

Université de Montréal

**Caractérisation photométrique et spectroscopique de compagnons
sous-stellaires de faible masse autour d'étoiles de la région de formation
Upper Scorpius**

par
François-René Lachapelle

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

août, 2013

© François-René Lachapelle, 2013.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Caractérisation photométrique et spectroscopique de compagnons
sous-stellaires de faible masse autour d'étoiles de la région de formation
Upper Scorpius**

présenté par:

François-René Lachapelle

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bastien,	président-rapporteur
David Lafrenière,	directeur de recherche
Daniel Nadeau,	membre du jury

Mémoire accepté le: 16 décembre 2013

RÉSUMÉ

Suite à la découverte d'environ 2000 naines brunes au cours des deux dernières décennies, on commence à bien comprendre la physique de ces objets de masse intermédiaire entre les étoiles et les planètes. Malgré tout, les modèles d'atmosphère et d'évolution de ces objets peu massifs peinent toujours à reproduire fidèlement leurs caractéristiques pour les âges les plus jeunes. Ce travail propose la caractérisation de quatre compagnons de masse sous-stellaire ($8 - 30 M_{\text{Jup}}$) en orbite à grande séparation ($300 - 900 \text{ UA}$) autour d'étoiles jeunes (5 Ma) de la région de formation *Upper Scorpius*. De nouveaux spectres ($0,9 - 2,5 \mu\text{m}$) et de nouvelles mesures photométriques ($YJHK_sL'$) sont présentés et analysés, dans le but de déterminer la masse, température effective, luminosité et gravité de surface de ces compagnons, tout en évaluant la fidélité avec laquelle les spectres synthétiques tirés de deux modèles d'atmosphère récents reproduisent les spectres observés.

Mots clés : Naines brunes, Étoiles jeunes, Imagerie infrarouge, Spectroscopie infrarouge, Upper Scorpius, Cibles : (HIP 78530, [PGZ2001] J161031.9-191305, GSC 06214-00210, 1RXS J160929.1-210524).

ABSTRACT

Following the discovery of about 2000 brown dwarfs over the past two decades, we begin to understand the physics of these objects of mass intermediate between stellar and planetary masses. Nevertheless, the atmosphere and evolution models for these low-mass objects are still struggling to reproduce their characteristics at young ages. This work presents the characterization of four sub-stellar mass ($8 - 30 M_{\text{Jup}}$) companions orbiting at large separation ($300 - 900 \text{ AU}$) around young stars (5 Myr) in the Upper Scorpius formation region. New spectra ($0,9 - 2,5 \mu\text{m}$) and new photometric measurements ($YJHK_sL'$) are presented and analyzed in order to determine the mass, effective temperature, luminosity and surface gravity of these companions, while assessing the fidelity with which the synthetic spectra from two recent atmosphere models reproduce the observed spectra.

Keywords: Brown dwarfs, Young stars, Infrared imaging, Infrared spectroscopy, Upper Scorpius, **Targets:** (HIP 78530, [PGZ2001] J161031.9-191305, GSC 06214-00210, 1RXS J160929.1-210524).

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES TABLEAUX	xv
LISTE DES SIGLES	xvii
REMERCIEMENTS	xix
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : ÉLÉMENTS THÉORIQUES	5
1.1 ÉTOILES	5
1.1.1 Formation stellaire	5
1.1.2 Classification des étoiles	6
1.2 OBJETS SOUS-STELLAIRES	8
1.2.1 Définitions	8
1.2.2 Classification et principales caractéristiques des objets de faible masse	9
1.3 ATMOSPHÈRES FROIDES	13
1.3.1 Paramètres à considérer	13
1.3.2 Modèles d'atmosphères	18
1.3.3 Modèles d'évolution	20
1.3.4 Caractérisation	21
1.4 FORMATION DE COMPAGNONS SOUS-STELLAIRES	24
1.4.1 Fragmentation du nuage protostellaire	26
1.4.2 Accrétion du noyau	26
1.4.3 Instabilité gravitationnelle du disque protoplanétaire	27

1.4.4	Migration : évolution dynamique de systèmes multiples	28
1.5	RECHERCHE DE COMPAGNONS DE FAIBLE MASSE	29
1.6	RÉGIONS DE FORMATION D'ÉTOILES	32
1.6.1	Groupes OB	32
1.6.2	Association Upper Scorpius	33
1.6.3	Naines brunes dans USco	35
 CHAPITRE 2 : CHARACTERIZATION OF LOW-MASS, WIDE-SEPARATION SUBSTELLAR COMPANIONS TO STARS IN UPPER SCORPIUS : NEAR-INFRARED PHOTOMETRY AND SPECTROSCOPY		39
2.1	INTRODUCTION	40
2.2	OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION	41
2.2.1	Imaging	41
2.2.2	Spectroscopy	43
2.3	ANALYSIS AND RESULTS	45
2.3.1	Photometry and astrometry	45
2.3.2	Spectroscopy	47
2.4	COMPARISON WITH ATMOSPHERE MODELS	55
2.4.1	HIP 78530 B	56
2.4.2	[PGZ2001] J161031.9-191305 B and Ab	61
2.4.3	GSC 06214-00210 B	61
2.4.4	1RXS J160929.1-210524 B	64
2.4.5	Mass estimates	66
2.5	DISCUSSION AND CONCLUDING REMARKS	69
 CONCLUSION		71
 BIBLIOGRAPHIE		81

LISTE DES FIGURES

1.1	<p>Le diagramme HR théorique (axe supérieur et gauche) classe les objets par type spectral (ou température effective associée) et luminosité et la version observationnelle associe les couleurs B-V et la magnitude absolue V équivalentes à ces axes. Les classes de luminosité sont présentées en mauve .</p> <p>Source : Richard Powell derivative work : Leovilok (HRDiagram.png)</p> <p>[CC-BY-SA-2.5 (http://creativecommons.org/licenses/by-sa/2.5)], via Wikimedia Commons</p>	6
1.2	<p>Spectre de transmission de l’atmosphère terrestre (gris) comparé à une sélection de filtres MKO et 2MASS. De gauche à droite, on reconnaît les bandes <i>Y</i>, <i>J</i>, <i>H</i>, <i>K</i>, et <i>L'</i>. En <i>J</i>, on distingue le filtre MKO (orange) du filtre 2MASS (marron). En <i>H</i>, le filtre MKO est en vert foncé et 2MASS en vert pâle. En <i>K</i>, se superposent les filtres <i>K</i> (bleu), <i>K'</i> (cyan), <i>K_{short}</i> MKO (marine) et <i>K_{short}</i> 2MASS (cyan foncé).</p>	8
1.3	<p>De gauche à droite, le Soleil, des naines M, L, T et Jupiter. On remarque entre autres que le rayon des objets sous-stellaires est semblable à celui de Jupiter.</p> <p>http://www.nasa.gov/audience/formedia/features/MP_Photo_Guidelines.html</p>	10
1.4	<p>Évolution du rayon dans le temps pour différentes masses (0,3 à 211 M_{Jup}). Cette figure illustre bien le fait que les naines brunes (vert) et planètes géantes (rouge) se stabilisent à des rayons semblables, contrairement aux étoiles (bleu). La contraction des naines brunes est ralentie pendant la phase de brûlage du lithium. (Figure tirée de Burrows et al. 2001)</p>	11
1.5	<p>Évolution de la température effective dans le temps pour des objets ayant différentes masses (0,3 à 211 M_{Jup}). Les points bruns représentent le moment où 50% du deutérium est brûlé, et les points magenta où 50% du lithium est brûlé. On voit que les réactions thermonucléaires de ces éléments rares ne stabilisent la température effective que pour une courte durée. (Figure tirée de Burrows et al. 2001)</p>	12

- 1.6 Évolution dans le temps de la température effective à laquelle la majorité du lithium a été brûlé. Dans la région hachurée en rouge, les objets ont brûlé 99% de leur lithium. On voit que cette coupure atteint les objets sous-stellaires (délimités en bleu) après environ 130 millions d'années selon les modèles d'évolution de Baraffe et al. (2002) et Chabrier et al. (2000) (Figure tirée de Basri 2000). 13
- 1.7 Évolution de la luminosité dans le temps pour différentes masses (0,3 à $211 M_{\text{Jup}}$). Les points **bruns** représentent le moment où 50% du deutérium est brûlé, et les points **magenta** où 50% du lithium est brûlé. On voit que les planètes (**rouge**) ne brûlent ni l'un ni l'autre et que leur luminosité décroît de manière monotone. Les naines brunes (**vert**) ne stabilisent jamais leur température en brûlant de l'hydrogène, contrairement aux étoiles (**bleu**). La comparaison de ce graphique de luminosité avec le graphique de température effective (Figure 1.5) permet de comprendre la distinction entre ces deux concepts et l'évolution dans le diagramme HR des objets en question. (Figure tirée de Burrows et al. 2001) 14
- 1.8 Cette figure tirée de Allers & Liu (2013a) présente la largeur équivalente du doublet de potassium pour différents types spectraux et gravités de surface. La séquence en trait plein représente les étoiles du champ (haute gravité) et celle en trait pointillé délimite les objets de faible gravité (au-dessus) de ceux de très faible gravité (en dessous). 17
- 1.9 Spectres synthétiques tirés des modèles BT-Settl (Allard et al. 2011) dans le proche infrarouge pour différentes températures effectives et pour une métallicité solaire. De bas en haut, de 1000 K à 3500 K par bonds de 500 K. 18
- 1.10 Comparaison des modèles BT-Settl (Allard et al. 2011) à 2500 K en fonction de la gravité de surface. De bas en haut, $\log g = [2,5; 3,5; 5,0; 6,0]$ 19
- 1.11 Comparaison des modèles d'évolution de Allard et al. (2013) (en rouge) et Burrows et al. (1997) (en bleu) présentant la luminosité en fonction du temps. Chaque courbe représente une masse notée en masses solaires. 21

- 1.12 Séquence présentant la simulation de Bate (2009) à différents moments de l'effondrement du nuage. On observe la formation de filaments de plus haute densité au coeur desquels les objets de plus faible masse peuvent se former directement. 25
- 2.1 In black from top to bottom, our GNIRS-XD spectra of HIP 78530B, J1610-19B, and G06214B, and the archival spectrum of J1609-21B from Lafrenière et al. (2010). The spectra of HIP 78530B and J1610-19B have been corrected for extinction (see text). Regions of strong telluric absorption have been greyed out. In green from top to bottom, comparison spectra of USco brown dwarfs from Lodieu et al. (2007): UScoJ155419-213543 (M8), UScoJ160830-233511 (M9), UScoJ160714-232101 (L0), and UScoJ163919-253409 (L1). 52
- 2.2 Zoom on the Paschen- β line ($\lambda = 1.282 \mu m$) in our spectrum of G06214B. We measure an equivalent width of $(-4.4 \pm 0.5) \text{ \AA}$. The red error-bar represents the average noise level in the plotted region. 54
- 2.3 Colors of HIP 78530B (square), J1610-19Ab and B (star and triangle, respectively), G06214B (diamond) from this work, and of J1609-21B from Lafrenière et al. (2010) (circle). The colors of HIP 78530B and J1610-19Ab and B have been corrected for extinction (see text). The solid lines on the top row show synthetic colors from the BT-SETTL models for $\log g$ of 3.0 (blue), 4.0 (red), 4.5 (green), and 5.5 (orange), and for temperatures ranging from 3000 K to 1600 K by 100 K increments. The solid lines on the bottom row shows synthetic colors from the DRIFT-PHOENIX models for $\log g$ of 3.0 (blue), 4.0 (red), 5.0 (green), and 6.0 (orange), for the same temperatures. 57
- 2.4 GNIRS spectrum of HIP 78530B (black) corrected for an extinction of $A_V = 0.5$ and compared with synthetic spectra of BT-SETTL at $\log g$ of 3.0 (red) and 4.5 (blue) and DRIFT-PHOENIX at $\log g$ of 3.0 (yellow) and 4.5 (green) for $T_{\text{eff}}=2600$ K (top row), $T_{\text{eff}}=2700$ K (middle row), and $T_{\text{eff}}=2800$ K (bottom row). 58

2.5	GNIRS spectrum of J1610-19B (black) corrected for an extinction of $A_V = 1.1$ and compared with BT-SETTL synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (red) and 4.5 (blue) and DRIFT-PHOENIX synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (yellow) and 4.0 (green), for $T_{\text{eff}}=2300$ K (top row), $T_{\text{eff}}=2500$ K (middle row), and $T_{\text{eff}}=2700$ K (bottom row).	62
2.6	GNIRS spectrum of G06214B (black) compared with BT-SETTL synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (red) and 4.5 (blue) and DRIFT-PHOENIX synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (yellow) and 4.5 (green), for $T_{\text{eff}}=2200$ K (top row), $T_{\text{eff}}=2500$ K (middle row), $T_{\text{eff}}=2700$ K (bottom row). . . .	63
2.7	Spectrum of J1609-21B as observed with NIFS in the J band (Lafrenière et al. 2010) and NIRI in the H and K bands (Lafrenière et al. 2008). The observed spectrum is compared with synthetic spectra from the BT-SETTL models at $\log g$ of 4.0 (red) and 5.0 (blue) and the DRIFT-PHOENIX models at $\log g$ of 4.0 (yellow) and 5.0 (green), for $T_{\text{eff}}=1600$ K (top row), $T_{\text{eff}}=1800$ K (middle row), $T_{\text{eff}}=2000$ K (bottom row).	65
2.8	Luminosity for different masses (labeled in units of M_{\odot}) as a function of age from the evolution models of Burrows et al. (1997) (blue) and Allard et al. (2013) (red). The points with error bars mark the estimated luminosities of J1609-21B (pink), G06214B (orange), HIP 78530B (purple), J1610-19B (green), and J1610-19Ab (black).	67

LISTE DES TABLEAUX

1.I	Températures critiques des processus en jeu dans les atmosphères froides	15
2.I	Observation log	42
2.II	Measured astrometric and photometric parameters	47
2.III	Properties of HIP 78530	48
2.IV	Properties of [PGZ2001] J161031.9 -191305	49
2.V	Properties of GSC 06214-00210	50
2.VI	Properties of 1RXS J160929.1-210525B	51
2.VII	Best fit models based on the goodness-of-fit statistics	59

LISTE DES SIGLES

2MASS	<i>2 Micron All-Sky Survey</i>
ACJ	association cinématique jeune
ADI	<i>angular differential imaging</i> , voir IDA
ALTAIR	<i>ALTitude conjugate Adaptive optics for the InfraRed</i>
AU	<i>astronomical unit</i> , voir UA
BD	<i>brown dwarf</i> , voir NB
CCD	<i>charge coupled device</i> , dispositif à transfert de charge
DENIS	<i>DEep Near Infrared Survey</i>
DES	distribution d'énergie spectrale
FEP	fonction d'étalement du point
GNIRS	<i>Gemini Near Infra-Red Spectrograph</i>
GPI	<i>Gemini Planet Imager</i>
HIPPARCOS	<i>HIgh Precision PARallax COLlecting Satellite</i>
HR	Hertzsprung-Russell
IDA	imagerie différentielle angulaire
IDS	imagerie différentielle spectrale
LCC	<i>Lower Centaurus-Crux</i>
LOCI	<i>Locally Optimized Combination of Images</i>
LXD	<i>Long Cross-dispersed</i> , dispersion croisée longue
MKO	<i>Mauna Kea Observatory</i>
MNR	masque non redondant
NB	naine brune
NICI	<i>Near-Infrared Coronagraphic Imager</i>
NIRI	<i>Near InfraRed Imager and spectrometer</i>
Oph	<i>Ophiuchus</i>
PA	<i>polar angle</i> , angle polaire
PLMH	pleine largeur à mi-hauteur
PSF	<i>point spread function</i> , voir FEP
RSB	rapport signal sur bruit
RV	<i>radial velocity</i> , voir VR

ScoCen	<i>Scorpius-Centaurus</i>
SNR	<i>signal-to-noise ratio</i> , voir RSB
SpT	<i>spectral type</i> , voir TSp
TSp	type spectral
UA	unité astronomique
UCL	<i>Upper Centaurus-Lupus</i>
UKST	<i>United Kingdom Schmidt Telescope</i>
USco	<i>Upper Scorpius</i>
VR	vitesse radiale
WISE	<i>Wide-field Infrared Survey Explorer</i>
XD	<i>Cross-dispersed</i> , dispersion croisée

REMERCIEMENTS

Premièrement, je tiens à remercier le support exceptionnel, la patience et la disponibilité de mon directeur de recherche, David Lafrenière, sans qui ce travail n'aurait pas été possible. Merci d'accepter de corriger, déboguer et me faire voyager. Je remercie également le FRQNT d'avoir su reconnaître mes capacités et ainsi avoir débuté ce que j'espère être une longue série de financement pour mes recherches.

Merci à mes collègues et amis, tout spécialement mes voisins divertissants avec qui j'ai passé deux très bonnes années. Merci à ma famille de toujours être si fière de moi. Et à Anaëlle pour ses corrections, de m'avoir motivé et distrait, mais surtout d'avoir mis plein de projets dans ces deux belles années.

INTRODUCTION

Avant l'article de Oppenheimer et al. (1995), aucune naine brune n'avait encore été observée. Les modèles tentant d'expliquer la formation et l'évolution et de reproduire l'atmosphère de ces objets de masse intermédiaire entre étoiles et planètes n'étaient donc que théoriques. Toutefois, les techniques d'imagerie infrarouge récentes ont depuis permis d'en découvrir des milliers et ainsi de développer un champ de recherche spécifique. Plusieurs raisons poussent les astrophysiciens à se pencher sur l'étude des naines brunes. D'un côté nous cherchons à analyser les processus en jeu dans les atmosphères froides, qui peuvent s'apparenter à celles de certaines planètes, et d'un autre, nous voulons comprendre leur mode de formation et d'évolution. Grâce entre autres aux techniques d'optique adaptative et d'observation à haut contraste, des compagnons de type naine brune ont été découverts en orbite très éloignée autour d'étoiles beaucoup plus massives qu'eux. Une vingtaine de cas particuliers sont répertoriés dans la littérature à ce jour. La majorité de ces compagnons sont très jeunes (moins de 10 millions d'années), possèdent des masses de 10 à 40 fois la masse de Jupiter et sont sur des orbites de 200 à 1000 fois plus éloignées de leur étoile respective que la Terre du Soleil. Ces systèmes posent un certain problème pour les scénarios de formation généralement acceptés pour les naines brunes. Les mécanismes de formation d'étoiles binaires permettent difficilement d'aussi faibles ratios de masse et les mécanismes de formation de planètes, d'aussi grandes distances. De plus, leur appariement avec une étoile aux propriétés connues permet de contraindre de nombreux paramètres difficiles à obtenir directement et ainsi tester les modèles d'atmosphère et d'évolution proposés pour les naines brunes. En effet, les modèles d'atmosphère peinent à reproduire fidèlement les caractéristiques spectrales des objets jeunes et peu massifs et les modèles évolutifs s'accordent difficilement sur la masse que devrait avoir une naine brune jeune donnée.

Une première section de cet ouvrage synthétise la théorie nécessaire à la mise en contexte du projet. On y traite d'abord de la classification des objets de faible masse. Ensuite, la théorie sur l'intérieur et l'atmosphère des naines brunes est présentée, ainsi que les différents scénarios de formation des compagnons de faible masse. On y résume également les différentes techniques ayant permis la découverte et l'analyse des systèmes présentés. Finalement, on introduit les régions de formation d'étoiles pour décrire plus

spécifiquement l'association dont l'échantillon de naines brunes analysées dans ce mémoire fait partie.

Le projet de recherche, dont traite le chapitre 2, consiste en une analyse comparative de quatre compagnons sous-stellaires à grande séparation autour d'étoiles faisant partie de l'association Upper Scorpius. L'appartenance à un même groupe leur confère des propriétés similaires d'âge, de distance, de métallicité, etc. Le but premier est de préciser leur masse et leur température en comparant des mesures photométriques et spectroscopiques effectuées dans le proche infrarouge aux prédictions de différents modèles d'atmosphère et d'évolution. Ces analyses permettront de plus de vérifier la qualité de l'accord entre les observations et les modèles d'atmosphère et d'évolution des objets sous-stellaires jeunes. Ce chapitre est destiné à être publié dans la revue arbitrée *The Astrophysical Journal* et est donc écrit en anglais.

