines brunes massives (0.06 - 0.07 masse solaire) ont un volume qui est déterminé par la pression de dégénérescence des électrons. Par contre, les naines brunes peu massives ( $\sim 0.012$  masse solaire) ont un volume déterminé par la pression de Coulomb, comme c'est le cas dans les planètes. Le résultat est que le rayon des naines brunes variera de seulement 10-15% sur tout le domaine des masses possibles (Basri 2006, [7]) . Généralement, si un objet possède une masse plus petite que la valeur limite de 13 masses de Jupiter (ou 0.012 masse solaire), et qu'il orbite autour d'une étoile, on considère qu'il s'agit d'une planète (IAU 2003, [24]). Mais encore, la masse n'est pas toujours garante de la nature de l'objet. On peut alors s'aider du fait que certaines naines brunes émettent des sursauts de rayons X, ce qui impliquerait des champs magnétiques changeants de par une convection forte et une rotation rapide de la naine (Grosso et al. 2006,[20] ; Rutledge et al. 2000, [37]). De plus, les naines brunes « chaudes » émettent constamment dans le rouge et l'infrarouge jusqu'à ce qu'elles voient leur température baisser sous 1000 K.

## 1.2 Types spectraux

Pour ce qui est des étoiles normales appartenant à l'un des types spectraux OBAFGKM, la température est le facteur principal déterminant le type spectral. Pour ce qui est des trois types spectraux de naines brunes L, T et Y, la détermination du type spectral est plus complexe. En se référant à la figure 1.2, on comprend que la température des

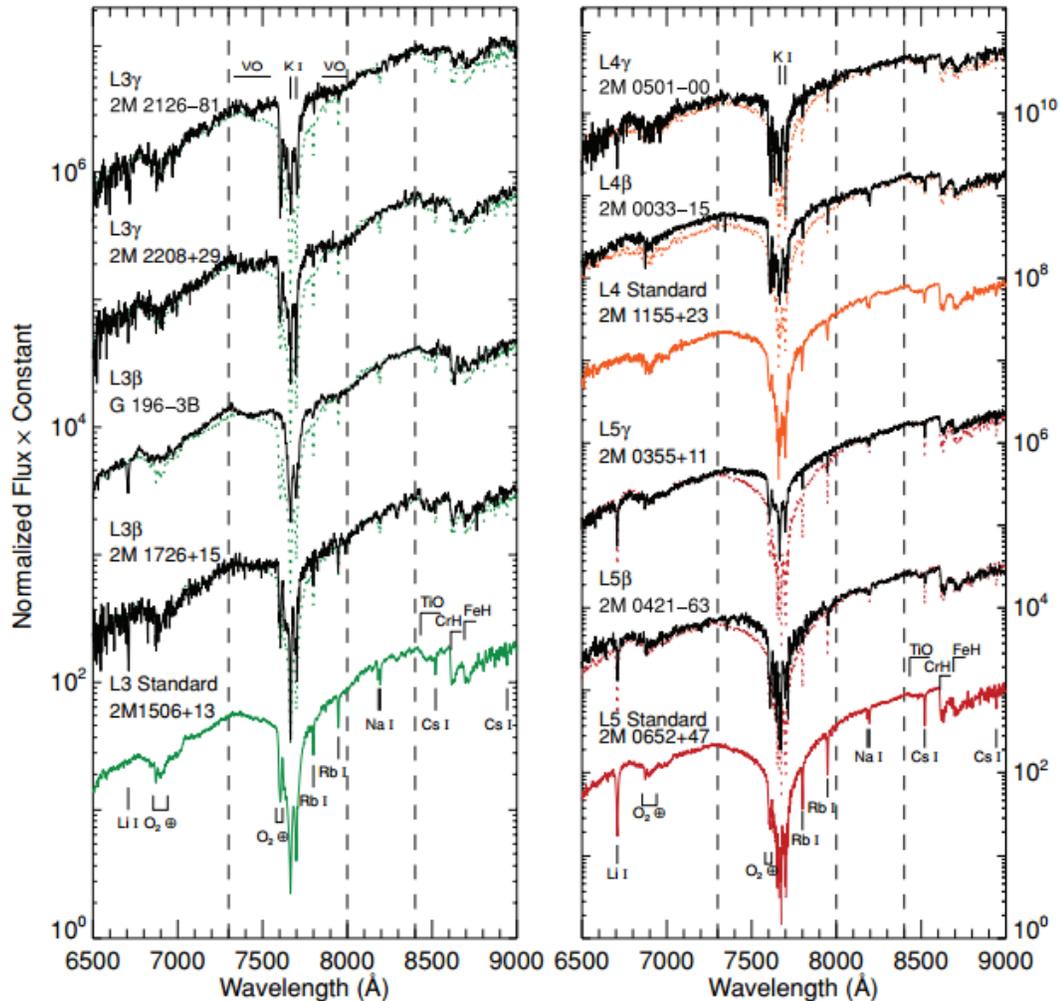


Figure 1.1 – Spectres de naines brunes de types L3 à L5 dans le rouge visible. Les traits noirs  $\gamma$  représentent les spectres des naines brunes ayant une très basse gravité et les  $\beta$ , celle avec une gravité moyenne à basse. Les traits vert, orange et rouge représentent respectivement les naines brunes de gravité normale de type L3, L4 et L5. Ces spectres ont été normalisés à 8240-8260 Å. La raie de lithium que l'on regarde se trouve à 6700 Å (Cruz et al. 2009, [14]).

naines brunes n'est pas un critère suffisant pour l'identification de son type spectral. Par exemple, en considérant une température de 2500 K, la figure 1.2 nous indique qu'il pourrait s'agir de différents objets. Il pourrait s'agir d'une étoile normale vieille et plutôt massive (masse  $\approx 0.08 M_{\odot}$ , âge > quelques milliards d'années), ou d'une naine brune jeune et peu massive (masse  $< 0.02 M_{\odot}$ , âge < 20 millions d'années). On com-

prend donc que même la température est un paramètre qui n'identifie pas directement le type spectral des naines brunes. Principalement, c'est par la spectrométrie visible et dans le proche infrarouge que l'on détermine le type spectral des naines brunes (Kirkpatrick 2005, [29]). C'est donc en considérant l'allure de la distribution spectrale d'énergie (SED) que l'on classe les naines brunes.

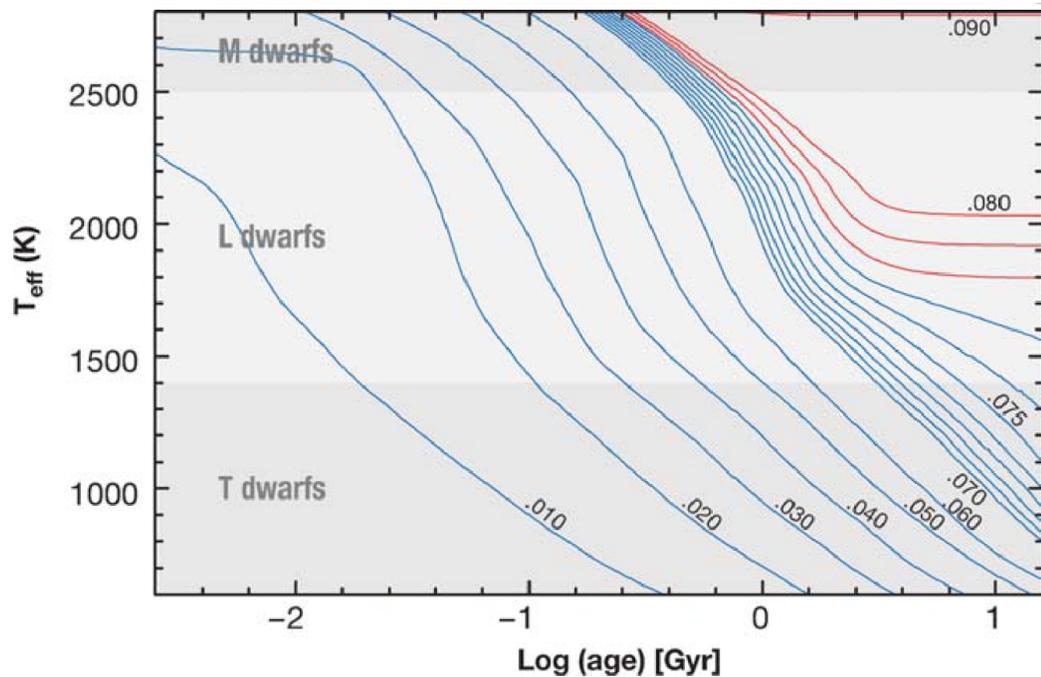


Figure 1.2 – Tracés évolutifs théoriques montrant la température selon l'âge des étoiles de faible masse (en rouge) et des naines brunes (en bleu). On remarque que les naines brunes se refroidissent continuellement lorsqu'elles sont âgées de plus d'un milliard d'années alors que ce n'est pas le cas pour les étoiles peu massives. Les tracés proviennent de Burrows et al. (2001, [11]).

Les naines brunes de type M sont dites des M tardives puisque ce sont des M6.5 et plus. Leur température de surface va de 2300 à 4000 K (Basri et al. 2000, [5]). La caractéristique importante du type M est la présence dans le spectre visible des raies dominantes de l'oxyde de titane (TiO) et de l'oxyde de vanadium (VO). Dans le proche infrarouge, le spectre des naines M est caractérisé par des raies d'H<sub>2</sub>O fortes, des raies de FeH, de CO et des raies atomiques de Na, Fe, K, Al et Ca. Puisque les naines M font partie de la série d'étoiles de O à M, la température est tout de même le paramètre

principal dans la détermination du type spectral.

Il est intéressant de mentionner que la théorie suggère que les naines L seraient un mélange d'étoiles de faible masse et de naines brunes. Tout d'abord, les naines L précoces (<L5) regroupent les étoiles de faible masse ( $< 85 M_{jup}$ ) qui sont âgées d'au moins 300 millions d'années. Cet âge leur a permis de se refroidir assez pour être sous les températures des naines M. Elles regroupent aussi des naines brunes, généralement plus jeunes que 3 milliards d'années, qui n'ont pas eu le temps de se refroidir jusqu'à un type spectral plus tardif. Les étoiles L tardives, tout comme les étoiles de type T, seraient cependant toutes des naines brunes, avec des températures plus faibles que 1800 K (Burrows et al. 2001, [11]). La classification dans le visible a été établie pour les naines L par Kirkpatrick et al. (1999, [26]) et pour les naines T par Burgasser et al. (2003, [9]). Dans l'infrarouge, la classification utilisée pour les naines T sont celles de Burgasser et al. (2002, [8]) et Geballe et al. (2002, [17]).

Le type spectral des naines brunes L est déterminé par spectroscopie. Les naines de ce type ont des températures de surface de 1300 à 2500 K. Les naines L précoces sont caractérisées par des bandes prononcées, observables dans le rouge optique, d'hydrures de métal (FeH, CrH, MgH, CaOH), d'oxydes TiO et VO et de métaux alcalins (Na I, K I, Cs I, Rb I et parfois Li I); dans le proche infrarouge, elles montrent les même caractéristiques que les M tardives. Les naines L moyennes, quant à elles, ont des bandes de Na I et K I qui sont beaucoup plus prononcées. Les raies d'hydrures de métal sont aussi plus fortes, mais les raies d'oxydes ont pratiquement disparu. Les naines L tardives possèdent des raies d'eau (H<sub>2</sub>O) plus fortes, les raies d'alcalins sont encore fortes et celles d'hydrures sont réduites (Kirkpatrick 2005, [29]).

Les naines T précoces ressemblent un peu aux naines L tardives dans l'optique puisqu'elles présentent des bandes d'absorption fortes, d'eau et d'alcalins. Dans le cas des naines T tardives, les raies d'eau sont majeures et les raies de Na I et de K I sont si fortes, qu'elles commencent à supprimer le continuum entre elles vers  $\sim 7000 \text{ \AA}$ . Dans le spectre proche infrarouge, les naines T présentent toutes des raies de CH<sub>4</sub> et d'H<sub>2</sub>O fortes. Les T tardives présentent des pics de flux près de 1.08, 1.27, 1.69, et 2.08  $\mu\text{m}$ . Leur température va généralement de 750 à 1500 K (Kirkpatrick 2005, [29]).

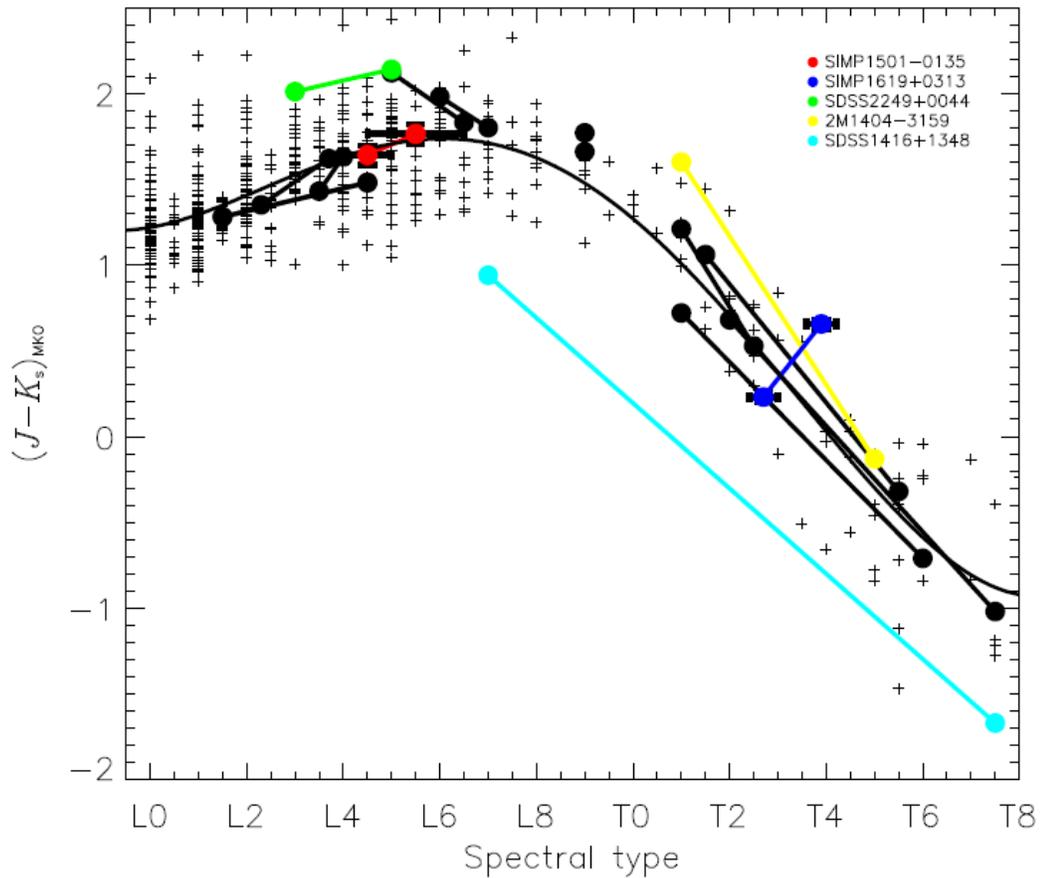


Figure 1.3 – Couleur de toutes les naines L et T ayant un type spectral infrarouge confirmé. Artigau et al. (2011, [3]) ont utilisé cette figure pour comparer les couleurs de chacun des membres de systèmes binaires. Les étoiles binaires sont liées par une ligne droite et solide. La ligne continue donne le polynôme d'ordre 4 qui s'ajuste le mieux avec l'ensemble des points. On remarque aussi une alternance de distribution des magnitudes entre les types spectraux et les demi-types spectraux (type 2.5, 3.5 etc.), cela peut toutefois être dû au simple fait que le nombre de naines connues ayant un demi-type spectral est plus petit que le nombre de naines ayant un type spectral entier.

Pour ce qui est de la transition du type spectral T à Y, il s'agirait de détecter les raies d'absorption d'ammoniac qui se situe à  $1.55 \mu\text{m}$  dans le spectre. Or, cela est souvent problématique car les raies de  $\text{NH}_3$  sont difficiles à distinguer des raies d'eau et de méthane. On sait tout de même que les naines de type Y sont des astres très froids, avec une température qui est typiquement sous les 700 K. Depuis 2009, on découvre des naines que l'on assume être du type Y ; on n'arrive cependant pas à s'entendre sur

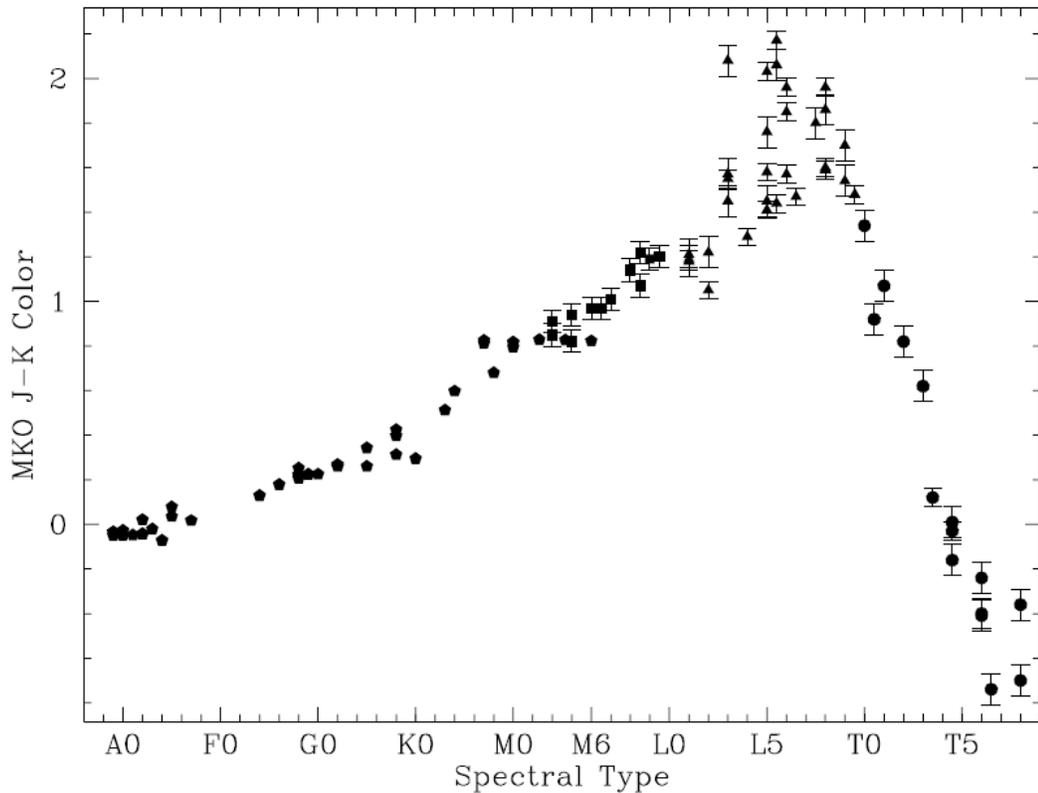


Figure 1.4 – Couleurs  $J - K$  observées en filtres MKO selon le type spectral. Les étoiles de type spectral M sont représentées par des carrés, les L par des triangles et les T par des cercles. Pour comparaison, on trouve aussi quelques étoiles de la séquence principale (pentagones) qui proviennent de l’atlas Bruzual-Persson-Gunn-Styker. La figure provient de Stephens & Leggett (2004, [39]).

la nature d’un objet de type Y0 (Leggett et al. 2009, [31])(Delorme et al. 2008, [15]). En date de novembre 2012, on connaissait 536 naines M, 918 naines L, 355 naines T et 14 naines Y (Gelino et al. 2013, [18]). La grande majorité des naines L et T ont été découvertes par les relevés suivants : le Two Micron All Sky Survey (2MASS), le Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky (DENIS) et le Sloan Digital Sky Survey (SDSS).

Selon la figure 1.3, tirée d’Artigau et al. (2011, [3]), on voit que la dispersion de la couleur  $J - K$  des naines brunes L et T cause un problème de par ses grands écarts de valeur. En comparaison, on peut se référer à la figure 1.4, où on voit clairement que la dispersion dans la couleur  $J - K$  est très grande pour les objets de type spectral L mais

reste petite pour les étoiles normales.

Nous désirons vérifier si cette dispersion correspond à de véritables différences physiques entre les naines brunes d'un type donné, ou si elle est due en bonne partie à l'imprécision de la photométrie disponible. La question explorée dans ce mémoire est donc celle-ci : pourquoi les naines brunes de type L2 dans le catalogue 2MASS montrent-elles une dispersion de plus d'une magnitude de leur couleur  $J - K$  ? À noter que nous avons choisi les naines L2 puisqu'elles sont brillantes en comparaison aux naines L tardives et aux naines T. De plus, nous voulions éviter de choisir les objets L0 puisque certains auraient pu être des objets de type M mal classés.

Afin de bien répondre à cette question, nous répondrons dans le chapitre 4, aux sous-questions suivantes : comment a été déterminé le type spectral des naines L2 et quelle est l'incertitude sur cette détermination ? Si cette dispersion est réelle, d'où provient-elle ?

On fait l'hypothèse que les magnitudes en  $K$  sont les plus incertaines car le bruit du ciel et la radiation parasite sont plus importants dans cette bande. Dans un premier temps, nous allons donc tenter d'améliorer la précision de la photométrie en bande  $K$  en effectuant de multiples poses avec un temps de pose optimal de sorte que notre précision soit supérieure à celle de 2MASS. La photométrie sera aussi calibrée avec des étoiles standards de façon à obtenir des mesures indépendantes du catalogue 2MASS. Cela permettra de vérifier s'il est possible de réduire la grande dispersion de la couleur  $J - K$  des naines L2 de 2MASS.

Cette dernière question est traitée dans les chapitres 2 et 3 en refaisant la photométrie d'un échantillon de naines brunes de type L2, dont la liste est donnée dans le tableau 2.I. Si nos observations permettent de réduire significativement la dispersion de la couleur  $J - K$  pour le type spectral L2, cette couleur pourrait devenir un critère utile pour déterminer le type d'une naine brune. Sinon, la couleur pourrait être un indicateur de rougissement de ces objets. Cependant, si nos mesures montrent que la dispersion de la couleur est réelle, il deviendra intéressant de la relier à d'autres propriétés, telles que la masse ou la métallicité. Les autres sous-questions mentionnées précédemment seront discutées dans le chapitre 4.

## CHAPITRE 2

### COLLECTE ET TRAITEMENT DES DONNÉES

Dans ce chapitre, toute la démarche qui touche à la stratégie d'observation, à la prise et à la réduction de données sera exposée.

#### 2.1 Critère de sélection des cibles

Nous possédions au départ une liste de 38 objets qui a été tirée d'Artigau et al. (2011, [3]). Cette liste contient toutes les naines L2 qui ont un type spectral infrarouge confirmé. Le tout est représenté sur la figure 1.3. Le type L2 a été choisi puisqu'il montre une grande dispersion dans la couleur  $J - K$  de ses membres.

De ces 38 objets, nous en avons choisi certains plutôt que d'autres afin de nous assurer d'une bonne précision. Le premier critère fut l'ascension droite en fonction du temps de l'année lorsque les observations ont été faites, soit de février à mai 2012. Ainsi, nous avons observé tous les objets qui vont de 2 à presque 17 heures en ascension droite, pour un total de 22 naines brunes. Comme deuxième critère, il fallait considérer la déclinaison. Nous avantagions les objets qui culminent le plus près du zénith, et ce, pour deux raisons. Tout d'abord, plus un objet est haut dans le ciel, moins la masse d'air est importante et c'est donc de cette façon que notre photométrie sera la plus précise possible. Ensuite, étant donné que nous voulions prendre plusieurs séries de poses, il était nécessaire d'avoir un objet avec une grande déclinaison afin qu'il demeure haut dans le ciel pendant tout le temps requis pour les observations. Les observations ont été faites à l'Observatoire du Mont Mégantic (OMM), situé à la latitude  $45^\circ$  nord ; on voulait donc observer si possible les objets ayant une déclinaison plus grande que  $0^\circ$  et le plus près de  $45^\circ$  possible. Les objets observés possèdent donc des déclinaisons allant de  $0^\circ$  à  $60^\circ$ .

On peut se référer au tableau 2.I pour la liste des objets observés.

Tableau 2.I – Tableau regroupant les étoiles cibles observées.