La conclusion explique la suite de ce projet, qui consiste à rechercher les autres membres pouvant faire partie des systèmes présentant des compagnons sous-stellaires à grande séparation, dans l'hypothèse d'une formation résultant d'interactions dynamiques (§1.4.4). Cette étude ambitieuse nécessite la combinaison de différentes techniques, dont l'imagerie différentielle angulaire (IDA) et la mesure de vitesse radiale (VR), chacune échantillonnant une plage de paramètres (masse et séparation) différente. Une première étape, la demande de temps sur un télescope de 8 mètres, a déjà été effectuée avec succès pour obtenir des séquences d'IDA.

Contribution

J'ai rédigé la revue de littérature présentée au chapitre 1 en m'inspirant en partie de ma participation à l'école d'été Evry Schatzman 2011, ainsi que de la conférence Cool Stars 17 (dans le cadre des séminaires Cambridge) à laquelle j'ai présenté mes résultats préliminaires en 2012.

Les observations traitées au chapitre 2 ont été obtenues par David Lafrenière, dans le cadre d'une collaboration avec Ray Jayawardhana et Markus Janson dans le but explicite d'être utilisées pour ma maîtrise. Au cours des deux dernières années, j'ai consacré la majeure partie de mes recherches à élaborer des codes de réduction et d'analyse en IDL pour pouvoir traiter les données recueillies, tout en me permettant de comprendre en profondeur le processus à travers lequel les données sont passées. J'ai écrit tous les codes utilisés pour la réduction, l'analyse et la production des figures de l'article, en consultation avec David Lafrenière, mon directeur de recherche. Certaines sections sont inspirées de ses codes, ainsi que de ceux d'Étienne Artigau, modifiés pour mon usage. En tant que premier auteur, j'ai écrit l'article présenté au chapitre 2, qui résume les principales conclusions de mon projet. La version incluse dans cet ouvrage a été soumise pour publication dans *The Astrophysical Journal* le 31 octobre 2014. Avant la soumission, les coauteurs susmentionnés ont été invités à réviser et commenter l'article. Un des modèles utilisés ayant été réalisé par l'équipe de Christiane Helling et Soeren Witte, ceux-ci figurent également en tant que coauteurs.

CHAPITRE 1

ÉLÉMENTS THÉORIQUES

1.1 ÉTOILES

1.1.1 Formation stellaire

La formation des étoiles commence par un nuage de gaz moléculaire, principalement composé d'hydrogène, se contractant sous l'influence de sa propre gravité. Lorsque la masse contenue dans un certain volume est suffisamment grande par rapport à sa température, l'attraction gravitationnelle prend le dessus sur la pression interne venant de l'énergie thermique du gaz. On appelle cette masse critique la masse de Jeans :

$$M_{\text{Jeans}} = \left(\frac{\pi^{5/2}}{6} \right) \frac{C_s^3}{(G^3 \rho)^{1/2}}. \quad (1.1)$$

Elle dépend de la vitesse du son dans le milieu (C_s), de la constante universelle de gravitation (G) et de la densité (ρ). Typiquement, un nuage destiné à devenir une zone de formation d'étoiles aura initialement une masse de Jeans moyenne de $\sim 1 M_{\odot}$ (Larson 1999). Cette masse dépendant de ρ , elle évoluera avec la contraction du nuage, le poussant à se fragmenter (Hoyle 1953). Des turbulences, instabilités gravitationnelles ou magnétiques peuvent également venir modifier localement la densité et donc la propension à se fragmenter. Les différentes interactions entre les parties du nuage donneront lieu à la formation d'objets de toutes tailles, pouvant atteindre des dizaines de fois la masse du Soleil (M_{\odot}). Puis, parmi ces fragments, la contraction se poursuit et la température augmente. Plus la masse est grande, plus il y a d'énergie disponible pour augmenter la température. Dans chaque fragment en contraction, une ou plusieurs étoiles s'allument alors et débutent la fusion de l'hydrogène, ce qui les place sur la séquence principale de leur évolution. Ces étoiles sont entourées de disques à travers lesquels les futurs systèmes planétaires se dessinent. De nombreux mécanismes, dont nous discuterons plus loin, viennent régir la formation de systèmes binaires et multiples comportant toute une gamme de masses et de configurations (Hennebelle 2012).

1.1.2 Classification des étoiles

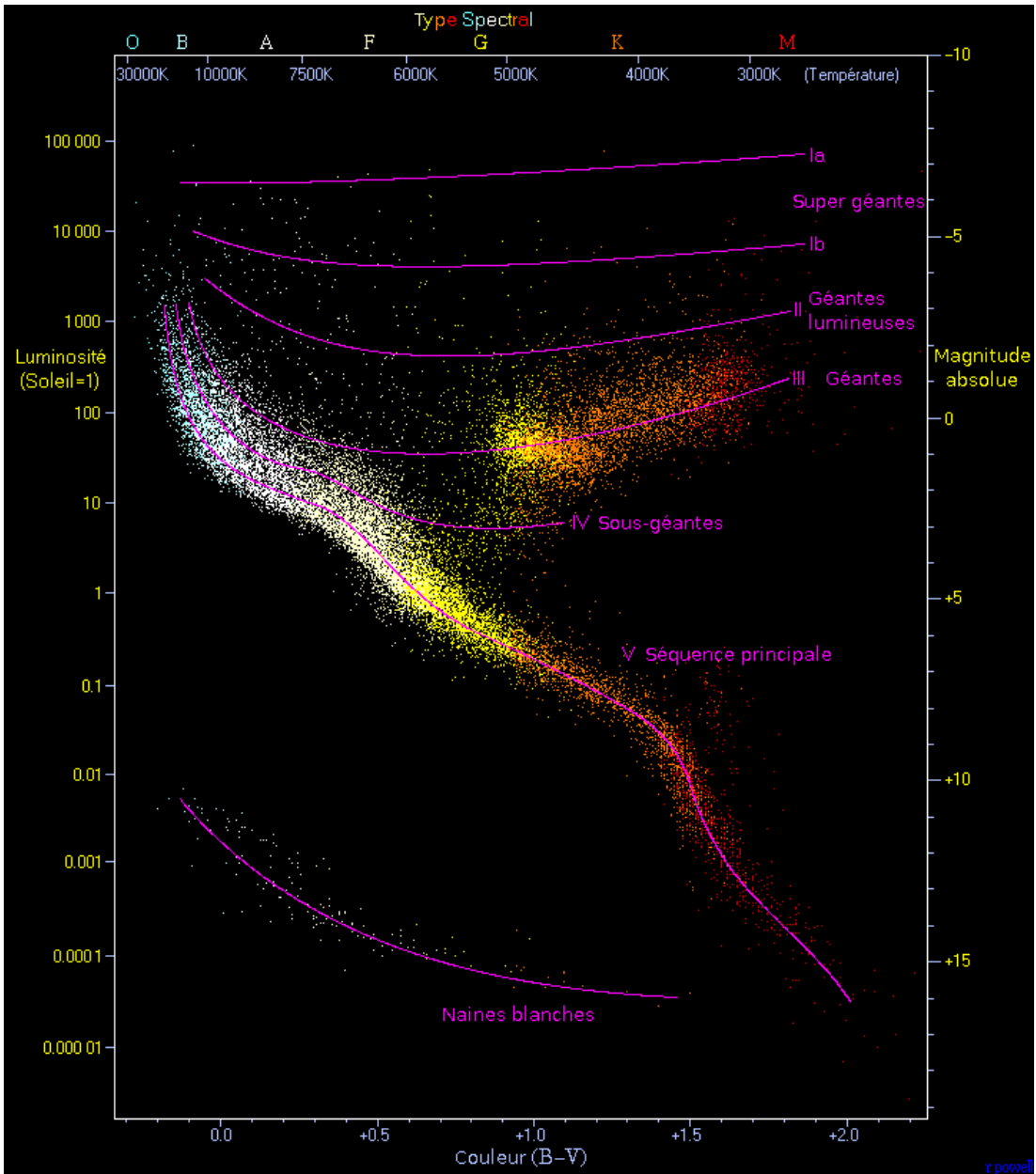


FIGURE 1.1 Le diagramme HR théorique (axe supérieur et gauche) classe les objets par type spectral (ou température effective associée) et luminosité et la version observationnelle associe les couleurs B-V et la magnitude absolue V équivalentes à ces axes. Les classes de luminosité sont présentées en mauve .

Source : Richard Powell derivative work : Leovilok (HRDiagram.png)
 [CC-BY-SA-2.5 (<http://creativecommons.org/licenses/by-sa/2.5>)], via Wikimedia Commons

Les étoiles se positionnent dans le diagramme Hertzsprung-Russell (HR), voir Figure 1.1, qui présente la luminosité intrinsèque (L) d'un objet en fonction de sa tem-

température effective (T_{eff}). On définit T_{eff} comme étant la température qu'aurait un corps noir de même rayon que l'étoile et ayant la même luminosité. La définition vient donc de l'intégrale sur une sphère de rayon R de la loi de Stefan-Boltzmann :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (1.2)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

Dans le diagramme HR, on sépare les régions en température par types spectraux. Le système original désignait les distributions d'énergie spectrale (DES, ou plus communément appelés «spectres») des étoiles par des lettres allant de A à O. En comprenant mieux la physique derrière ces spectres, le système a été remanié (système Harvard) pour ne laisser que les types O, B, A, F, G, K, M, du plus chaud (> 25000 K) au plus froid (~ 3000 K) respectivement. En effet, pour chaque type, un ensemble de processus physiques propres régissent la forme du spectre.

Chaque type est séparé en dix sous-types égaux notés de 0 à 9 (système Morgan-Keenan (Morgan & Keenan 1973), allant du plus chaud au plus froid. Un objet plus chaud sera dit «précoce» et un objet plus froid sera dit «tardif».

La luminosité est également séparée en classes allant de 0 à VII. Ces classes de luminosité regroupent des objets de même stade évolutif en les distinguant principalement par la largeur de bandes d'absorption présentes dans le spectre. On dit des étoiles de la classe V qu'elles sont sur la séquence principale du diagramme HR. Cette séquence correspond à la plus longue période de la vie d'une étoile.

D'un point de vue observationnel, le diagramme HR théorique équivaut au diagramme couleur-magnitude. Ce dernier présente la magnitude absolue dans une bande spectrale donnée en fonction de la différence entre cette bande et une autre. Les magnitudes sont données par l'étude photométrique. Dans le cas d'une source ponctuelle, cela consiste à calculer la densité moyenne du flux ($F_{\Delta\lambda}$) reçu sur Terre dans un intervalle de longueurs d'onde ($\Delta\lambda$) donné :

$$F_{\Delta\lambda} = \frac{\int F(\lambda) \phi_{\Delta\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int \phi_{\Delta\lambda}(\lambda) d\lambda}, \quad (1.3)$$

où $\phi_{\Delta\lambda}(\lambda)$ est la fonction de transmission du filtre de bande passante $\Delta\lambda$. À des fins

pratiques, ce flux est ensuite converti en magnitude apparente ($m_{\Delta\lambda}$) par :

$$m_{\Delta\lambda} = -2.5 \log_{10}(F_{\Delta\lambda}) + m_{\Delta\lambda 0}, \quad (1.4)$$

où la magnitude de référence ($m_{\Delta\lambda 0}$) correspond généralement à la magnitude de l'étoile Véga, mais d'autres systèmes de référence existent aussi. On parlera plutôt de magnitude absolue (M) lorsque celle-ci est normalisée pour une observation effectuée à 10 parsecs de l'étoile. Il faut donc préalablement avoir déterminé la distance (d) de celle-ci.

$$M = m - 5(\log d - 1) \quad (1.5)$$

Différents systèmes de filtres peuvent être utilisés. La Figure 1.2 présente les filtres dans le proche infrarouge qui seront pertinents à cette étude.

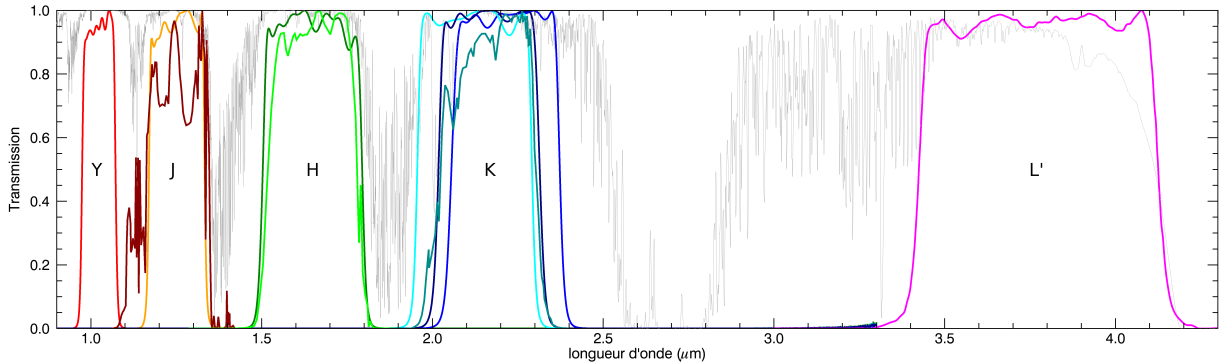


FIGURE 1.2 Spectre de transmission de l'atmosphère terrestre (gris) comparé à une sélection de filtres MKO et 2MASS. De gauche à droite, on reconnaît les bandes Y , J , H , K , et L' . En J , on distingue le filtre MKO (orange) du filtre 2MASS (marron). En H , le filtre MKO est en vert foncé et 2MASS en vert pâle. En K , se superposent les filtres K (bleu), K' (cyan), K_{short} MKO (marine) et K_{short} 2MASS (cyan foncé).

1.2 OBJETS SOUS-STELLAIRES

1.2.1 Définitions

Nous nous intéresserons particulièrement au cas où les masses sont inférieures à la masse nécessaire pour maintenir un brûlage efficace de l'hydrogène par fusion, soit environ 0,075 fois la masse du Soleil (M_{\odot}) pour une même composition chimique que celui-ci (Burrows et al. 2001). À ce point, on parlera d'un objet sous-stellaire, ou naine brune, puisqu'un corps doit pouvoir réguler sa température en fusionnant de l'hydrogène de façon

stable pour être considéré comme une étoile. Lorsque la fusion de l'hydrogène devient stable, l'objet entre sur la séquence principale du diagramme d'évolution stellaire. Les corps correspondant à cette séquence seront qualifiés d'étoiles naines.

Il ne faut pas confondre étoiles naines et naines brunes. Ces dernières ne sont pas des étoiles, mais plutôt des objets dont la masse est insuffisante pour permettre la fusion de l'hydrogène en leur coeur. Les naines brunes, contrairement aux planètes, peuvent tout de même brûler du deutérium et même parfois du lithium en leur coeur (Burrows et al. 2001).

Quant à elles, les planètes ne parviendront pas à fusionner d'élément en leur coeur. Leur chaleur ne provient donc que de l'énergie rémanente de leur contraction au moment de leur formation. Toutefois, pour être une planète, un corps doit répondre à quelques autres règles redéfinies dernièrement (IAU0603 2006). Une planète doit être en orbite autour d'une étoile ou d'un rémanent d'étoile et avoir nettoyé son orbite de tout autre corps par son influence gravitationnelle, en plus d'avoir une gravité suffisante pour lui conférer une forme arrondie. Aussi, une planète errant librement sera plutôt appelée planémo.

1.2.2 Classification et principales caractéristiques des objets de faible masse

L'amélioration des détecteurs proche-infrarouge a permis, dans les années 1990, de découvrir des objets de plus en plus froids (Burgasser et al. 2002; Cushing et al. 2011; Kirkpatrick et al. 1999; Martín et al. 1999) qui ont nécessité l'ajout des types spectraux L ($\lesssim 2000$ K), T ($\lesssim 1300$ K) et Y ($\lesssim 600$ K)¹ à la suite du type M. Les caractéristiques spectrales de ces types seront discutées à la section §1.3. Aussi, puisque les objets sous-stellaires sont voués à se refroidir, ils évolueront dans le diagramme HR vers ces types spectraux plus tardifs au cours du temps. Pour cela, le type M, allant de $T_{\text{eff}} = 4000$ K (M0) à $T_{\text{eff}} = 2000$ K (M9) (Leggett et al. 1996), regroupera aussi bien des étoiles froides que des naines brunes et même des planètes jeunes. Il en va de même pour le type L précoce. Toutefois, un objet de masse à la limite sous-stellaire et faisant partie des objets qu'on appelle «du champ», c.-à-d. qui sont suffisamment vieux pour ne plus être liés à leur lieu de formation ou aux autres objets s'étant formés avec eux, dont l'âge peut atteindre jusqu'à 8 milliards d'années, sera plutôt de type L2. En comparaison, un objet à la limite

¹Notez que le type spectral des objets de masse sous-stellaire ne correspond pas à une température unique en raison de la dépendance à la gravité de surface et à la métallicité.

entre la masse d'une naine brune et d'une planète sera déjà de type T2 après seulement 100 millions d'années.

La contraction du gaz qui formera une étoile ou une naine brune sera éventuellement arrêtée par l'équilibre hydrostatique. Toutefois, si l'augmentation de la température du coeur venant de la compression du gaz n'atteint pas le point de fusion du deutérium qui est de $4,5 \times 10^5$ K, c'est la pression de dégénérescence des électrons qui finira par dominer et la température ne pourra plus augmenter par la compression. Les électrons étant des fermions, il y a une limite au nombre d'états quantiques qu'on peut contraindre dans un volume sans superposition interdite, ce qui crée cette pression. En fait, la loi de Coulomb entre aussi en compétition. Cette dernière donnera un rayon $R \propto M^{1/3}$ comparativement à $R \propto M^{-1/3}$ pour la pression de dégénérescence. Au total, il en résulte que les naines brunes sont généralement toutes de taille comparable ($\pm 30\%$) à la taille de Jupiter (Burrows et al. 1989), voir Figure 1.3. Pour des naines brunes vieilles, le rayon est maximal à $4 M_{\text{Jup}}$ et décroît jusqu'à $75 M_{\text{Jup}}$ (Burrows et al. 2001; Zapolsky & Salpeter 1969).

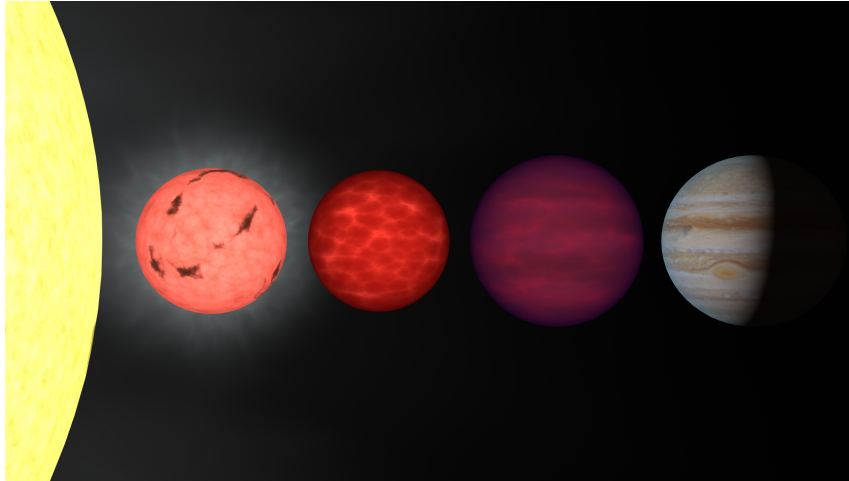


FIGURE 1.3 De gauche à droite, le Soleil, des naines M, L, T et Jupiter. On remarque entre autres que le rayon des objets sous-stellaires est semblable à celui de Jupiter.

http://www.nasa.gov/audience/formedia/features/MP_Photo_Guidelines.html

Les naines brunes ont beau pouvoir brûler du deutérium, cet élément ne se retrouve que sous forme de trace dans l'Univers ($D/H < 3 \times 10^{-5}$). Il sera donc rapidement épuisé. La contraction se poursuivra (Figure 1.4 et 1.5) pour atteindre le point d'allumage du lithium fixé à $2,5 \times 10^6$ K, à condition que la masse soit suffisamment élevée ($\sim 63 M_{\text{Jup}}$). Le temps de brûlage du lithium étant connu, la présence de cet élément constitue un critère de détermination de l'âge et de la masse d'un objet (voir Figure 1.6). Il faudra une masse de

plus de $75 M_{\text{Jup}}$ pour atteindre les 3×10^6 K nécessaires au maintien de l'équilibre hydrostatique de l'objet par la fusion de l'hydrogène en son coeur, mais il n'est pas totalement exclu que les naines brunes les plus lourdes puissent fusionner un peu d'hydrogène sans tout de même se stabiliser (Burrows et al. 2001). En gros, les processus thermonucléaires ne viendront pas déterminer la vie des objets sous-stellaires (voir Figure 1.7).

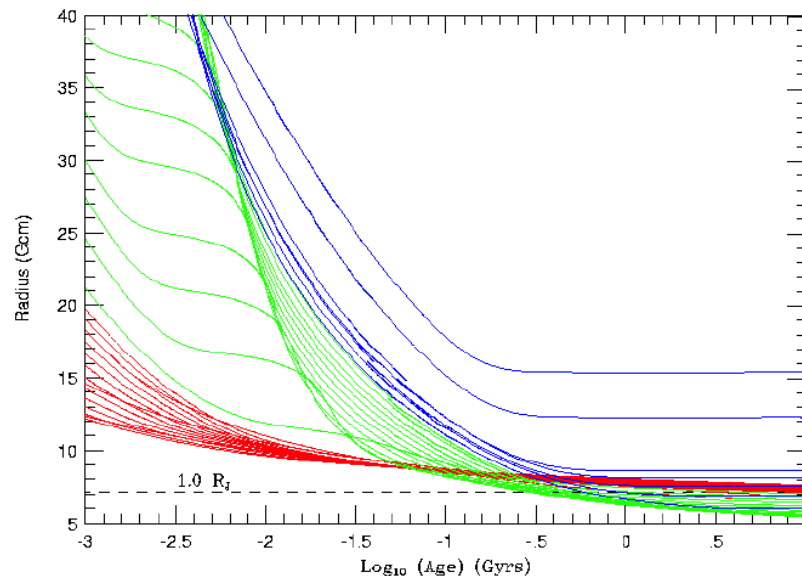


FIGURE 1.4 Évolution du rayon dans le temps pour différentes masses (0,3 à $211 M_{\text{Jup}}$). Cette figure illustre bien le fait que les naines brunes (vert) et planètes géantes (rouge) se stabilisent à des rayons semblables, contrairement aux étoiles (bleu). La contraction des naines brunes est ralentie pendant la phase de brûlage du lithium. (Figure tirée de Burrows et al. 2001)

Le résultat est donc un objet de la taille de Jupiter, mais bien plus massif, et dont l'atmosphère est suffisamment froide pour abriter des processus physico-chimiques complexes. L'atmosphère des naines brunes est principalement moléculaire et leur coeur est un mélange convectif majoritairement formé d'hydrogène et d'hélium. La nature convective du noyau assure que les éléments détectés en surface sont représentatifs de l'intérieur de la naine brune. L'émission de photons qui s'en dégage est principalement dans le proche infrarouge. La loi de Wien nous indique que le maximum d'émission pour un corps noir se situe à :

$$\lambda_{\text{max}} [\mu\text{m}] = 2898 / (T_{\text{eff}} [\text{K}]). \quad (1.6)$$

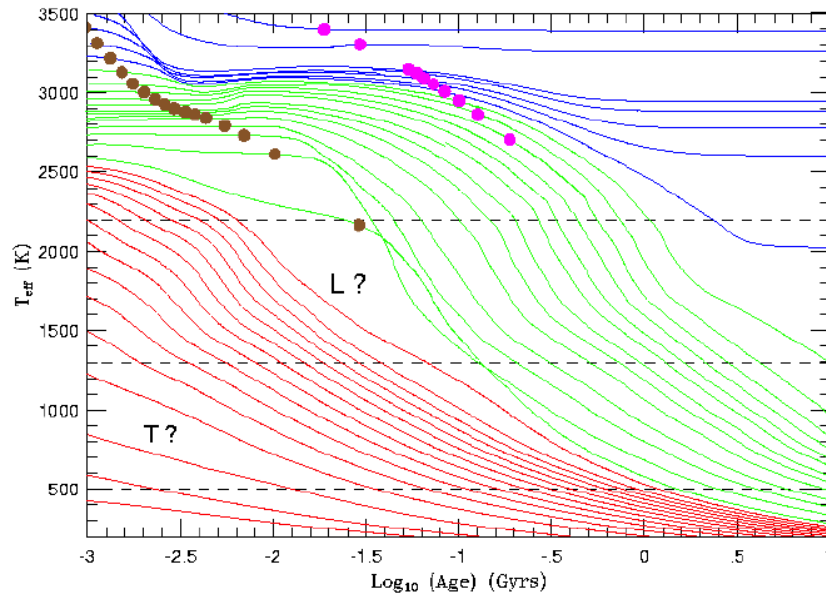


FIGURE 1.5 Évolution de la température effective dans le temps pour des objets ayant différentes masses ($0,3$ à $211 M_{\text{Jup}}$). Les points bruns représentent le moment où 50% du deutérium est brûlé, et les points magenta où 50% du lithium est brûlé. On voit que les réactions thermonucléaires de ces éléments rares ne stabilisent la température effective que pour une courte durée. (Figure tirée de Burrows et al. 2001)

Par contre, la DES résultant d'atmosphères contenant des molécules est bien plus complexe qu'une distribution de corps noir, mais nous y reviendrons dans la section suivante.

On a longtemps pensé que la clé du mystère de la matière sombre pourrait se trouver dans les objets sous-stellaires, encore impossibles à observer il n'y a pas si longtemps. Le terme «naine brune» apparaît en 1975, lorsque Jill Tarter l'utilise pour décrire des objets de masse sous-stellaires. Il faudra attendre 1995 pour que l'observation de tels objets débloque. La même année, Oppenheimer découvre la naine brune Gliese 229B (Oppenheimer et al. 1995) et Mayor trouve la première exoplanète, 51 Pegasi b (Mayor & Queloz 1995). En 2002, Chabrier démontre que la densité spatiale de naines brunes serait insuffisante pour pallier au problème de la matière sombre (Chabrier 2002). Dorénavant, les naines brunes sont principalement étudiées pour tester les modèles d'atmosphères froides ainsi que pour comprendre la formation et l'évolution des objets de faible masse.

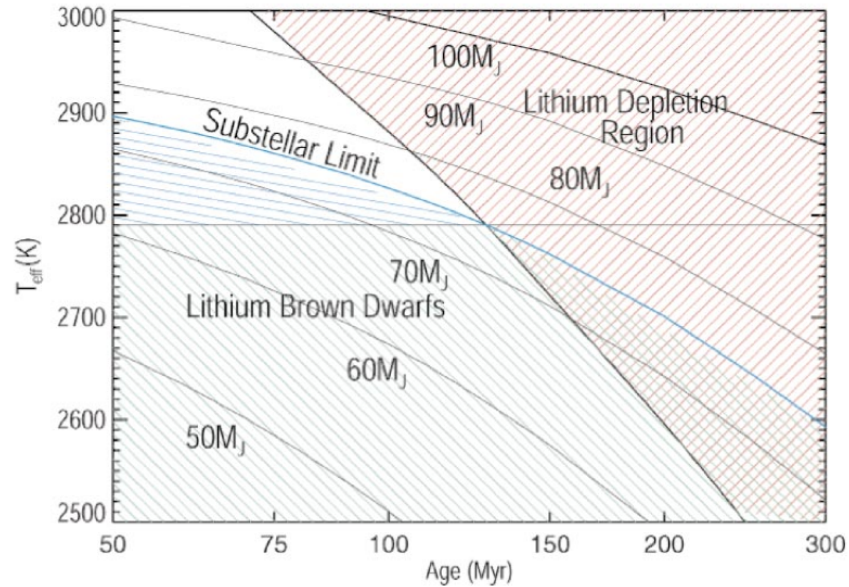


FIGURE 1.6 Évolution dans le temps de la température effective à laquelle la majorité du lithium a été brûlé. Dans la région hachurée en rouge, les objets ont brûlé 99% de leur lithium. On voit que cette coupure atteint les objets sous-stellaires (délimités en bleu) après environ 130 millions d’années selon les modèles d’évolution de Baraffe et al. (2002) et Chabrier et al. (2000) (Figure tirée de Basri 2000).

1.3 ATMOSPHÈRES FROIDES

1.3.1 Paramètres à considérer

Puisque l’énergie provient des couches plus profondes, les spectres émergent d’étoiles et de naines brunes présentent des raies et des bandes en absorption provoquées par le passage des photons à travers la photosphère. Dans une atmosphère chaude, l’énergie de liaison des électrons est trop faible par rapport au gaz de photons ambiant. Il n’y aura donc que des ions. En se refroidissant, il pourra y avoir des atomes neutres, puis des molécules des plus simples aux plus complexes. Les molécules présentent des transitions rovibroniques (Moisan 2011) pouvant déformer grandement le spectre. Éventuellement, des condensats liquides puis solides se forment et des processus météorologiques entrent en jeu, pouvant aller jusqu’à provoquer de la variabilité photométrique. L’étude des atmosphères se complexifie donc rapidement avec la diminution de la température. Le Tableau 1.I présente quelques températures effectives critiques auxquelles les processus s’enclenchent.

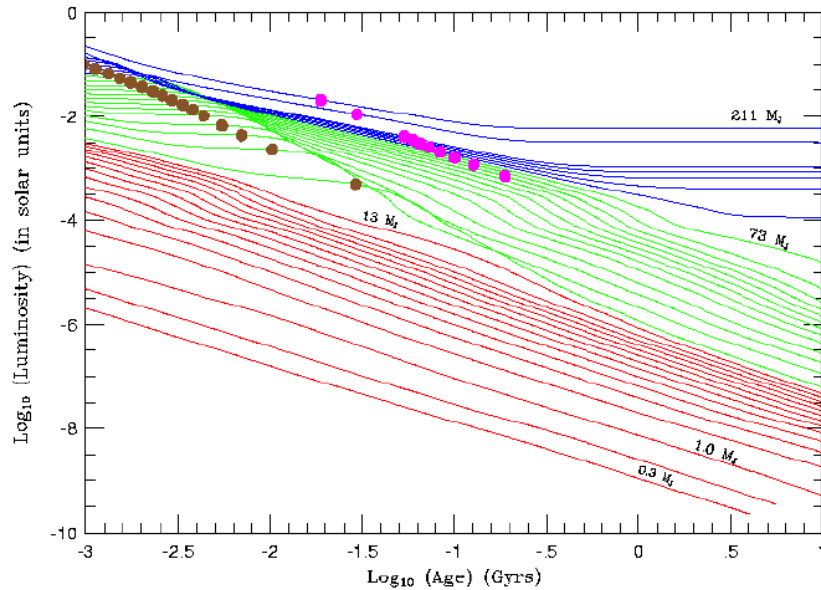


FIGURE 1.7 Évolution de la luminosité dans le temps pour différentes masses (0,3 à $211 M_{\text{Jup}}$). Les points **bruns** représentent le moment où 50% du deutérium est brûlé, et les points **magenta** où 50% du lithium est brûlé. On voit que les planètes (**rouge**) ne brûlent ni l'un ni l'autre et que leur luminosité décroît de manière monotone. Les naines brunes (**vert**) ne stabilisent jamais leur température en brûlant de l'hydrogène, contrairement aux étoiles (**bleu**). La comparaison de ce graphique de luminosité avec le graphique de température effective (Figure 1.5) permet de comprendre la distinction entre ces deux concepts et l'évolution dans le diagramme HR des objets en question. (Figure tirée de Burrows et al. 2001)

Les métaux² et molécules, même sous forme de trace par rapport à l'hydrogène, viendront dominer la DES, car ils ont de très grandes sections efficaces. Les principaux composés chimiques définissant la forme du spectre proche infrarouge des objets froids sont : TiO, H₂O, VO, OH, SiH, CaH, CaOH, FeH, H₂ et l'ionisation de H⁻.

On se représente généralement (Figure 1.3) les objets de type M avec des taches solaires et une couronne pour représenter l'activité magnétique forte caractérisant les naines brunes de plus de 2800 K. Cette activité se calme avec leur refroidissement, lorsque le gaz les composant devient neutre (Mohanty et al. 2002). On observe dans les objets de type M des bandes moléculaires de TiO, VO, H₂O et CO principalement, en plus du FeH et des raies neutres de Na, Fe, K, Al et Ca (Kirkpatrick 2005). L'eau dicte la forme de la DES dans le proche infrarouge en absorbant le flux entre les bandes *J*, *H* et *K*. Cette même

²En astronomie, on qualifie de métaux tout élément chimique plus lourd que l'hélium

TABLE 1.I Températures critiques des processus en jeu dans les atmosphères froides

T (K)	TSp	Processus
4500	K4	Formation d'hydrures métalliques (CaH, FeH, SiH, TiH, etc.)
4000	K7	Formation d'oxydes (CO, TiO, VO, etc.)
3900	M0	Apparition de vapeur d'eau
3200	M4	Le transfert de chaleur devient pleinement convectif, la convection atteint la photosphère
2900	M7	Formation d'aérosols et de poussières
2600	M9	Formation de nuages affectant fortement la couleur J-K
2200	L0	Les nuages sont suffisamment épais pour initier leur convection (à plus haute température, ils sont influencés par des ondes gravitationnelles provenant de la frontière radiative/convective)
1700	L4	Apparition de méthane (CH ₄), d'ammoniac (NH ₃), de dioxyde de carbone (CO ₂)
200	Y	Formation de nuages d'ammoniac (NH ₃)

(Inspiré de Allard et al. 2012)

absorption a lieu dans l'atmosphère de la Terre, d'où le choix de la bande passante de ces filtres (voir Figure 1.2). Quant au spectre dans la partie rouge du visible, il est dominé par les bandes de TiO et de VO. Aussi, les DES de type M ont une couleur $J - K_s$ allant de 0,75 pour les M0 à 1,2 pour les M8 (Kirkpatrick et al. 1999).

Le premier objet L fut découvert par Becklin & Zuckerman (1988), 120 ans après la première classification d'une étoile M, puisqu'à ce niveau, le flux est concentré dans le proche infrarouge. Les objets de type L (Figure 1.3) seraient plutôt magenta que bruns, dû à la forte absorption du doublet D du sodium et à son profil élargi. On les représente généralement avec des nuages de poussière. Le spectre infrarouge des objets L précoces est marqué de l'absorption des bandes de H₂O, de FeH et de CO en plus des raies atomiques de Na, Fe et K neutres. Les bandes de TiO et de VO fortement présentes dans les objets M disparaissent du spectre suite à la condensation en grains de ces oxydes, qui se produit vers le milieu du type L. Vers les objets L tardifs, l'absorption par les bandes d'eau domine le spectre, ponctué de fortes raies d'alcalins neutres, mais les bandes d'absorption d'hydrures métalliques diminuent beaucoup en intensité (Gray & Corbally 2009).

Les objets de type T sont particulièrement reconnaissables à la présence de méthane (CH_4) dans leur spectre infrarouge, en plus de fortes bandes d'absorption de H_2O et de NH_3 combinées à de l'absorption induite par la collision d'hydrogène moléculaire (H_2). Le tout forme une DES reconnaissable par ses bandes spectrales de plus en plus pointues en allant vers les types T tardifs. La forme particulière de cette DES, loin d'une distribution de corps noir, est grandement sensible aux paramètres tels la gravité de surface et la métallicité, qui seront discutés plus loin (Gray & Corbally 2009). Aussi, la présence de condensats en suspension dans l'atmosphère diminue le flux dans la bande J . Les objets de type T auraient donc une atmosphère claire, sans condensats, car leur couleur $J - K_s$ est faible (Figure 1.3).

Quant aux objets de type Y, à l'instar des T tardifs, ils présentent des processus météorologiques complexes représentés sur la Figure 1.3 par des bandes colorées telles que retrouvées sur Jupiter. Les objets de ce type sont nécessairement de masse planétaire puisqu'aucune naine brune ne peut atteindre cette température en se refroidissant en un temps de Hubble (l'âge de l'Univers). Dans leur atmosphère, l'absorption induite par collision du H_2 et les transitions rotationnelles du H_2O et CH_4 éliminent du flux à plus de $10 \mu\text{m}$, ce qui les rend beaucoup plus bleues qu'un corps noir de même température. Il est à noter que ce nouveau type spectral est encore mal défini à ce jour. Delorme et al. (2008) proposent un spectre candidat à devenir la référence du type Y0. Ce spectre de $\sim 620 \text{ K}$ est caractérisé par une large bande moléculaire d'absorption d'ammoniac.

En plus de la température, un autre paramètre à prendre en considération pour qualifier une atmosphère est sa composition chimique initiale. On nomme «métallicité» la proportion de métaux par rapport à l'hydrogène. Celle-ci est généralement indiquée en rapport à la composition chimique solaire et notée sur une échelle logarithmique. La métallicité dépend de la région de formation. Il faut parfois considérer, en plus de la métallicité d'origine, la pollution extérieure provenant de supernovae (éléments de processus- α : C, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca et Ti) lorsque l'objet est dans une région densément peuplée de la galaxie, ainsi que l'accrétion en cours (Allard et al. 2012). La métallicité influence le spectre d'une naine brune par la forme des bandes d'absorption de TiO , VO et CO , mais aussi en changeant l'opacité de l'atmosphère et donc la pression de surface.

Un autre paramètre important est la gravité de surface ($\log g$), qui se traduit par

différents indicateurs spectraux de pression dans l’atmosphère. L’élargissement des raies d’absorption dans un spectre de naine brune est principalement dû aux collisions entre particules neutres. Cet élargissement correspond à la convolution d’une gaussienne, pour l’élargissement Doppler, et d’une lorentzienne, pour l’élargissement Van der Waals, ce qui donne un profil de Voigt. L’élargissement Doppler, comme son nom l’indique, est dû à la distribution de vitesse des particules dans le gaz. L’élargissement Van der Waals est, quant à lui, dû à la polarisation temporaire infligée aux particules neutres en collision. La largeur des raies est donc très sensible à la gravité de surface (Rice et al. 2010). On mesure généralement la largeur équivalente, c.-à-d. la largeur qu’aurait une raie absorbant totalement le continu, mais ayant une même aire sous la courbe que la raie observée.

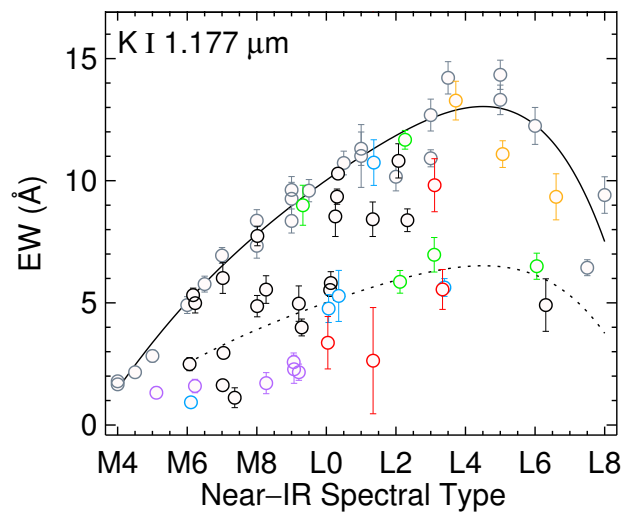


FIGURE 1.8 Cette figure tirée de Allers & Liu (2013a) présente la largeur équivalente du doublet de potassium pour différents types spectraux et gravités de surface. La séquence en trait plein représente les étoiles du champ (haute gravité) et celle en trait pointillé délimite les objets de faible gravité (au-dessus) de ceux de très faible gravité (en dessous).

En plus de la gravité de surface augmentant avec la contraction initiale de la naine brune, la diminution de l’opacité de l’atmosphère viendra également augmenter la pression. À l’inverse, une naine brune jeune aura une faible gravité et n’arrivera donc pas à sédimenter la poussière. Il n’est pas simple de différencier une augmentation de la gravité de surface d’une augmentation de pression causée par une différence de métallicité. Toutefois, en comparant la largeur équivalente observée sur une combinaison de raies, en plus de la forme des bandes spectrales moulées par l’absorption moléculaire, on peut dissocier ces effets.

1.3.2 Modèles d'atmosphères

Dans le but de caractériser les différentes atmosphères par la spectroscopie, de nombreux théoriciens s'affairent à créer des banques de spectres synthétiques modélisant les diverses conditions physiques possibles. Les modèles produisent une grille de flux dans un espace de paramètres dépendant principalement de la température effective et de la gravité de surface (Figure 1.9 et 1.10), mais également de la métallicité et parfois de l'apport externe d'éléments. Les éléments chimiques présents sont ensuite redistribués et utilisés dans des réactions, qui doivent être balancées selon la température et la pression. Le modèle doit donc prédire en tous points les pressions de chaque espèce, ce qui implique tous les états d'ionisation des atomes présents et l'apport des électrons libérés, et leur proportion à l'équilibre chimique.