Objet	# observation	$\alpha$	$\delta$	$J_{2MASS}-K_{2MASS}$	Date	# pose	Filtre	Texp (s)
2M0224	1	02 :24 :36.7	25 :37 :04.0	1.89	07-02-12	34	<i>K</i>	8
2M0753	2	07 :53 :32.1	29 :17 :11.0	1.667	07-02-12	38	<i>K</i>	8
2M0823	3	08 :23 :08.4	61 :25 :20.8	1.624	07-02-12	44	<i>K</i>	8
2M0829	4	08 :29 :06.6	14 :56 :22.0	1.584	07-02-12	45	<i>K</i>	8
2M0944	5	09 :44 :02.7	31 :31 :32.0	1.488	07-02-12	45	<i>K</i>	8
	6				02-04-12	45	<i>J</i>	20
2M1029	7	10 :29 :21.6	16 :26 :52.0	1.671	10-03-12	34	<i>K</i>	8
	8				02-04-12	26	<i>J</i>	20
2M1051	9	10 :51 :19.0	56 :13 :08.6	1.339	11-03-12	45	<i>K</i>	8
	10				05-05-12	45	<i>K</i>	8
	11				06-05-12	45	<i>J</i>	20
	12				07-05-12	45	<i>K</i>	8
2M1123	13	11 :23 :55.6	41 :22 :28.0	1.733	07-02-12	33	<i>K</i>	8
	14				09-02-12	45	<i>K</i>	8
	15				02-04-12	45	<i>J</i>	20
2M1231	16	12 :31 :21.4	49 :59 :23.0	1.482	07-02-12	42	<i>K</i>	8
	17				09-02-12	45	<i>K</i>	8
2M1256	18	12 :56 :56.9	01 :46 :16.3	1.689	11-03-12	45	<i>K</i>	8
	19				02-04-12	45	<i>K</i>	8
	20				05-05-12	45	<i>K</i>	8
	21				06-05-12	45	<i>J</i>	20
	22				07-05-12	42	<i>K</i>	8
2M1332	23	13 :32 :28.6	26 :35 :08.0	1.728	09-03-12	45	<i>K</i>	8
	24				06-05-12	45	<i>J</i>	20
2M1338	25	13 :38 :26.1	41 :40 :34.0	1.45	09-02-12	90	<i>K</i>	8
2M1342	26	13 :42 :23.9	17 :51 :56.0	1.545	11-03-12	45	<i>K</i>	8
	27				02-04-12	45	<i>K</i>	8
	28				06-05-12	45	<i>J</i>	20
	29				07-05-12	41	<i>K</i>	8
2M1550	30	15 :50 :08.4	14 :55 :18.0	1.515	09-02-12	45	<i>K</i>	8
2M1551	31	15 :51 :52.4	09 :41 :14.8	2.009	11-03-12	39	<i>K</i>	8
2M1614	32	16 :14 :20.5	00 :46 :43.6	1.38	05-05-12	27	<i>K</i>	8
	33				06-05-12	34	<i>J</i>	20
2M1657	34	16 :57 :34.5	10 :54 :23.3	1.349	05-05-12	45	<i>K</i>	8
	35				06-05-12	42	<i>J</i>	20

Tableau 2.I – Tableau regroupant les étoiles cibles observées (suite).

Objet	# observation	$\alpha$	$\delta$	$J_{2MASS}-K_{2MASS}$	Date	# pose	Filtre	Texp (s)
G196-3B	36	10 :04 :20.7	50 :22 :59.6	2.053	07-02-12	38	<i>K</i>	8
	37				02-04-12	39	<i>J</i>	20
DE1539	38	15 :39 :41.9	-05 :20 :42.4	1.347	02-04-12	45	<i>K</i>	8
	39				06-05-12	42	<i>J</i>	20
	40				07-05-12	39	<i>K</i>	8
SD0800	41	08 :00 :48.1	46 :58 :26.2	1.198	08-02-12	25	<i>K</i>	8
	42				09-02-12	45	<i>K</i>	8
SD1435	43	14 :35 :35.7	-00 :43 :47.0	1.463	11-03-12	42	<i>K</i>	8
	44				02-04-12	44	<i>K</i>	8
	45				06-05-12	45	<i>J</i>	20
SD1619	46	16 :19 :28.3	00 :50 :11.9	1.205	11-03-12	45	<i>K</i>	8

## 2.2 Stratégie d'observation

Maintenant que nos cibles ont été choisies, attardons-nous à la stratégie derrière les observations. Ces observations sont la base du projet. Il est donc essentiel de porter une attention particulière à la façon dont elles ont été prises et réduites.

### 2.2.1 CPAPIR

L'instrument utilisé pour ce projet se nomme CPAPIR pour Caméra Panoramique Proche Infrarouge. Il est utilisé à l'Observatoire du Mont Mégantic (OMM) depuis novembre 2004 pour les observations infrarouges de  $0.8 \mu\text{m}$  à  $2.4 \mu\text{m}$ . CPAPIR possède un échantillonnage de  $0.89''/\text{pixel}$  et un détecteur de  $2048 \times 2048$  pixels. Le champ de vue de l'instrument est donc de  $30' \times 30'$  et cela rend l'instrument particulièrement efficace pour des relevés sur de grandes surfaces du ciel. La valeur médiane de la pleine largeur à mi-hauteur du profil d'une source ponctuelle à l'OMM est de  $2.0''$ .

Le bruit de lecture du détecteur est d'environ 10 électrons et son gain est près de 2.5 électrons/ADU. La limite de linéarité de CPAPIR se situe à environ 30 000 ADU par coaddition. Son temps d'intégration minimum est de 1.35 secondes et le temps mort de la remise à zéro et d'une lecture du détecteur est de 2.7 secondes par pose. Finalement,

son temps mort par image, due à l'écriture sur le disque, est de 5.4 secondes, puis son temps mort par déplacement plus petit que  $30''$  est de 5 à 10 secondes.

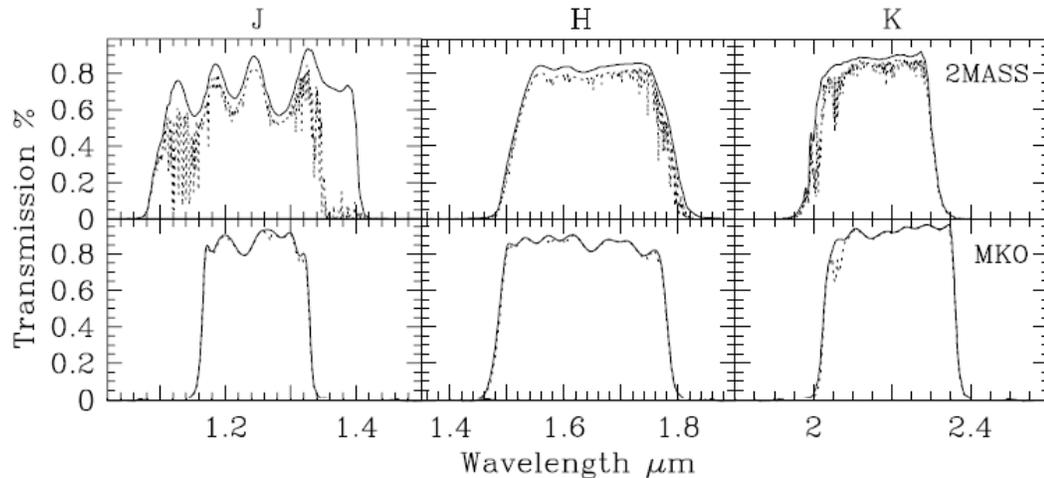


Figure 2.1 – Comparaison des bandes passantes des filtres  $J$ ,  $H$  et  $K$  de 2MASS et MKO. La différence la plus notable est le filtre  $J$  de 2MASS qui est beaucoup plus large. Le trait pointillé correspond à l'absorption atmosphérique et on remarque que le filtre  $J$  de 2MASS est grandement influencé par celle-ci, alors que notre filtre  $J_{mko}$  ne l'est pratiquement pas. La figure provient de Stephens et Leggett (2004, [39]).

Cette caméra contient deux roues à filtres qui contiennent un total de dix filtres, incluant des filtres à bande large et des filtres à bande étroite. Le filtre le plus utilisé pour ce travail est le filtre  $K$  à  $2.15 \mu\text{m}$  avec une largeur de  $0.3 \mu\text{m}$ , ce qui est très semblable au filtre  $K_{2MASS}$ . Le filtre  $J$ , quant à lui, est centré à  $1.25 \mu\text{m}$  et a une largeur de bande de  $0.19 \mu\text{m}$ . Le filtre  $J$  correspond au filtre  $J$  du MKO (« Mauna Kea Observatory ») ( $J_{MKO}$ ). Le  $J_{MKO}$  est plus étroit que le filtre  $J$  de 2MASS et il évite les bandes d'absorption de l'eau au-delà de  $1.34 \mu\text{m}$  (Stephens et Leggett 2004, [39]); on peut d'ailleurs le voir clairement sur la figure 2.1.

### 2.2.2 Précision souhaitée

Avant de traiter du nombre de poses et du temps d'exposition de nos objets, il est important de comprendre quelle précision photométrique nous voulons atteindre. Je rappelle que le but de ce travail est de réduire, si possible, l'étalement de la couleur  $J - K$ .

La dispersion de cette couleur pour le type L2 est de plus de 1.1 magnitude, comme on peut le constater à la figure 1.3. Il faut rappeler que ces valeurs de  $J - K$  ont été calculées à l'aide des bandes  $J$  et  $K$  de 2MASS.

Prenons un de nos objets qui est relativement brillant, 2M1051 ( $K_{2MASS} = 11.905$ ,  $J_{2MASS} = 13.244$ ) ; les incertitudes données par le catalogue 2MASS sur ces magnitudes sont de 0.024 et de 0.026 respectivement. Ce sont les plus petites incertitudes parmi celles de tous nos objets. Maintenant, allons à l'autre limite et considérons un de nos objets les moins brillants, 2M1614 ( $K_{2MASS} = 14.846$ ,  $J_{2MASS} = 16.226$ ) ; les incertitudes sur ces magnitudes sont de 0.110 et de 0.104. Ainsi, les incertitudes données par le catalogue 2MASS sur les magnitudes de nos objets vont typiquement de 0.024 à 0.110 en  $K$  et de 0.026 à 0.104 en  $J$ . On peut se demander cependant, si ces incertitudes ne sont pas optimistes.

Par ailleurs, lorsque nous calculons, la couleur  $J - K$  de 2M1614, par exemple, le carré de l'incertitude sur la couleur est la somme des carrés des incertitudes sur les magnitudes. On obtient ainsi, pour 2M1614, un  $J - K$  de 1.380 avec une incertitude de 0.151. Cela représente une grande incertitude et nous voulons la réduire grâce à nos observations. Sachant que la dispersion de la couleur d'intérêt est plus de 1.1 magnitudes, nous aimerions une incertitude sur la couleur  $J - K$  de l'ordre de 0.1 ou moins pour chacun des objets, même les plus faibles. En obtenant une telle précision, nous confirmerions que la dispersion est réelle et n'est pas due aux incertitudes de la photométrie en  $K$ .

### 2.2.3 Sources d'incertitude

Afin d'obtenir la précision voulue, il faut être conscient des différentes sources d'incertitude sur nos magnitudes.

L'incertitude principale proviendra de la calibration. Cette calibration est nécessaire mais imparfaite et cela fait en sorte que des incertitudes seront introduites dans nos données. Nous parlerons plus en détails de la calibration dans la section 2.3.

Tout d'abord, il faut considérer l'incertitude statistique provenant du bruit lors de la prise des données, et c'est ce que nous aborderons dans la section suivante.

#### 2.2.4 Évaluation du S/B

Pour mesurer les magnitudes avec exactitude, il faut d'abord un bon rapport signal sur bruit (S/B). Nous devons aussi veiller à ce que nous restions en dessous de la limite de linéarité du détecteur. Idéalement, nous voulons aussi demeurer efficace lors des observations, c'est-à-dire avoir le plus de temps d'observation possible dans une nuit en minimisant les temps morts de lecture, d'écriture et de mouvement du télescope. Pour ce faire, nous devons nous assurer de choisir des temps de pose adéquats. Ainsi, quelques calculs s'imposent.

Deux principales sources de bruit peuvent affecter le rapport S/B des observations. Tout d'abord, celui que l'on appelle le bruit de lecture, est présent dans tous les dispositifs numériques. Il est généré par les composants électroniques de l'appareil. Lorsque le bruit de lecture est important face aux autres bruits, on dit que l'observation est limitée par le bruit de lecture. Il est possible de diminuer le bruit de lecture en abaissant la température du détecteur. C'est ce qui est fait pour CPAPIR et cela permet de garder un bruit de lecture assez bas de 10 électrons.

Il existe aussi un bruit de photon associé à la source et à la radiation parasite. Dans l'infrarouge, les sources observées sont généralement plus faibles que la radiation parasite venant de l'atmosphère ou du télescope. Le bruit de photon est donc dominé par la radiation parasite. Le bruit associé à cette radiation parasite porte le nom de bruit du ciel.

Le bruit de fond du ciel est influencé par un facteur différent selon qu'on observe en  $J$  ou en  $K$ . En  $K$ , le facteur principal à considérer est la température ambiante de l'air. Plus la température est élevée, plus l'émission du ciel sera importante et donc le bruit statistique élevé. En  $J$ , il faut considérer l'heure à laquelle l'observation a été faite. Si elle a été faite tôt dans la nuit, les raies OH sont fortement influencées par le soleil qui vient de se coucher alors que ce n'est plus le cas en fin de nuit. Lorsque le bruit du ciel domine le bruit de lecture, on dit que les observations sont limitées par le ciel.

Nous ne pouvons pas éliminer le bruit du ciel, alors nous voudrions faire en sorte que celui-ci soit minimum. Le bruit minimum est la racine carrée du flux total, de la source et du ciel, multiplié par le temps d'intégration. Donc le meilleur rapport S/B qu'on puisse

avoir, pour un temps d'intégration donné, est lorsque la seule source de bruit vient de la source et du ciel. Le rapport S/B est limité par le signal de la source à la condition que le bruit de lecture soit négligeable. Pour cela, il faut que le signal total vienne de mesures où l'on est limité par le ciel.

Dans un tel cas, le signal d'une cible augmente proportionnellement au temps de pose  $t$ , et le bruit du ciel augmente selon  $\sqrt{t}$  : cela veut dire que notre signal sur bruit (S/B) augmente aussi avec  $\sqrt{t}$ . Ainsi, nous choisirons un temps d'intégration assez long pour faire en sorte que le bruit de lecture de 10 électrons soit négligeable par rapport au bruit du ciel. Par contre, pour des raisons expliquées plus loin, on ne peut pas prendre une pose excessivement longue ; il faudra compenser en prenant plusieurs poses.

Une pose est une exposition qui commence par une remise à zéro du détecteur ; cela nécessite 1.35 secondes. Une première lecture du détecteur est faite, aussi en 1.35 secondes, puis vient le temps d'intégration, et l'exposition se termine par une seconde lecture. La pose est alors enregistrée dans l'électronique d'acquisition, processus qui ne génère pas de temps mort, mais n'est pas écrite sur le disque. Il y a donc un temps mort de 2.7 secondes par pose. Lorsque quelques poses sont additionnées dans l'électronique d'acquisition, on utilise le terme coaddition pour désigner chacune de ces poses. On parle d'image lorsqu'une pose simple ou quelques poses coadditionnées sont écrites sur disque avec un entête donnant toutes les informations reliées à l'observation. L'écriture sur disque génère 5.4 secondes de temps mort.

#### 2.2.4.1 En $K$

En  $K$ , le manuel d'utilisation de CPAPIR suggère de prendre des poses de 8 secondes avec 3 coadditions. On suppose qu'en cette bande, au mois de février, le ciel possède une magnitude apparente de 13.6 par sec. d'arc carrée, et en sachant qu'à l'OMM, on recevra  $2.86 \times 10^9$  photons par seconde d'une étoile de magnitude 0, on peut donc calculer que 10 380 photons par seconde par sec. d'arc carrée seront « produits » par le ciel ; ce nombre devient, puisque CPAPIR possède un échantillonnage de  $0.89''/\text{pixel}$ , 8220 photons par seconde par pixel. En supposant une transmission totale de 20%, après considération des pertes de signal par réflexion sur les miroirs, filtres et lentilles, et de

l'efficacité quantique, on calcule que  $1\,650\text{ e}^-$  par seconde par pixel sont générés sur le détecteur. Si on s'en tient au temps suggéré de 8 secondes, le détecteur générerait  $13\,200\text{ e}^-$  par pixel. Le bruit du ciel associé à cette pose est la racine carrée du nombre d'électron, et on obtient un bruit de ciel de 115 électrons.

Nos observations seront étalées sur plusieurs mois (de février à mai) et il est évident que la température ambiante sera plus élevée en mai qu'en février. Une plus grande température veut dire un plus grand bruit de ciel en  $K$ . Après avoir refait l'exercice, on obtient qu'en mai, en supposant une magnitude du ciel de 12.3 par sec. d'arc carrée, le bruit du ciel sera de 210 électrons. Dans les deux cas, le bruit du ciel est plus de 11 fois supérieur au bruit de lecture ; on estime donc que ce dernier est négligeable, et que nous sommes limités par le ciel en  $K$ .

Assurons-nous maintenant qu'une pose de 8 secondes respecte la limite de 30 000 ADU pour une non-linéarité de moins de 1% , et ce, même en mai alors que le ciel est le plus brillant. Sachant que le ciel dans cette bande contribue à  $43\,600\text{ e}^-$  par pixel et que le gain de CPAPIR est de  $2.5\text{ e}^-/\text{ADU}$ , on calcule que le ciel contribue pour  $17\,440\text{ ADU/pixel}$ . De plus, supposons que l'on observe notre objet le plus brillant (2M1051), avec un étalement moyen ( $2.0''$ ), cet objet contribuera pour  $31\,800\text{ ADU}$  répartis sur 4 pixels, donc  $8\,000\text{ ADU/pixel}$ . Ainsi, on voit que nous demeurons sous la limite de linéarité en additionnant la contribution du ciel et de l'objet ( $17440 + 8000 = 25440\text{ ADU/pixel}$ ). Jusqu'à maintenant, le temps de pose de 8 secondes en  $K$  semble donc adéquat.

L'efficacité des observations est le rapport du temps d'intégration du signal de la source sur le temps d'observation total, qui inclut les temps morts de lecture, d'écriture sur le disque, de déplacement du télescope, etc. On détermine d'abord l'efficacité des poses de 8 secondes en considérant les temps morts des poses et des images. Pour une image en  $K$ , le manuel CPAPIR suggère de prendre 3 poses élémentaires (ou coadditions) de 8 secondes par image. À chaque pose s'ajoute le temps mort de remise à zéro et de lecture de 2.7 secondes. À chaque image s'ajoute le temps mort d'écriture sur le disque de 5.4 secondes. Si nous faisons des images d'une pose de 8 secondes, le temps mort accaparerait 51% du temps d'acquisition de l'image ; nous ne serions pas efficaces. Pour

chaque pose coadditionnée, on ajoute 8 secondes de mesure et 2.7 secondes de temps mort. Ainsi, pour des coadditions de 2, 3, 4, et 9 poses, les temps morts accapareraient 41%, 36%, 34% et 29% respectivement. L'efficacité serait plus grande si nous faisons 9 poses coadditionnées plutôt que 3 images de 3 poses. Mais, pour des temps plus grands, des irrégularités dans le mouvement du télescope font que la position des sources sur le détecteur change. Il vaut mieux alors enregistrer plusieurs images sur disque, qu'on pourra ensuite recentrer avant de les additionner. Un temps plus grand signifierait aussi que le ciel pourrait changer significativement avant que nous déplaçons l'objet. Or, en prenant des images de 3 coadditions, nous restons efficaces, nous évitons les irrégularités dans le mouvement et nous évitons de rester trop longtemps au même endroit. On a donc avantage à faire des images composées de 3 coadditions de 8 secondes puisque cela reste un bon compromis entre efficacité et stabilité de l'image. Ici aussi, la suggestion du manuel de CPAPIR est adéquate.

À chaque objet observé, nous devons soustraire la contribution du ciel. Cette contribution est déterminée en faisant la médiane de plusieurs images sur lesquelles les objets sont à différentes positions, de sorte que la médiane élimine leur contribution. Afin de le faire de la façon la plus précise possible, nous voudrions observer notre objet à différents endroits sur le détecteur pour nous assurer de minimiser l'effet de variation de sensibilité présent sur tous les pixels du détecteur. Pour ce faire, nous utiliserons 15 positions différentes. Cependant, nous ne voudrions pas déplacer le détecteur entre chaque image puisque le temps mort par déplacement prend de 5 à 10 secondes ; nous deviendrions ainsi inefficaces. C'est pourquoi, à chaque position, nous prendrons 3 images. De cette façon, nous perdrons 5 à 10 secondes une seule fois à toutes les 3 images ; on maximise ainsi notre efficacité. Nous ne voulons pas non plus prendre plus de 3 images par position, car cela prendrait plus de temps, et le ciel aurait le temps de changer significativement d'une série d'images à l'autre. Nous aurons donc un total de 45 images pour chaque naine brune et étoile standard.

Maintenant, il nous faut calculer le rapport S/B afin de vérifier que ce nombre d'images nous donnera la précision voulue. Pour ce faire, nous utilisons l'équation donnée par

Newberry (1991, [34]) :

$$S/B = \frac{C_0^{1/2}}{[1 + n\sigma_{bg}^2 C_0^{-1} (1 + \frac{1}{p})]^{1/2}} \quad (2.1)$$

où  $C_0$  est le nombre d'électrons attribuables à l'objet observé,  $n$  est le nombre de pixels sur le détecteur utilisés pour calculer le flux de l'objet,  $\sigma_{bg}$  est l'écart-type du ciel autour de l'objet (en électrons) et  $p$  est le nombre de pixels utilisés pour calculer l'écart-type du ciel autour de l'objet.

Afin de valider notre temps de pose pour tous nos objets, nous calculerons ici le S/B pour notre objet le plus faible, 2M1614, qui sera observé en mai, donc au moment où le ciel sera le plus bruyant en  $K$ , en supposant un étalement plutôt mauvais ( $3.0''$ ). Ainsi, si nous obtenons un S/B intéressant, nous saurons que le temps de pose suggéré ici sera bon pour tous les autres objets. Sachant que 2M1614 possède une magnitude en  $K$  de 14.846, on sait que de cet objet, nous recevrons un total de 15 800 électrons en 24 secondes (3 coadditions de 8 secondes) sur le détecteur de CPAPIR ( $C_0 = 15\,800$ ). Avec un étalement de  $3.0''$ , l'image de l'objet serait répartie sur environ 28 pixels ( $n = 28$ ). On rappelle que le bruit du ciel en mai est de 210 électrons ( $\sigma_{bg} = 210$ ). Pour déterminer nos magnitudes, nous prendrons un anneau de ciel centré sur l'objet entre 9 et 15 pixels, donc un nombre de pixels  $p = 452$ . Ainsi, on obtient un S/B de 14 pour une seule image. Considérant que nous aurons 45 images, le S/B de 2M1614, calculé pour une image, s'améliore d'un facteur  $\sqrt{45}$  et nous obtenons un S/B total de 94.

On peut ensuite utiliser le S/B trouvé afin de déterminer l'incertitude statistique sur les magnitudes des objets. Pour ce faire, on utilise la relation suivante :

$$\sigma(m) = 2.5 \log \left( \frac{S+B}{S} \right) = 2.5 \log \left( 1 + \frac{B}{S} \right) \quad (2.2)$$

En reprenant les valeurs de S/B pour notre objet très faible, 2M1614, on obtient des incertitudes sur la magnitude de 0.011 en  $K$ . En considérant que 2M1614 est un de nos objets les plus faibles, il va sans dire que tous les autres objets auront des incertitudes sur la magnitude beaucoup plus petites que pour ce dernier. On peut donc conclure que

les temps d'exposition suggérés et que les rayons des anneaux de ciel que l'on prévoit utiliser sont adéquats pour une bonne incertitude statistique.

Nos observations en  $K$  d'une source compteront donc 45 images composées de 3 coadditions de 8 secondes puisque ces choix semblent être un bon compromis entre le signal sur bruit voulu, la limite de linéarité à ne pas dépasser et l'efficacité des observations.

#### 2.2.4.2 En $J$

En  $J$ , le manuel de CPAPIR suggère de prendre des poses individuelles de 20 secondes. Dans cette bande, le bruit de fond du ciel est beaucoup moins important pour les mêmes températures. En comparaison, en  $J$ , à l'OMM, on recevra  $9.28 \times 10^9$  photons par seconde d'une étoile de magnitude 0. On conserve une transmission de 20% et on suggère de faire des poses de 20 secondes. En supposant, en mai, un ciel de magnitude 15.4 par sec. d'arc carrée, on calcule un bruit de 141 électrons contre 112 électrons en avril avec un ciel de magnitude 15.9 sec. d'arc carrée. Le bruit de lecture est encore une fois négligeable face à ces bruits de fond ; nous sommes donc aussi limités par le ciel en  $J$ .

Assurons-nous maintenant qu'une pose de 20 secondes permettra de respecter la limite de linéarité du détecteur. Dans cette bande, en mai, le ciel est responsable de 20 000  $e^-$  par pixel, cela équivaut à 8 000 ADU/pixel sur le détecteur. En supposant qu'encore une fois on observe pendant 20 secondes notre objet le plus brillant, 2M1051, avec un étalement moyen de  $2.0''$ , nous répartissons un total de 74 880 ADU sur 4 pixels, pour une contribution de 18 700 ADU/pixel. On voit qu'en additionnant la contribution du ciel et de l'objet observé, nous demeurons en dessous de la limite de linéarité de 30000 ADU :  $8000 + 18700 = 26700$  ADU. Ainsi, les observations de tous les autres objets moins brillants seront, eux aussi, sous la limite ; le temps suggéré semble adéquat.