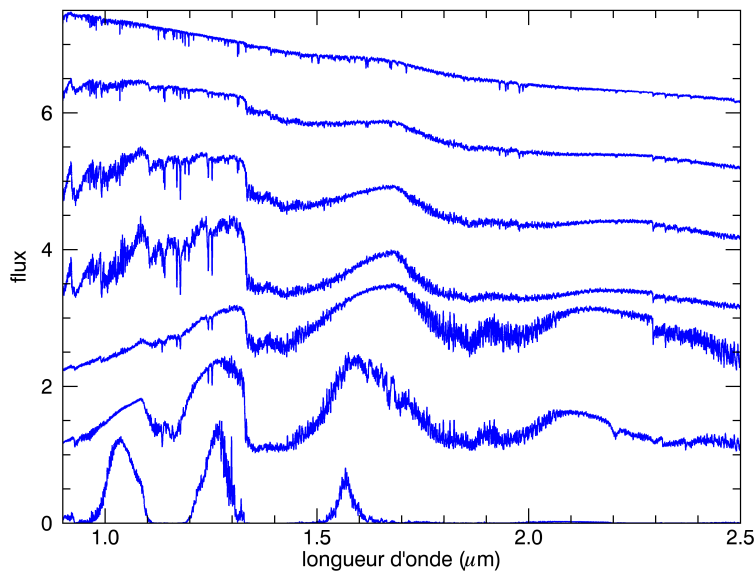


FIGURE 1.9 Spectres synthétiques tirés des modèles BT-Settl (Allard et al. 2011) dans le proche infrarouge pour différentes températures effectives et pour une métallicité solaire. De bas en haut, de 1000 K à 3500 K par bonds de 500 K.

Pour des modèles froids, la formation de composés complexes implique qu'il faut, en plus des millions de transitions électroniques, calculer les bandes de transition rovibro-niques des molécules formées ainsi que le comportement des métaux, silicates, sels et glaces et des diverses formes de nuages présents. La présence de poussières et de nuages peut être

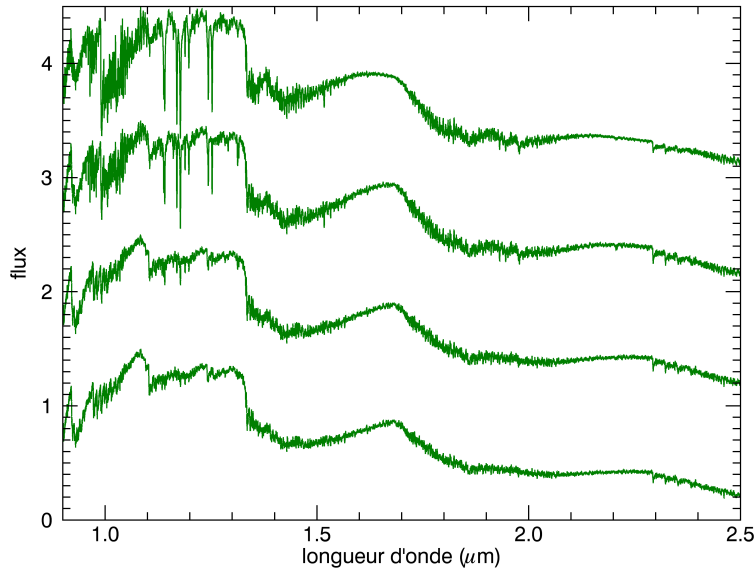


FIGURE 1.10 Comparaison des modèles BT-Settl (Allard et al. 2011) à 2500 K en fonction de la gravité de surface. De bas en haut, $\log g = [2,5; 3,5; 5,0; 6,0]$.

traitée de diverses manières. La formation de nuages est régie par la réfraction des aérosols. Selon leur taille, il y aura diffusion de Rayleigh ($I \propto \lambda^{-4}$) pour des longueurs d'onde petites par rapport à la taille de l'aérosol et diffusion de Mie (d'efficacité indépendante de la longueur d'onde) pour des particules plus grosses. Dans le cas limite où la sédimentation est négligée, les modèles de type Dusty (Allard et al. 2001, 2012; Burgasser et al. 2002) et Cloudy (Burrows et al. 2006) considèrent l'opacité des poussières en suspension. À l'inverse, dans la limite où tous les condensats sont précipités sous la photosphère, les modèles de type Cond (Allard et al. 2001) et Clear (Burgasser et al. 2002) considèrent que ces éléments ont été retirés de l'atmosphère. L'opacité due aux grains est donc totalement négligée. Un troisième type, les modèles Nextgen (Allard et al. 2011; Hauschildt et al. 1999), négligent la transition de phase produisant la poussière. Finalement, les modèles Settl (Allard et al. 2003, 2012) et Drift (Helling et al. 2008; Witte et al. 2009) considèrent des cycles de précipitation et de brassage convectif à différentes profondeurs selon l'espèce chimique. Le modèle Drift-Phoenix (Helling et al. 2008) considère l'absorption et la diffusion par 7 compositions différentes de grains. Pour sa part, le modèle BT-Settl (Allard et al. 2012) en considère 55, mais néglige leur opacité. Au total, aucun modèle ne repro-

duit en détail les observations pour ce qui est de la transition entre les types M et L, qui correspond entre autres aux objets jeunes de masses sous-stellaires (Allard et al. 2012).

Une caractéristique qui distingue les modèles est la banque d’opacités utilisée. Par exemple, les modèles basés sur le code Phoenix, en plus de modéliser une équation de transfert radiatif 3D (Seelmann et al. 2010), calculent les opacités de manière itérative, permettant des changements locaux d’abondance, mais nécessitent une grande puissance de calcul. Ces changements de densités peuvent entre autres modéliser des nuages ainsi que des granulations par simulation hydrodynamique (Freytag et al. 2012). Les modèles de type BT utilisent l’abondance solaire de Asplund et al. (2009).

Les transitions ayant une faible section efficace sont négligées, mais de nombreuses transitions plus complexes n’ont toujours pas été caractérisées. Des projets tels que *ExoMol* à *University College London* tentent de compléter les listes d’opacités. Les listes incomplètes des transitions du méthane et de l’eau, par exemple, minent la fiabilité des modèles d’atmosphères froids dans le proche infrarouge.

Le champ magnétique peut également influencer le spectre de transmission de l’atmosphère, ayant pour effet de réduire la température et le $\log g$ pour une masse et un âge donné. Toutefois, son calcul nécessite des modèles tridimensionnels avancés. Sa contribution est souvent négligée dans les équations de radiation hydrodynamique puisqu’on considère que la majorité du flux d’une naine brune provient de son atmosphère neutre.

1.3.3 Modèles d’évolution

Une fois les effets de la température et de la gravité de surface reproduits par les modèles d’atmosphères, des modèles d’évolution sont nécessaires pour relier la luminosité à la masse et à l’âge des objets à étudier. Le coeur de ces modèles est un algorithme qui convertit les grilles d’atmosphère en conditions frontières d’évolution. La Figure 1.11 présente la comparaison de deux modèles d’évolution. On comprend en un coup d’oeil que les modèles ne s’accordent pas dans un régime de faibles masses à de jeunes âges.

Il est parfois nécessaire de considérer, en plus de l’énergie thermonucléaire et de l’énergie rémanente de la contraction, l’apport externe d’énergie. Par exemple, dans le cas d’un compagnon sous-stellaire orbitant à proximité d’une étoile, l’irradiance de celle-ci entrera en jeu dans son évolution (Baraffe et al. 2003).

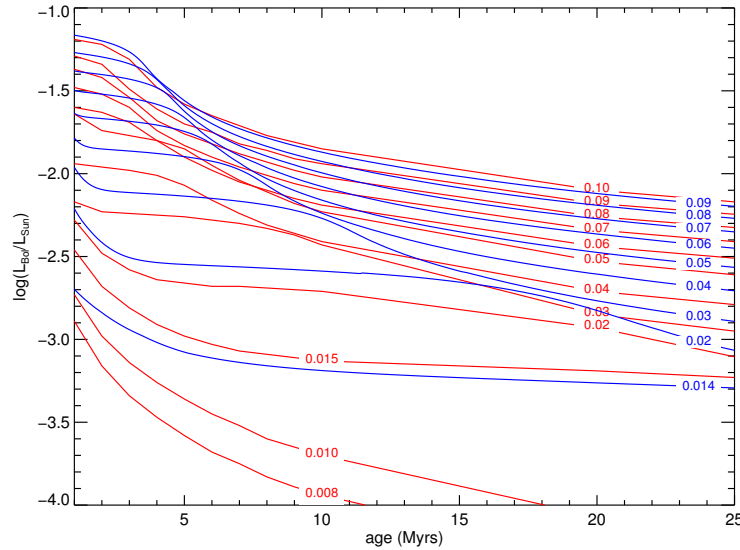


FIGURE 1.11 Comparaison des modèles d'évolution de Allard et al. (2013) (en rouge) et Burrows et al. (1997) (en bleu) présentant la luminosité en fonction du temps. Chaque courbe représente une masse notée en masses solaires.

1.3.4 Caractérisation

1.3.4.1 Évaluation de la masse et des principales propriétés de l'atmosphère

Pour déterminer la masse d'un objet sous-stellaire, dans la majorité des cas, il faut avoir recours à des modèles évolutifs qui relient la masse à l'âge et la luminosité. Cette dernière peut être déduite à partir d'une mesure de la magnitude absolue en combinaison avec une correction bolométrique appropriée et déterminée de façon empiriques. La luminosité peut aussi être évaluée en ajustant le flux d'un modèle spectral aux magnitudes absolues disponibles et en intégrant la distribution totale d'énergie. Pour ce faire, il faut avoir simultanément un modèle spectral adéquat et une magnitude absolue sur laquelle le calibrer. Des observations en magnitudes apparentes peuvent être converties en magnitudes absolues par l'équation 1.5, à condition de connaître la distance (d). Celle-ci peut, par exemple, être approximée en connaissant l'appartenance de l'objet à un regroupement d'étoiles, ou encore calculée précisément en mesurant la parallaxe (π). La parallaxe est la mesure du mouvement apparent d'un objet provoqué par la différence de point de vue lorsque la Terre se déplace sur son orbite. Un objet proche aura donc une plus grande parallaxe qu'un objet d'arrière-plan. Ces mesures sont par contre difficiles à obtenir, mais le satellite HIPPARCOS (*High Precisin PARallax Collecting Satellite* (van Leeuwen 2007))

a permis de mesurer la distance de plus de 2,5 millions d'objets ayant une magnitude apparente en bande V de moins de 12,5.

Pour ce qui est du choix du modèle spectral, une combinaison de magnitudes permet de déduire le type spectral par des graphiques théoriques ou empiriques et ainsi d'évaluer de façon approximative la température effective (Bonfils et al. 2005). Il est également possible de calculer, à partir des équations 1.2 et 1.4, les magnitudes synthétiques des grilles de modèles. En ajustant les magnitudes apparentes à ces magnitudes synthétiques, on peut déduire les propriétés de l'atmosphère (température, gravité de surface, métallicité), mais avec une plus faible précision. Bien sûr, rien ne vaut la précision atteinte lorsqu'un spectre est disponible. En plus de pouvoir être ajusté sur une grille de modèles d'atmosphère, un spectre peut être comparé à des banques de spectres empiriques dont les propriétés sont connues. Aussi, une vaste gamme d'indices spectraux (Allers & Liu 2013a; Burgasser 2008; Cruz & Reid 2002; Reylé et al. 2011; Rojas-Ayala et al. 2010, 2012; Woolf et al. 2009; Woolf & Wallerstein 2004, 2006) permet de déduire le type spectral d'une DES, en plus de la gravité de surface. Un indice spectral est simplement un ratio entre deux régions précises de la DES, telle une couleur.

Finalement, il faut prendre en considération l'extinction par la matière interstellaire. Ce phénomène est particulièrement important dans les régions de formation où l'on retrouve les objets les plus jeunes. Cette extinction étant plus forte à courte longueur d'onde, elle se manifeste par un rougissement de la DES. Ce rougissement affectera les couleurs utilisées pour caractériser les naines brunes en les plaçant sur des schémas évolutifs. Par conséquent, l'évaluation de la masse s'en trouvera faussée.

1.3.4.2 Signes de jeunesse

Il est intéressant d'étudier les objets sous-stellaires jeunes afin d'en apprendre plus sur leurs mécanismes de formation. Aussi, les objets jeunes sont plus chauds et donc plus brillants et plus faciles à observer. Il existe de nombreuses méthodes pour déduire l'âge d'un objet de faible masse. Une avenue intéressante est de déduire l'appartenance de l'objet à une association dont l'âge moyen est connu.

La gravité de surface sera plus faible pour une naine brune jeune, car leur contraction se poursuit jusqu'à environ 150 millions d'années. À une température donnée, le doublet KI du potassium dans la bande *J* est particulièrement sensible à la gravité, que l'on qualifie

généralement par la valeur de $\log g$, où g est l'accélération gravitationnelle dans l'atmosphère. La largeur de ce doublet augmente de manière monotone avec le type spectral, mais sa largeur équivalente évolue différemment (McLean et al. 2003). De plus, ce doublet sera absent chez les super géantes ($\log g = 0,0$), qui ont des spectres semblables aux naines brunes, et très marqué chez les naines brunes vieilles ($\log g = 5,0$). En vieillissant, l'augmentation du taux d'absorption induite par collision de l'hydrogène moléculaire (H_2) vient aplatir la bande H , qui est initialement plus triangulaire dû aux bandes d'eau avoisinantes. Une bande H triangulaire est donc un bon indicateur de faible gravité de surface pour une naine brune. La bande K est également aplatie en vieillissant. De plus, les raies de potassium (K) et les bandes d'hydrure de fer (FeH) sont significativement plus profondes pour des objets vieux. Des critères empiriques permettent alors de caractériser la gravité de surface en se basant sur les divers indices spectraux susmentionnés (Allers & Liu 2013a).

Comme les naines brunes jeunes ont un rayon beaucoup plus grand que les vieilles (Figure 1.4), un argument géométrique voudrait que pour une même température la magnitude dans une bande donnée soit beaucoup plus petite à un plus jeune âge. Toutefois, ayant une plus faible gravité, il y a beaucoup de poussières en suspension qui viendront bloquer et redistribuer ce flux (Faherty et al. 2012). De plus, les bandes de VO sont plus prononcées pour des objets jeunes, signe de la présence de nuages. Il faut donc être prudent en estimant le type spectral par les couleurs d'objets jeunes. Ceux-ci étant gonflés par rapport aux objets vieux, les modèles empiriques du champ ne s'appliquent pas.

En déterminant l'élargissement des raies spectrales, il faut également considérer l'élargissement Doppler dû à la rotation de l'objet. Lors de sa contraction, la rotation accélère par conservation du moment cinétique, puis ralentit par des interactions diverses. Par exemple, le couplage avec le disque par le champ magnétique permet un transfert de moment cinétique vers l'extérieur (Messina et al. 2010).

L'activité magnétique sera également bien plus forte en début de vie. Cette activité peut se détecter principalement dans le domaine des ondes radios, des rayons x et par les émissions H_α et UV.

Un marqueur efficace pour déterminer à la fois la nature sous-stellaire et la jeunesse d'un objet est la présence de lithium. En effet, un objet de moins de $60 M_{Jup}$ ne brûlera pas son lithium et un objet à la limite stellaire l'aura épuisé en 140 millions d'années. La

présence de lithium démontre donc la nature sous-stellaire, ainsi que la jeunesse dans le cas des naines brunes massives. (Voir Figure 1.6)

1.4 FORMATION DE COMPAGNONS SOUS-STELLAIRES

En théorie, une naine brune peut se former d'une part comme une étoile, seulement avec une moindre masse, ou d'autre part comme une planète géante gazeuse. Le scénario de formation des naines brunes reste un sujet complexe. En particulier, on cherche à comprendre comment se forment les naines brunes et planètes géantes en orbite autour d'une étoile, les compagnons sous-stellaires. Cette information est importante dans la compréhension des processus qui entrent en jeu dans la formation de systèmes stellaires.

Plus particulièrement, il est difficile d'expliquer, par les mécanismes décrits dans les sections qui suivent, la présence de naines brunes sur des orbites à grande séparation (plusieurs centaines de fois la distance Terre-Soleil, nommée unité astronomique (UA)). La technologie nous permet maintenant d'obtenir des observations à haut contraste dans le proche infrarouge permettant de découvrir et d'analyser ces objets directement.

Les sections qui suivent tentent d'expliquer les différents mécanismes pouvant mener à la formation d'objets sous-stellaires et se concentrent spécifiquement sur les compagnons sous-stellaires à grande séparation.

De nombreuses simulations numériques et calculs analytiques tentent d'analyser l'effondrement d'un nuage, mais l'origine de la fonction de masse initiale reste difficile à expliquer. Parmi les plus connues, les simulations de Bate (2009, 2011); Bate et al. (2003) sont les plus complètes de par la taille impressionnante des régions considérées. Ces simulations numériques vont de l'effondrement et la fragmentation d'un nuage moléculaire d'une densité initiale moyenne suffisante pour permettre la formation de fragments produisant des objets de $1 M_{\odot}$ (Larson 1999), jusqu'à la formation d'étoiles et de leurs disques (Figure 1.12). La plus récente simulation utilise un nuage suffisamment volumineux pour produire 1250 objets de toutes masses.

Ces simulations englobent donc plusieurs mécanismes de formation de naines brunes. Ces mécanismes sont très efficaces et forment autant d'objets sous stellaires que d'étoiles, tel que corroboré par les observations. Le modèle utilise l'hydrodynamique à particules lissées et permet la fragmentation du nuage lorsque le dégagement d'énergie de l'effondrement dépasse le taux auquel le gaz peut se refroidir. Pour obtenir directement des

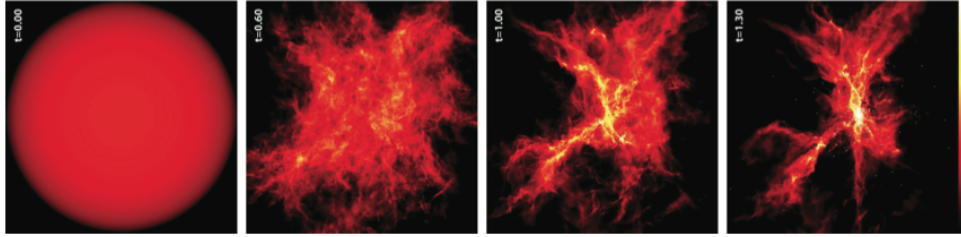


FIGURE 1.12 Séquence présentant la simulation de Bate (2009) à différents moments de l’effondrement du nuage. On observe la formation de filaments de plus haute densité au coeur desquels les objets de plus faible masse peuvent se former directement.

fragments menant à la formation de naines brunes par le même mécanisme qu’une étoile, il faut une densité de H_2 plus grande que 10^7cm^{-3} et une masse du fragment inférieure à $0,1 M_\odot$.

En fait, le mécanisme réussissant le mieux dans ces simulations est plus complexe et passe par des interactions dynamiques. Les naines brunes seraient plutôt formées dans des zones de formation stellaire à la manière d’une étoile, soit dans un disque massif autour d’une protoétoile (75% des cas), soit dans un petit nuage dense (25% des cas), mais leur apport en gaz serait stoppé lors de l’éjection de celles-ci hors de la zone riche en matériaux, arrêtant leur accrétion. Les naines brunes ainsi éjectées ne garderaient qu’un petit disque. De plus, il serait possible que celles-ci soient éjectées de la région d’accrétion de matière tout en restant liée gravitationnellement à grande séparation. Il semblerait qu’il soit également commun que des étoiles très jeunes échangent des objets les orbitant, lorsqu’elles passent à proximité les unes des autres dans les zones de formation très denses. Cet échange coupe l’apport de matière et permet des orbites plus grandes. De plus, les disques protoplanétaires entourant les étoiles de la simulation ont généralement une étendue de moins de 20 UA, due à des interactions dynamiques tronquant les disques dans une région densément peuplée.

La simulation la plus récente de Bate produit 290 systèmes multiples. Parmi ceux-ci, 26 ont une primaire (l’objet central) de plus de $100 M_{\text{Jup}}$ et un compagnon de moins de $100 M_{\text{Jup}}$. Seulement 2 systèmes ont des primaires de plus de $0,8 M_\odot$ et ceux-ci ont des compagnons à plus de 1000 UA. La séparation des objets de systèmes d’étoile avec compagnon sous-stellaire semble augmenter de manière monotone avec la masse de l’étoile hôte, de moins de 10 UA à $0,2 M_\odot$ jusqu’à 50 UA pour $0,4 M_\odot$ et plus de 100 UA pour

les étoiles de masse solaire. Le ratio de masse ($M_{\text{compagnon}}/M_{\text{primaire}}$) en fonction de la séparation est plus faible pour les binaires rapprochées. De plus, il y a peu de systèmes à seulement 2 compagnons qui sont dans la région 100-1000 UA ; la plupart sont des systèmes multiples de plus haut ordre. Finalement, la simulation prédit que la multiplicité d'ordre supérieure (le nombre de systèmes à plus de deux objets) décroît rapidement pour une masse du primaire moins grande.