En terme d'efficacité, à une pose élémentaire de 20 secondes s'ajoutent 2.7 secondes de temps mort pour la remise à zéro et la lecture, ainsi que 5.4 secondes pour l'écriture sur le disque. Une image d'une pose nécessiterait donc un total de 28.1 secondes, pendant lesquelles nous observerons pendant 20 secondes ; cela équivaut à un temps mort

qui compte pour 29% du temps total. Le temps mort d'une image de deux coadditions représenterait 21%. On gagnerait donc en efficacité à utiliser deux poses coadditionnées, mais cela ferait en sorte qu'une image prendrait presque une minute, et le problème d'irrégularité du mouvement du télescope nous ferait perdre de la précision. Ainsi, des images composées d'une pose de 20 secondes semblent être le meilleur compromis.

Dans cette bande aussi, nous voudrions supprimer la contribution du ciel dans les images. Pour ce faire, et pour les mêmes raisons qu'en  $K$ , nous prendrons aussi 3 images à 15 positions différentes.

Refaisons maintenant le même exercice qu'en  $K$  pour calculer le S/B en  $J$ , si on observe 2M1614. Sachant que sa magnitude en  $J$  est de 16.226, on sait que le détecteur recevra 12 000 électrons de cet objet en 20 secondes. Toujours avec un étalement de  $3.0''$ ,  $n = 28$  pixels et ici le bruit de fond du ciel est  $\sigma_{bg} = 141$  électrons. En utilisant toujours le même anneau de ciel, on obtient un S/B de 16 pour une seule image. Considérant que nous aurons aussi 45 images pour cet objet en  $J$ , le S/B s'améliore jusqu'à 107.

En utilisant le S/B total de 107 et l'équation 2.2, on obtient une incertitude sur la magnitude de 0.010 en  $J$ . Ainsi, on confirme que ce S/B sera lui aussi plus que suffisant pour obtenir la précision voulue. Nos observations en  $J$  compteront donc 45 images d'une pose de 20 secondes.

En résumé, les incertitudes statistiques en  $K$  et en  $J$  que nous venons de calculer sont négligeables face à la précision voulue de 0.1 magnitude. On peut donc considérer que notre S/B est très bon. En aucun cas, les incertitudes provenant de la calibration ne seront plus petites que ces incertitudes statistiques. Ainsi, notre précision sera aussi bonne que le sera notre calibration.

### 2.3 Calibration

De notre programme IDL, on obtient les flux de nos objets d'intérêt grâce à l'équation suivante :

$$m_a = -2.5 \log(F) + C \quad (2.3)$$

où  $m_a$  est la magnitude obtenue à partir du flux  $F$  en se référant au point zéro  $C$ .

Cependant, pour déterminer la magnitude de nos cibles, il faut aussi mesurer le flux obtenu d'objets de référence dont la magnitude est connue. Les magnitudes de nos cibles se trouveront donc à partir de la relation suivante :

$$m_{cible} = 2.5 \log \left( \frac{F_{ref}}{F_{cible}} \right) + m_{ref} \quad (2.4)$$

Ces objets de référence peuvent se trouver dans le champ de l'image de notre cible. Dans un tel cas, on peut calibrer la photométrie d'ouverture sur une même image. L'avantage de la calibration avec cette méthode est que l'on s'assure que les conditions atmosphériques sont les mêmes tant pour notre cible que pour l'étoile de référence. On aurait donc avantage à utiliser cette méthode. Cependant, le seul catalogue qui le permettrait est 2MASS. Étant donné que nous désirons obtenir notre photométrie de façon indépendante à 2MASS, il serait inapproprié d'utiliser des étoiles de référence ayant seulement une magnitude 2MASS.

Ainsi, nous nous baserons sur les magnitudes, connues avec grande précision, d'étoiles standards. Par contre, étant donné que le nombre d'étoiles standards est limité, il est probable qu'aucune étoile standard ne se trouve dans le champ de nos naines brunes. Ce sera à vérifier après la sélection des standards.

Les paramètres importants à considérer dans le choix des étoiles standards sont l'ascension droite, mais surtout la déclinaison. La déclinaison est très importante ici puisque l'on veut une étoile assez haute pour que l'on puisse l'observer plusieurs fois au courant de la nuit afin de bien caractériser la variation des conditions atmosphériques. De plus, nous tentons autant que possible d'avoir une étoile standard qui a une magnitude en  $K$  qui se rapproche de celle de nos cibles. Cela permettrait donc d'observer l'étoile standard selon la même méthode d'observation que nos cibles.

Ces contraintes nous ont donc amené à choisir des étoiles standards qui proviennent d'ARNICA « Arcetri NICMOS3 camera », dont les magnitudes ont été obtenues par Hunt et al. (1998, [23]). Ces étoiles standards possèdent des magnitudes en  $K$  qui sont comparables à celle de nos cibles ( $8.5 \leq K \leq 14.0$ ). On y retrouve un total de 86 étoiles standards, qui ont été mesurées avec une incertitude moyenne de  $\sim 0.012$  magnitude ;

ceux-ci sont distribués dans un total de 40 champs. Ces champs ont une dimension de  $4' \times 4'$  et sont uniformément distribués sur le ciel de l'hémisphère nord à des latitudes entre  $35^\circ$  et  $45^\circ$ . Les étoiles standards choisies sont répertoriées dans le tableau 2.II.

Tableau 2.II – Tableau regroupant les étoiles standards observées

Objet	$\alpha$	$\delta$	Date	# poses	Filtre	Magnitude
stand0738	07 :38 :16.0	38 :57 :13.0	07-02-12	90	<i>K</i>	13.871 (0.016)
			08-02-12	45	<i>K</i>	13.871 (0.016)
stand0851	08 :51 :20.0	11 :52 :48.0	09-02-12	45	<i>K</i>	12.437 (0.012)
stand0919	09 :19 :27.5	43 :31 :46.0	02-04-12	81	<i>J</i>	9.551 (0.012)
stand1137	11 :37 :05.6	29 :47 :59.0	02-04-12	54	<i>J</i>	12.966 (0.005)
stand1257	12 :57 :02.2	22 :01 :52.0	09-02-12	45	<i>K</i>	14.195 (0.009)
stand1341	13 :41 :43.6	28 :29 :51.0	09-03-12	86	<i>K</i>	12.379 (0.010)
			10-03-12	54	<i>K</i>	12.379 (0.010)
			11-03-12	189	<i>K</i>	12.379 (0.010)
			02-04-12	135	<i>K</i>	12.379 (0.010)
			05-05-12	126	<i>K</i>	12.379 (0.010)
			06-05-12	243	<i>J</i>	13.000 (0.015)
			07-05-12	108	<i>K</i>	12.379 (0.010)

Puisque les 40 champs observés par ARNICA sont distribués sur le ciel qui sous-tend un angle solide de  $\sim 20\,000$  deg. carrés, on retrouve un champ contenant une ou plusieurs étoiles standards par 500 deg. carrés. Rappelons que notre champ de vue CPAPIR est de  $30' \times 30'$ , donc de 0.25 deg. carré. Ainsi, il est clair que lors de l'observation de nos cibles, il est très probable qu'aucune étoile standard ne se trouvera à l'intérieur, ni même à proximité de notre champ. Il faudra donc alterner nos observations entre les étoiles standards et nos cibles.

Nous voudrions calibrer notre naine cible grâce à une série de mesures du flux de l'étoile standard qui précède et une autre qui suit la série de mesures de notre cible. Cette alternance entre l'étoile standard et la cible fait en sorte que celle-ci ne sera pas observée à une même masse d'air que lors des deux séries d'observations de l'étoile standard. La masse d'air représente l'épaisseur de l'atmosphère que le signal doit traverser avant d'être capté par notre détecteur. L'atmosphère se comportant comme un filtre, plus la

masse d'air est grande, plus il y aura extinction du signal. La masse d'air est minimale, et vaut 1, lorsque l'on observe un objet au zénith, et augmente plus on s'approche de l'horizon. Puisque nous devons calibrer nos cibles avec des étoiles standards qui ne sont pas à la même masse d'air, nous tenterons de déterminer la relation entre l'extinction du signal et la masse d'air. Nous pourrons alors ajuster la magnitude de nos étoiles standards en amenant leur masse d'air à la même valeur que celle de la cible pour ensuite calibrer la magnitude de façon plus précise.

Néanmoins, avec cette méthode, plusieurs sources d'incertitude affecteront la calibration. Tout d'abord, le fait que nos étoiles standards ne sont pas observées très près de nos cibles crée une première incertitude. Cela s'explique par les conditions atmosphériques qui ne seront pas exactement les mêmes lors de l'observation d'une cible ou d'une étoile standard. En plus du changement de masse d'air qui sera calibré, la variation de transparence du ciel à cause de la température et de l'humidité peut amener une variation de flux en fonction du temps. De plus, notre système de filtre utilisé à l'OMM n'est pas le même que celui utilisé par ARNICA pour la détermination des magnitudes des étoiles standards. Hunt et al. (1998, [23]) discutent le fait que leur système de filtre, celui d'ARNICA, est très semblable à celui de UKIRT. Ils n'ont d'ailleurs trouvé aucune différence significative entre la photométrie ARNICA et celle de UKIRT. De plus, nous ne connaissons aucune équation de transformation de couleur entre UKIRT et 2MASS. Cela fait en sorte que nous ne possédons pas les données requises afin d'estimer les incertitudes qui viennent du fait que l'on calibrera nos étoiles cibles à l'aide des étoiles standards, observées dans un autre système de filtre que celui de l'OMM.

## 2.4 Exécution des observations

Rappelons que les temps d'exposition suggérés pour les bandes  $J$  et  $K$  sont respectivement de 20 et de 8 secondes et ont été démontrés adéquats dans la section 2.2.4. Ce sont donc ces temps d'exposition qui ont été choisis. Nous utilisons 3 coadditions pour les observations en  $K$ , et une coaddition pour celles en  $J$ .

Normalement, le détecteur est divisé en quatre quadrants de 1024x1024 pixels. Ce-

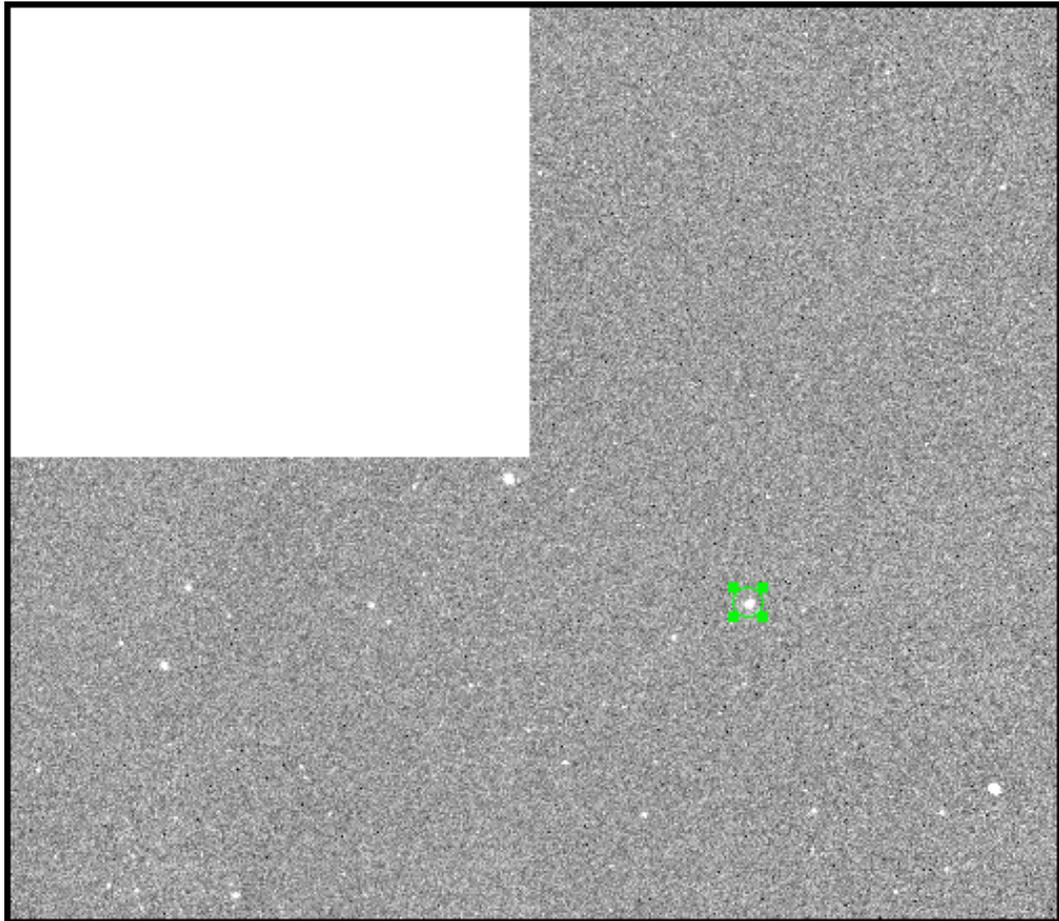


Figure 2.2 – Disposition des quadrants fonctionnels du détecteur de CPAPIR. Le cercle vert correspond à l’endroit où on veut centrer notre cible de départ, de sorte que la cible et ses environs ne sortent pas du champ de vision, malgré les va-et-vient.

pendant, lors des observations, le quadrant supérieur gauche ne fonctionnait tout simplement pas. Il fallait donc décentrer notre cible sur le détecteur ; notre position de départ est indiquée à la figure 2.2. De ce point de départ, pour une naine cible, nous avons utilisé 15 positions différentes sur le détecteur, selon la technique du va-et-vient ; à chaque position, nous prenions 3 images. De cette façon, les régions autour de notre objet ont été bien définies et cela nous permettra de construire une image du ciel, utile pour la réduction des données. Lors de l’observation d’une étoile standard, nous déplaçons le détecteur entre 9 et 15 fois de  $\sim 20''$ , et à chaque position, nous prenions aussi 3 images. Au total, nous obtenions donc des séries de 45 images pour nos naines brunes, et des

séries de 27 à 45 images pour nos étoiles standards. Certaines naines brunes ont été observées plus d'une fois dans un même filtre pendant des nuits différentes.

À noter qu'une étoile standard était observée plusieurs fois par nuit ; on a donc plusieurs séries d'images de standard par nuit (voir tableau 2.II). Entre deux séries d'images d'une étoile standard, on effectuait une série d'images d'une naine brune cible.

## **2.5 Traitement et analyse des données**

### **2.5.1 Réduction des données CPAPIR**

Une fois recueillies, les données CPAPIR doivent être préparées pour l'analyse. Cette préparation est faite lors de la réduction des données, qui est faite ici grâce au langage de programmation IDL.

Tout d'abord, on prend une série d'expositions du courant sombre appelé « dark ». Une telle exposition est prise en empêchant toute lumière de parvenir au détecteur. Cela permettra de définir le courant sombre, qui est la mesure du nombre d'électrons qui, de par la température non nulle du détecteur, possèdent une énergie cinétique suffisante pour être comptés sur un pixel, et ce, malgré l'absence de tout photon. Ce courant sombre pourra ensuite être soustrait de nos images.

Maintenant, à l'aide de nos images prises avec la méthode du va-et-vient, il faut construire une image du ciel. Étant donné que les objets n'arrivent pas au même endroit sur le détecteur d'une pose à l'autre, il nous est possible d'identifier la contribution du ciel sur chacun des pixels en prenant la médiane des valeurs enregistrées, pour ensuite constituer l'image du ciel. Par la suite, on soustrait la contribution du ciel aux images en multipliant l'image du ciel par un facteur approprié au niveau de ciel dans l'image de la cible. Parce que le courant sombre est le même d'une image à l'autre et ne devrait pas être multiplié par ce facteur, on le soustrait d'abord de l'image de la cible et de l'image du ciel.

Ensuite, il faut comprendre que chacun des pixels de CPAPIR ne présente pas la même réponse à un signal. Il faut alors uniformiser la réponse des pixels les uns par rapport aux autres. Pour ce faire, on prend des séries d'expositions de champs uniformes

sur un écran à l'intérieur du dôme de l'OMM (« domeflat »). Ces séries d'expositions sont prises en début ou en fin de nuit. On divise les images par le « domeflat » ; la réponse des pixels est alors uniformisée.

Ensuite, on incorpore une astrométrie à nos images. Pour ce faire, on fait une comparaison de la position des étoiles du champ dans nos images avec les étoiles correspondantes du relevé 2MASS. Qu'on observe vers le pôle ou vers le centre galactique, on retrouve en bande large ( $J$ ,  $H$  ou  $K$ ), entre 50 et 15 000 étoiles, dans le PSC (« Point Source Catalog ») pour chaque image CPAPIR ; on peut donc sans problème comparer la position de nos étoiles avec celles qui se trouvent dans le PSC. Finalement, toujours par comparaison au PSC, nos images sont traitées pour corriger la distortion qui pourrait rendre l'astrométrie moins précise. Les données étant maintenant réduites, nous pouvons commencer l'analyse des images.

### 2.5.2 Stratégie de l'analyse

Lorsque l'on observe une source ponctuelle en photométrie d'ouverture, ce qui est le cas dans ce travail, la démarche à suivre est la suivante : on veut additionner la contribution de chacun des pixels qui composent la PSF (« Point Spread Function ») de la cible.

Concrètement, nous devons : localiser l'objet ciblé dans chacune des images, puis trouver une gaussienne qui s'ajuste le mieux possible à la PSF de l'objet. Cela nous permet alors de trouver plus précisément le centre de cette PSF. Ensuite, on centre sur celle-ci un cercle qui a un rayon de 2, 3 ou 4 pixels. Le programme utilisé calcule ensuite le rayon optimal du cercle qui englobera le mieux la source. Le rayon choisi est celui qui minimisera l'écart type par rapport à la médiane du flux mesuré à l'intérieur du cercle qu'il forme. Pour déterminer le flux, on mesure l'intensité totale des pixels à l'intérieur de ce cercle, tout en soustrayant une valeur moyenne correspondant au ciel. Le ciel est caractérisé à l'aide des pixels se trouvant dans un anneau centré sur le cercle qui contient la PSF de la cible et qui va de 9 à 15 pixels de rayon. On obtient ainsi un flux lumineux qui provient seulement de la cible.

Le flux ainsi obtenu sera calibré grâce aux séries d'images des étoiles standards

comme discuté à la section 2.3.

### 2.5.3 Poses à rejeter

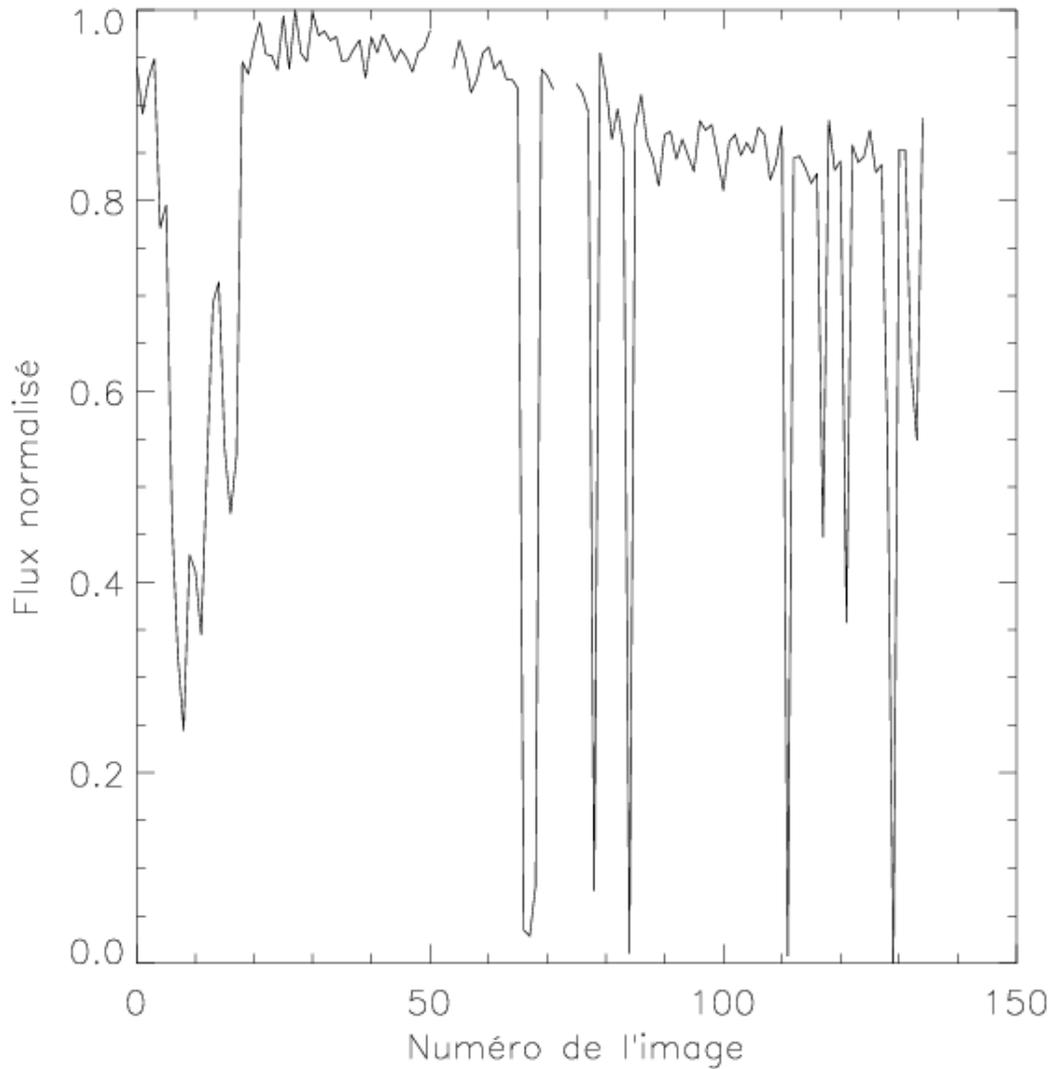


Figure 2.3 – Séquence complète de toutes les images en  $K$  de l'étoile standard stand1341 au courant de la nuit du 2 avril 2012. Le flux a été normalisé et aucune donnée n'a été rejetée jusqu'à présent. Il s'agit en fait de 5 séries de 27 poses, à  $\sim 30$  minutes d'intervalle.

On voit sur la figure 2.3, les différentes valeurs de flux normalisé que l'on mesure sur l'étoile standard stand1341 de la nuit du 2 avril 2012. On peut voir qu'il y a des valeurs

très basses, voire même nulles, ou encore des coupures dans la courbe (voir, par exemple, la courbe vers l'image 50). Ces points sont à rejeter puisqu'ils proviennent d'images où le traitement a été fortement influencé par une cause hors de notre contrôle. On compte principalement trois causes responsables de ces problèmes de traitement.

Tout d'abord, sur certaines poses, notre objet paraît mal défini parce que le télescope peut s'être légèrement déplacé lors de l'intégration (à cause d'un coup de vent, ou du télescope instable, par exemple). Ainsi, l'image prise peut être floue ou les objets peuvent y paraître dédoublés ; dans les deux cas, l'astrométrie ne peut y être appliquée. Ainsi, cela a pour effet d'attribuer à un objet un flux très bas ou même nul. Un bon exemple de l'effet du télescope qui bouge durant une pose est illustré à la figure 2.4 montrant l'image 129. On voit clairement que les objets sur l'image sont dédoublés à cause d'un mouvement lors de la pose. On constate que pour cette image, selon la figure 2.3, le flux est nul ; c'est aussi le cas des poses 66, 67, 68, 78, 84, et 111. Les images comme celles-ci sont intraitables et doivent être rejetées.

Ensuite, on a dû rejeter certaines poses car un mauvais pixel se trouvait sur la PSF de notre cible. Ainsi, lorsque le moment est venu d'additionner la contribution de chacun des pixels au flux total de la cible, on obtient un NaN (« Not a Number »), qui est produit par le résultat d'une opération invalide puisque le mauvais pixel ne détient aucune valeur de flux. C'est le cas des poses 51, 52, 53, 72, 73 et 74 de la figure 2.3, où on peut voir qu'à ces endroits la courbe est coupée, comme s'il manquait une donnée.

Finalement, plusieurs poses ont été rejetées simplement parce que l'on peut voir qu'il y a un passage nuageux pendant la prise de la pose. C'est d'ailleurs le cas pour les poses 5 à 18 de la figure 2.3. Une démonstration plus directe de l'effet d'un passage nuageux sur le flux mesuré est illustrée à la figure 2.5. On préfère rejeter ces poses, afin de rester le plus précis possible en utilisant seulement les poses obtenues par temps clair.