1.4.1 Fragmentation du nuage protostellaire

Le premier mécanisme susmentionné est la formation d'une naine brune par l'effondrement gravitationnel d'un fragment de nuage moléculaire. Pour ce faire, il faut premièrement une zone de haute densité pour permettre à un fragment de faible masse de se former. Ceci survient généralement dans des filaments denses (voir Figure 1.12) qui se forment naturellement dans les nuages moléculaires par la combinaison d'ondes de chocs et des effets gravitationnels (Matzner & Levin 2005; Whitworth et al. 2007).

Dans la même catégorie, les naines brunes peuvent être formées dans des zones destinées à créer des étoiles, mais freinées dans leur croissance. Lors des premières phases de fragmentation du nuage, les interactions à N-corps peuvent facilement éjecter des objets moins massifs hors de la zone de formation, les privant du gaz nécessaire pour continuer leur accréation (Bate 2011).

1.4.2 Accréation du noyau

Typiquement, les planètes gazeuses se forment en moins de 5 millions d'années et les planètes rocheuses prendront entre 10 et 120 millions d'années. Ces objets se forment d'abord par l'agglomération de matériaux solides dans le disque entourant une étoile jeune, formant un coeur solide, qui par la suite accrétera de grandes quantités de gaz. Le deux tiers des étoiles perdraient leur excès de flux à $3 \mu m$, marqueur de la présence d'un disque, en 3 à 5 millions d'années (Mamaïek 2009). La masse et l'étendue du disque dépendent bien sûr de la masse de l'étoile centrale. L'accréation sera beaucoup plus efficace à partir de ce qu'on appelle la ligne de glace, c.-à-d. la séparation limite à partir de laquelle le disque est assez froid pour avoir des cristaux de glace. Toutefois, l'accréation du coeur ne permet pas de former des objets à grande séparation (Inaba et al. 2003; Kratter et al. 2010; Pollack et al. 1996). Le temps nécessaire à l'agglomération du coeur augmente avec

la distance (plus de 10 millions d'années à 20 UA), mais le disque se dissipe rapidement.

Bate (2005) montre également que le principe de l'éjection permettrait de former des objets sous-stellaires hors du disque. Le principe équivaut à la formation de naines brunes éjectées d'un nuage, mais cette fois, l'objet en question est sorti de sa zone d'accrétion dans le disque. Toutefois, cette méthode nécessite un disque très massif, ce qui nous mène à la troisième méthode : l'instabilité gravitationnelle dans un disque protoplanétaire.

1.4.3 Instabilité gravitationnelle du disque protoplanétaire

Un disque massif peut connaître des instabilités gravitationnelles augmentant considérablement la densité dans des noeuds. Ceci permettrait par exemple de former des planètes géantes en seulement 1000 ans à une séparation de 30 UA (Boss 1997, 2001).

Pour qu'il y ait instabilité, il faut que la région en question ait assez de gravité pour contrer les effets de pression et de rotation du disque. C'est ce qu'on appelle le critère de Toomre ($Q < 1$). De plus, la chaleur dégagée par la contraction doit être libérée dans un temps de l'ordre d'une orbite pour ne pas freiner le processus. Le moment où l'instabilité se produit est décisif. Une fragmentation dans la phase principale d'accrétion donnera des compagnons massifs. Par la suite, le disque se dissipe et devient trop peu dense pour s'effondrer. Une planète doit donc être formée au moment de la transition terminant cette première phase. Des processus externes peuvent également provoquer l'instabilité dans le disque, par exemple la collision des disques de deux étoiles (Shen & Wadsley 2006).

Par contre, l'irradiation provenant de l'étoile principale inhibe la fragmentation du disque en empêchant le refroidissement efficace nécessaire à atteindre le critère Q (Matzner & Levin 2005). Pour remédier à ce problème, Vorobyov & Basu (2006) proposent que l'accrétion puisse se produire par cycles, ce qui laisse le temps au disque de se fragmenter lors d'un minimum d'accrétion et donc d'avoir moins d'énergie à dissiper malgré l'apport de l'étoile. Malgré tout, dans la région interne du disque (< 10 UA), le refroidissement ne sera pas assez efficace pour permettre des instabilités (Matzner & Levin 2005; Rafikov 2005).

Pour ce qui est des simulations, aucun modèle ne combine à la fois l'accrétion et l'instabilité gravitationnelle, mais les simulations de Meru & Bate (2010) montrent la possibilité de fragmenter le disque à moins de 25 UA si la température et l'opacité sont suffisamment basses. Ce processus serait avantageux par une faible métallicité, alors que

l'accrétion du noyau sera plus difficile (Kornet et al. 2005).

1.4.4 Migration : évolution dynamique de systèmes multiples

Lorsque le système formé comporte trois corps massifs ou plus, il risque fortement d'y avoir des interactions avant que les différentes orbites se stabilisent. Au niveau stellaire, Law et al. (2010) ont observé que 80% des systèmes binaires à plus de 5000 AU et 20% à plus de 1000 AU ont d'autres corps dans le système. Pour ce qui est des systèmes planétaires (voir Scharf & Menou 2009; Veras et al. 2009), le scénario d'accrétion du noyau indique que les planètes géantes ont tendance à se former près de la ligne de glace, qui se situe généralement à moins de 10 UA. Lorsque l'espacement entre les rayons de Hill³ respectifs de deux corps est insuffisant, ceux-ci subissent de fréquentes interactions gravitationnelles, menant à une relaxation dynamique et donc à un éloignement d'un des deux objets. Jurić & Tremaine (2008) estiment, à partir de leur excentricité, que 75% des systèmes planétaires connus ont été dynamiquement actifs. Selon les simulations de Veras et al. (2009), les planètes géantes formées par accrétion du noyau peuvent rapidement être projetées sur des orbites à grande séparation et y demeurer quelques dizaines de millions d'année avant d'être éjectées du système. Toutefois, la chance d'une telle détection est amplifiée par le biais observationnel. En effet, il est plus simple de détecter les planètes géantes à grande séparation lorsqu'elles sont jeunes puisqu'elles sont toujours brillantes dans l'infrarouge, irradiant l'énergie rémanente de leur formation. À un âge de 5 millions d'années, analogue aux systèmes étudiés dans cet ouvrage, 3,9% des systèmes modélisés par Veras et al. contiennent des objets à grande séparation qui seront ultérieurement éjectés. Toutefois, ces objets sont généralement des planètes de moins de $4 M_{\text{Jup}}$, pour avoir été diffusées de la sorte, et non pas des naines brunes. Peu de données sont disponibles à propos des interactions internes des systèmes stellaires comportant des compagnons naines brunes. Les simulations plus globales de Bate parviennent à former de tels systèmes, mais il n'y est traité que des interactions externes provoquées par le passage à proximité d'une autre étoile.

³Rayon à l'intérieur duquel une masse peut retenir un satellite en orbite.

1.5 RECHERCHE DE COMPAGNONS DE FAIBLE MASSE

La technologie d'imagerie proche-infrarouge a ouvert une nouvelle branche de l'astronomie. En effet, les détecteurs CCD (*Charge Coupled Device*) conventionnels utilisent du silicium. La bande électronique interdite de cet élément permet de libérer des électrons à la réception de photons plus énergétiques que $\lambda = 1,12\mu\text{m}$. En pratique, l'efficacité quantique permet difficilement de dépasser 900 nm. Dorénavant, la conception de capteurs à base de HgCdTe ou de InGaAs permet de produire des détecteurs sensibles au proche infrarouge en ajustant la proportion de ces composantes.

Tout de même, l'absorption de l'atmosphère (Figure 1.2) devient très gênante pour les observations à partir du sol dans cette gamme de longueurs d'onde. Les régions de transmission délimitées par les bandes d'absorption principalement dues au H₂O et au CO₂ sont donc utilisées comme filtres (§1.1.2). À plus de $2.4\mu\text{m}$, l'absorption par l'eau dans l'atmosphère terrestre ainsi que l'émission thermique des instruments et de l'atmosphère rendent les détections au sol très difficiles. Il faut avoir recours à un télescope spatial cryogénique tel que WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*; Wright et al. (2010) sect. 2.7) qui a pu cartographier tout le ciel dans quatre bandes : W1 ($3.4\mu\text{m}$), W2($4.6\mu\text{m}$), W3($12\mu\text{m}$), W4($22\mu\text{m}$).

Plusieurs techniques permettent d'identifier des compagnons de faible masse. La méthode photométrique consiste à repérer la baisse de flux provenant d'une étoile suite à une occultation par son compagnon. Cette technique ouvre un champ complet d'étude qui ne sera pas traité dans cet ouvrage. Nous nous concentrerons plutôt sur les techniques d'imagerie directe. En fait, cette gamme de techniques est la seule à pouvoir détecter des compagnons à des séparations de plus de 15 UA. Ces objets peuvent également être étudiés en spectroscopie, ce qui permet l'analyse de leur atmosphère.

Grâce aux grands catalogues infrarouges, couvrant la totalité du ciel à plusieurs époques, tel que WISE et 2MASS (Two Micron All-Sky Survey), de nombreuses naines brunes et planémos ont pu être identifiés. Pour ce faire, on recherche, dans une quantité faramineuse de données, les objets ayant des couleurs correspondant à des corps froids. Du même coup, l'analyse de leur mouvement propre nous indique que les objets sont à une faible distance, ou même qu'ils font partie d'une association cinématique jeune (§1.6).

Des compagnons à grande séparation peuvent ainsi être repérés par leur mouvement

propre commun avec celui d'une étoile. C'est-à-dire que le mouvement propre de l'objet sous-stellaire coïncide avec celui d'une étoile à proximité. En fonction de la distance du système (1.3.4) et de la séparation, il sera éventuellement possible de voir un mouvement orbital en un temps raisonnable.

Pour détecter ou encore observer des compagnons de faible luminosité, il faut souvent avoir recours à des techniques d'optique adaptative et/ou d'imagerie à haut contraste. D'un côté, le rapport de flux entre la primaire et le compagnon peuvent facilement atteindre plusieurs ordres de grandeur. D'un autre côté, la taille du télescope et les conditions d'observation limitent la résolution spatiale disponible.

Les détecteurs infrarouges ont une gamme dynamique à respecter, c'est-à-dire le nombre d'électrons qu'un pixel peut contenir tout en gardant une efficacité quantique linéaire par rapport au nombre de photons reçus. La limite inférieure de cette gamme est dictée par le bruit de lecture et la limite supérieure est intrinsèque à la nature du détecteur. Au-dessus de cette limite, la réponse ne sera pas linéaire et éventuellement le nombre de comptes sera saturé. La saturation peut provoquer des rémanences temporaires, mais qui nuiront aux observations subséquentes. Il n'est donc pas simple de prendre, sur un même champ, des objets à haut contraste. Une technique (voir chapitre 2) consiste à prendre une première pose non saturée, puis une seconde suffisamment profonde pour laisser apparaître le compagnon. Cette dernière sera saturée sur la primaire, mais pourra être reconstruite en utilisant la première pose. L'image résultante présente la primaire et son compagnon avec des fonction d'étalement de point (FEP) équivalentes, à des hauteurs différentes. On peut alors mesurer le flux relatif, donc la magnitude relative. L'étoile centrale est supposée suffisamment brillante pour avoir été cataloguée avec des mesures photométriques précises. Dans le cas contraire, il faudra observer une étoile de référence pour la calibration.

Tout de même, il faut atteindre une résolution spatiale permettant de séparer le flux provenant du compagnon de celui de la primaire. Lors de l'observation d'étoiles, sauf dans quelques rares cas, la source est vue comme ponctuelle. On obtient une FEP dont la pleine largeur à mi-hauteur (PLMH) limitera la résolution spatiale accessible. Dans le meilleur scénario, sa largeur minimale est dictée par la taille du télescope et la configuration du système optique. En pratique, la limite physique dépend généralement de la qualité de l'atmosphère que la lumière doit traverser ; cette limite est appelée «seeing». Par exemple,

aux observatoires de classe mondiale du Mauna Kea (Hawaï, États-Unis) et du Cerro Paranal (Antofagasta (désert d'Atacama), Chili) on peut s'attendre à obtenir un seeing de $\sim 0,5'' - 0,7''$. Lorsque le facteur limitant est le seeing, la FEP est un profil de Moffat 2D :

$$z_{\text{Moffat}}(x,y) = z_0 + A_0 \left(\left(\frac{(x-x_0)}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{(y-y_0)}{\sigma_y} \right)^2 + 1 \right)^{-\beta} \quad (1.7)$$

où β est le paramètre de Moffat. En observant au zénith, point le plus élevé du ciel, on diminue la masse d'air à traverser et on améliore ainsi le seeing. De plus, les grands observatoires se dotent de systèmes d'optique adaptative (OA, voir chapitre 2) qui corrigent en temps réel la déformation du front d'onde à l'aide de miroirs déformables et permet ainsi d'augmenter typiquement d'un facteur 30 la résolution spatiale. En se fiant à une étoile de référence, naturelle ou artificiellement créée par un laser, une boucle de rétroaction active à grande vitesse des actuateurs modifiant le profil du miroir pour obtenir des fronts d'onde plans. La FEP ainsi obtenue s'approchera alors d'une fonction d'Airy :

$$z(r) = z_0 \left(\frac{2J_1\left(\frac{\pi r}{\lambda N}\right)}{\frac{\pi r}{\lambda N}} \right)^2 \quad (1.8)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de première espère à l'ordre 1 et N est le nombre d'ouverture (paramètre optique). Cette forme présente un pic très prononcé et des anneaux concentriques. Un coronographe peut ensuite masquer le pic central pour bloquer une majeure partie de la lumière de l'étoile et ainsi révéler des objets plus faibles en périphérie.

Malgré tout, l'optique du télescope n'est jamais parfaite. Un patron de tavelures dû aux différentes aberrations et imperfections optiques qui n'ont pas pu être corrigées par le système OA est toujours présent et rend ardue la détection de sources ayant un flux du même ordre de grandeur ou même moindre. C'est à cette étape qu'interviennent les techniques d'imagerie différentielle. Le principe est de trouver une manière de combiner différentes prises de vue afin d'éliminer la contribution des tavelures et du flux de l'étoile principale. Ceci peut se faire en comparant différentes bandes spectrales entre lesquelles le signal de l'étoile variera peu par rapport au signal du compagnon ; on parlera alors d'imagerie différentielle spectrale (IDS). On peut également comparer des images prises à des angles différents de rotation du champ de vue afin de différencier les tavelures des sources, ce qu'on appelle imagerie différentielle angulaire (IDA).

Enfin, il est également possible de résoudre deux sources rapprochées par interférométrie. On utilise un masque ayant un patron non redondant d'ouvertures (MNR) pour produire un interférogramme dont l'analyse dans l'espace de Fourier nous permettra de résoudre les sources.

1.6 RÉGIONS DE FORMATION D'ÉTOILES

1.6.1 Groupes OB

En 1874, Benjamin Gould réalise que les étoiles brillantes ne sont pas distribuées uniformément dans le plan de la galaxie. Celles-ci forment plutôt une ceinture inclinée de 18 degrés par rapport au plan galactique, la ceinture de Gould. En 1924, le *Henry Draper Catalog of stellar spectra* met aussi en évidence le fait que les étoiles les plus chaudes ne sont pas distribuées aléatoirement. Quelques années plus tard, en 1929, Pannekoek sépare en 37 groupes les étoiles de type O et B (Pannekoek 1929). Parmi ces groupes, on retrouve Scorpio (§1.6.2), la région où se retrouvent les cibles étudiées dans le présent mémoire. Il faudra attendre 1947 pour que Ambartsumian utilise le terme «association» pour décrire ces groupes OB. Il comprend alors que les étoiles les constituant doivent être jeunes, puisque leur faible densité ($0.1 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$) ne les protège pas contre les forces de marée galactiques qui auraient tendance à les disloquer à long terme.

Les groupes OB sont des associations cinématiques non liées gravitationnellement et à faible dispersion interne de vitesse (de Zeeuw et al. 1999) qui contiennent généralement de 10 à 100 étoiles de type O et/ou B, en plus de toutes les autres classes d'objets jeunes. Toutefois, les étoiles de type O deviennent supernovae en environ seulement un million d'années, perturbant par le fait même le nuage moléculaire. Il est donc courant qu'une association OB ne contienne plus d'étoile O.

Lors de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire, une multitude d'objets sont créés dans une région de formation. Les interactions dynamiques entre ces objets ainsi qu'avec le reste de leur environnement galactique tendent à disloquer les associations jeunes faiblement liées. Lorsque les associations ne sont plus liées, mais présentent toujours un mouvement propre commun, on parle d'association cinématique. De plus, la période de formation étant courte par rapport à la séquence d'évolution de ces objets, l'âge des membres d'une même association cinématique sera semblable. Aussi, la composition chimique du nuage initial étant généralement uniforme, la composition des objets en résultant

sera apparentée.

Une association cinématique jeune (ACJ) est reconnaissable puisque ses membres commencent à peine à se disperser. Si celle-ci se trouve loin de nous, on parlera d'amas ouvert. Toutefois, il est particulièrement intéressant d'étudier les ACJ qui nous entourent et nous englobent, puisqu'on peut y observer de plus près des objets de très faible masse. Il est possible d'identifier ces ACJ à partir de la vitesse radiale⁴ et du mouvement propre⁵ cohérents de leurs membres. La totalité du ciel doit donc être observée à la recherche de membres. Non seulement faut-il observer à de nombreuses reprises une cible pour identifier son mouvement propre et sa distance par parallaxe, mais des signes de jeunesse doivent également être détectés puisque des étoiles vieilles (du champ) ont une probabilité non nulle de répondre aux critères cinématiques d'une association sans toutefois en faire partie. On connaît 32 ACJ à moins de 200 parsecs de la Terre.

1.6.2 Association Upper Scorpius

L'association OB la plus près de nous est le regroupement Scorpius-Centaurus (ScoCen) (de Zeeuw et al. 1999), qui englobe les sous-groupes Lower Centaurus-Crux (LCC), Upper Centaurus-Lupus (UCL) et Upper Scorpius (USco). ScoCen compterait au moins 522 membres confirmés (de Zeeuw et al. 1999; Rizzuto et al. 2011).

La plus jeune partie de ce complexe est l'association USco. Elle comporterait une cinquantaine d'étoiles de type B et au moins un rémanent de supernovae (Hoogerwerf et al. 2001). de Zeeuw et al. (1999) y classent 120 étoiles avec une parallaxe de HIPPARCOS pour obtenir une distance moyenne de 145 ± 2 pc. Toutefois, la distribution de l'association dans le ciel pourrait correspondre à une dispersion de 15-20 pc (Preibisch et al. 2002), ou 14 pc pour la zone la plus dense (Ireland et al. 2011). La région présente peu d'extinction ($A_V < 1$ typiquement) et la formation d'étoile serait déjà terminée. Le milieu interstellaire de USco serait relié par des filaments au nuage de Ophiuchus (Oph) selon De Geus (1992). Toujours selon De Geus, l'association aurait un âge moyen de 5 millions d'années, à partir des modèles d'évolution de Maeder (1981). Preibisch et al. (2002) confirment cette estimation de l'âge de USco en plaçant 364 membres de 0,1 à $20 M_\odot$ sur une séquence évolutive (combinaison des modèles évolutifs de Bertelli et al. (1994), Palla & Stahler (1999) et

⁴Vitesse d'un objet le long de la ligne de visée.

⁵Le mouvement propre est le mouvement apparent d'un objet dans le ciel.

Baraffe et al. (1998)) dans un diagramme HR. Selon cette étude, USco serait au moins deux fois plus jeune que les deux autres associations du regroupement et présenterait peu de dispersion en âge.