La figure 2.6, montre la même séquence d'images que la figure 2.3, mais cette fois sans les données que l'on a rejetées. On voit qu'il y a encore une certaine décroissance dans les valeurs de flux qui va au-delà des fluctuations dues au bruit. On suppose que cette variation est due au changement de la masse d'air au courant de la nuit (à noter que les points de cette figure proviennent de 5 séries de 27 images). À chaque image corres-

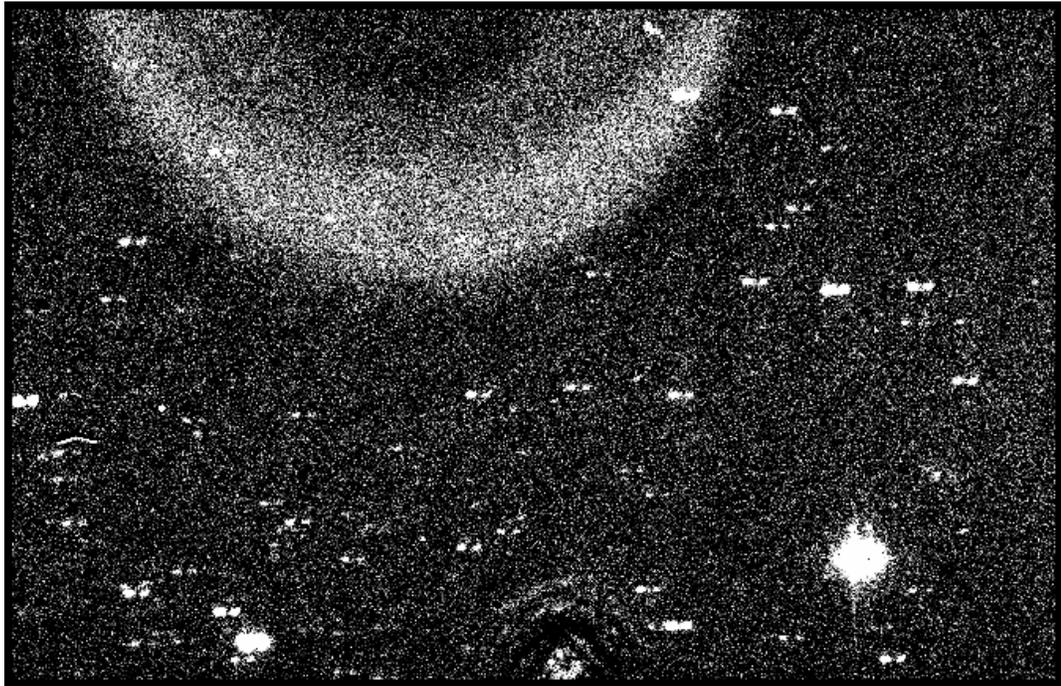


Figure 2.4 – Image 129 de l'étoile standard stand1341, prise le 2 avril 2012. L'image est inutilisable puisque le télescope a bougé lors de la pose, probablement à cause d'un coup de vent. On rejette les images comme celle-ci pour effectuer notre photométrie.

pond une masse d'air. Ainsi, d'une série d'images à une autre, la masse d'air change et influence grandement nos flux mesurés.

#### **2.5.4 Influence de la masse d'air**

Notre calibration tiendra compte de l'extinction du signal due à la masse d'air. C'est pourquoi nous voulons trouver le taux d'extinction par masse d'air en  $J$  comme en  $K$ .

##### **2.5.4.1 En $K$**

Pour la plupart des nuits, nous ne couvrons pas un grand domaine de masse d'air. Cela fait en sorte que la détermination du taux d'extinction par masse d'air n'est pas possible, sauf pour une nuit. En effet, lors de la nuit du 5 mai 2012, nous avons couvert un grand domaine de masse d'air : de 1.2 à 2.2 masses d'air. Nous allons tenter de déterminer le taux d'extinction grâce aux données de cette nuit.

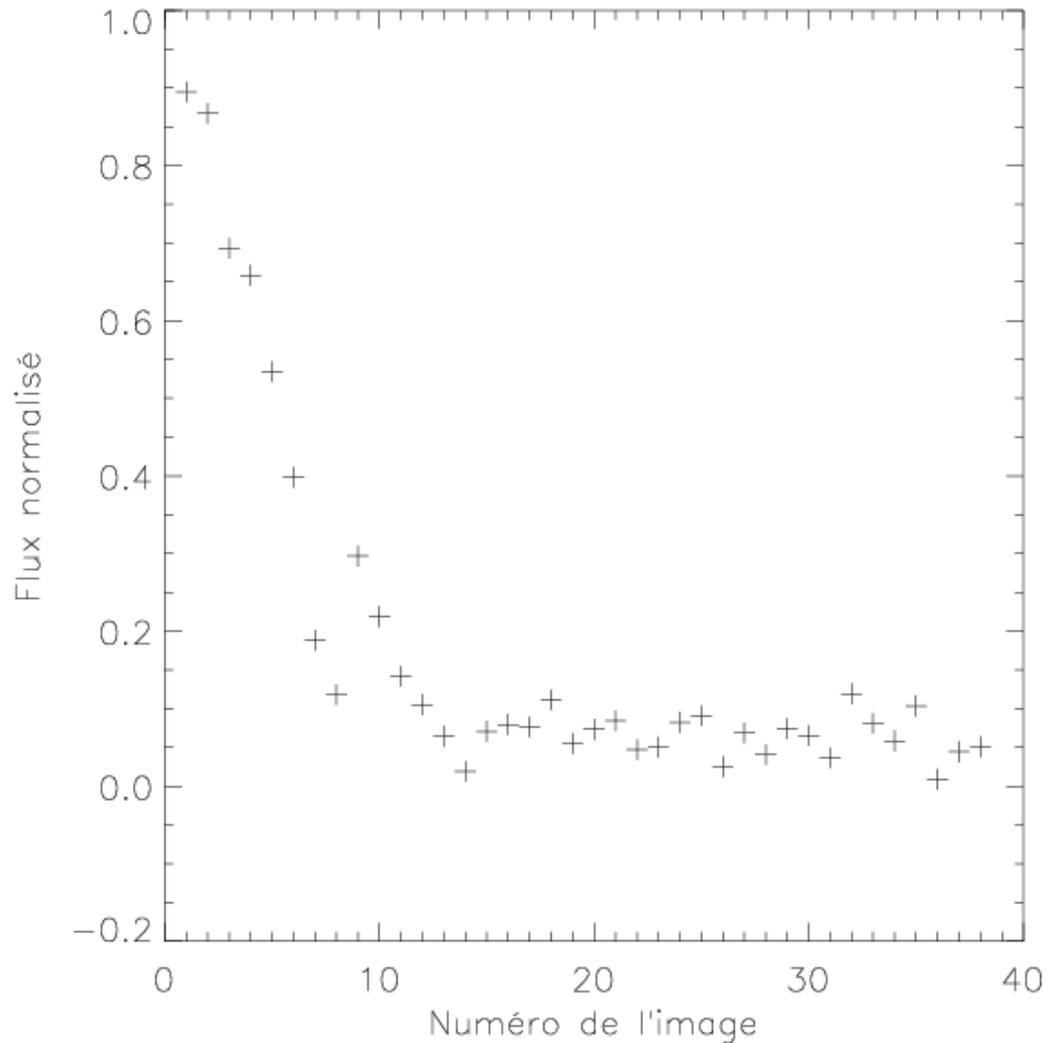


Figure 2.5 – Démonstration de l’effet de l’arrivée de nuages sur les observations d’une cible. Il s’agit de l’objet DE1539 en *K*, observé le 7 mai 2012. Un passage nuageux est détecté par une variation notable du flux de l’objet et par une grande imprécision sur la magnitude apparente mesurée. Ces observations ont été rejetées.

Pour déterminer ce taux, on utilise la figure 2.7, où on voit l’influence de la masse d’air sur la magnitude mesurée. La droite présente dans le graphique est celle qui modélise le mieux la variation de magnitude avec la masse d’air ; elle a simplement été calculée par ajustement aux points présents sur la figure. On voit que pour une valeur donnée de la masse d’air, on a plusieurs points de magnitude. On peut simplifier le tout en prenant la moyenne des flux pour chaque valeur de masse d’air qui se répète. C’est ce

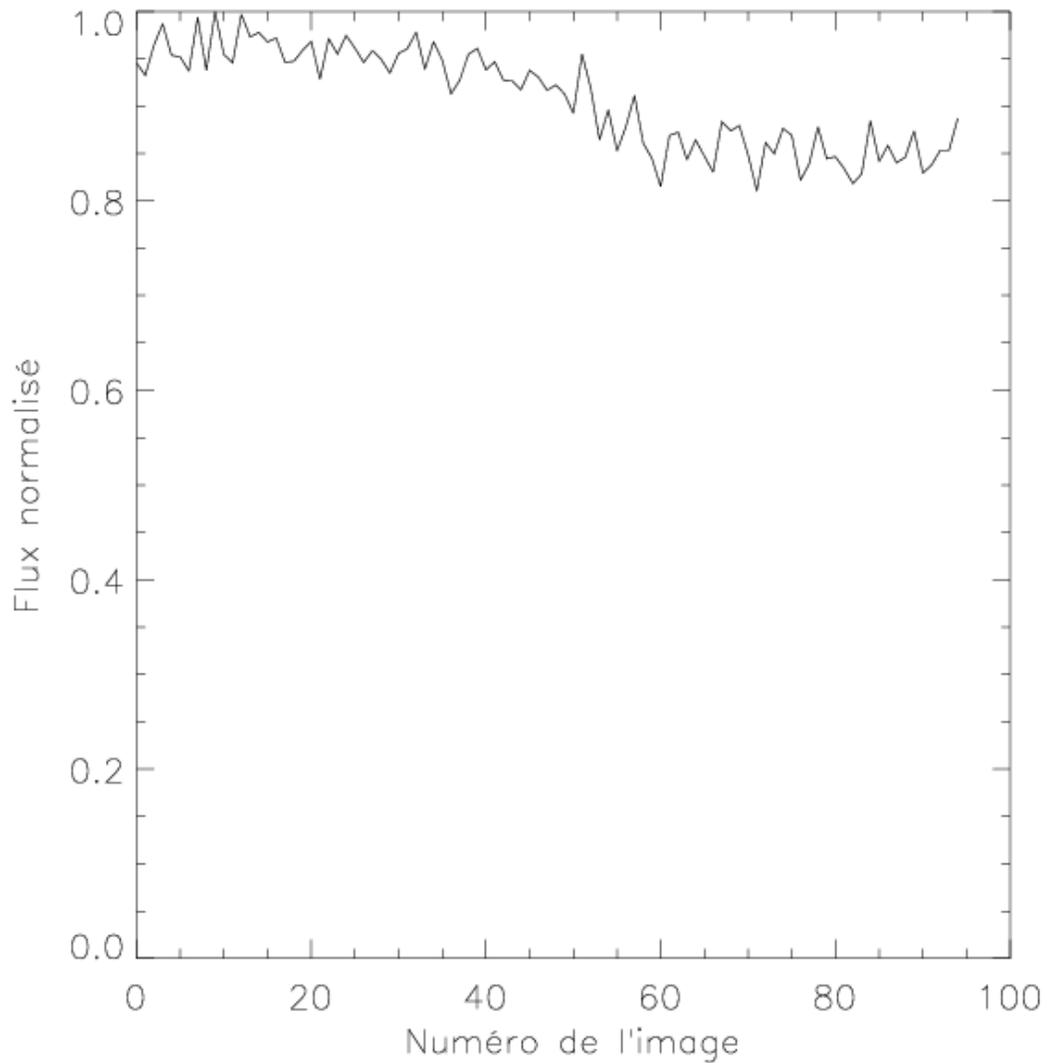


Figure 2.6 – Séquence des images en  $K$  de l'étoile standard stand1341 avec flux normalisé, nuit du 2 avril 2012. À noter que plusieurs poses ont été rejetées, notamment lorsque la cible tombait sur de mauvais pixels, ou à cause de passages nuageux.

que nous avons fait afin d'obtenir la figure 2.8 et cela ne change en rien la droite ajustée obtenue, comme on peut le constater en comparant les figures 2.7 et 2.8.

Le taux de variation de la droite est le taux d'extinction cherché. Nous obtenons une valeur de  $0.119 \pm 0.004$  magnitude par masse d'air. Afin de se convaincre que ce taux est acceptable, on se réfère à Manduca et Bell (1979, [32]). Manduca rapporte qu'à Kitt Peak, à une altitude de 2.1 km, avec le système de filtre Johnson, le taux d'extinction

d'une masse d'air de 1.0 à 2.0 est d'environ 0.12 en été comme en hiver. L'OMM est situé à une altitude de 1.1 km et notre taux de 0.119 est très comparable aux valeurs de Kitt Peak. On considère donc que notre taux d'extinction est valide.

Nous avons tenté de faire le même exercice à l'aide des données des autres nuits. Cependant, l'étendue du domaine des masses d'air était trop petite pour nous permettre d'obtenir des valeurs fiables. Nous devons donc utiliser le taux de 0.119 magnitude par masse d'air comme taux d'extinction en  $K$  pour chacune de nos nuits.

#### 2.5.4.2 En $J$

Nous avons aussi tenté de déterminer le taux d'extinction en  $J$  par la même méthode. Cependant, la seule nuit durant laquelle on a couvert un grand domaine de masses d'air était celle du 6 mai 2012. On peut se référer à la figure 2.9 pour voir que nous obtenons une relation qui va dans le sens contraire de ce à quoi on s'attendait. Avec un taux de variation sur la droite de  $-0.085 \pm 0.008$ , on ne peut pas considérer que ceci est un taux d'extinction valide. Nous devons donc faire l'hypothèse que, dans ce cas, les variations de la magnitude en  $J$  sont dues à des variations temporelles de la transparence du ciel.

Pour cette raison, nous nous référons encore une fois à Maduca et Bell (1979, [32]). Les auteurs rapportent qu'avec le système de filtre Johnson, à Kitt Peak, le taux d'extinction en  $J$  d'une masse d'air de 1.0 à 2.0 est d'environ 0.1 magnitude par masse d'air. Faute d'une mesure avec nos propres données, nous adopterons cette valeur pour notre calibration en  $J$ .

### 2.5.5 Démarche de détermination de la magnitude et de son incertitude

Chaque cible a été observée entre deux séries d'images du standard et c'est à l'aide de celles-ci que l'on calibre la cible. Tout d'abord, on utilise le taux d'extinction déjà déterminé afin d'amener les images de l'étoile standard à la masse d'air de la cible.

Il suffit ensuite de prendre la moyenne des magnitudes de l'étoile standard et d'utiliser la formule 2.4 pour calibrer notre cible. Puisque l'on possède 45 images de notre cible, on obtient 45 valeurs de magnitude. On choisit la médiane comme valeur finale et

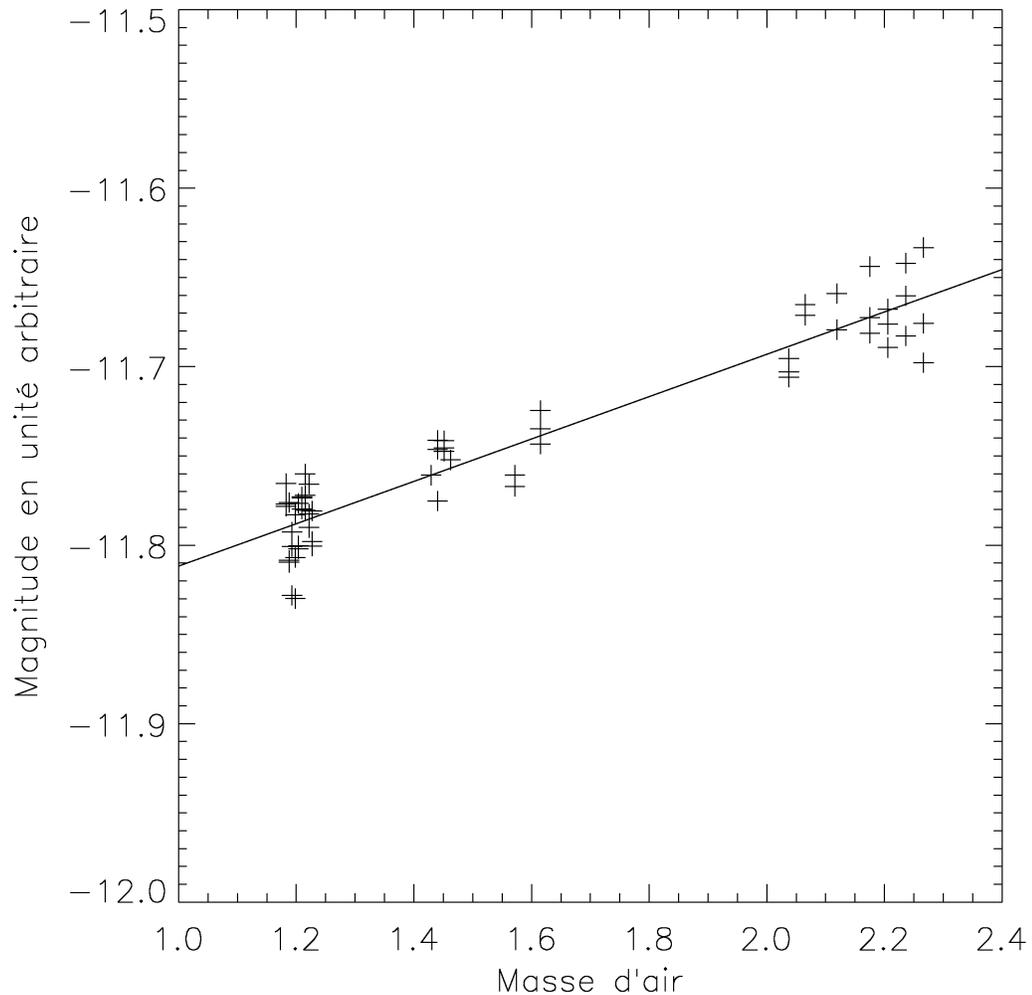
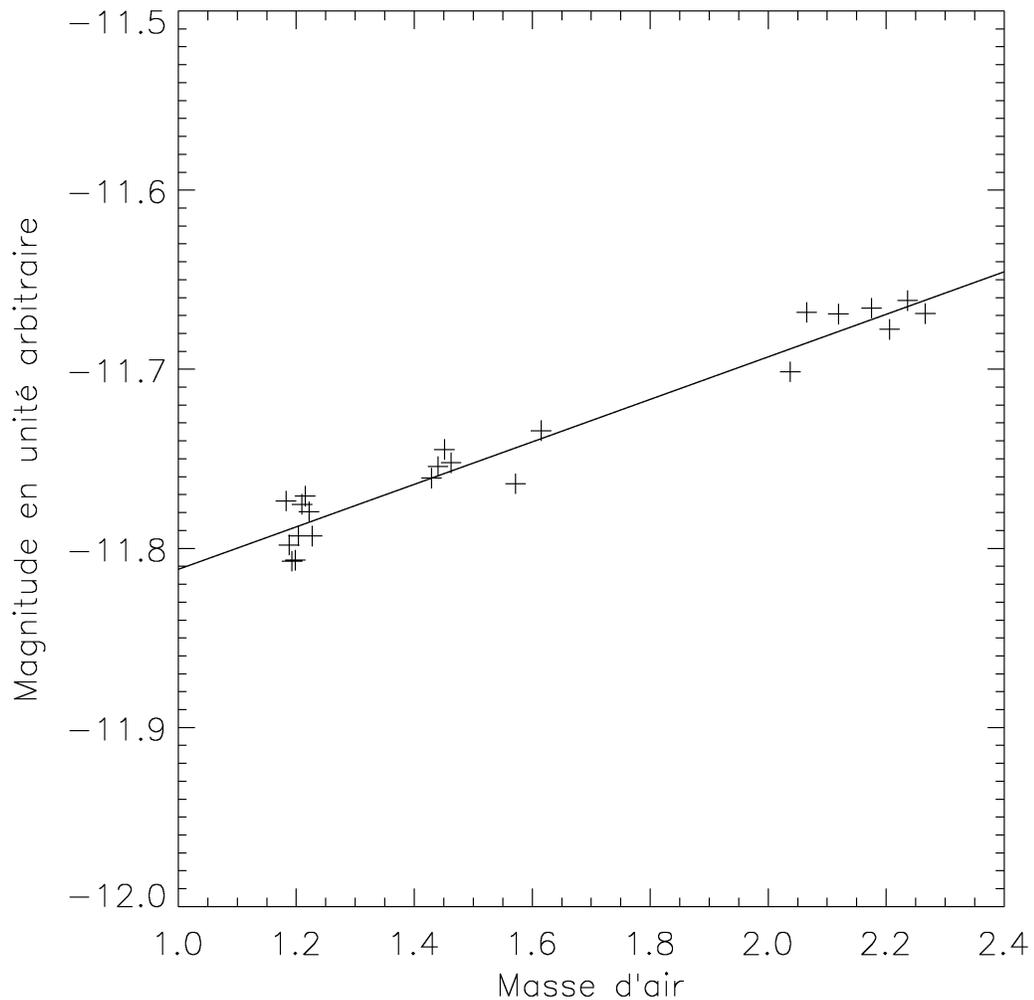


Figure 2.7 – Exemple de détermination de la relation de la magnitude mesurée en fonction de la masse d’air. La droite sur la figure représente le meilleur ajustement aux points. Les données proviennent des poses de l’objet standard stand1341 de la nuit du 5 mai 2012.

on prend l’écart type pour déterminer l’incertitude statistique sur la mesure.

À l’incertitude statistique doit s’ajouter l’incertitude provenant de la calibration. Si l’incertitude statistique a été aisément déterminée de façon quantitative, ce n’est pas le cas de l’incertitude provenant de la calibration. En effet, malgré la correction de l’extinction due à la masse d’air, d’autres incertitudes sont présentes. Celles-ci sont causées par des fluctuations de transparence du ciel, par l’amélioration ou la dégradation de la



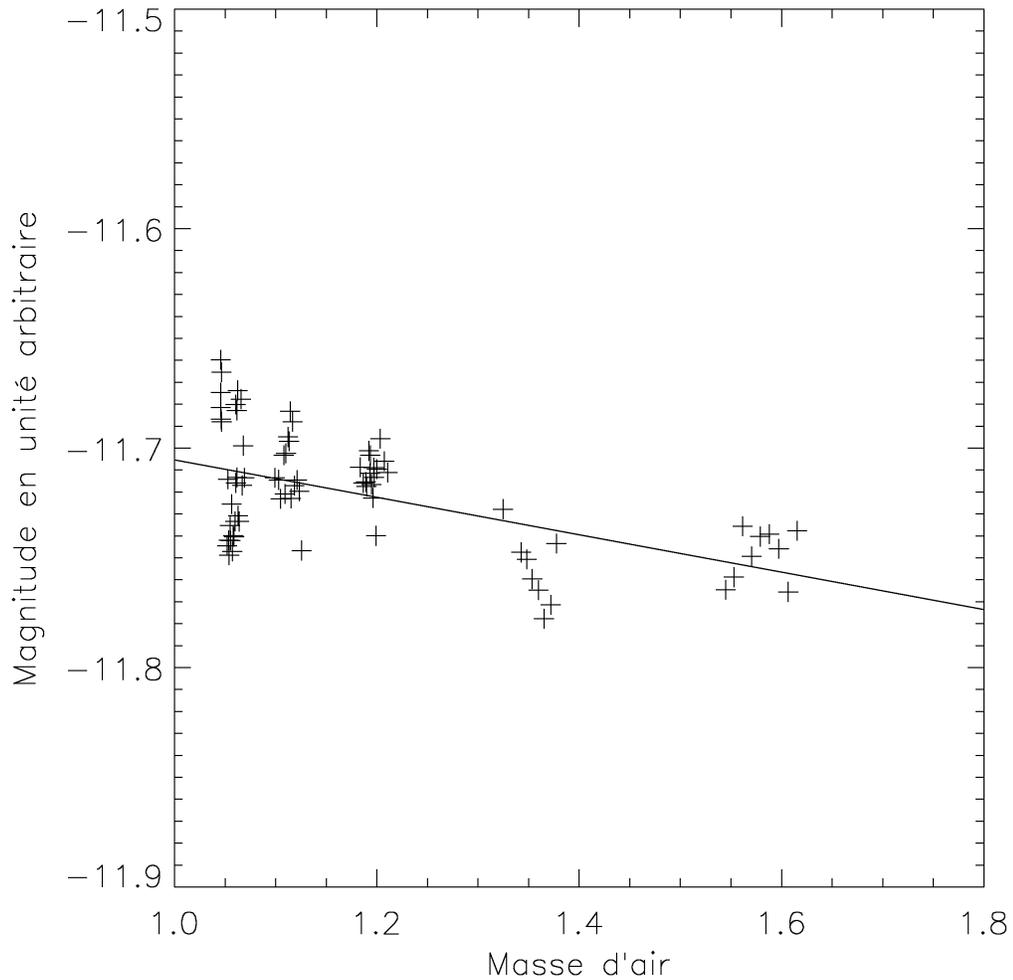


Figure 2.9 – Séquence des images en  $J$  de l'étoile standard stand1341 au courant de la nuit du 6 mai 2012. Il s'agit en fait de 9 séries de 27 poses, à  $\sim 30$  minutes d'intervalle.

rigés pour l'extinction et sont à la même masse d'air. On remarque que les deux séries d'images de l'étoile standard, malgré la correction pour les masses d'air, ne sont pas centrées sur les mêmes valeurs. La série de gauche est à une magnitude moyenne de  $-11.727$ , tandis que la série de droite est à une magnitude moyenne de  $-11.749$ . Afin d'estimer les incertitudes qui viennent de la calibration, on remarque que les résultats de chacune des séries du standard ont une dispersion d'environ  $0.05$  magnitude. Sachant que chaque série possède  $\sim 20$  mesures, on estime que l'incertitude, qui provient de la dispersion des magnitudes de l'étoile standard, est de  $\sim 0.01$ . Cette incertitude de la calibration

s'ajoute quadratiquement à l'écart type des magnitudes de la cible. Dans le cas de la naine DE1539 de la figure 2.10, l'écart type est de 0.024. Ainsi, l'incertitude statistique sur la magnitude mesurée de notre cible est  $\pm 0.026$ . À cela s'ajoute quadratiquement une incertitude de 0.02 en raison de la variation de la transparence de l'atmosphère. On obtient ainsi une incertitude totale de 0.033. La même méthode de calcul de l'incertitude totale a été utilisée pour chacune des autres cibles.