Toutefois, cette estimation est remise en question par Pecaution et al. (2012). En mesurant la fraction d'étoiles de type F suffisamment jeunes pour présenter un disque d'accrétion, ils montrent que celles-ci sont moins lumineuses d'une magnitude que les isochrones des modèles pour 5 millions d'années de Dotter et al. (2008). Pecaution et al. réévaluent alors les stades évolutifs des membres B, A, F et G de l'association selon ces mêmes isochrones. Ils estiment alors un âge moyen entre 13 ± 1 millions d'années pour les F et 9 ± 2 millions d'années pour les G. Ils affirment également que l'étude de la présence de disques autour des étoiles de USco par Carpenter serait compatible avec un âge de 11 millions d'années. Tout de même, il est à noter que De Geus (1992) et Preibisch & Zinnecker (1999) avaient expliqué le déclenchement de la formation d'étoiles dans USco par l'effet des supernovae de UCL et LCC, mais cette hypothèse n'est pas compatible avec l'âge révisé par Pecaution. En effet, De Geus (1992) mesure une coquille de perturbation de 110 ± 10 pc provenant de supernovae dans UCL et se propageant à 10 ± 2 km s⁻¹. À un tel rythme, cette perturbation prendrait origine dans UCL il y a ~ 11 millions d'années et aurait traversé USco il y a ~ 4 millions d'années. Le même processus expliquerait le récent déclenchement de la formation d'étoiles dans le nuage d'Oph par les supernovae de USco. De plus, Song et al. (2012) reviennent à la charge en évaluant l'âge de UCL et LCC à ~ 10 millions d'années en se basant sur la largeur équivalente de la raie de lithium dans le spectre des étoiles, par la comparaison empirique de leur couleur $V - K$ et de leur magnitude M_K et par leur positionnement dans un diagramme HR. Par cette analyse, ils démontrent que l'évaluation de l'âge d'une association jeune par positionnement dans un diagramme HR ne concorde pas avec les deux autres techniques. Puisque des modèles théoriques sont nécessaires pour positionner un objet dans le diagramme, cette méthode est dépendante de la fiabilité des modèles, contrairement aux deux autres techniques. Sans toutefois démontrer que l'âge de 5 millions d'années est une meilleure estimation pour USco, Song et al. (2012) minent la crédibilité de l'âge révisé par Pecaution et al. (2012).

1.6.3 Naines brunes dans USco

USco compte plusieurs dizaines de membres confirmés qui se trouvent dans le domaine des objets de faible masse et de type spectral plus tardif que M6 (ce qui correspond à la limite sous-stellaire pour un âge de 5 millions d'années) (Ardila et al. 2000; Lodieu et al. 2006; Martín et al. 2004; Slesnick et al. 2006). Lodieu et al. (2007) présentent une séquence empirique de 21 spectres d'objets allant de 8 à 30 M_{Jup} et étant des membres confirmés de l'association jeune. Il utilise six indices spectraux afin de déterminer le type spectral. Les objets sont également comparés avec des naines du champ pour montrer la jeunesse de l'association, principalement grâce à la forme de la bande H et à la largeur équivalente des raies de KI, NaI et CaI.

Cet ensemble d'objets présente une large dispersion en magnitude pour un même type spectral. Cette dispersion serait due à une combinaison de différents effets tels que l'incertitude sur l'âge de l'association et la dispersion d'âge des objets la composant, la profondeur de l'association (les distances précises des objets individuels sont inconnues) et la proportion d'objets présentant un disque ou formant un système multiple.

Carpenter et al. (2006) montrent que 19% des objets de K0 à M5 y présentent un excès indicateur d'un disque, mais que pratiquement toutes les étoiles de plus grande masse n'en ont pas. Pour les objets de plus faible masse, Jayawardhana et al. (2003) trouvent qu'il y aurait une proportion encore plus grande de disques, à partir de la présence d'excès de couleur $K - L'$. Lodieu (2013) observe une fraction de 26-37% d'objets de faible masse présentant toujours un disque, ainsi qu'un excès de naines brunes dans la fonction initiale de masse de USco.

Six systèmes binaires ou multiples incluant un compagnon sous-stellaire à grande séparation sont actuellement connus dans USco :

UScoCTIO 108 est un système binaire de deux naines brunes (60 et 14 M_{Jup}) séparées d'au moins 670 UA. Ce système a été identifié par Béjar et al. (2008) en cherchant des cibles ayant des couleurs correspondant à des objets de faible masse dans les catalogues DENIS, 2MASS et UKST. Une fois le compagnon de faible masse identifié, des observations spectroscopiques et photométriques ont été effectuées pour confirmer sa masse et son appartenance à l'association. Les mouvements propres des deux objets sont cohérents, mais la précision des observations ne permet pas de prouver leur lien gravitationnel hors

de tout doute. Toutefois, il est démontré statistiquement par Béjar et al. (2008) que leur alignement sans interaction serait fortement improbable. Il est raisonnable de croire que les deux objets peuvent avoir été formés comme un système stellaire binaire.

1RXS J160929.1-210524 présente une planète de $0.008^{+0.003}_{-0.002} M_{\text{Jup}}$ en orbite à 330 UA d'une étoile K7 de $0.9 M_{\odot}$. Ce système fut découvert par Lafrenière et al. (2008), puis confirmé et analysé dans Lafrenière et al. (2010). Ce système sera utilisé au chapitre 2 à des fins de comparaison, mais aucune nouvelle observation n'a été effectuée dans le cadre de cette maîtrise.

GSC 06214-00210 est composé d'une étoile $K7 \pm 0.5$ de $0,9 M_{\odot}$ (Bowler et al. 2011) autour de laquelle orbite une naine brune de $15 \pm 2 M_{\text{Jup}}$ à ~ 320 AU. Ce système est répertorié dans Kraus et al. (2008), puis analysé par Ireland et al. (2011), Bowler et al. (2011) et Bailey et al. (2013). Ireland et al. confirment le mouvement propre des deux sources sur 3 ans. Bowler et al. confirment que l'étoile primaire fait partie de la région USco en évaluant son mouvement propre et en démontrant son jeune âge par les observations d'émissions rayons-X et $H\alpha$ et d'absorption du lithium. Il observe également une forte émission de la raie Paschen- β dans le spectre du compagnon, qu'il interprète comme étant un signe d'accrétion ou d'éjections de matière provenant d'un disque.

[PGZ2001] J161031.9-191305 est un système de trois objets : une étoile primaire K7 de $0,77 M_{\odot}$, un compagnon $\sim M4$ de masse stellaire ($0,12 \pm 0,05 M_{\odot}$) à une distance de 26 ± 3 UA et un compagnon naine brune ($0,033 \pm 0,008 M_{\odot}$) de type $M9 \pm 1$ en orbite à 885 ± 85 AU. Les deux compagnons ont été identifiés comme appartenant au système par Kraus et al. (2008), mais le plus éloigné était déjà connu comme étant membre de USco (Preibisch et al. 1998).

HIP 78530 est un système situé à 157 ± 17 pc (van Leeuwen 2007) et composé d'une primaire B9V de $2.5 M_{\odot}$ (Houk & Smith-Moore 1988) et d'un compagnon $M8 \pm 1$ de $0,022 \pm 0,003 M_{\odot}$ en orbite à 740 ± 60 AU de l'étoile. Ce compagnon a été identifié par Lafrenière et al. (2011). Le lien entre la primaire et le compagnon a été remis en question par Bailey et al. (2013), qui interprètent les mesures photométriques de cet objet peu lumineux comme étant compatibles avec la DES d'une étoile d'arrière-plan. De nouvelles observations présentées au chapitre 2 viennent contredire cette affirmation.

Les trois systèmes naine brune/étoile susmentionnés font l'objet de l'étude détaillée pré-

sentée au chapitre 2, qui inclut également le compagnon de masse planétaire 1RXS J160929.1-210524. Ces quatre systèmes présentent une importante différence de masse entre la primaire et le compagnon de faible masse en orbite à grande séparation. Cet échantillon couvre la gamme de faibles masses sous-stellaires (8 à $30 M_{\text{Jup}}$) et de grandes séparations (300 à 900 UA), tout en permettant une comparaison homogène d'objets d'une même région de formation. Cette similitude contraint la différence d'âge, de distance et de composition des cibles, permettant une comparaison directement basée sur la masse de ces objets.

CHAPITRE 2

CHARACTERIZATION OF LOW-MASS, WIDE-SEPARATION SUBSTELLAR COMPANIONS TO STARS IN UPPER SCORPIUS : NEAR-INFRARED PHOTOMETRY AND SPECTROSCOPY

Référence :

Manuscrit soumis à la revue arbitrée *The Astrophysical Journal* le 31 octobre 2013 (# ApJ93440)

FRANÇOIS-RENÉ LACHAPELLE¹, DAVID LAFRENIÈRE¹, RAY JAYAWARDHANA²,
MARKUS JANSON³, CHRISTIANE HELING⁴, SOEREN WITTE⁵

Abstract:

We present new $0.9 - 2.45 \mu m$ spectroscopy ($R \sim 1000$), and Y, J, H, K_s, L' photometry, obtained at Gemini North, of three low-mass brown dwarf companions on wide orbits around young stars of the Upper Scorpius OB association: HIP 78530B, [PGZ2001] J161031.9-191305B, and GSC 06214-00210B. We use these data to assess the companions' spectral type, temperature, surface gravity and mass, as well as the ability of the BT-SETTL and DRIFT-PHOENIX atmosphere models to reproduce the spectral features of young substellar objects. For completeness, we also analyze the archival spectroscopy and photometry of the Upper Scorpius planetary mass companion 1RXS J160929.1-210524B. Based on a comparison with model spectra we find that the companions, in the above order, have effective temperatures of 2700 ± 100 K, 2400 ± 100 K, 2300 ± 100 K and 1800 ± 200 K. These temperatures are consistent with our inferred spectral types, respectively $M8 \pm 1$, $M9 \pm 1$, $L0 \pm 1$, and $L3 \pm 2$, obtained from spectral indices and comparisons with templates. From our photometry and using evolution models, we estimate masses of $0.022 \pm 0.003 M_{\odot}$, $0.033 \pm 0.008 M_{\odot}$, $0.015 \pm 0.002 M_{\odot}$, and $0.008 \pm 0.001 M_{\odot}$, respectively. [PGZ2001] J161031.9-191305B appears significantly over-luminous for its inferred temperature, which explains its higher mass estimate. Synthetic spectra based on the BT-SETTL and DRIFT-PHOENIX atmosphere

¹Université de Montréal, Montreal, QC, CA

²University of Toronto, Toronto, ON, CA

³Queen's University, Belfast, Northern Ireland, UK

⁴University of St Andrews, St Andrews, Scotland, UK

⁵Hamburger Sternwarte, Hamburg, Germany

models generally offer a good fit to our observed spectra, although our analysis has highlighted a few problems. For example, the best fits in the individual near-infrared bands occur at different model temperatures: the best model fit in the H band is systematically obtained for higher temperatures than in the J and K bands. Also, temperature estimates based on a comparison of the broadband magnitudes and colors of the companions to synthetic magnitudes from the models are systematically lower than the temperature estimates based on a comparison with synthetic spectra.

2.1 INTRODUCTION

Since the first confirmed detection of a brown dwarf in 1995 (Oppenheimer et al. 1995), a substantial effort has been made on characterizing substellar objects. Up to now, almost 2000 isolated brown dwarfs have been discovered, and we are beginning to better understand their formation and evolution. Nevertheless, the modeling of their cool atmospheres, bearing several molecules and dust clouds, is a great challenge for modern astrophysics. Several low-mass substellar companions ($\lesssim 30 M_{\text{Jup}}$) have been discovered recently on wide orbits (> 80 AU) around stars, see for example Neuhäuser & Schmidt (2012) and references therein. The age and distance of these companions can be inferred from their primary star, while their large separation permits their direct observation without the hampering glare of their primary star; their characterization is thus particularly interesting for testing low temperature atmosphere and evolution models. At young ages these companions are even more interesting as this is where an empirical verification of the theoretical models is most needed (Allard et al. 2012). Furthermore, these young companions are potentially (more massive) analogs to the young giant planets recently imaged (Carson et al. 2013; Kuzuhara et al. 2013; Lafrenière et al. 2008; Lagrange et al. 2010; Marois et al. 2008; Rameau et al. 2013), and thus can serve as workbenches in support of the more difficult direct imaging studies of exoplanets.

In this paper we present and analyze new near-infrared photometric and spectroscopic observations of a sample of three wide substellar companions to young stars in the Upper Scopus OB (USco) formation region: the $\sim 14 M_{\text{Jup}}$ companion at a separation of ~ 320 AU around the K7 star GSC 06214-00210 (hereafter G06214; Ireland et al. 2011), the $23 M_{\text{Jup}}$ companion at 740 AU from the B9 star HIP 78530 (Lafrenière et al. 2011), and the $\sim 30 M_{\text{Jup}}$ companion at ~ 885 AU from the K7 star [PGZ2001] J161031.9-191305 (hereafter

J1610-19; Kraus et al. 2008). The primary of J1610-19 is itself a tight binary (Aab, separation of $\sim 0.145''$ or ~ 20 AU, Kraus et al. 2008), in which the companion (Ab) is roughly at the stellar/substellar boundary. We also apply the same analysis, using existing data, to the $\sim 8 M_{\text{Jup}}$ companion at 330 AU around the K7 star 1RXS J160929.1-210524 (hereafter J1609-21) that was first identified in Lafrenière et al. (2008) and further analyzed in Lafrenière et al. (2010). USco is located at a distance of 145 ± 14 pc (de Zeeuw et al. 1999; Preibisch & Zinnecker 1999) and the average age in the region is estimated at 5 Myr, with a very small scatter (De Geus 1992; Preibisch et al. 2002; Song et al. 2012). It is thus reasonable to consider a common age for the systems in our sample, meaning that on a comparative basis, the companions should not be affected by the age-mass degeneracy inherent to substellar objects.

The four companions studied in this paper have all been studied to various degrees in earlier publications. The near-infrared photometry and spectroscopy of HIP 78530B was analyzed in Lafrenière et al. (2011). Bailey et al. (2013) studied HIP 78530B, G06214B, and J1609B using 3–5 μm photometry. Bowler et al. (2011) presented 1.1–1.8 μm spectroscopy of G06214B, adding to the *JHKL'* photometry from Ireland et al. (2011). The latter study also independently confirmed the common proper motion of J1609-21B. J1610-19B is the least studied of the companions in our sample as it was only observed in the K_s band by Kraus et al. (2008), who made its discovery; no spectrum of it was measured previously. In this paper, in addition to carrying out a homogeneous analysis of the four companions, with a focus on a comparison of their spectra with those of atmosphere models, we also present new data. We present the first near-infrared spectrum of J1610-19B, as well as its first photometric measurements in Y , J and L' . For HIP 78530B, the Y -band photometry and the 0.90–1.15 μm spectrum have never been published before. The spectrum of G06214B in the K band and in the J band under 1.18 μm is also presented for the first time, along with the first Y -band photometric measurement.

2.2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

2.2.1 Imaging

The imaging observations were made at the Gemini North telescope in semester 2011B (program GN-2011B-Q-60) using the NIRI camera in combination with the ALTAIR adaptive optic (AO) system (Herriot et al. 2000). The primary stars themselves were used for

Table 2.I. Observation log

Target	Date	Mode	Total integration time per filter (s) ($t_{\text{non-saturated}}$, $t_{\text{saturated}}$)
HIP 78530B	2011-03-30	Imaging	$Y(25, 50)$, $K_{\text{con.}}(30, 30)$
J1610-19	2011-04-19	Imaging	$Y(175, -)$, $J(75, -)$, $H(50, -)$, $K_s(45, 50)$
G06214	2011-04-19	Imaging	$Y(40, 50)$, $J(30, 50)$, $H(50, -)$, $K_s(60, -)$
J1610-19	2011-06-20	Spectro	– (600, –)
G06214	2011-06-23	Spectro	– (2880, –)
HIP 78530B	2011-07-03	Spectro	– (1350, –)
HIP 78530B	2011-08-16	Imaging	$L'(288, -)$
J1610-19	2011-08-16	Imaging	$L'(90, -)$

wavefront sensing and the ALTAIR field lens was used to reduce the effects of anisoplanatism and achieve better image quality at separations of a few arc seconds. The f/32 camera was used, resulting in a pixel scale of $0.0214''$ and a field of view of $22'' \times 22''$.⁶ The Cassegrain rotator was turned off during the observations, to match the setup used for earlier observations of the same stars, and thus the field of view orientation changed slowly during the sequences. For HIP 78530, we took observations with the Y filter, to complement similar observations made previously in J , H and K_s and initially reported in Lafrenière et al. (2011). We also obtained observations of HIP 78530 in the narrowband K_{cont} filter ($2.0975 \mu\text{m}$) for astrometric follow up as observations at three earlier epochs had already been obtained in this filter. For GSC 06214 and J1610-19, we took images with the Y , J , H , and K_s filters. The observation log is presented in table 2.I.

For all targets we used a pattern of five dither positions consisting of the centre and corners of a square of $10''$ on one side. For most observations, the primary is too bright to get a good signal from the companion without saturating the detector. To obtain deeper images allowing more precise photometry of the companions, we thus obtained, at each dither position, a set comprising unsaturated images consisting of multiple co-additions of short integrations in fast, high read-noise mode, followed by one saturated image consisting of one long integration in slow, low read-noise mode. The saturated images can be readily

⁶As given on the instrument web page at <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/niri/imaging/pixel-scales-and-fov>.

registered to the unsaturated images and easily corrected in the saturated part using the properly scaled unsaturated images.

We also observed HIP 78530 and J1610-19 in L' , still with the $f/32$ camera but without the use of AO. We observed the faint photometric standard star FS 140 (Leggett et al. 2003) shortly after the targets to calibrate the L' photometric measurements. For these observations, we used a pattern of five $A - B$ nod pairs with a separation of $8''$, each pair being displaced from the preceding one by $2''$. At each position we obtained 12 co-additions with an integration time of 0.75 s each, ensuring that the primary star was never saturated. This sequence was repeated three times for HIP 78530, with a pattern rotation of 90° between each sequence. For J1610-19, the sequence was executed only once.

We reduced the data using custom IDL routines. For the images obtained in the high read-noise mode, a striped noise pattern was often present and we removed it by proper median filtering. For the images taken in Y , J , H , and K , we constructed a sky frame by taking the median of the images at all dither positions, after masking out the sources in each one. For the images in L' , we built the sky frame as the mean of the two images obtained at the preceding and following dither positions (also after masking out the sources). After subtraction of the sky frame, we divided the images by a normalized flat field, and we corrected the geometric distortion of the images using the prescription given on the instrument webpage.⁷ The reduced images at each dither position were then registered to place the primary star at their centre, de-rotated to a common field orientation, and their median was taken. The saturated region of the long-exposure images were finally replaced by the properly scaled unsaturated images. For improved consistency among all of our targets, we reprocessed the archival J -, H - and K -band data for HIP 78530B (Lafrenière et al. 2011).

2.2.2 Spectroscopy

The spectroscopy observations were made at the Gemini North telescope in the same program as the imaging, using the GNIRS spectrograph (Elias et al. 2006) in cross-dispersed (XD) spectroscopy mode with a $5''$ -wide slit, the 10 lines mm^{-1} grating and the long blue camera with its LXD prism, resulting in a coverage from $0.885\mu\text{m}$ to $2.425\mu\text{m}$,

⁷The distortion is given by $r' = r + k * r^2$, where $k = (1.32 \pm 0.02) \times 10^{-5}$, r is the uncorrected distance from the field centre in pixels, and r' is the corrected distance from the centre in pixels. From <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/niri/imaging/pixel-scales-and-fov>.

see observation log in table 2.I. The ALTAIR AO system was also used to improve the spatial resolution and image quality, and thus greatly reduce the contamination from the bright nearby primary at the position of the companion. Given the wide slit used, the spectral resolving power achieved is determined by the width of the AO-corrected PSF ($\sim 140\text{--}190$ mas) and varied between 900 and 1300 depending on target and wavelength. We obtained three exposures of 100 to 360 s integration, depending on the source, at each of two nod positions along the slit (for sky subtraction). We observed the A0 telluric standard star HD 151787 (Houk & Smith-Moore 1988) immediately after each target to determine and correct for the effect of the atmospheric and instrumental transmissions. Observatory standard calibration data (flat field, arc lamps) were obtained with each observation.

We reduced the data using custom IDL routines. First, we subtracted the exposures taken at two different nods in the slit to remove the majority of the background signal, resulting in parallel positive and negative signal traces. We then divided the frames by a normalized flat field, using a different lamp in the K band than for the rest of the spectrum for saturation considerations. A few frames also presented a noise pattern of stripes that was removed with an IDL routine provided by the Gemini staff. We then rectified the traces of each order using cubic interpolation. We next corrected a slight spectral shearing by rectifying atmospheric lines that were apparent on the frames before subtracting the two nod positions. With AO, the shape of the PSF is wavelength dependent. We thus fitted the trace independently for each spectral pixel along the spectrum. We fitted an analytic trace consisting of the sum of a Gaussian profile for its core and a Moffat profile for the wings. While fitting for the trace, we simultaneously fitted (and removed) the potential contribution from the primary star and any residual background signal. The contamination from the primary depends on the contrast and separation of the companion and is most important for G06214B, with only $\sim 2''$ separation. The flux from each nod position, cleaned from contamination and residual background signal, was extracted separately using the fitted trace as weight; the flux from the two positions were then summed together. The wavelengths were calibrated using an Ar arc lamp exposure and the different orders of the spectrum were combined by adjusting their overlapping sections. Then, we divided the target spectra by the transmission function of the system. The latter

was determined from the spectrum of the telluric standard. Namely, the continuum of the standard star spectrum was modelled by a black body function and removed, while its hydrogen absorption lines were fitted by a Voigt profile over the appropriate wavelength ranges, and then divided out. The median of all individual spectra was taken as the final spectrum and their dispersion was used to estimate the uncertainties. Based on the achieved PSF FWHM, the effective resolving power in the H band for the different spectra were $R \sim 1110$ for HIP 78530B, $R \sim 930$ for G06214B and $R \sim 1260$ for J1610-19B.