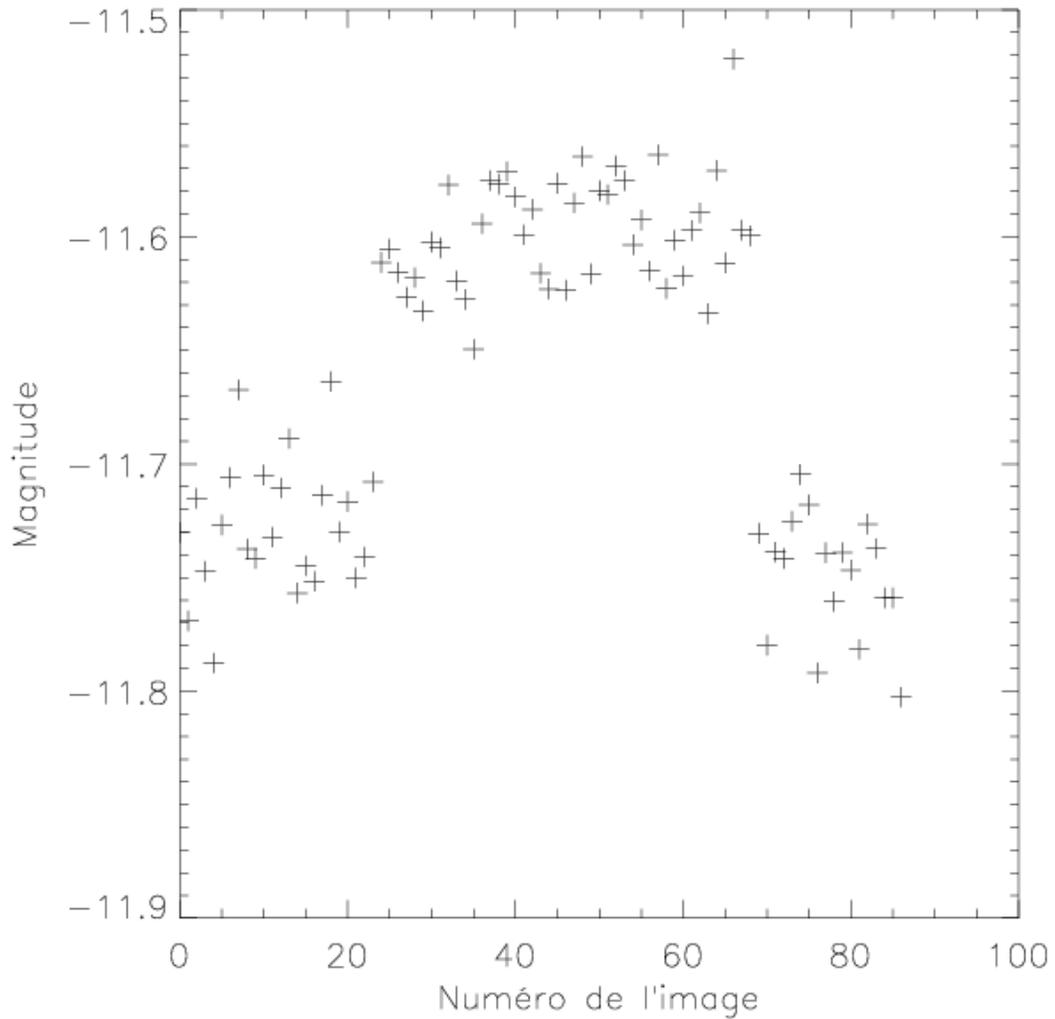


Figure 2.10 – Images en  $K$  de l'étoile standard stand1341 et de la cible DE1539 de la nuit du 2 avril 2012. La série du centre est celle de DE1539 et elle se trouve entre deux séries de stand1341.

## CHAPITRE 3

### PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

Dans cette section, nous présentons les résultats de la photométrie en  $J$  et en  $K$  de nos naines cibles et nous discutons de l'incertitude sur cette photométrie. Par la suite, nous déterminons les couleurs  $J - K$  de nos objets et celles-ci sont comparées aux couleurs obtenues par les données de 2MASS. Ces couleurs seront ensuite utilisées pour voir si nous confirmons la grande dispersion en  $J - K$  des naines brunes de type L2.

#### 3.1 Magnitudes apparentes mesurées

Les magnitudes de nos cibles calibrées peuvent être visualisées dans le tableau 3.I. Dans la première colonne de ce tableau, on trouve les noms de nos naines cibles ; pour une description plus complète de ces objets, on peut revenir au tableau 2.I. Dans la deuxième colonne, on peut voir le numéro de l'observation qui nous permet de faire référence plus facilement à l'objet observé et à quelle date il l'a été (troisième colonne). Des objets ont parfois été observés plusieurs fois. Dans ces cas, le nom de l'objet n'a pas été répété dans la première colonne. La quatrième colonne donne simplement le filtre utilisé lorsque l'observation a été faite. On retrouve ensuite les magnitudes de nos cibles, mesurées et calibrées selon la méthode décrite à la section 2.3, sous la colonne « Magnitude », puis la sixième colonne donne l'incertitude statistique sur cette magnitude. Cette incertitude statistique a été évaluée en prenant l'écart type des magnitudes mesurées lors d'une observation de l'objet (habituellement  $\sim 45$  valeurs par # d'observation) que l'on a divisé par la racine carrée du nombre de mesures. Pour faciliter les comparaisons avec les magnitudes 2MASS et leur incertitude totale, on peut se référer aux septième et huitième colonnes.

Certains objets, qui ont été observés plusieurs fois dans la même bande, lors de nuits différentes, donnent des magnitudes qui n'arrivent pas à se rejoindre à l'intérieur de l'incertitude statistique. C'est le cas par exemple de 2M1231 (observations # 16 et 17).

Tableau 3.I – Tableau regroupant les magnitudes mesurées des cibles observées

Objet	# observation	Date	Filtre	Magnitude	Incertitude Statistique	Magnitude 2MASS	$\Delta$ Mag 2MASS
2M0224	1	07-02-12	<i>K</i>	14.877	0.023	14.694	0.082
2M0753	2	07-02-12	<i>K</i>	13.832	0.007	13.849	0.043
2M0823	3	07-02-12	<i>K</i>	13.165	0.006	13.196	0.029
2M0829	4	07-02-12	<i>K</i>	13.250	0.006	13.166	0.033
2M0944	5	07-02-12	<i>K</i>	14.001	0.006	14.007	0.042
	6	02-04-12	<i>J</i>	14.826	0.011	15.495	0.048
2M1029	7	10-03-12	<i>K</i>	12.367	0.008	12.623	0.021
	8	02-04-12	<i>J</i>	14.403	0.016	14.294	0.027
2M1051	9	11-03-12	<i>K</i>	11.889	0.004	11.905	0.024
	10	05-05-12	<i>K</i>	11.847	0.006	11.905	0.024
	11	06-05-12	<i>J</i>	13.185	0.006	13.244	0.026
	12	07-05-12	<i>K</i>	11.905	0.018	11.905	0.024
2M1123	13	07-02-12	<i>K</i>	14.314	0.009	14.341	0.059
	14	09-02-12	<i>K</i>	14.378	0.009	14.341	0.059
	15	02-04-12	<i>J</i>	15.973	0.013	16.074	0.077
2M1231	16	07-02-12	<i>K</i>	13.080	0.005	13.135	0.028
	17	09-02-12	<i>K</i>	13.148	0.004	13.135	0.028
2M1256	18	11-03-12	<i>K</i>	12.776	0.005	12.791	0.030
	19	02-04-12	<i>K</i>	12.824	0.006	12.791	0.030
	20	05-05-12	<i>K</i>	12.863	0.012	12.791	0.030
	21	06-05-12	<i>J</i>	14.458	0.008	14.480	0.030
	22	07-05-12	<i>K</i>	12.905	0.011	12.791	0.030
2M1332	23	09-03-12	<i>K</i>	14.495	0.013	14.348	0.082
	24	06-05-12	<i>J</i>	15.941	0.017	16.076	0.090
2M1338	25	09-02-12	<i>K</i>	12.773	0.002	12.771	0.024
2M1342	26	11-03-12	<i>K</i>	14.378	0.014	14.590	0.091
	27	02-04-12	<i>K</i>	14.419	0.011	14.590	0.091
	28	06-05-12	<i>J</i>	15.895	0.012	16.135	0.083
	29	07-05-12	<i>K</i>	14.238	0.025	14.590	0.091
2M1550	30	09-02-12	<i>K</i>	13.185	0.004	13.261	0.035
2M1551	31	11-03-12	<i>K</i>	14.913	0.033	14.310	0.058
2M1614	32	05-05-12	<i>K</i>	16.085	0.047	14.846	0.110
	33	06-05-12	<i>J</i>	16.348	0.012	16.226	0.104
2M1657	34	05-05-12	<i>K</i>	12.977	0.009	12.801	0.030
	35	06-05-12	<i>J</i>	14.162	0.007	14.150	0.036
G196-3B	36	07-02-12	<i>K</i>	12.720	0.003	12.778	0.034
	37	02-04-12	<i>J</i>	13.975	0.008	14.831	0.046

Tableau 3.I – Tableau regroupant les magnitudes mesurées des cibles observées (suite)

Objet	# observation	Date	Filtre	Magnitude	Incertitude Statistique	Magnitude 2MASS	$\Delta$ Mag 2MASS
DE1539	38	02-04-12	<i>K</i>	12.516	0.004	12.575	0.029
	39	06-05-12	<i>J</i>	13.756	0.012	13.922	0.020
SD0800	40	08-02-12	<i>K</i>	14.227	0.010	14.315	0.078
	41	09-02-12	<i>K</i>	14.207	0.006	14.315	0.078
SD1435	42	11-03-12	<i>K</i>	15.278	0.052	15.025	0.137
	43	02-04-12	<i>K</i>	15.095	0.026	15.025	0.137
SD1619	44	06-05-12	<i>J</i>	16.382	0.022	16.488	0.116
	45	11-03-12	<i>K</i>	13.632	0.022	13.186	0.040

Le ciel ne varie pas énormément d'une pose élémentaire à une autre, par contre il est très possible que les conditions atmosphériques ne soient pas les mêmes d'un jour à l'autre ; l'observation # 17 a été faite 2 jours après l'observation # 16. Aussi, l'incertitude statistique n'inclut pas l'incertitude due à la calibration de la cible. Cette incertitude est difficilement estimable et devrait être additionnée quadratiquement à l'incertitude statistique afin d'obtenir l'incertitude totale. Cela implique que nos incertitudes sont sous-estimées.

Pour estimer l'incertitude due à la calibration, on se réfère au tableau 3.II qui présente les magnitudes instrumentales moyennes de chacune des séries d'observations des étoiles standards. La première colonne de ce tableau donne le nom de l'étoile standard tel que donné au tableau 2.II. La deuxième colonne donne les dates des observations de l'objet ; parfois un objet est observé lors de plusieurs nuits, le nom de l'objet n'est pas répété lorsque c'est le cas. La troisième colonne montre quel filtre a été utilisé lors de la nuit mentionnée ; le filtre n'est pas répété dans le tableau s'il a été utilisé pour plus qu'une série lors de la même nuit. La quatrième colonne numérote chacune des séries d'images de l'étoile standard. Par exemple, lors de la nuit du 11 mars 2012, on sait qu'il y a eu 6 séries d'images de l'étoile stand1341, toutes en K. Le flux de l'étoile standard a été mesuré, comme décrit dans la section 2.5.2, dans chacune des images de chacune des séries d'observations de l'étoile standard. On a ensuite utilisé la formule 2.3 avec  $C = 0$  afin de transformer le flux en magnitude, puis nous avons appliqué notre facteur de correction pour amener toutes les magnitudes à une masse d'air de 1. Les magnitudes moyennes de chacune des séries d'images ainsi obtenues, sont données dans la cinquième colonne. Finalement, la sixième colonne donne l'incertitude statistique sur la magnitude moyenne de chacune des séries d'images. Cette incertitude statistique a été déterminée de la même façon que l'incertitude statistique des magnitudes de nos cibles.

Toujours en se référant au tableau 3.II, les magnitudes mesurées montrent que le standard stand0919 (magnitude  $\sim -14.47$ ) est l'étoile la plus brillante de toutes nos étoiles standards, et ce, de plusieurs magnitudes. En effet, si on regarde le tableau 2.II, stand0919 possède une magnitude de 9.551 dans la bande où nous l'avons observé. Puisque ceci est une magnitude beaucoup plus basse que les autres étoiles standards,

Tableau 3.II – Tableau regroupant les magnitudes instrumentales mesurées de chacune des séries d'étoiles standards

Objet	Date	Filtre	# série	Magnitude	Inc. stat.	
stand0738	07-02-12	<i>K</i>	1	-10.155	0.016	
			2	-10.264	0.024	
	08-02-12	<i>K</i>	1	-10.228	0.008	
stand0851	09-02-12	<i>K</i>	1	-11.779	0.003	
stand0919	02-04-12	<i>J</i>	1	-14.487	0.006	
			2	-14.473	0.007	
			3	-14.459	0.011	
stand1137	02-04-12	<i>J</i>	1	-11.643	0.007	
			2	-11.738	0.006	
stand1257	09-02-12	<i>K</i>	1	-10.045	0.009	
stand1341	09-03-12	<i>K</i>	1	-11.713	0.004	
			2	-11.738	0.006	
			10-03-12	<i>K</i>	1	-11.347
				2	-11.376	0.036
	11-03-12	<i>K</i>	1	-11.606	0.010	
			2	-11.630	0.014	
			3	-11.664	0.010	
			4	-11.626	0.012	
			5	-11.613	0.015	
			6	-11.646	0.009	
	02-04-12	<i>K</i>	1	-11.831	0.009	
			2	-11.838	0.004	
			3	-11.806	0.005	
4			-11.741	0.006		
5			-11.750	0.006		
05-05-12			<i>K</i>	1	-11.750	0.004
				2	-11.605	0.010
	3	-11.731		0.004		
	4	-11.735		0.004		
06-05-12	<i>J</i>	5	-11.737	0.004		
		1	-11.729	0.002		
		2	-11.719	0.005		
		3	-11.698	0.005		
		4	-11.684	0.003		
		5	-11.741	0.002		
		6	-11.723	0.003		
		7	-11.734	0.010		
07-05-12	<i>K</i>	8	-11.789	0.004		
		1	-11.156	0.043		
		2	-11.564	0.016		
		3	-11.774	0.005		
			4	-11.360	0.094	

nous devons vérifier que l'image de ce standard n'est pas saturée. Pour ce faire, on se réfère à la figure 3.1, qui montre une image semblable à toutes les autres de stand0919. Sur cette figure, les pixels sombres indiquent un flux plus bas que les pixels clairs. Ainsi, on voit que le pixel central de l'image du standard est plus sombre que les pixels en bordure de l'étoile. De plus, on compte  $\sim 25\,000$  ADU sur le pixel central, alors que l'on compte entre  $30\,000$  et  $40\,000$  ADU sur les pixels en bordure. Ce constat est un signe de saturation de l'image. Puisque l'image est saturée, le flux mesuré de ce standard, est beaucoup plus petit que le flux réellement reçu. Cela fait en sorte que lors de la calibration, les mesures de magnitude des naines cibles seront erronées, et donneront une magnitude beaucoup plus basse que ce que nous devrions obtenir. Les observations qui ont été calibrées grâce à l'étoile standard stand0919, sont les observations # 6 et 37 du tableau 3.I. On voit que dans le cas de l'observation # 6, on obtient  $\sim 0.7$  magnitude de moins que la magnitude mesurée par 2MASS ; dans le cas de l'observation # 37, on obtient  $\sim 0.85$  magnitude de moins que la mesure de 2MASS. Dans ces deux cas, les magnitudes que nous avons mesurées sont trop basses, à cause de la saturation de l'étoile standard. Nous rejetons ces deux valeurs afin qu'elles n'influencent pas le calcul de la couleur  $J - K$  de nos cibles.

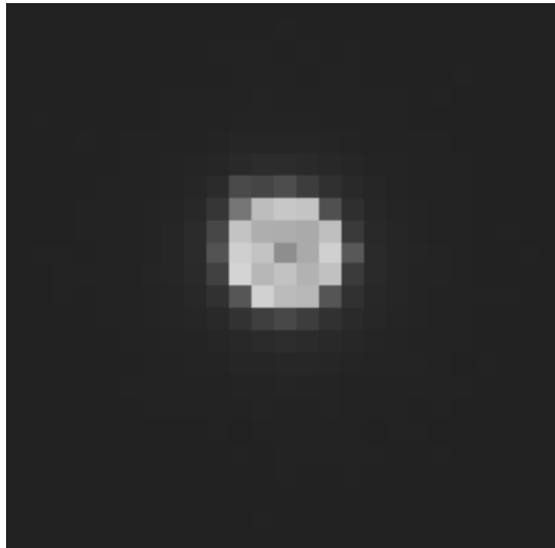


Figure 3.1 – Image de l'étoile standard stand0919 du 2 avril 2012. Les pixels sombres marquent un flux plus bas que les pixels clairs.

La plupart des étoiles standards du tableau 3.II ont été observées plusieurs fois au courant d'une nuit. Une naine cible était observée entre deux séries de la même étoile standard. Prenons le cas, par exemple, de stand1341 lors de la nuit du 2 avril 2012 ; nous avons 5 séries d'images de l'étoile standard en  $K$ , donc 4 naines cibles ont été observées en  $K$  cette nuit-là, soit 2M1256, 2M1342, DE1539 et SD1435 (observations # 19, 27, 38 et 43). On voit que la magnitude moyenne obtenue de chacune des séries de l'étoile standard varie. Bien que cette variation ne soit pas énorme, elle demeure, dans plusieurs cas, plus grande que l'incertitude statistique. Puisque les magnitudes de ce tableau ont été ajustées à la même masse d'air, on suggère que cette variation provient de la variation temporelle de la transparence du ciel. Cette variation temporelle va évidemment influencer l'incertitude de la calibration des naines cibles mentionnées ci-haut.

Bien que l'incertitude due à la calibration soit difficilement estimable de façon précise, on peut s'aider des magnitudes mesurées à répétition de nos standards. Prenons les magnitudes moyennes des séries # 2 et 3 du stand1341 du 2 avril 2012, on voit qu'il y a une variation de  $\sim 0.03$  magnitude, qui ne peut être attribuée à l'incertitude statistique. Puisqu'on ne peut dire avec précision comment la transparence a changé entre ces deux séries, le temps de l'observation de 2M1342, on suppose une incertitude sur la calibration de 0.03 magnitude. Pour obtenir l'incertitude globale sur la mesure de 2M1342 de cette nuit-là, il suffit d'additionner quadratiquement l'incertitude statistique de 0.014 (sixième colonne, observation # 26 du tableau 3.I) à l'incertitude due à la calibration que l'on vient d'estimer, pour un total de 0.033 magnitude. Le même exercice est fait pour chacune des naines cibles ; selon les différents cas, l'incertitude due à la calibration va de 0.01 à  $\sim 0.2$  magnitude. On peut aussi estimer l'incertitude due à la calibration en comparant les observations de la même cible. Par exemple, on regarde 2M1256 dans le tableau 3.I pour voir que les observations 18, 19, 20 et 22 montrent une certaine dispersion. Cette dispersion nous permet d'évaluer l'incertitude due à la calibration à  $\sim 0.05$  magnitude.

Dans la plupart des cas, les magnitudes en  $J$  et en  $K$  mesurées à l'OMM ont des incertitudes du même ordre que celles mesurées par 2MASS. Il est important de noter que nos résultats sont indépendants de ceux de 2MASS ; ce qui fait qu'une corrélation entre

les variations de couleur implique que ces variations sont réelles. Cependant, les données de 2MASS et celles de l'OMM n'arrivent pas toujours à se rejoindre à l'intérieur de leur incertitude totale. En  $K$ , nous avons un total de 33 mesures ; certains objets sont mesurés plusieurs fois. De ces 33 mesures, 15 sont en accord avec les données 2MASS à l'intérieur de  $1 \sigma$  ; cela représente un pourcentage de 45%, ce qui suggère une légère sous-estimation de l'incertitude due à la calibration. En  $J$ , nous avons un total de 12 mesures ; 2 ont été rejetées et chaque mesure est faite sur une cible différente. Des 10 mesures restantes, 6 sont en accord avec les données 2MASS à l'intérieur de  $1 \sigma$  ; cela représente un pourcentage d'exactly 60%. À noter que l'observation de 2M1614 en  $K$  a été fortement influencée par des passages nuageux ; c'est ce qui explique la magnitude mesurée très haute (observation # 32). C'est aussi le cas des observations # 31 et 45 qui ont toutes les deux été faites le 11 mars 2012 en fin de nuit.

### 3.2 Couleur $J - K$

Les couleurs  $J - K$  obtenues grâce aux nouvelles magnitudes mesurées à l'OMM sont affichées dans le tableau 3.III. La première colonne de ce tableau donne le nom de l'objet et comme aucun objet n'est répété, la deuxième colonne donne le # de l'objet pour référence rapide. La troisième colonne donne la couleur qu'on appelle  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  qui a été obtenue en utilisant les magnitudes  $J$  et  $K$  qui proviennent de 2MASS. La quatrième colonne donne la couleur  $J_{2MASS} - K_{OMM}$ , qui a été calculée avec la magnitude  $J$  de 2MASS, et la magnitude  $K$  de l'OMM. A priori, nous faisons l'hypothèse que la photométrie en  $K$  de 2MASS était la plus susceptible d'être incertaine, c'est pourquoi nous avons observé beaucoup plus d'objets en  $K$  qu'en  $J$  ; on a donc voulu utiliser la couleur  $J_{2MASS} - K_{OMM}$  pour nos comparaisons. Finalement, la cinquième colonne donne la couleur  $J_{OMM} - K_{OMM}$  qui a été obtenue des magnitudes  $J$  et  $K$  de l'OMM. À noter que cette dernière colonne ne possède pas de donnée pour chacun des objets ; si la magnitude de chacun des objets a été mesurée en  $K$  à l'OMM, ce n'est pas le cas avec les magnitudes en  $J$ . Les incertitudes de chacune des colonnes ont été obtenues en additionnant quadratiquement l'incertitude globale de chacune des magnitudes impliquées dans le

calcul de la couleur.

Tableau 3.III – Tableau regroupant les couleurs  $J - K$  des cibles observées

Objet	# objet	$J_{2MASS} - K_{2MASS}$	$J_{2MASS} - K_{OMM}$	$J_{OMM} - K_{OMM}$
2M0224	1	$1.890 \pm 0.132$	$1.707 \pm 0.089$	
2M0753	2	$1.667 \pm 0.070$	$1.684 \pm 0.050$	
2M0823	3	$1.624 \pm 0.047$	$1.655 \pm 0.039$	
2M0829	4	$1.584 \pm 0.045$	$1.500 \pm 0.042$	
2M0944	5	$1.488 \pm 0.064$	$1.494 \pm 0.049$	
2M1029	6	$1.671 \pm 0.034$	$1.927 \pm 0.033$	$2.036 \pm 0.040$
2M1051	7	$1.339 \pm 0.035$	$1.364 \pm 0.030$	$1.305 \pm 0.019$
2M1123	8	$1.733 \pm 0.097$	$1.728 \pm 0.059$	$1.627 \pm 0.077$
2M1231	9	$1.482 \pm 0.045$	$1.503 \pm 0.039$	
2M1256	10	$1.689 \pm 0.042$	$1.638 \pm 0.033$	$1.616 \pm 0.016$
2M1332	11	$1.728 \pm 0.121$	$1.581 \pm 0.094$	$1.446 \pm 0.041$
2M1338	12	$1.450 \pm 0.034$	$1.448 \pm 0.035$	
2M1342	13	$1.545 \pm 0.123$	$1.790 \pm 0.085$	$1.750 \pm 0.034$
2M1550	14	$1.515 \pm 0.054$	$1.591 \pm 0.049$	
2M1551	15	$2.009 \pm 0.125$	$1.406 \pm 0.118$	
2M1614	16	$1.380 \pm 0.152$	$0.141 \pm 0.117$	$0.263 \pm 0.060$
2M1657	17	$1.349 \pm 0.047$	$1.173 \pm 0.045$	$0.709 \pm 0.037$
G196-3B	18	$2.053 \pm 0.057$	$2.111 \pm 0.052$	
DE1539	19	$1.347 \pm 0.041$	$1.406 \pm 0.032$	$1.240 \pm 0.038$
SD0800	20	$1.198 \pm 0.105$	$1.296 \pm 0.070$	
SD1435	21	$1.463 \pm 0.180$	$1.393 \pm 0.123$	$1.287 \pm 0.053$
SD1619	22	$1.205 \pm 0.054$	$0.759 \pm 0.049$	

Dans le cas où nous avons plusieurs mesures de la magnitude en  $K$  d'un même objet, nous prenons la moyenne de ces mesures pour calculer les couleurs  $J - K$ . Dans la majorité des cas, les incertitudes de  $J_{2MASS} - K_{OMM}$  et de  $J_{OMM} - K_{OMM}$  sont du même ordre de grandeur que celles de  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ . Sur les 22 valeurs de  $J_{2MASS} - K_{OMM}$  calculées, 16 rejoignent les valeurs de  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  tandis que, sur les 10 valeurs calculées de  $J_{OMM} - K_{OMM}$ , seulement 3 rejoignent celles de  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ . À noter que 2M1614 et SD1619 montrent un  $J_{2MASS} - K_{OMM}$  très bas à cause de leur magnitude en  $K$  qui a été trop influencée par les passages nuageux lors des observations. Ces deux valeurs sont rejetées puisqu'elles fausseraient la dispersion de la couleur.

Vérifions maintenant si nous avons réduit la dispersion de la couleur  $J - K$  de notre échantillon d'objets.

Nous regardons l'étendue des résultats sur des histogrammes qui regroupent l'ensemble des objets pour constater la dispersion des résultats. Dans un premier temps, comparons les couleurs  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  avec  $J_{2MASS} - K_{OMM}$ . Le tout est montré sur les figures 3.2 et 3.3.

Ces figures utilisent les objets 1 à 15 et 17 à 21 de la table 3.III. En regardant l'allure générale de chacun des histogrammes, on remarque que la dispersion des résultats est très semblable. On le confirme aussi par des valeurs précises. On trouve que la valeur médiane de  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  est de 1.584 avec un écart statistique de 0.223 alors que la médiane de  $J_{2MASS} - K_{OMM}$  est de 1.581 avec un écart statistique de 0.228. Il aurait fallu diminuer la dispersion de plusieurs dixièmes de magnitude pour que l'on puisse considérer avoir réduit significativement la dispersion totale, qui est de plus de 1 magnitude.

On peut ensuite faire l'exercice de comparer les couleurs  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  avec  $J_{OMM} - K_{OMM}$ . On se limite donc aux objets 6, 7, 8, 10, 11, 13, 19 et 21 du tableau 3.III. Pour cela, on se réfère donc aux histogrammes présentés sur les figures 3.4 et 3.5.

La valeur médiane de  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  est de 1.545 avec un écart statistique de 0.219 tandis que la médiane de  $J_{OMM} - K_{OMM}$  est de 1.305 avec un écart statistique de 0.327. On voit que, cette fois-ci, la dispersion est plus grande sur la figure 3.5. En effet, les résultats sont moins regroupés vers le centre et plus étendus. On doit donc en conclure que nous n'avons pas diminué la dispersion de la couleur  $J - K$  en utilisant  $J_{OMM}$  et  $K_{OMM}$ . Il faut aussi mentionner que le nombre d'objets pour lesquels on avait des mesures  $J_{OMM}$  et  $K_{OMM}$  (10 objets) est beaucoup plus petit que le nombre d'objets pour lesquels on a calculé  $J_{2MASS} - K_{OMM}$  (20 objets). Cela fait en sorte que la comparaison statistique entre  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  avec  $J_{OMM} - K_{OMM}$  est moins significative.

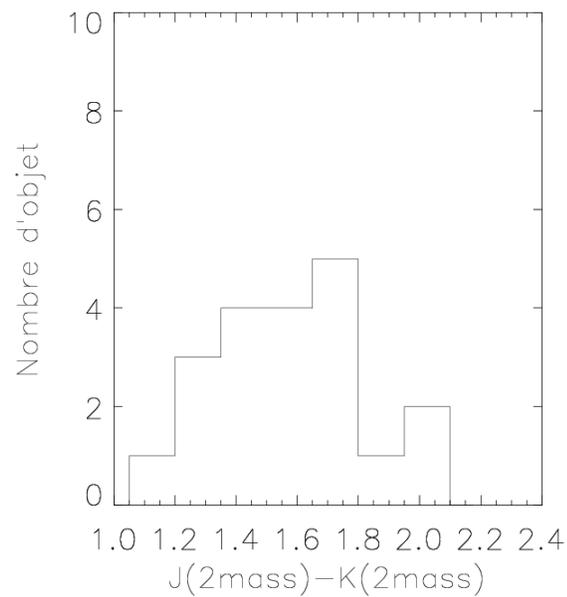


Figure 3.2 – Histogramme de la couleur  $J_{2\text{MASS}} - K_{2\text{MASS}}$  de 20 naines L2. Les valeurs exactes de  $J_{2\text{MASS}} - K_{2\text{MASS}}$  sont affichées dans le tableau 3.III. Il s'agit des objets numérotés 1 à 15 et 17 à 21 du tableau 3.III. La largeur des bins est de 0.15.

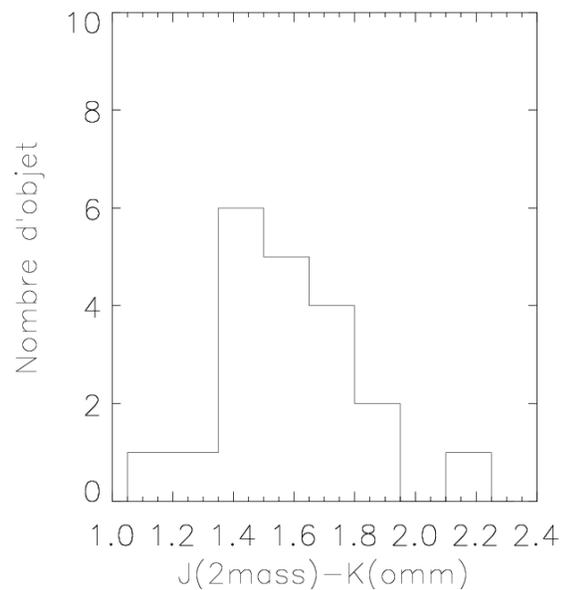


Figure 3.3 – Histogramme de la couleur  $J_{2\text{MASS}} - K_{\text{OMM}}$  des mêmes 20 naines L2 que la figure précédente. Il s'agit des objets numérotés 1 à 15 et 17 à 21 du tableau 3.III. La largeur des bins est de 0.15.

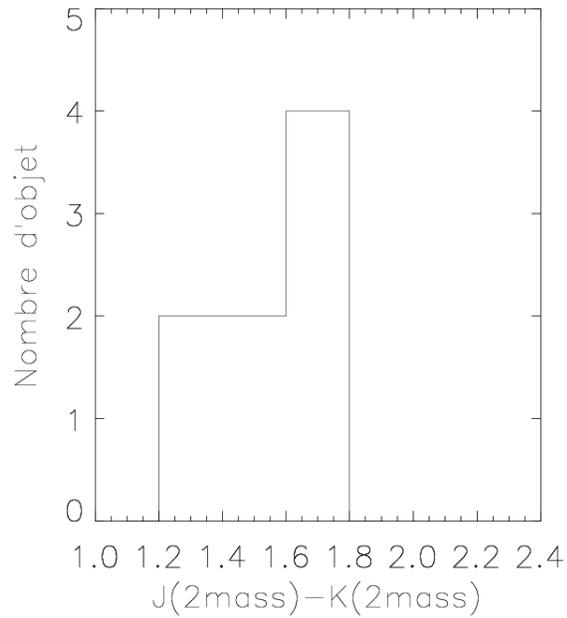


Figure 3.4 – Histogramme de la couleur  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  de 8 naines L2. Les valeurs exactes de  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  sont affichées dans le tableau 3.III. Il s'agit des objets numérotés 6, 7, 8, 10, 11, 13, 19 et 21 du tableau 3.III. La largeur des bins est de 0.2.

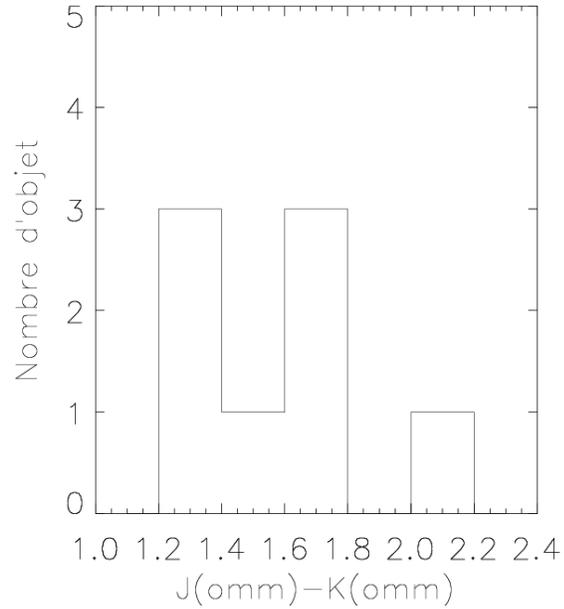


Figure 3.5 – Histogramme de la couleur  $J_{OMM} - K_{OMM}$  des mêmes 8 naines L2 que la figure précédente. Il s'agit des objets numérotés 6, 7, 8, 10, 11, 13, 19 et 21 du tableau 3.III. La largeur des bins est de 0.2.

Jusqu'à présent, nous avons de bonnes raisons de penser que la grande dispersion de la couleur  $J - K$  dans les naines de type L2 est quelque chose de réel, mais poussons l'analyse plus loin. Aidons-nous à confirmer que cette dispersion est réelle en nous référant aux figures 3.6 et 3.7. Sur ces figures, nous pouvons comparer rapidement nos nouvelles valeurs  $J - K$  à celles déjà établies par 2MASS. Un coup d'oeil à la figure 3.6 suffit pour voir que les données sont bien modélisées par une droite de pente unité. Les points sont bien répartis sur le domaine des valeurs de  $J - K$  et on ne dénote pas de diminution ni d'augmentation de la dispersion selon la couleur. Ainsi, on ne remarque aucune différence significative entre les couleurs  $J_{2MASS} - K_{OMM}$  et  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ .

Dans le cas de la figure 3.7, on ne possède pas beaucoup de données et cela fait en sorte qu'il est difficile de dire si l'on dénote une diminution ou une augmentation de la dispersion selon la couleur. Toutefois, dans ce cas-ci, on constate que nos valeurs de  $J_{OMM} - K_{OMM}$  ont tendance à être plus petites que les valeurs de  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$ .

Dans un cas comme dans l'autre, nous pouvons affirmer que nous n'avons pas réduit la dispersion de la couleur  $J - K$  de façon significative. Toutes ces figures indiquent donc que nous confirmons, tout comme les données de 2MASS, la grande dispersion de la couleur  $J - K$  des naines brunes de type L2.

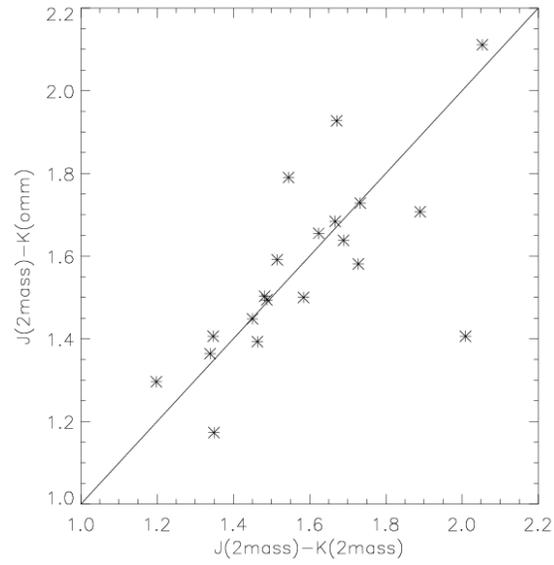


Figure 3.6 – Visualisation de la couleur  $J_{2\text{MASS}} - K_{\text{OMM}}$  en fonction de la couleur  $J_{2\text{MASS}} - K_{2\text{MASS}}$  des objets 1 à 15 et 17 à 21 du tableau 3.III.

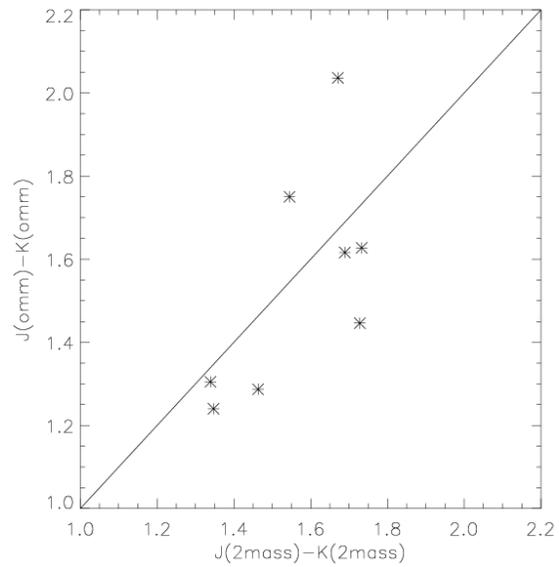


Figure 3.7 – Visualisation de la couleur  $J_{\text{OMM}} - K_{\text{OMM}}$  en fonction de la couleur  $J_{2\text{MASS}} - K_{2\text{MASS}}$  des objets 6, 7, 8, 10, 11, 13, 19 et 21 du tableau 3.III.

## CHAPITRE 4

### DISCUSSION

Dans ce chapitre, nous explorons la question principale de ce travail : pourquoi les naines brunes de type L2 dans le catalogue 2MASS montrent-elles une dispersion de plus d'une magnitude de leur couleur  $J - K$  ? Pour ce faire, nous discutons des résultats obtenus au chapitre 3. Ensuite, nous répondons aux sous-questions énoncées dans l'introduction : comment le type spectral des naines L2 a-t-il été déterminé et quelle est l'incertitude sur cette détermination ? Si cette dispersion est réelle, d'où provient-elle ?

#### 4.1 Retour sur les résultats

Dans un premier temps, nous voulions vérifier si la dispersion des valeurs de  $J - K$  des naines L2 était réelle. Dans l'introduction, nous faisons l'hypothèse que les magnitudes de 2MASS en  $K$  sont incertaines. Nous avons donc refait la photométrie d'un échantillon de naines L2 dans l'espoir d'améliorer la précision de la photométrie en  $K$ . La photométrie en  $J$  de quelques objets a aussi été refaite.

La dispersion des couleurs  $J - K$  de 2MASS est montrée sur la figure 1.3, page 6. Pour mieux percevoir cette dispersion, on se réfère à l'histogramme 4.1 qui contient toutes les valeurs de  $J - K$  de tous les objets de type L2 montrés sur la figure 1.3. On voit que les couleurs vont d'environ 1.0 à 2.2. Il s'agit là d'un intervalle de dispersion de 1.2 magnitude. De plus, on voit que la valeur moyenne des couleurs se trouve à  $\sim 1.4$ .

Bien que la moyenne des couleurs  $J - K$  des naines brunes observées ici soit plutôt de  $\sim 1.6$ , il demeure que nous avons obtenu un intervalle de dispersion des valeurs de  $J - K$  très semblable à celle présente sur la figure 4.1. Ainsi, nos observations ont montré que la dispersion n'est pas due à l'incertitude de la photométrie. Nous confirmons donc que cette dispersion est le reflet d'un phénomène réel.

Nous voulons maintenant tenter de comprendre d'où pourrait provenir cette grande dispersion. Une première explication possible serait celle de la variabilité photométrique

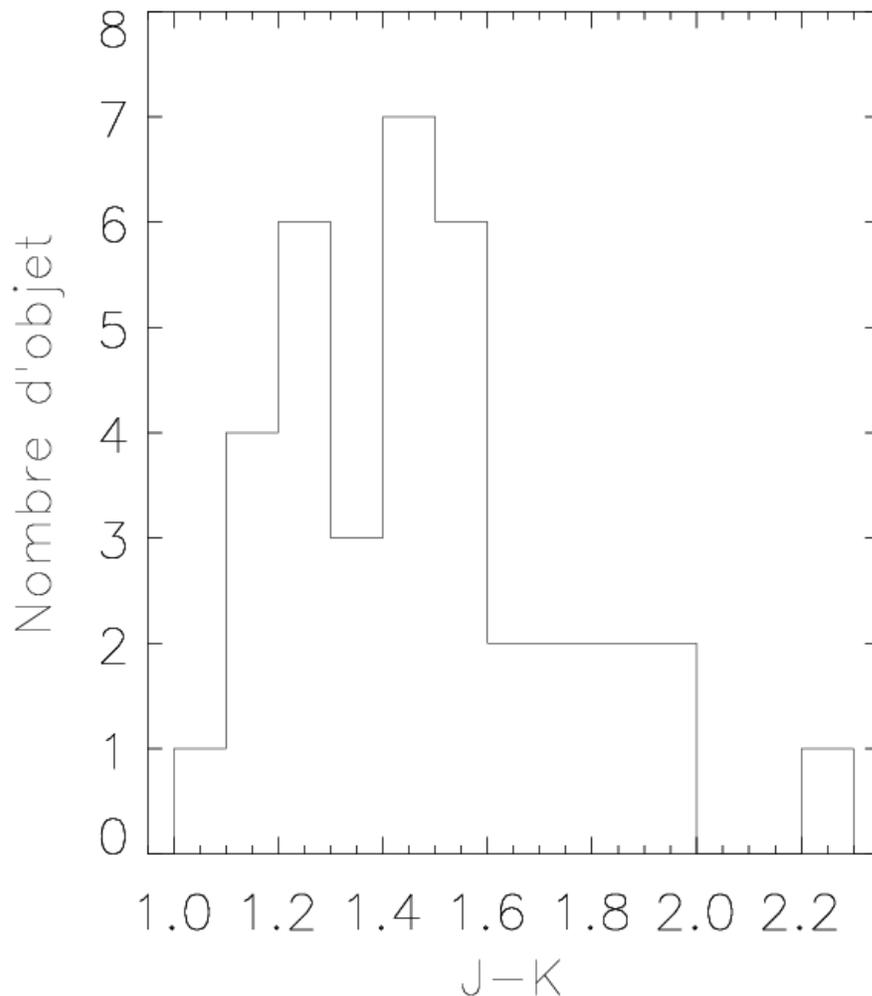


Figure 4.1 – Dispersion des couleurs  $J - K$  de 2MASS des naines de type L2. Les 36 objets qui figurent sur cet histogramme sont les objets du type L2 qui proviennent de la figure 1.3 (Artigau et al. 2011, [3]). La largeur des bins est de 0.1.

des naines brunes. Des travaux ont été faits à ce sujet et montrent que la variabilité proviendrait de la modulation du flux induite par la rotation (Artigau et al. 2009, [2]). Cependant, les résultats qui en ressortent montrent que les plus grandes variations périodiques sont de l'ordre de  $\sim 0.06$  magnitude sur quelques heures (Girardin et al. 2013, [19]). Ces variations ne peuvent donc pas expliquer la grande dispersion de la couleur  $J - K$ . Une seconde piste à explorer serait celle de la détermination du type spectral de nos objets qui pourrait être incertaine. Entre autres, nous nous questionnons à propos

d'une possible dépendance de couleur sur le type spectral ; il est donc nécessaire de bien comprendre comment la détermination des types spectraux de nos cibles a été faite.

#### **4.2 Comment les types spectraux de nos naines cibles ont-ils été déterminés ?**

Nos naines de type L2 sont des objets qui ont été classés selon ce type grâce à deux méthodes.

La première méthode est plutôt empirique et consiste en une comparaison à l'oeil entre le spectre de la naine cible et le spectre de naines standards. Nous possédons les spectres de naines standards, qui proviennent de Kirkpatrick et al. (1999, [26]), et sont montrés sur la figure 4.2, page 54. Ainsi, selon l'allure et l'importance des raies dans les spectres des naines cibles, on arrive à dire à quel type et sous-type spectral appartient un objet.

Quelques-unes de nos naines brunes ont été classées L2 grâce à cette méthode. C'est le cas de 2M0823, 2M1051, 2M1256, 2M1551, 2M1657 selon Reid et al. (2008, [36]), ainsi que DE1539 (Kendall et al. 2004, [25]), G196-3B (Rebolo et al. 1998, [35]), 2M1231 et 2M1550 (Cruz et al. 2007, [13]).

Il est clair que cette méthode amène des incertitudes, particulièrement lorsque le signal sur bruit n'est pas très grand. C'est le cas des objets 2M0823, 2M1256, 2M1550, G196-3B et DE1539 qui ont une incertitude de 1 sur le sous-type spectral. Pour les autres objets, soit 2M1051, 2M1231, 2M1551 et 2M1657, les spectres ont un meilleur signal sur bruit et ils ont une incertitude de 0.5 sous-type.

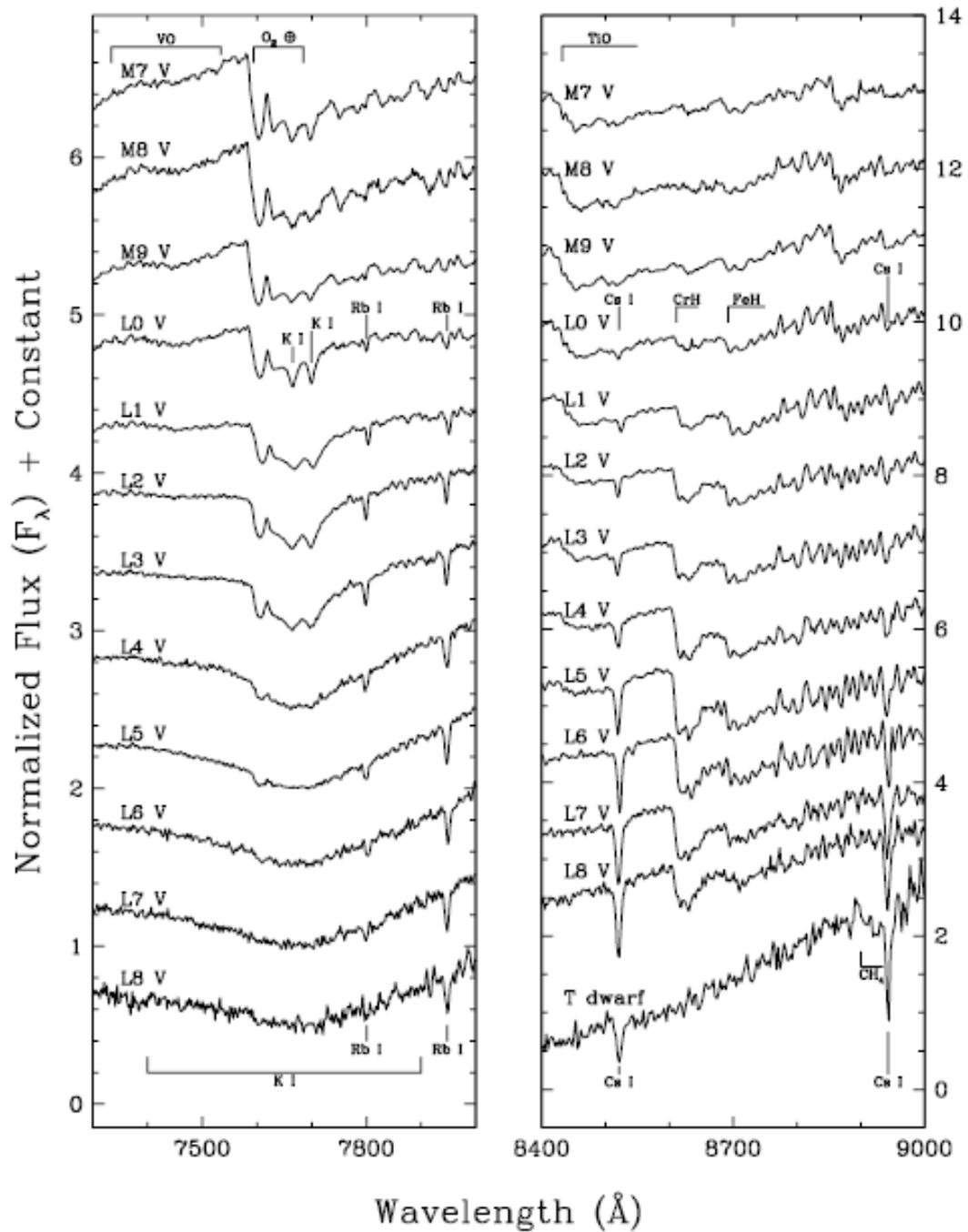


Figure 4.2 – Spectres de naines brunes représentant des types spectraux de M7 à L8. On montre ici deux portions de spectre où on retrouve des raies importantes pour la classification spectrale. Les raies importantes sont montrées sur la figure. (Kirkpatrick et al. 1999, [26]).

Tableau 4.I – Régions utilisées dans le calcul des indices spectraux (Kirkpatrick et al. 1999, [26]).