2.3 ANALYSIS AND RESULTS

2.3.1 Photometry and astrometry

For each system, the position of the primary and companion was measured by fitting an elongated 2D gaussian function to their PSF. For saturated PSFs, the position from the preceding unsaturated frame was used. The flux ratio between the companion and primary was calculated using aperture photometry, with an aperture radius equal to the radius at which the radial intensity profile of the companion falls below the 1σ background noise level. The contribution of the primary star flux inside the photometry aperture of the companion was estimated, and removed, in the following manner. First, an azimuthally symmetric median radial intensity profile of the central star was calculated and subtracted from the image. Then a similar profile was calculated for the companion in the residual image, and this profile was subtracted from the original image. This process was then repeated once to ensure that the radial profile of the primary was not biased by the companion. The flux measurement for the companion was made on the original image minus the modelled flux of the primary star, while the measurement for the primary was made on the original image minus the modelled flux of the companion. These measurements were performed on the combined images as well as on the individually reduced frames. The uncertainties on the separation, position angle and photometry of the companions were determined from the dispersion of the measurements made in the individual frames. The pixel scale, $0.0214'' \text{ pixel}^{-1}$, was taken from the instrument webpage and the direction toward North was taken from the image headers. By comparing our 2011 measurements with measurements of the same systems made at earlier epochs, we noticed that our position angle values were systematically off by -0.44° ; we thus corrected our measurements for this systematic offset. The flux ratios between the primaries and companions are given

in table 2.II, along with their angular separations and position angles.

The companion apparent magnitudes were computed from the measured contrast ratios in combination with the J , H and K_s magnitudes of the primaries taken from 2MASS (Cutri et al. 2003). For the J1610-19 system, the photometric measurements from 2MASS did not resolve the tight binary. We thus corrected the photometry of the primary according to our measured contrast for the tight binary. The 2MASS magnitudes were converted to the MKO system using the transformation equations from the online supplements⁸ of Carpenter (2001). The Y -band magnitudes of the primaries were estimated from template spectra of the appropriate spectral type taken from the Pickles Atlas stellar spectral flux library⁹ (Pickles 1998). Using the MKO filter profiles and zero points from Tokunaga & Vacca (2005) and online supplements¹⁰, the atlas spectra were scaled to fit our measured fluxes in the JHK_s bands, and then integrated over the Y filter to get the synthetic Y -band flux, and thus the Y -band magnitude of the star. For the L' band, we measured the magnitudes of the primaries and companions directly from our images, using our observations of the faint photometric standard star FS 140 (Leggett et al. 2003) for calibration, as mentioned earlier. Tables 2.III, 2.IV, 2.V, and 2.VI present the resulting magnitudes and colors for each system. The colors in these tables and in Figure 2.3, along with the spectra presented below, have been corrected for interstellar extinction using the $YJHK$ -band absorption coefficients from Cardelli et al. (1989) and the $A(L)/A(V)$ ratio from Cox (2000), assuming $R_V = 3.1$. We also took the extinction into account when calculating the Y -band magnitudes using the procedure above.

The new K_{cont} data for HIP 78530B were used to further assess the common proper motion of this companion with its primary, as some doubts about its physical association were raised by Bailey et al. (2013), who mentioned that it could possibly be an early-M background star. At epoch 2011.2422, we measure a separation and position angle of $4.527'' \pm 0.003''$ and $140.29^\circ \pm 0.1^\circ$, respectively, which are essentially unchanged from the values of $4.529'' \pm 0.006''$ and $140.32^\circ \pm 0.1^\circ$ measured by Lafrenière et al. (2011) for epoch 2008.3940. Over that time, the separation and position angle of a (stationary) background star would have decreased by $0.034''$ and 0.82° , respectively. Thus our new measurements

⁸[http://www.astro.caltech.edu/~sim\\$jmc/2mass/v3/transformations/](http://www.astro.caltech.edu/~sim$jmc/2mass/v3/transformations/).

⁹http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/pickles_atlas.html.

¹⁰<http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/IRrefdata/iwafdv.html>.

Table 2.II. Measured astrometric and photometric parameters

	HIP 78530B	J1610-19Ab	J1610-19B	G06214B
Angular separation ($''$)	4.527 ± 0.003	0.171 ± 0.002	5.943 ± 0.002	2.204 ± 0.002
Position angle (deg) ^a	140.29 ± 0.1	90.6 ± 0.4	113.76 ± 0.04	175.96 ± 0.01
ΔY (mag)	9.5 ± 0.3	2.78 ± 0.03	4.64 ± 0.03	7.00 ± 0.26
ΔJ (mag)	8.28 ± 0.05^b	2.54 ± 0.06	4.02 ± 0.02	6.18 ± 0.03
ΔH (mag)	7.61 ± 0.03^b	2.45 ± 0.02	4.11 ± 0.02	6.19 ± 0.02
ΔK_s (mag)	7.28 ± 0.03^b	2.51 ± 0.06	3.85 ± 0.02	5.74 ± 0.01
$\Delta K_{\text{cont}}^{2.09}$ (mag)	7.27 ± 0.07
$\Delta L'$ (mag)	6.9 ± 0.2	2.50 ± 0.05	3.33 ± 0.04	4.75 ± 0.05^c

^aCorrected for a -0.44° offset.

^bRemeasured from observations of Lafrenière et al. (2011).

^cFrom Ireland et al. (2011).

clearly indicate, with increased significance ($\sim 10\sigma$), that the companion is co-moving with the primary. Moreover, the new spectrum we have acquired is clearly inconsistent with the companion being an early-M background star (see section 2.3.2 and 2.4.1).

2.3.2 Spectroscopy

The newly obtained spectra of HIP 78530B, G06214B, and J1610-19B are shown in Figure 2.1. The spectrum of J1609-21B from Lafrenière et al. (2010) is also shown. The average signal-to-noise ratios of our three spectra over the whole spectral range are ~ 130 for J1610-19B, ~ 60 for HIP 78530B and ~ 30 for G06214B. The lower signal-to-noise for the latter is due to its lower brightness combined with a relatively more important contamination from the primary. The spectra show the typical morphologies of young late-M dwarfs, with prominent water absorption bands. The spectra of the four objects also show a smooth gradation in all three spectral bands. From top (HIP 78530B) to bottom (J1609-21b) in the figure, the J -band spectrum shows increasingly deeper VO and FeH absorption bands. Also, the slopes of the blue side of both the H and K bands become increasingly more pronounced, owing to stronger absorption by water vapour.

We evaluated the spectral types of the companions using the method of Lodieu et al.

Table 2.III. Properties of HIP 78530

Parameter	Value	
	Primary	Companion
Y (mag)	6.766 ± 0.020^a	16.27 ± 0.05
J (mag)	6.925 ± 0.021^b	15.21 ± 0.05
H (mag)	6.931 ± 0.029^b	14.55 ± 0.04
K_s (mag)	6.900 ± 0.020^b	14.18 ± 0.04
L' (mag)	6.91 ± 0.02	13.81 ± 0.20
$J - K_s$ (mag) ^c	-0.57 ± 0.03	0.95 ± 0.06
$H - K_s$ (mag) ^c	0.00 ± 0.04	0.34 ± 0.06
$K_s - L'$ (mag) ^c	-0.04 ± 0.03	0.3 ± 0.2
Spectral type	B9V ^d	M8 \pm 1
T_{eff} (K)	$\sim 10500^e$	2700 ± 100
Distance (pc)	156.7 ± 13.0^f	...
Projected separation (AU)	740 ± 60	
$\log(L/L_\odot)$		-2.53 ± 0.09
Mass (M_\odot)	$\sim 2.5^e$	0.022 ± 0.003

^aExtrapolated from a template spectrum (Pickles 1998) scaled to the measured flux in other bands, see text for detail.

^bFrom 2MASS PSC (Cutri et al. 2003), converted to the MKO system with the equations in Carpenter (2001).

^cDereddened colors, see text for detail.

^dFrom Houk & Smith-Moore (1988).

^eFrom Lafrenière et al. (2011) and references therein.

^fFrom van Leeuwen (2007).

Table 2.IV. Properties of [PGZ2001] J161031.9 -191305

Parameter	Value		
	Primary	Secondary	Tertiary
Y (mag)	10.274 ± 0.020^a	12.65 ± 0.05	14.73 ± 0.05
J (mag)	10.062 ± 0.026^b	12.61 ± 0.05	14.09 ± 0.05
H (mag)	9.337 ± 0.022^b	11.80 ± 0.04	13.43 ± 0.04
K_s (mag)	9.068 ± 0.021^b	11.58 ± 0.04	12.92 ± 0.04
L' (mag)	8.72 ± 0.07	11.22 ± 0.07	12.05 ± 0.06
$J - K_s$ (mag) ^c	0.81 ± 0.03	0.84 ± 0.06	0.98 ± 0.06
$H - K_s$ (mag) ^c	0.20 ± 0.03	0.15 ± 0.06	0.47 ± 0.06
$K_s - L'$ (mag) ^c	0.27 ± 0.07	0.29 ± 0.08	0.80 ± 0.07
Spectral type	K7 ^d	\sim M4	M9 \pm 1
T_{eff} (K)	\sim 4000	3200 \pm 300	2400 \pm 100
Distance (pc)	145 ± 14 ^e
Proj. sep. (AU)	...	26 ± 3	885 ± 85
$\log(L/L_\odot)$...	-1.48 ± 0.11	-2.13 ± 0.12
Mass (M_\odot)	\sim 0.77 ^f	0.12 ± 0.05	0.033 ± 0.008

^aExtrapolated from a template spectrum (Pickles 1998) scaled to the measured flux in other bands, see text for detail.

^bResolved MKO photometry based on our measured contrast and unresolved 2MASS PSC photometry (Cutri et al. 2003), table 2.II, using the system conversion equations in Carpenter (2001).

^cDereddened colors, see text for detail.

^dFrom Preibisch et al. (2001).

^eMean distance of USco from de Zeeuw et al. (1999), with uncertainties discussed in Ireland et al. (2011).

^fFrom Kraus et al. (2008).

Table 2.V. Properties of GSC 06214-00210

Parameter	Value	
	Primary	Companion
Y (mag)	10.20 ± 0.020^a	17.20 ± 0.05
J (mag)	9.946 ± 0.027^b	16.13 ± 0.04
H (mag)	9.329 ± 0.024^b	15.52 ± 0.03
K_s (mag)	9.129 ± 0.021^b	14.87 ± 0.02
L' (mag)	9.10 ± 0.05	13.75 ± 0.07
$J - K_s$ (mag) ^c	0.72 ± 0.03	1.16 ± 0.04
$H - K_s$ (mag) ^c	0.63 ± 0.04	0.61 ± 0.04
$K_s - L'$ (mag) ^c	-0.01 ± 0.05	1.08 ± 0.07
Spectral type	$K7 \pm 0.5^d$	$L0 \pm 1$
T_{eff} (K)	4200 ± 150^d	2300 ± 100
Distance (pc)	145 ± 14^e	...
Projected separation (AU)	320 ± 30	
$\log(L/L_{\odot})$	-0.42 ± 0.08^d	-3.01 ± 0.09
Mass (M_{\odot})	0.9 ± 0.1^d	0.015 ± 0.002

^aExtrapolated from a template spectrum (Pickles 1998) scaled to the measured flux in other bands, see text for detail.

^bFrom 2MASS PSC (Cutri et al. 2003), converted in MKO with equations in Carpenter (2001).

^cDereddened colors, see text for detail.

^dFrom Bowler et al. (2011).

^eMean distance of USco from de Zeeuw et al. (1999), with uncertainties discussed in Ireland et al. (2011).

Table 2.VI. Properties of 1RXS J160929.1-210525B

Parameter	Value	
	Primary	Companion
J (mag)	9.764 ± 0.027^a	17.85 ± 0.12^b
H (mag)	9.109 ± 0.023^a	16.86 ± 0.07^b
K_s (mag)	8.891 ± 0.021^a	16.15 ± 0.05^b
L' (mag) ^c	8.73 ± 0.05	14.8 ± 0.3
$J - K_s$ (mag)	0.87 ± 0.03	1.7 ± 0.1
$H - K_s$ (mag)	0.22 ± 0.04	0.71 ± 0.09
$K_s - L'$ (mag)	0.16 ± 0.05	1.4 ± 0.3
Spectral type	K7 V $\pm 1^c$	L3 ± 2
T_{eff} (K)	$4060^{+300}_{-200}{}^c$	1800^{+100}_{-300}
Distance (pc)	145 ± 14^d	...
Projected separation (AU)	~ 330	
$\log(L/L_\odot)$	-0.37 ± 0.15^c	-3.5 ± 0.2
Mass (M_\odot)	$0.85^{+0.20}_{-0.10}{}^c$	0.008 ± 0.002

^aFrom 2MASS PSC (Cutri et al. 2003), converted to the MKO system with the equations in Carpenter (2001).

^bBased on the contrasts given in Lafrenière et al. (2008).

^bFrom Lafrenière et al. (2008).

^dMean distance of USco from de Zeeuw et al. (1999), with uncertainties discussed in Ireland et al. (2011).

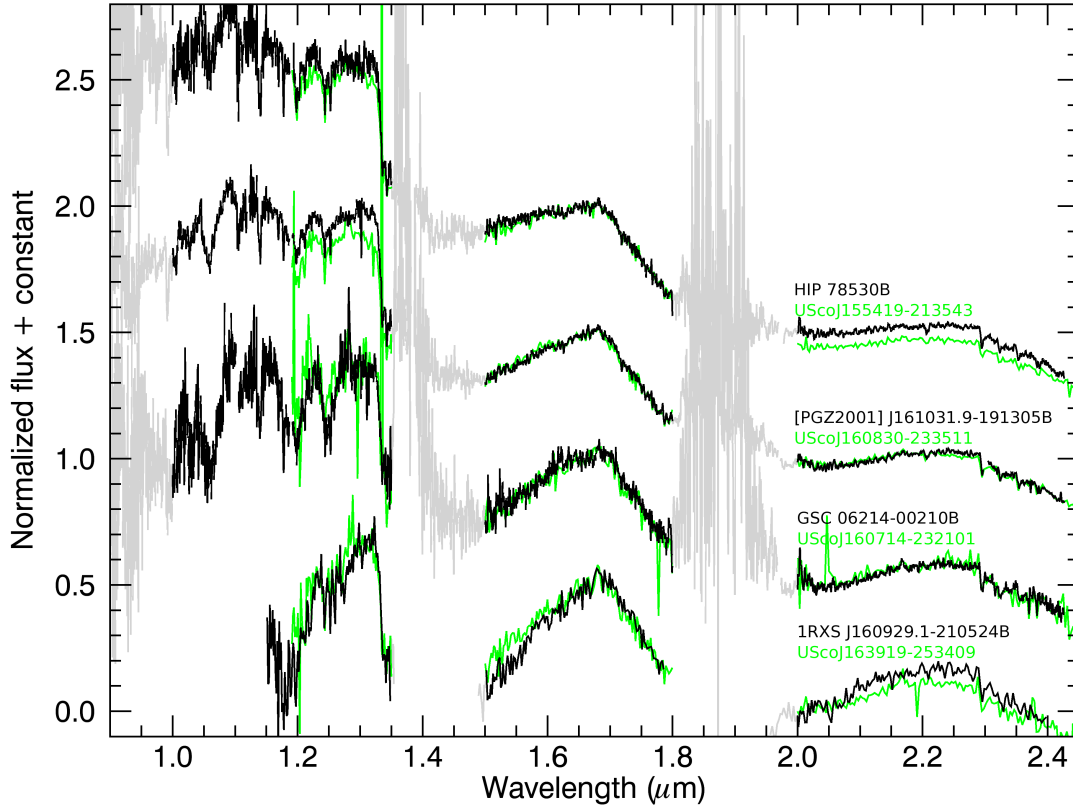


Figure 2.1 In black from top to bottom, our GNIRS-XD spectra of HIP 78530B, J1610-19B, and G06214B, and the archival spectrum of J1609-21B from Lafrenière et al. (2010). The spectra of HIP 78530B and J1610-19B have been corrected for extinction (see text). Regions of strong telluric absorption have been greyed out. In green from top to bottom, comparison spectra of USco brown dwarfs from Lodieu et al. (2007): UScoJ155419-213543 (M8), UScoJ160830-233511 (M9), UScoJ160714-232101 (L0), and UScoJ163919-253409 (L1).

(2007) and Allers & Liu (2013a), based on the H_2O index from Allers et al. (2007) and the H_2O , H_2O-1 , H_2O-2 and FeH indices from Slesnick et al. (2005). We obtained spectral types of $M8\pm 1$, $M9\pm 1$, $L0\pm 1$, and $L3\pm 2$ for HIP 78530B, J1610-19, G06214B, and J1609-21B, respectively. This is in good agreement with the evolution of the main spectral features of the companions, as noted earlier.

Our spectra were also compared to the spectra of Upper Scorpius brown dwarfs presented in Lodieu et al. (2007), see Figure 2.1. These spectral templates provide excellent matches to our observed spectra, validating our data and offering an independent confirmation of the membership of the companions in Upper Scorpius. The comparison can also be used to verify the above determination of the companions' spectral types. The best fits for HIP 78530B, J1610-19B, G06214B, and J1609-21B are obtained for objects with spectral types of M8, M9, L0, and L1, respectively (see figure 2.1). These are in good agreement with the spectral types obtained from the spectral indices, with the only difference occurring for J1609-21B, which fits a type earlier than expected, although we must note that the sample of Lodieu et al. contains only one L2 and no later type object.

Also, we applied the gravity classification scheme of Allers & Liu (2013a), which is based on the strength of the FeH , VO_z , KI_J and H_{cont} spectral indices. A score of 0 is given to objects having a value within 1σ from the mean value of the field dwarf sequence, a score of 1 or 2 designates low and very low gravity objects, respectively, where the dividing criterion is established to roughly separate objects with optical gravity classification of β and γ , and the score is replaced by the symbol "n" when the spectrum does not cover the spectral range of the index or when the index is not appropriate for the spectral type of the object. For HIP 78530B, we obtain a score of 2-n-1-0 for the $FeH-VO_z-KI_J-H_{cont}$ indices, respectively, which classifies it as an intermediate gravity object. J1610-19B is also classified as an intermediate gravity object, with a score of 2-0-2-0. G06214B obtains 2-0-0-1 which puts it at the edge of the field-dwarf/intermediate gravity class. Finally, J1609-21B obtains a score of 2-n-2-0, which makes it a very low gravity object. The equivalent width of the NaI and KI lines at $\lambda = \{1.138, 1.169, 1.177, 1.253 \mu m\}$ can also be used in the same way. We get scores of 1-1-1-1 (intermediate gravity) for HIP 78530, 2-2-2-2 (very low gravity) for J1610-19B, and 1-2-1-2 (very low gravity) for G06214B, while J1609-21B does not have a sufficient SNR to use these EWs.