REGIONS USED IN FLUX SUMMING FOR SPECTRAL RATIOS			
Ratio (1)	Numerator (Å) (2)	Denominator (Å) (3)	Feature Measured (4)
Rb-a .....	Av. of 7775.2–7785.2 and 7815.2–7825.2	7795.2–7805.2	Rb I $\lambda$ 7800.2
Rb-b .....	Av. of 7922.6–7932.6 and 7962.6–7972.6	7942.6–7952.6	Rb I $\lambda$ 7947.6
Na-a .....	8153.3–8163.3	8178.3–8188.3	Na I $\lambda$ 8183.3
Na-b .....	8153.3–8183.3	8189.8–8199.8	Na I $\lambda$ 8194.8
Cs-a .....	Av. of 8496.1–8506.1 and 8536.1–8546.1	8516.1–8526.1	Cs I $\lambda$ 8521.1
Cs-b .....	Av. of 8918.5–8928.5 and 8958.3–8968.3	8938.5–8948.3	Cs I $\lambda$ 8943.5
TiO-a .....	7033.0–7048.0	7058.0–7073.0	TiO $\lambda$ 7053
TiO-b .....	8400.0–8415.0	8435.0–8470.0	TiO $\lambda$ 8432
VO-a .....	Sum of 7350.0–7370.0 and 7550.0–7570.0	7430.0–7470.0	VO $\lambda \sim 7434 \text{ \AA}$
VO-b .....	Sum of 7860.0–7880.0 and 8080.0–8100.0	7960.0–8000.0	VO $\lambda \sim 7912 \text{ \AA}$
CrH-a .....	8580.0–8600.0	8621.0–8641.0	CrH $\lambda$ 8611
CrH-b .....	9940.0–9960.0	9970.0–9990.0	CrH $\lambda$ 9969
FeH-a .....	8660.0–8680.0	8700.0–8720.0	FeH $\lambda$ 8692
FeH-b .....	9863.0–9883.0	9908.0–9928.0	FeH $\lambda$ 9896
Color-a .....	9800.0–9850.0	7300.0–7350.0	Redness of spectrum
Color-b .....	9800.0–9850.0	7000.0–7050.0	Redness of spectrum
Color-c .....	9800.0–9850.0	8100.0–8150.0	Redness of spectrum
Color-d .....	9675.0–9875.0	7350.0–7550.0	Redness of spectrum

Tableau 4.II – Correspondance des indices spectraux au type spectral de naine brune (Kirkpatrick et al. 1999, [26]).

VALUES OF SPECTRAL DIAGNOSTICS FOR THE SPECTRA IN FIGURE 7					
Object Name (1)	Type (2)	CrH-a (3)	Rb-b/TiO-b (4)	Cs-a/VO-b (5)	Color-d (6)
2MASSW J1214063 + 202702 .....	M7 V	0.996	0.649	0.867	2.793
2MASSW J1434264 + 194050 .....	M8 V	1.034	0.588	0.795	3.725
2MASSW J1239194 + 202952 .....	M9 V	1.043	0.576	0.736	5.345
2MASP J0345432 + 254023 .....	L0 V	1.161	0.662	0.781	6.654
2MASSW J1439284 + 192915 .....	L1 V	1.371	0.812	0.856	7.333
Kelu-1 .....	L2 V	1.537	1.048	1.029	6.700
2MASSW J1146345 + 223053 .....	L3 V	1.636	1.155	1.125	7.210
2MASSW J1155009 + 230706 .....	L4 V	1.909	1.323	1.258	9.713
DENIS-P J1228.2–1547 .....	L5 V	2.203	1.658	1.488	14.406
2MASSs J0850359 + 105716 .....	L6 V	1.786	1.703	1.561	15.549
DENIS-P J0205.4–1159 .....	L7 V	1.551	2.189	1.604	22.027
2MASSW J1632291 + 190441 .....	L8 V	1.289	2.564	1.626	30.015

L'autre méthode de classification spectrale est la détermination et la comparaison des indices spectraux de certaines raies. En effet, Kirkpatrick et al. (1999, [26]) ont établi des rapports mathématiques qui sont utilisés dans la classification spectrale. Cette méthode n'est donc pas empirique et repose sur le calcul du flux intégré sur une région qui contient des raies importantes, divisé par le flux intégré sur une région proche qui représente le pseudocontinuum local.

Les rapports importants dans la classification spectrale par indices spectraux sont les suivants : CrH-a, Rb-b/TiO-b, Cs-a/VO-b et Color-d. On peut voir dans le tableau 4.I quelles sont les régions du spectres qui sont utilisées dans le calcul de ces rapports, puis on voit dans le tableau 4.II à quel type spectral correspondent les rapports.

Une majorité de nos objets ont été classés L2 grâce à cette seconde méthode. Il s'agit de 2M0224, 2M0753, 2M0829, 2M0944, 2M1029, 2M1123, 2M1332, 2M1338 selon Kirkpatrick et al. (2000, [27]), SD1435 (Knapp et al. 2004, [30]) et 2M1342 (Kirkpatrick et al. 1999, [26]). Tous ces objets ont une incertitude de 0.5 sous-type spectral.

Finalement, les 3 derniers objets, soit 2M1614, SD0800 et SD1619, ont été classés par les deux méthodes (Hawley et al. 2002, [21]). Les auteurs ont tout d'abord utilisé la méthode des indices spectraux pour ensuite confirmer le tout à l'aide d'une comparaison avec des spectres de naines standards. Les standards utilisés sont les mêmes que ceux qui ont été utilisés par Kirkpatrick et al. (1999, [26]). L'incertitude sur ces types spectraux sont de 1 sous-type spectral. Il est curieux de voir que l'incertitude est plus grande lorsque l'on utilise les deux méthodes plutôt qu'une seule. Les auteurs expliquent que ceci est dû au fait que leurs spectres avaient une résolution plus basse et un S/B plus bas comparativement aux spectres de Kirkpatrick et al. (1999, [26]). Ainsi, cela amenait une grande incertitude sur le calcul des indices spectraux.

Il faut aussi mentionner que nos naines cibles qui ont été classées L2 par cette méthode l'ont été grâce à une comparaison de spectres et/ou de rapports dans le visible alors que les bandes *J* et *K* dans lesquelles nous avons observé nos objets sont dans l'infrarouge. Ainsi, il est possible que les spectres de nos objets sont conformes à des naines de type L2 dans le visible mais qu'ils ne le soient plus dans l'infrarouge. Toutefois, Kirkpatrick et al. (1999, [26]) qui ont mis les bases de la classification spectrale des naines

L, n'ont pas approfondi cette question et cela dépasse le cadre de ce travail.

Maintenant, est-ce que l'incertitude sur le type spectral allant jusqu'à 1 sous-type pourrait participer à la grande dispersion des valeurs de  $J - K$  de nos objets ? Pour répondre à cette question, nous pouvons regarder la dépendance de couleur sur le type spectral à la figure 4.3. On peut voir que la valeur moyenne de  $J - K$  varie lentement mais significativement sur le domaine des naines L0 à L6 ; les moyennes des couleurs  $J - K$  des sous-type L1 et L3 sont respectivement  $\sim 1.3$  et  $1.5$ . Prenons un de nos objets plutôt rouge face à la moyenne des couleurs  $J - K$  des naines L2, soit 2M1256 ( $J - K = 1.689$ ), cet objet possède une incertitude de 1 sous-type sur son type spectral ; même en supposant qu'il ait été classé plus ou moins tardivement de 1 sous-type, cet objet demeurerait un objet plutôt rouge. Il en va de même avec tous les autres objets plutôt rouges ( $J - K > 1.6$ ) ou plutôt bleus ( $J - K < 1.2$ ). Ainsi, la dépendance de couleur

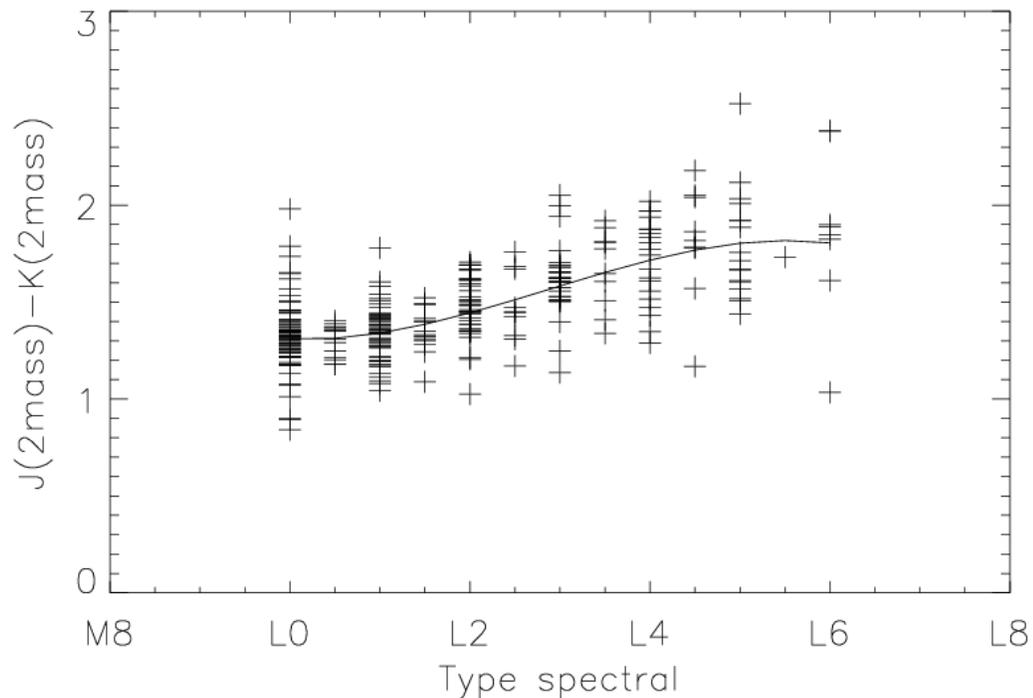


Figure 4.3 – Couleur des naines brunes L0 à L6 ayant une précision de 0.075 ou mieux. La ligne continue donne le polynôme d'ordre 3 qui s'ajuste le mieux avec la moyenne des couleurs de chacun des sous-types.

sur le type spectral ne pourrait expliquer qu'une petite partie de la grande dispersion des valeurs de  $J - K$ .

Regardons maintenant si cette dispersion peut provenir des caractéristiques fondamentales des naines L2, soit : métallicité, gravité de surface, binarité, nuages et rotation. Malheureusement, nous ne détenons pas les corrélations qui nous permettraient d'étudier directement la variation de  $J - K$  selon ces caractéristiques fondamentales. Cela fait en sorte que nous devons nous en tenir à certaines étoiles qui font partie de l'ensemble des naines brunes L.

### 4.3 Métallicité

Il semblerait que l'effet d'une basse métallicité serait de causer des problèmes pour la classification spectrale, car ceci amènerait une incertitude considérable sur le type spectral. C'est le cas par exemple de SDSS J1416+1348AB, système binaire âgé ( $\sim 10$  milliards d'années) composé d'une naine L7 (SD1416A) et d'une T7.5 (SD1416B) décrit par Burningham et al. (2010, [10]), de basse métallicité. Les auteurs ont déterminé la valeur  $J - K$  pour SDSS1416A et ils obtiennent  $0.95 \pm 0.02$ , ce qui est un objet très bleu. Si on revient à la figure 1.3, on peut voir que SDSS1416A est bien en dessous de la majorité des  $J - K$  des autres naines du même type.

La basse métallicité de SD1416A amène ainsi une incertitude de 2 sous-types sur la détermination de son type spectral. En effet, les auteurs précisent qu'en utilisant la bande d'absorption de  $\text{CH}_4$  du côté rouge de leur spectre en  $J$ , ils obtiennent un type spectral plus précoce de deux sous-types que lorsqu'ils utilisent la bande de  $\text{H}_2\text{O}$  du côté plus bleu de leur spectre.

Toutefois, même dans ce cas extrême où l'incertitude est de 2 sous-types, soit le double de la plus grande incertitude sur le type spectral de nos objets, l'incertitude sur le type spectral amenée par la basse métallicité ne peut pas expliquer complètement la couleur anormalement bleue de SD1416A. La métallicité, à elle seule, ne peut donc pas expliquer la grande dispersion des valeurs de  $J - K$ .

#### 4.4 Gravité de surface

Afin de comprendre l'effet d'une faible gravité de surface sur la couleur  $J - K$ , regardons l'article de Faherty et al. (2012, [16]) qui discutent de 2M0355 qui serait une naine L5 jeune et qui aurait une faible gravité de surface. Les auteurs savent que 2M0355 est une naine à faible gravité de surface car il se réfèrent à Cruz et al. (2009, [14]) qui discutent du fait que les spectres de naines brunes de basse gravité montrent des doublets faibles de Na I (8183, 8195 Å ; 1.13, 1.14 μm), des doublets faibles et étroits de K I (7665, 7699 Å ; 1.17, 1.24 μm), des bandes d'absorption forte de VO (7300-7550, 7850-8000 Å ; 1.05 μm), et des bandes d'absorption faible de FeH (0.98, 1.19 μm). Ces particularités sont aussi présentes chez les naines L0 à L2 comme on peut le voir sur la figure 4.4. Ces particularités dans le spectre sont, à ce jour, la signature la plus pertinente de basse gravité de surface d'une naine brune.

Faherty et al. (2012, [16]) trouvent pour 2M0355, un  $J - K$  très rouge de  $2.52 \pm 0.03$ . Un simple coup d'oeil à la figure 1.3 suffit pour se convaincre que cette valeur est à l'autre extrême en comparaison avec la très bleue SDSS1416A.

De plus, les auteurs présentent un graphique, reproduit à la figure 4.5 qui démontre bien que la grande majorité d'objets de faible gravité ont un  $J - K$  nettement plus élevé que la moyenne de couleur de chacun des types. On peut voir cette moyenne de couleur par type si on revient à la figure 1.3.

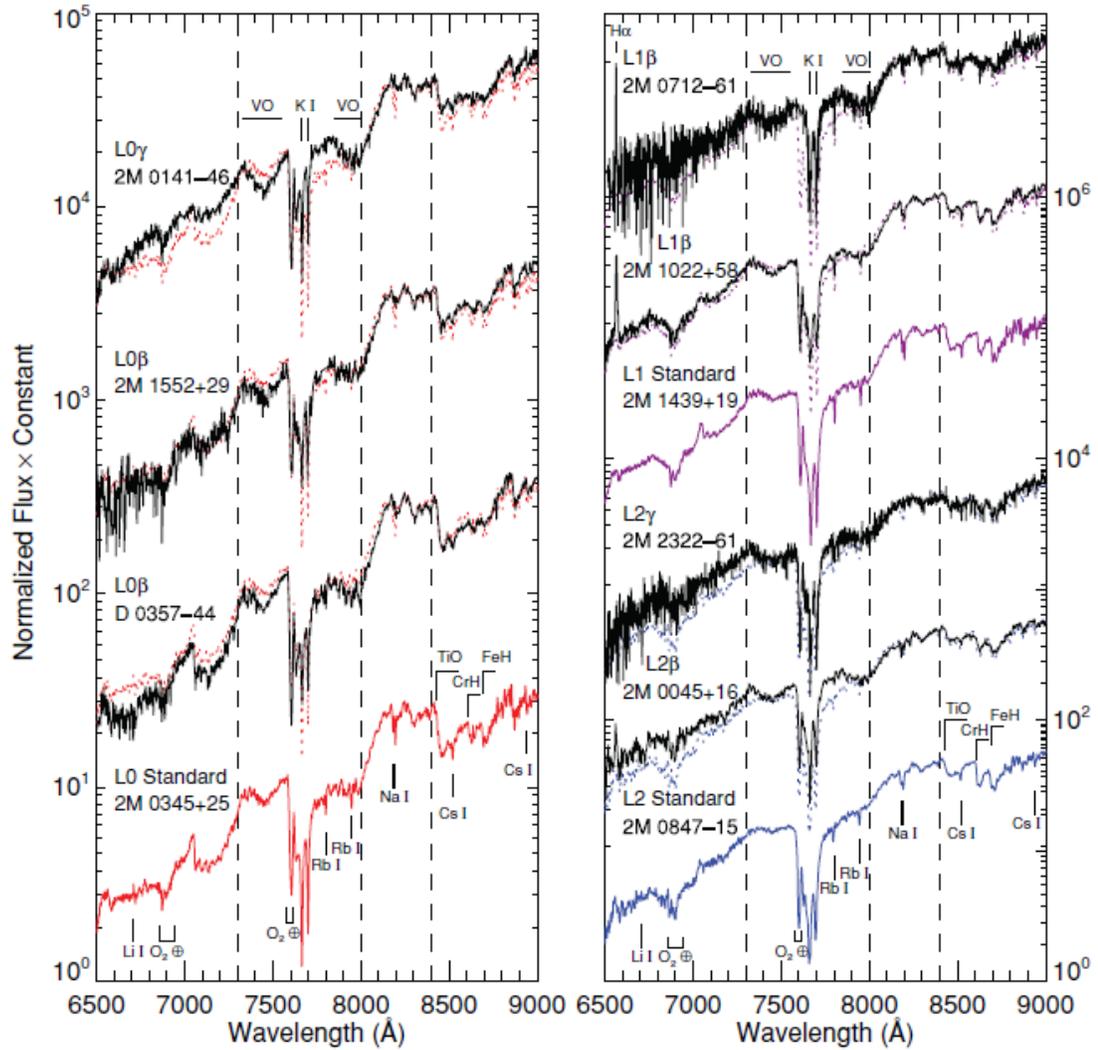


Figure 4.4 – Spectres de naines brunes de types L0 à L2 dans le rouge optique. Les traits noirs  $\gamma$  représentent les spectres des naines brunes ayant une très basse gravité et les  $\beta$ , celle avec une gravité moyenne à basse. Les traits rouge, violet et bleu représentent respectivement les naines brunes de gravité normale de type L0, L1 et L2. Ces spectres ont été normalisés à 8240-8260 Å. La région la plus affectée par la gravité est celle se trouvant entre 7300 et 8000 Å, délimitée par les traits pointillés (Cruz et al. 2009, [14]).

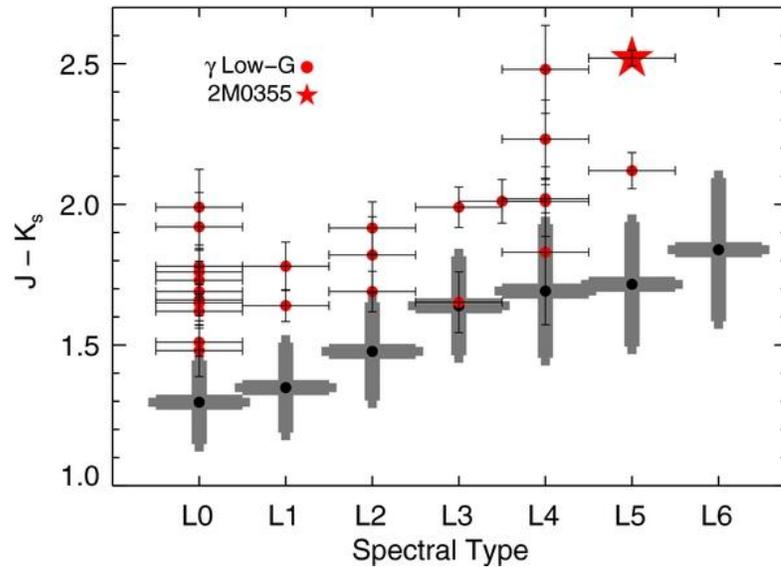


Figure 4.5 – Figure provenant de Faherty et al. (2012, [16]) qui montre la couleur  $J - K$  de naines L de 2MASS en fonction du type spectral. Les couleurs moyennes des naines normales (ce qui exclut les sous-naines et les naines jeunes ou de basse gravité) sont représentées par les barres grises. Les naines de basse gravité sont représentées par un cercle rouge plein.

Ils expliquent que les effets de la faible gravité de surface amènent une diminution de l'absorption induite par collisions du  $H_2$ . Cela mène donc à une réduction de l'absorption à  $\sim 2.5\mu\text{m}$ . Ainsi, dans les atmosphères à basse pression, la bande  $K$  est amplifiée par rapport à la bande  $J$ , ce qui donne un  $J - K$  plutôt élevé (Kirkpatrick 2006, [28]).

On remarque que deux de nos objets, 2M1551 et G196-3B possèdent un  $J_{2MASS} - K_{2MASS}$  très rouge ( $>2$ ). Or, il se trouve que 2M1551 est un objet ayant une faible gravité (Reid et al. 2008, [36]). Il en va de même avec G196-3B (Rebolo et al. 1998, [35], Cruz et al. 2009, [14]). Ces conclusions proviennent du fait que les spectres de 2M1551 et G196-3B présentent des caractéristiques propres aux naines ayant une faible gravité de surface. On peut d'ailleurs se référer à la figure 4.6 afin de confirmer que le spectre de G196-3B présente bel et bien les particularités mentionnées au début de cette section.

La faible gravité de surface peut expliquer une couleur  $J - K$  rouge, alors est-ce qu'une forte gravité de surface peut expliquer une couleur bleue ? C'est une question qui est aussi explorée par Burningham et al. (2010, [10]) à propos de l'objet SD1416A

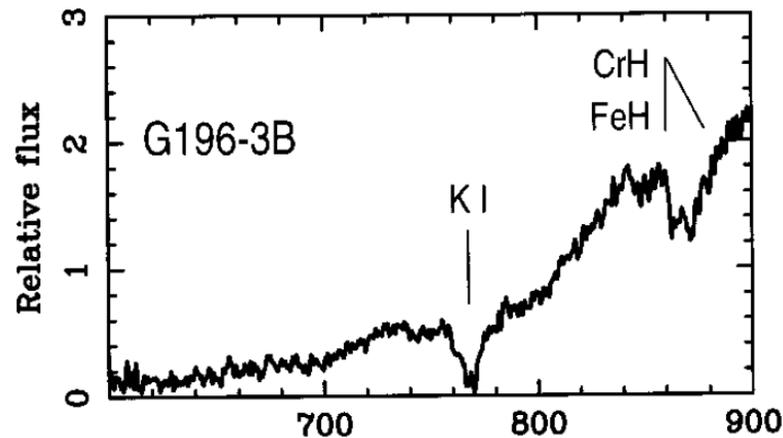


Figure 4.6 – Spectre optique basse résolution de l’objet substellaire G196-3B obtenu au Nordic Optical Telescope (NOT). Le spectre a été normalisé à 813 nm (Rebolo et al. 1998, [35]).

mentionné dans la section 4.3. Les auteurs pensent effectivement que SD1416A est un objet à forte gravité de surface puisque son spectre montre des particularités dans les raies de  $\text{CH}_4$  dans la bande  $J$  (Burgasser et al. 2002 [8]). À l’inverse de la faible gravité, la forte gravité amène une augmentation de l’absorption induite par collisions du  $\text{H}_2$ , ce qui a pour effet de diminuer la bande  $K$  par rapport à la bande  $J$ , ce qui donne un  $J - K$  plutôt bas.

#### 4.5 Binarité non résolue

Certains spectres de naines qui présentent des irrégularités peuvent être expliqués si on suppose que ces objets sont, en fait, des systèmes binaires. Les particularités de ces spectres sont expliquées en utilisant la somme des spectres de deux sources non résolues qui ont un type spectral différent de plus de deux sous-types. Cet effet a bel et bien été observé dans l’infrarouge par Cruz et al. (2004, [12]).

Selon la figure 4.7, qui montre le diagramme couleur-couleur des étoiles de faible masse et des naines brunes dans lequel on situe 2M0518, on pourrait croire qu’il s’agit d’un objet de type L. Cependant, les auteurs ont obtenu le spectre dans le proche infrarouge de l’objet en question grâce au IRTF (« Infrared Telescope Facility ») au Mauna

Kea (Cruz et al. 2004, [12]). Ils ont rapidement noté des particularités dans le spectre. En effet, celui-ci contenait des caractéristiques propres à la fois à une naine L et à une naine T. Comme on peut le voir sur la figure 4.8, le spectre de l'objet observé (2M0518, spectre du bas), est comparé au spectre d'une naine L6, T0 et T4, tous obtenus avec les mêmes outils et manipulations. On voit que le spectre de 2M0518 contient des caractéristiques qui parfois proviennent du type L et d'autres qui proviennent du type T. On remarque que son spectre montre de l'absorption du méthane, ce qui est une caractéristique particulière des naines T. De plus, les forces relatives des bandes d'absorption du  $H_2O$ ,  $CH_4$  et  $CO$  sont anormales et incompatibles avec celles des naines classiques de type L ou T.

Les auteurs ont donc supposé que 2M0518 était en fait une binaire non résolue composée d'une naine L tardive et d'une T moyenne. Ils ont fait plusieurs essais en combinant tour à tour quatre L tardives à trois T moyennes ou précoce. Ils ont normalisé les spectres de chacune de leur candidates et ont trouvé que leur meilleure correspondance est en prenant la somme de la naine L6 2MASS J01033203+1935361 avec la T4 2MASS

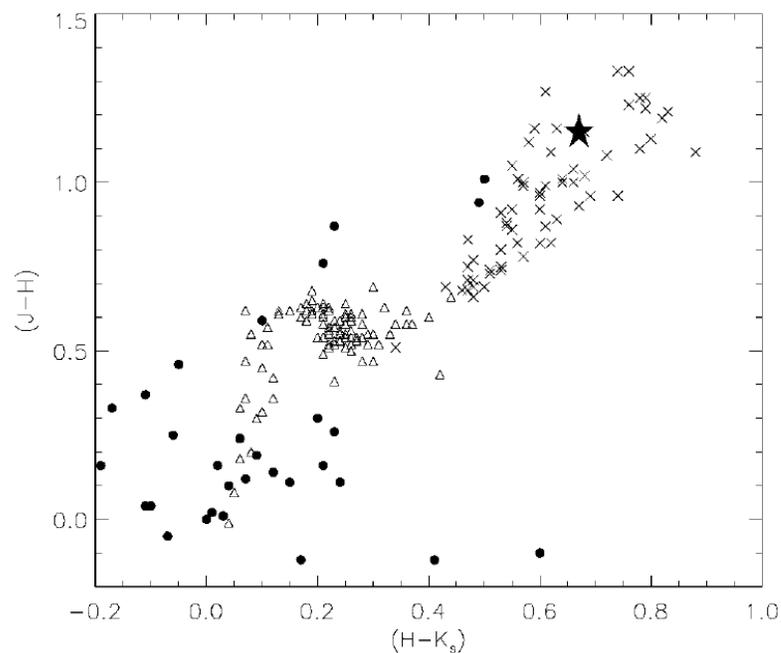


Figure 4.7 – Diagramme couleur-couleur situant 2M0518 (*étoile pleine*), étoiles tardives (*triangles vides*), naines L (*croix*) et naines T (*cercles pleins*) (Cruz et al. 2004, [12]).

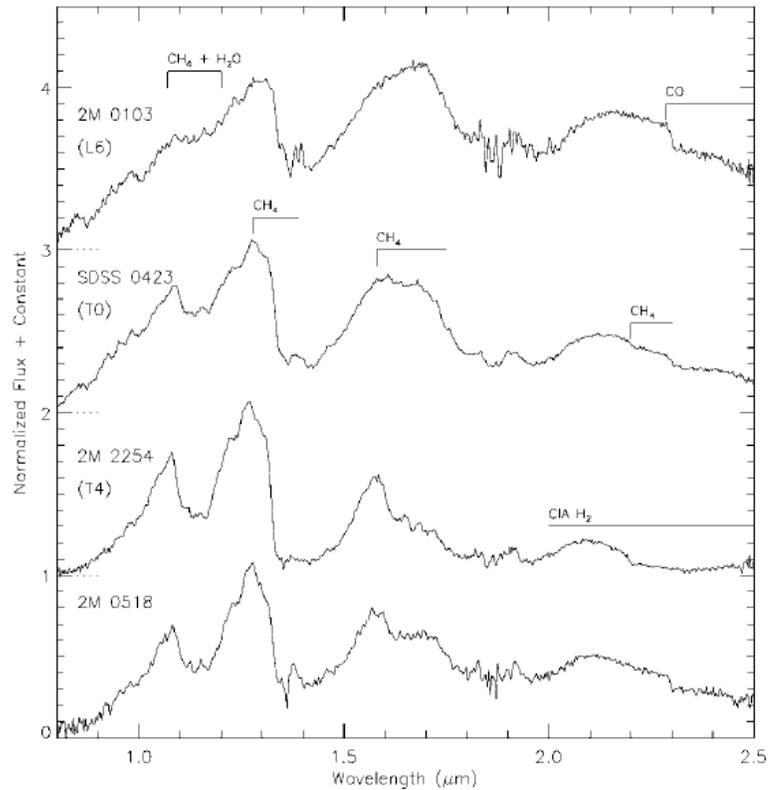


Figure 4.8 – Spectre de 2M0518 (bas) et spectres de référence d’une L6, T0 et T4. Les lignes pointillées montrent le point zéro de chacun des spectres (Cruz et al. 2004, [12]).

J22541892+3123498 en utilisant un facteur 1.2 après normalisation. Dans la figure 4.9, on compare le spectre obtenu de 2M0518 à la meilleure combinaison obtenue. On voit que le spectre en pointillé présente bien les caractéristiques importantes du spectre observé. Ainsi, de toutes les hypothèses formulées par Cruz et al. (2004, [12]), c’est celle de la binarité non résolue qui est retenue pour expliquer les irrégularités du spectre de 2M0518 et sa couleur  $J - K$  plutôt rouge (1.82).

Nous avons plusieurs objets rouges en  $J - K$ , aucun travail pour déterminer si elles sont binaires ou non n’a été fait, mais il pourrait être intéressant dans un futur projet de mener une recherche pour vérifier si un ou quelques-uns de nos objets sont en fait des binaires.

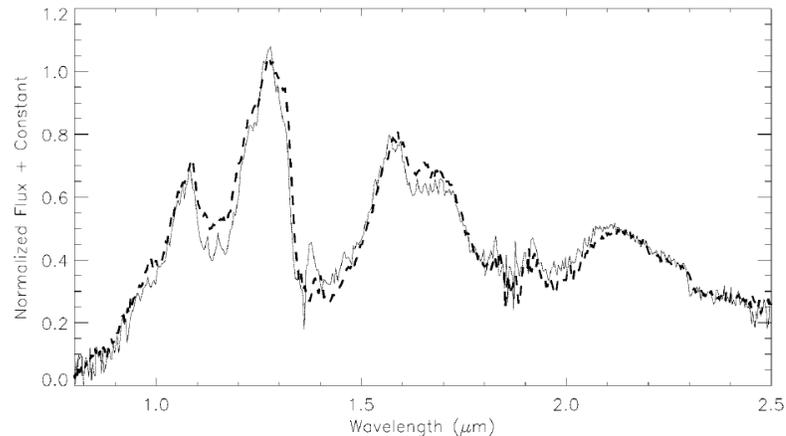


Figure 4.9 – Spectre de 2M0518 (*trait plein*) en comparaison avec la somme de 2M0103 (L6) et 2M2254 (T4) (*trait pointillé*) (Cruz et al. 2004, [12]).

## 4.6 Nuages

Il n'est pas rare de retrouver des nuages de condensats dans l'atmosphère des naines L. En effet, les grains de condensats prennent naissance dans les hautes atmosphères des naines à des températures d'environ 1000 à 1300 K. Ensuite, les grains tombent vers le centre de la naine, en prenant de l'expansion, jusqu'à des températures de 1600 à 1800 K. À cette température, un certain équilibre de phase s'établit entre la grosseur des particules et leur vitesse de chute dans l'atmosphère. Au-delà d'une certaine vitesse de chute, l'expansion des grains de condensats devient négligeable à cause de leur passage très rapide à travers les couches de l'atmosphère. De manière générale, les condensats ont davantage de temps pour prendre de l'expansion dans les naines à faible gravité, et ils peuvent ainsi atteindre des vitesses de chute plus grandes (Helling et al. 2008, [22]).

Ces grains de condensats forment des nuages qui jouent un rôle important dans l'allure du spectre des naines. En effet, Ackerman et Marley (2001, [1]) montrent que l'opacité de ces nuages est quelque chose de significatif surtout dans l'infrarouge. Les auteurs le démontrent avec un graphique reproduit à la figure 4.10, dans laquelle on peut comparer l'effet des nuages sur la température de brillance de trois modèles de naines. La figure 4.10a montre un modèle de naine L précoce ( $T_{eff} = 1800$  K), la figure 4.10b montre un modèle de naine L tardive ( $T_{eff} = 1400$  K) et la figure 4.10c montre un modèle de naine

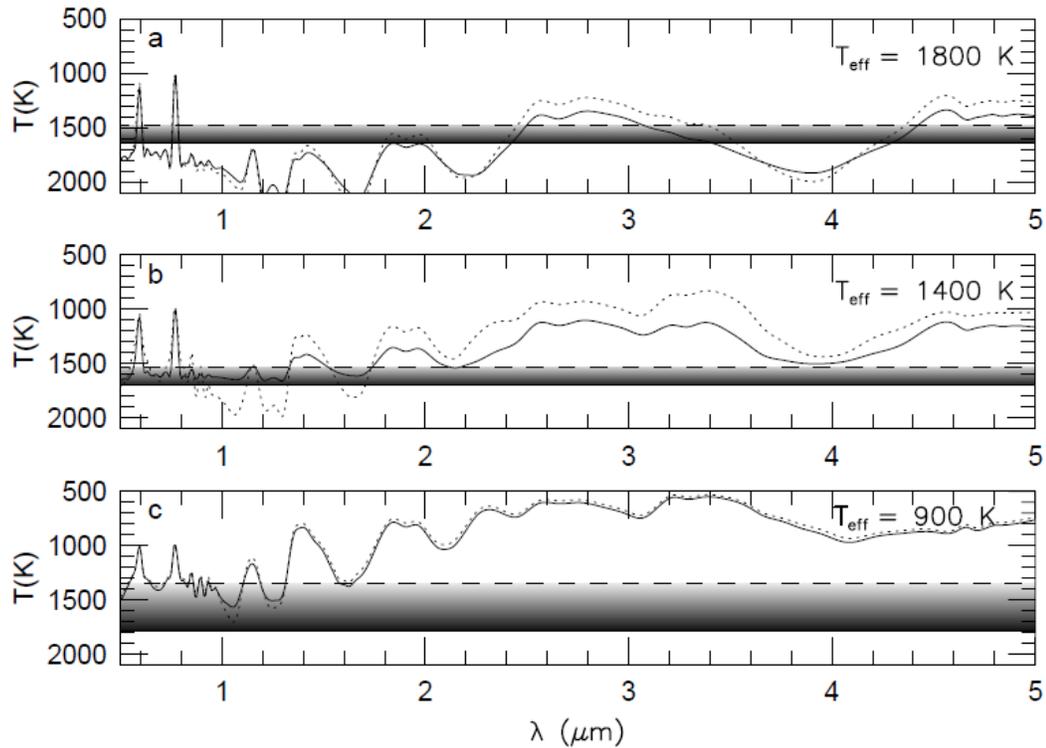


Figure 4.10 – Température de brillance selon la longueur d’onde de modèles d’atmosphères. Le trait plein montre la courbe de brillance qui inclut les nuages de silicate et de fer, alors que le trait pointillé les exclut. La ligne pleine représente la base du nuage de silicate, la ligne pointillée représente le niveau dans l’atmosphère où l’extinction de la profondeur optique atteint 0.1. Les teintes de gris montre l’extinction due au nuage selon la hauteur dans l’atmosphère. (a) Modèle d’une naine L précoce avec  $T_{eff} = 1800$  K. (b) Modèle d’une naine L tardive avec  $T_{eff} = 1400$  K. (c) Modèle d’une naine T avec  $T_{eff} = 900$  K. La figure est tirée d’Ackerman et Marley (2001, [1]).

T ( $T_{eff} = 900$  K). On peut voir les températures de brillance des naines avec des nuages de condensats (traits pleins) ainsi que sans nuage (traits pointillés). On remarque que la différence de température de brillance entre le cas avec et sans nuage est significative dans le proche infrarouge (de 1.4 à 5  $\mu\text{m}$ ) dans le cas de la naine L tardive (fig. 4.10b). À l’inverse, dans le cas de la naine T (fig. 4.10c), la différence entre les deux courbes est négligeable. Le type spectral d’intérêt dans ce travail est L2, on peut donc dire que c’est la figure 4.10a qui représente le mieux nos naines cibles. On peut voir que la différence entre le trait pointillé et le trait plein devient significative à partir de  $\sim 2.5 \mu\text{m}$ . Si on

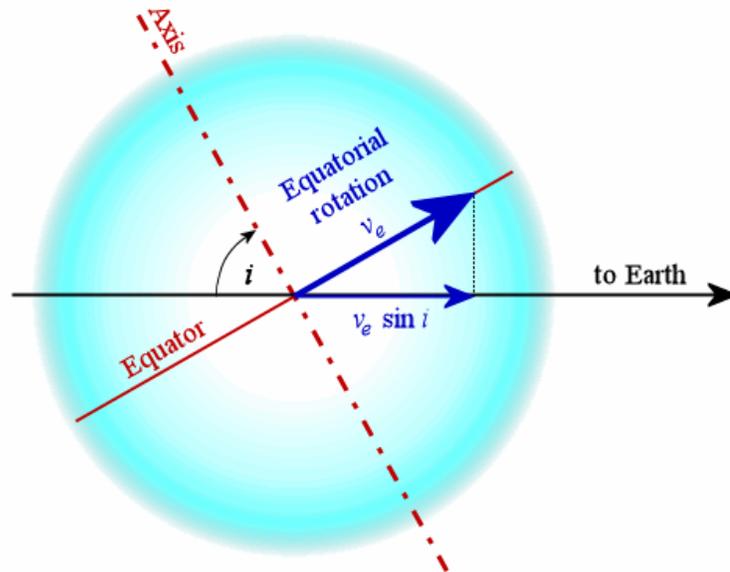


Figure 4.11 – Schéma d’une étoile inclinée d’un angle  $i$  par rapport à un observateur de la Terre. Cet observateur percevra la vitesse équatoriale de rotation  $v_e$  comme  $v_e \sin i$ .

revient à la figure 2.1, page 12, on voit que notre filtre  $J$  ( $J_{MKO}$ ) est centré sur  $1.25 \mu\text{m}$  avec une largeur de bande de  $0.19 \mu\text{m}$ . Ainsi, on comprend que les flux mesurés avec notre filtre en  $J$  n’ont pas été significativement influencés par la présence de nuages. En  $K$ , notre filtre qui est très proche de  $K_{2MASS}$ , est centré à  $2.15 \mu\text{m}$  avec une largeur de bande de  $0.3 \mu\text{m}$ . Ici aussi, les flux mesurés n’ont pas été significativement influencés.

De plus, on sait que l’oxyde de vanadium (VO) est un des condensats présents dans l’atmosphère des naines L comme l’explique Kirkpatrick et al. (2006, [28]). Les auteurs mentionnent aussi que des nuages plus épais peuvent se trouver dans l’atmosphère des naines de faible gravité. Cette faible gravité amènerait une faible pression atmosphérique, ce qui aurait tendance à faciliter la condensation des grains. Si le VO se condense pour former des nuages, cela veut dire que le VO qui n’est plus sous forme gazeuse ne participe plus à l’absorption. Ainsi, on s’attendrait à moins d’absorption due au VO dans les naines L très nuageuses. Toutefois, Cruz et al. (2009, [14]) expliquent qu’ils ont observé de fortes bandes d’absorption de VO dans leurs cibles, dont notre naine cible G196-3B qui possède une basse gravité de surface comme expliqué dans la section 4.4.

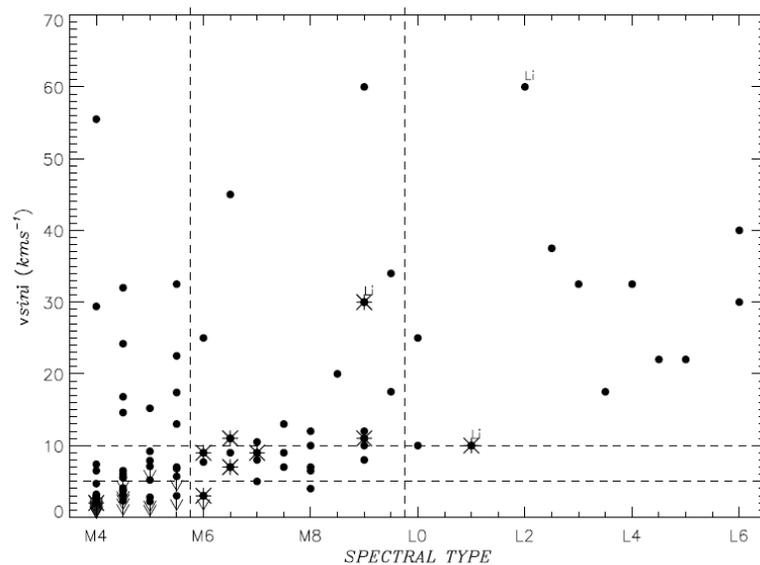


Figure 4.12 – Vitesse de rotation ( $v \sin i$ ) selon les types spectraux de l'échantillon de cibles de Mohanty et Basri (2003, [33]). Les points de flèche montrent les étoiles qui ont seulement une limite supérieure  $v \sin i$ . Les points avec des traits tout autour montrent les endroits où un minimum de deux étoiles se superposent. Les points avec la mention « Li » sont des étoiles où du lithium a été détecté.

Il semble donc que les nuages de condensats ne peuvent pas justifier les particularités spectrales de G196-3B et sa couleur très rouge.

#### 4.7 Rotation

La spectroscopie à haute résolution ( $R \sim 20\,000$ ) a montré que la vitesse de rotation perçue par un observateur sur la Terre ( $v_e \sin i$  comme sur la figure 4.11) des naines L est plutôt grande (Mohanty et Basri 2003, [33]). En effet, la figure 4.12 montre les vitesses de rotation des objets de l'échantillon de Mohanty et Basri (2003) en fonction de leur type spectral. On voit que les vitesses de rotation ont tendance à augmenter avec le type spectral. La plupart des naines M moyennes ont de faibles vitesses de rotation, les naines M tardives ont des vitesses faibles à moyennes et les naines L ont des vitesses plutôt grandes et vont de 10 à 60 km/s.

En général, la rotation rapide peut élargir les raies d'absorption du spectre, mais ne change pas leur largeur équivalente. Cependant, considérant que nous observons à basse

résolution, la rotation, même rapide, d'une cible ne peut pas être responsable de la grande dispersion dans la couleur  $J - K$  que nous obtenons.

Après avoir exploré les différents facteurs qui pourraient mener à une grande dispersion des valeurs de  $J - K$ , celle-ci semble majoritairement influencée par la gravité de surface des naines cibles, et donc indirectement, leur âge. Généralement, un objet jeune possède une faible gravité de surface puisque celui-ci est encore en contraction gravitationnelle. Ainsi, un objet jeune, aura une faible gravité de surface et un  $J - K$  plus haut que la moyenne. Alors qu'un objet plus vieux aura, en général, une plus grande gravité de surface et donc sa couleur  $J - K$  sera plus basse que le  $J - K$  moyen des objets du même type. Il est aussi possible que certains de nos objets soient des systèmes binaires et que ceci vienne participer à la grande dispersion de la couleur.

## CHAPITRE 5

### CONCLUSION

À partir d'un échantillon de 38 naines brunes de type L2, nous avons observé à l'aide de l'instrument CPAPIR 22 objets en  $K$ , dont 12 ont aussi été observés en  $J$ . Chaque objet observé est précédé et suivi par l'observation d'une étoile standard. Après la réduction des observations, nous avons effectué une photométrie d'ouverture sur nos cibles et sur nos étoiles standards.

Nos observations n'ont pas permis de diminuer la dispersion totale des valeurs de  $J - K$  qui proviennent de 2MASS. Nos analyses démontrent que la grande dispersion de la couleur  $J - K$  est un phénomène réel.

De plus, on montre que la grande dispersion dans les couleurs  $J - K$  du type L2 ne peut pas complètement provenir d'une incertitude sur le type spectral. Pour terminer, on discute des caractéristiques fondamentales des naines brunes qui peuvent participer à cette dispersion. Parmi ces caractéristiques fondamentales, on retrouve la métallicité, la gravité de surface, la binarité non résolue, les nuages et la rotation.

C'est la gravité de surface qui semble être la principale responsable de la grande dispersion des couleurs  $J - K$ . La binarité non résolue peut aussi être un facteur, mais de plus amples recherches à ce sujet seraient nécessaires.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Ackerman, A., et Marley, M., 2001. Precipitating Condensation Clouds in Substellar Atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 556:872–884.
- [2] Artigau, E., et al., 2009. Photometric Variability of the T2.5 Brown Dwarf SIMP J013656.5+093347 : Evidence for Evolving Weather Patterns. *The Astrophysical Journal*, 701:1534–1539.
- [3] Artigau, E., et al., 2011. Discovery of Two L & T Binaries With Wide Separations and Peculiar Photometric Properties. *The Astrophysical Journal*, 739:48.
- [4] Baraffe, I., Chabrier, G., et Allard, F., 2003. Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. *Astronomy and Astrophysics*, 402:701–712.
- [5] Basri, G., et al., 2000. An Effective Temperature Scale for Late-M and L Dwarfs, from Resonance Absorption Lines of Cs I and Rb I. *The Astrophysical Journal*, 538:363–385.
- [6] Basri, G., Marcy, G. W., et Graham, J. R., 1996. Lithium in Brown Dwarf Candidates : The Mass and Age of the Faintest Pleiades Stars. *The Astrophysical Journal*, 458:600.
- [7] Basri, G., 2006. Planetesimals to Brown Dwarfs : What is a Planet ? *Ann.Rev.Earth Planet.*, 34:193–216.
- [8] Burgasser, A., Kirkpatrick, J. D., et al., 2002. The Spectra of T Dwarfs. I. Near-Infrared Data and Spectral Classification. *The Astrophysical Journal*, 564:421–451, .
- [9] Burgasser, A., Kirkpatrick, J. D., Liebert, J., et Burrows, A., 2003. The Spectra of T Dwarfs. II. Red Optical Data. *The Astrophysical Journal*, 594:510–524, .
- [10] Burningham, B., et al., 2010. The Discovery of a Very Cool Binary System. *MNRAS*, 404:1952.

- [11] Burrows, A., et al., 2001. The Theory of Brown Dwarfs and Extrasolar Giant Planets. *Reviews of Modern Physics*, 73:719–765.
- [12] Cruz, K. L., et al., 2004. 2MASS J05185995-2828372 : Discovery of an Unresolved L/T Binary. *The Astrophysical Journal*, 604:L61–L64.
- [13] Cruz, K. L., et al., 2007. Meeting the Cool Neighbors. IX. The Luminosity Function of M7-L8 Ultracool Dwarfs in the Field. *The Astronomical Journal*, 133:439–467.
- [14] Cruz, K. L., et al., 2009. Young L Dwarfs Identified in the Field : A Preliminary Low-Gravity, Optical Spectral Sequence from L0 to L5. *The Astronomical Journal*, 137:3345.
- [15] Delorme, P., et al., 2008. Reaching the T-Y Brown Dwarf Transition ? *Astronomy & Astrophysics*, 482:961–971.
- [16] Faherty, J. K., et al., 2013. 2MASS J035523.37+113343.7 : A Young, Dusty, Nearby, Isolated Brown Dwarf Resembling a Giant Exoplanet. *The Astronomical Journal*, 145.
- [17] Geballe, T. R., Knapp, G., Leggett, S. K., et al., 2002. Infrared Photometry of Late-M, L, and T dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 564:466–481.
- [18] Gelino, C., Kirkpatrick, J. D., et Burgasser, A. DwarfArchives.org : Photometry, Spectroscopy and Astrometry of M, L and T Dwarfs. *DwarfArchives.org*, Retrieved 2013-11-28.
- [19] Girardin, F., et al., 2013. In Search of Dust Clouds : Photometric Monitoring of a Sample of Late L and T Dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 767.
- [20] Grosso, N., et al., 2006. X-Ray Emission from the Young Brown Dwarfs of the Taurus Molecular Cloud. *Astronomy & Astrophysics*, 604:39.
- [21] Hawley, S., et al., 2002. Characterization of M, L, and T Dwarfs in the Sloan Digital Sky Survey. *The Astronomical Journal*, 123:3409–3427.

- [22] Helling, C., et al., 2008. Dust in Brown Dwarfs and Extra-Solar Planets. *Astronomy & Astrophysics*, 485:547–560.
- [23] Hunt, L. K., et al., 1998. Northern JHK Standard Stars for Array Detectors. *The Astronomical Journal*, 115:2594–2603.
- [24] IAU. Working Group on Extrasolar Planets : Definition of a "Planet". *IAU position statement.*, 2003-02-28.
- [25] Kendall, T., et al., 2004. Discovery of very nearby ultracool dwarfs from DENIS. *Astronomy & Astrophysics*, 416:L17–L20.
- [26] Kirkpatrick, J. D., et al., 1999. Dwarfs Cooler than "M" : The Definition of Spectral Type "L" Using Discoveries from the 2 Micron All-Sky Survey (2MASS). *The Astrophysical Journal*, 519:802–833.
- [27] Kirkpatrick, J. D., et al., 2000. 67 Additional L Dwarfs Discovered by the Two Micron All Sky Survey. *The Astronomical Journal*, 120:447–472.
- [28] Kirkpatrick, J. D., et al., 2006. Discovery of a Very Young Field L Dwarf, 2MASS j01415823-4633574. *The Astrophysical Journal*, 639:1120.
- [29] Kirkpatrick, J. D., 2005. New Spectral Types L and T. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 43:195–245.
- [30] Knapp, G. R., et al., 2004. Near-Infrared Photometry and Spectroscopy of L and T Dwarfs : The Effects of Temperature, Clouds, and Gravity. *The Astronomical Journal*, 127:3553–3578.
- [31] Leggett, S. K., et al., 2009. The Physical Properties of Four 600 K T Dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 695:1517–1526.
- [32] Manduca, A. et Bell, R. A., 1979. Atmospheric Extinction in the Near Infrared. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 91:848–854.

- [33] Mohanty, S., et Basri, G., 2003. Rotation and Activity in mid-M to L Field Dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 583:451–472.
- [34] Newberry, M. V., 1991. Signal-to-Noise Considerations for Sky-Subtracted CCD Data. *Astronomical Society of the Pacific*, 103:122–130.
- [35] Rebolo, R., et al., 1998. Discovery of a Low-Mass Brown Dwarf Companion of the Young Nearby Star G 196-3. *Science*, 282:1309–1312.
- [36] Reid, I. N., et al., 2008. Meeting the Cool Neighbors. X. Ultracool Dwarfs from the 2MASS All-Sky Data Release. *The Astronomical Journal*, 136:1290.
- [37] Rutledge, R. E., et al., 2000. Chandra Detection of an X-Ray Flare from the Brown Dwarf LP 944-20. *The Astrophysical Journal*, 538:L141–L144.
- [38] Spiegel, D., 2011. The Deuterium-Burning Mass Limit for Brown Dwarfs and Giant Planets. *The Astrophysical Journal*, 727(1):57.
- [39] Stephens, D. C., et Leggett, S. K., 2004. JHK Magnitudes for L and T Dwarfs and Infrared Photometric Systems. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116:9–21.