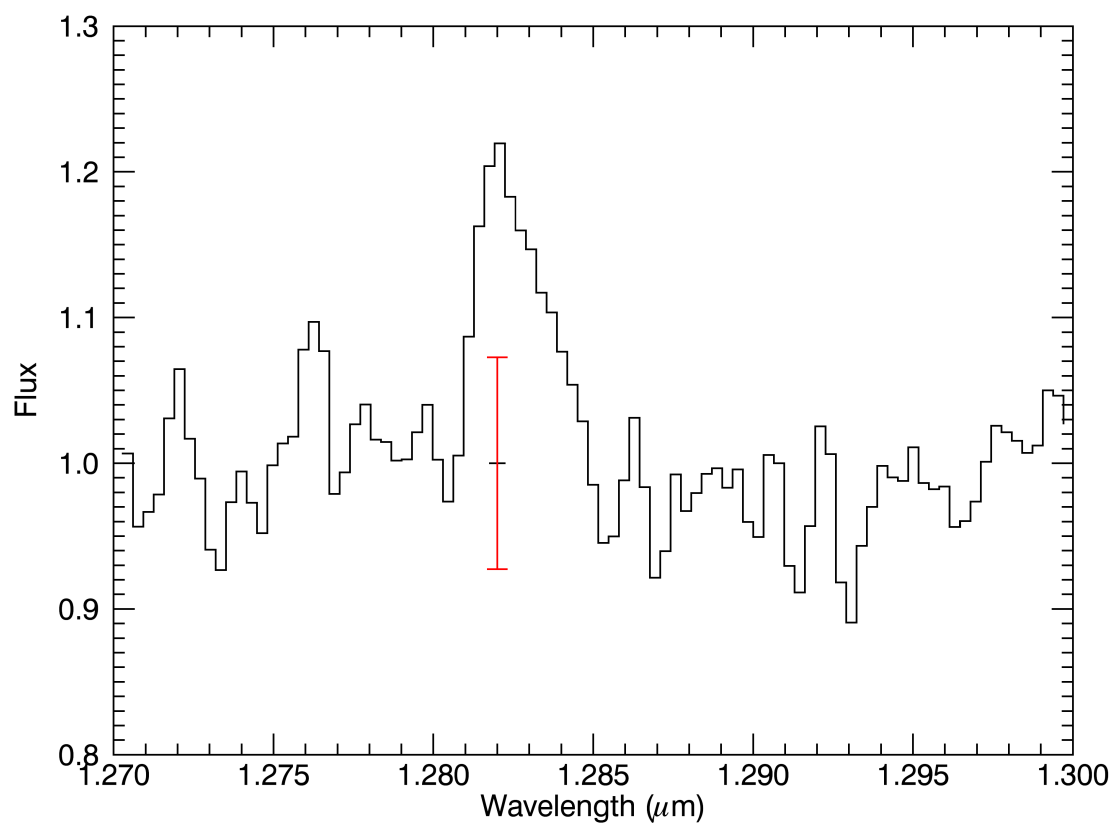


Figure 2.2 Zoom on the Paschen- β line ($\lambda = 1.282 \mu\text{m}$) in our spectrum of G06214B. We measure an equivalent width of $(-4.4 \pm 0.5) \text{ \AA}$. The red error-bar represents the average noise level in the plotted region.

In the spectrum of G06214B, the Paschen- β line at $1.282 \mu m$ is detected in emission (see Figure 2.2). This emission line was previously observed and discussed in Bowler et al. (2011). Bowler et al. conclude that this emission is a sign of accretion or outflow, revealing the presence of a circumplanetary disk. The presence of a disk is consistent with the $K - L'$ excess (1.18 ± 0.10) observed by Ireland et al. (2011). Bowler et al. reported an equivalent width of $-11.4 \pm 0.3 \text{ \AA}$, which is significantly higher than the value we measured in our spectrum, $-4.4 \pm 0.5 \text{ \AA}$. If this discrepancy is physical, it might be a sign that the accretion or outflow is variable. The Paschen- β line is also present, in absorption, in the spectrum of the A0 reference star we used to determine the instrumental and atmospheric transmission, so in principle the correction process could have induced some residual artifact on this spectral feature. However, in our analysis we have carefully fitted and divided out this line in the transmission spectrum and we believe that its effect on the spectrum is negligible. The Brackett- γ line at $\lambda = 2.166 \mu m$ is also present in emission in our spectrum of G06214B ($EW = -0.24 \pm 0.05 \text{ \AA}$), providing further evidence for the presence of accretion or outflow.

2.4 COMPARISON WITH ATMOSPHERE MODELS

In the following sections, we compare the spectra of the wide companions in USco to the synthetic spectra from the BT-SETTL (Allard et al. 2010) and the DRIFT-PHOENIX (Helling et al. 2008; Witte et al. 2011, 2009) models. Synthetic spectra with T_{eff} ranging from 1500 K to 3500 K, $\log g$ ranging from 2.5 to 6.0, and solar metallicity were considered for the analysis and were a priori binned to the same spectral resolution as our observed spectra. A first fit was made by minimizing the goodness-of-fit statistic (G_k) described in Cushing et al. (2008). The minimization was performed 10000 times, each time with a Gaussian distribution of random noise, corresponding to the uncertainties of our measured fluxes, added to our data for each resolution element. The fraction of the Monte Carlo simulations (f_{MC}) in which the synthetic spectrum was identified as the best fitting model is then considered to evaluate the precision of the determination of T_{eff} and $\log g$. The fit is evaluated for the whole spectrum at once, but also for each band separately. The best fits found through this method are summarized in Table 2.VII. In addition, the same sets of synthetic spectra were visually compared with our observations. This process is also made with both the whole spectrum and each band separately. The use of solar

metallicity models for USco is reasonable in light of the results of Mohanty et al. (2004), in particular see their section 4.3.3. We have nevertheless tested the BT-Settl models at higher metallicity ($[M/H] = +0.5$) and verified that our main conclusions about the companions' properties remained valid.

We also compare our photometric measurements to synthetic magnitudes calculated from the two sets of synthetic spectra. To compute the synthetic magnitudes, we used the filter profiles¹¹ and the magnitude zero points from Tokunaga & Vacca (2005) and online supplements¹². We compared the synthetic and observed magnitudes and determined the best-fit model by minimizing the χ^2 over the $YJHK_sL'$ bands. In Figure 2.3, we also compare the observed and model colors. As visible on the figure, the measured colors of the companions agree reasonably well with the colors expected from the models. In particular, the companions colors seem to roughly reproduce the shapes of the model curves. The only noteworthy discrepancy is perhaps a systematic offset of up to ~ 0.1 mag in $J-H$. The relative positions of the colors of the companions in the different color-color diagrams, when compared to the model curves, readily indicate the relative temperatures of the companions. From the two rightmost columns of the figure, we get, respectively from the hottest to the coldest, HIP 78530B, J1610-19B, G06214B and J1609-21B. This ordering matches the spectral types determination made above. In almost all panels of Figure 2.3, we can also see that the colors of the companions are closer to the models at lower surface gravities, as expected for these young objects. The only panel where this is not the case is $J-H$ vs $H-K_s$, although it seems that this problem would disappear if the ~ 0.1 mag systematic offset in $J-H$ mentioned earlier could be resolved.

The temperature estimates based on all of these analyses, along with comments on the agreement with the models, are discussed in sections 2.4.1, 2.4.2, 2.4.3, and 2.4.4 for each object separately.

2.4.1 HIP 78530 B

Figure 2.4 compares the observed spectrum of HIP 78530B to synthetic spectra selected from the grid of BT-SETTL and DRIFT-PHOENIX models. For the BT-SETTL models, the shape of both the J and K bands are better fitted by the colder 2600–2700 K models,

¹¹<http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/~nscam/filters.html>

¹²<http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/IRrefdata/iwafdv.html>

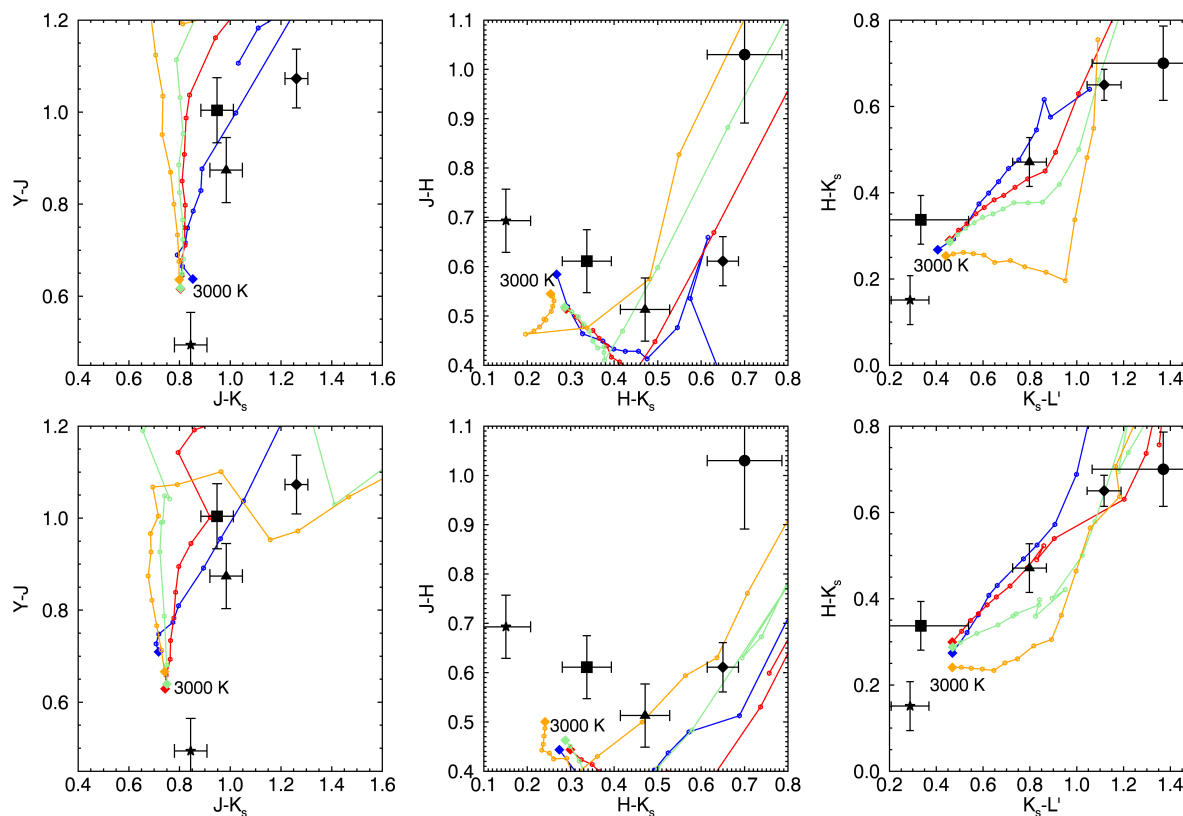


Figure 2.3 Colors of HIP 78530B (square), J1610-19Ab and B (star and triangle, respectively), G06214B (diamond) from this work, and of J1609-21B from Lafrenière et al. (2010) (circle). The colors of HIP 78530B and J1610-19Ab and B have been corrected for extinction (see text). The solid lines on the top row show synthetic colors from the BT-SETTL models for $\log g$ of 3.0 (blue), 4.0 (red), 4.5 (green), and 5.5 (orange), and for temperatures ranging from 3000 K to 1600 K by 100 K increments. The solid lines on the bottom row shows synthetic colors from the DRIFT-PHOENIX models for $\log g$ of 3.0 (blue), 4.0 (red), 5.0 (green), and 6.0 (orange), for the same temperatures.

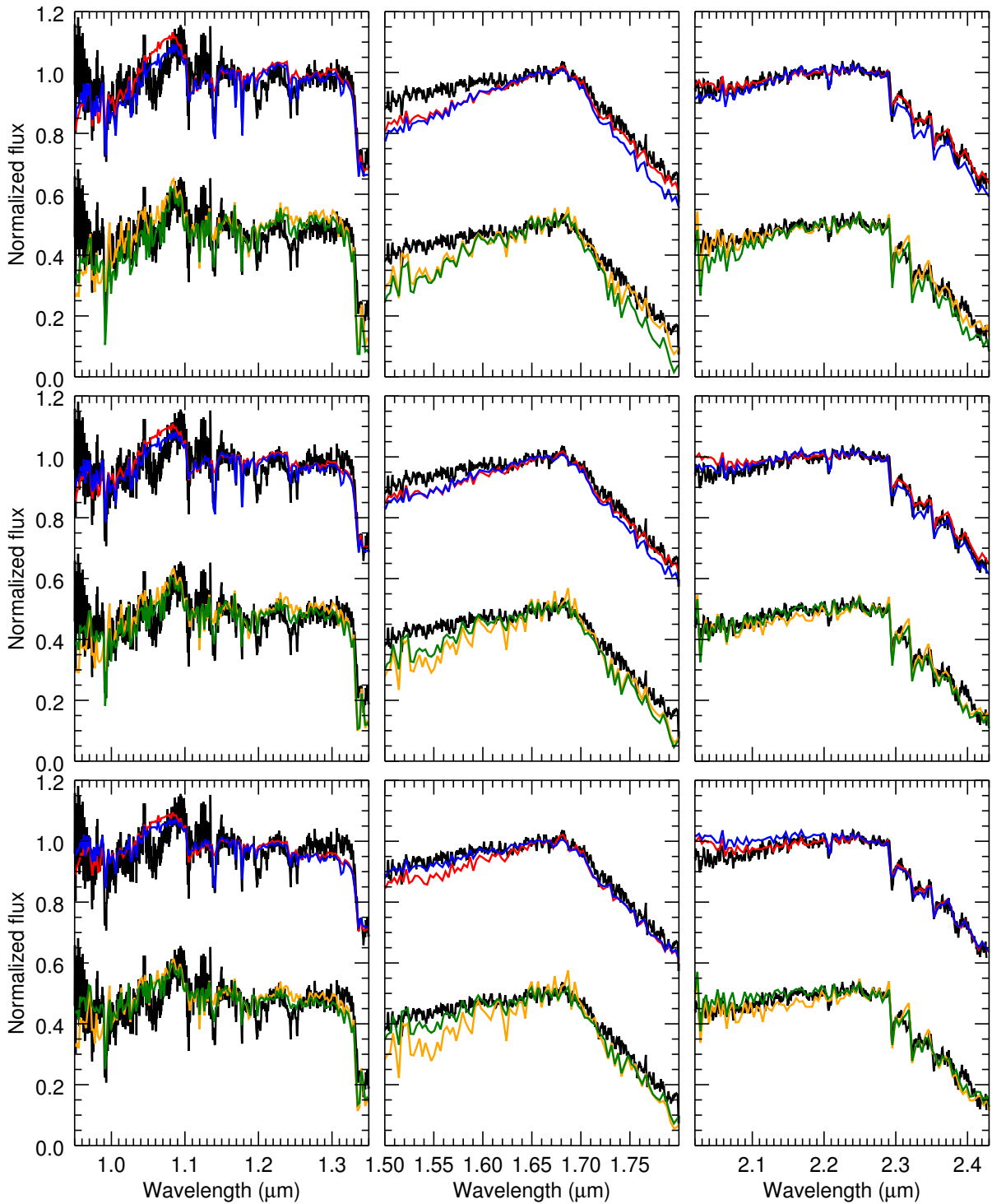


Figure 2.4 GNIRS spectrum of HIP 78530B (black) corrected for an extinction of $A_V = 0.5$ and compared with synthetic spectra of BT-SETTL at $\log g$ of 3.0 (red) and 4.5 (blue) and DRIFT-PHOENIX at $\log g$ of 3.0 (yellow) and 4.5 (green) for $T_{\text{eff}}=2600$ K (top row), $T_{\text{eff}}=2700$ K (middle row), and $T_{\text{eff}}=2800$ K (bottom row).

Table 2.VII. Best fit models based on the goodness-of-fit statistics

Band	Model ^a	HIP 78530B			J1610-19B			G06214B			J1609-21B		
		T_{eff}	$\log g$	f_{MC}	T_{eff}	$\log g$	f_{MC}	T_{eff}	$\log g$	f_{MC}	T_{eff}	$\log g$	f_{MC}
<i>J</i>	BT-S	2800	3.5	0.93	2600	3.5	1.00	2500 ^b	3.5 ^b	0.94	1600	3.5	1.00
<i>J</i>	D-P	2900	5.0	1.00	2700	4.5	1.00	2500	5.0	0.83	1600	3.0	1.00
<i>H</i>	BT-S	2900	4.5	0.61	2700	3.5	1.00	2600	3.5	0.50	1650	4.5	1.00
<i>H</i>	D-P	2900	4.5	1.00	2600	3.5	1.00	2600 ^c	3.0 ^c	0.69	1800	3.0	1.00
<i>K</i>	BT-S	2600	2.5	0.88	2700	3.5	1.00	2050	2.5	1.00	1650	4.0	1.00
<i>K</i>	D-P	2800	4.5	0.67	2600	4.0	0.78	2300	3.0	1.00	1800	3.5	1.00
<i>JHK</i>	BT-S	2600	3.0	1.00	2400	3.0	1.00	2050	2.5	1.00	1600	3.5	1.00
<i>JHK</i>	D-P	2600	3.5	1.00	2300	3.0	1.00	2100	3.0	1.00	1600	3.0	1.00

^aBT-S: BT-SETTL, D-P:DRIFT-PHOENIX

^bThe VO band was omitted from the fit.

^cThere is also a local minimum at 1700 K but this model is clearly not appropriate for other bands, we have thus restricted the range of temperatures for the fit to > 1800 K.

at the lower gravity to match the CO lines depths, but the H band is then too triangular. An effective temperature of 2800 K is needed to get the right slopes in H band. The DRIFT-PHOENIX models are able to better reproduce the features in the J band, particularly the VO band, at 2600 K and low gravity. At higher temperatures, this feature is not deep enough in the models. The K band is well fitted in the 2600–2800 K temperature range, with maybe a marginally better fit at 2600 K. For the H band, a temperature even higher than 2800 K is needed to correctly fit the shape of the pseudo-continuum with the DRIFT-PHOENIX models. Using the goodness-of-fit statistics (Table 2.VII), the best fits for the individual bands are for 2600–2900 K, in good agreement with the above estimates, while it is 2600 K for the global fit. As for the broadband photometry only, the best fit is achieved with T_{eff} of 2300–2700 K and $\log g = 3.5$. Considering all of these elements, we assign a temperature of 2700 ± 100 K to HIP 78530B. This temperature is also in agreement with the spectral type determined above.

The best fits discussed above occur for low surface gravity, in agreement with the young age of the region and with the values of gravity-sensitive spectral indices found earlier. In particular, the spectral indices for the FeH molecular bands at $0.998 \mu\text{m}$ and $1.200 \mu\text{m}$ are significantly stronger than those of field dwarfs, a sign of very low gravity. As mentioned previously, the VO band at $1.06 \mu\text{m}$ is gravity sensitive. Systematically, the DRIFT-PHOENIX models provide a much better fit of this feature than the BT-SETTL model, although they do not significantly discriminate the surface gravity parameter. The depth of the CO molecular bands in the red part of the K band does require a lower gravity to be well fitted. The gravity sensitive NaI doublet at $\lambda = \{2.206, 2.209\} \text{\AA}$ is clearly visible in the data, but a $\log g$ of 4.5 is not enough for the models to reproduce its depth.

Based on the photometry of HIP 78530B, Bailey et al. (2013) estimated a temperature of 3300K–3400 K and a spectral type of $\sim\text{M3}$, raising the possibility that the companion was instead a background star. While this higher temperature estimate could be consistent with the $K - L'$ color of the companion, according to models, it would not be appropriate for the other colors (see figure 2.3). Also, this estimate is inconsistent with our observed spectrum and the spectrum from Lafrenière et al. (2011). In addition, our observations show signs of low gravity, common proper motion (see 2.3.1), and a spectral type of M8. For all of these reasons, we rule out the background star possibility.

2.4.2 [PGZ2001] J161031.9-191305 B and Ab

A comparison of the spectrum of J1610-19B with various model spectra is shown in figure 2.5. The K band is best fitted by the BT-SETTL model at 2300 K, at the lower surface gravity, and by the DRIFT-PHOENIX model at 2500 K, for either surface gravities. Hotter models fail to match the blue side of this band. In the H band, the best fit occurs for temperatures of 2500–2700 K, with a notably better fit at low surface gravity for 2700 K. In the J band, the best fit of the pseudo-continuum as well as the depth of the water band at $1.33 \mu\text{m}$ seems to be at 2500 K, although the VO band at $1.06 \mu\text{m}$ is not quite strong enough at this temperature in the models. The depth of the VO feature is best matched by the 2300 K DRIFT-PHOENIX models, but then the fit is not as good in the other parts of the J band. Again, the BT-SETTL models fail to reproduce the VO band at any temperature or gravity. The best fits for the individual bands using the goodness-of-fit method (Table 2.VII) are found for temperatures of 2600–2700 K, and the global fit indicates a temperature of 2300–2400 K. All of these best fits occur for a $\log g$ equal to or less than 4.5. For the fit of the broadband magnitudes, after proper correction for extinction as mentioned previously, we get a temperature of 2300 K with a $\log g$ of 3.0 for both models. Considering all of these values, we assign an effective temperature of 2400 ± 100 K to J1610-19B. The spectral and the broadband photometry fits both favor a low surface gravity for this object, in good agreement with the values of the FeH and K_J spectral indices calculated earlier.

We have not observed the closer-in companion (Ab) in the J1610-19 system using spectroscopy, as getting a contamination-free spectrum of this object with a source ~ 3 magnitudes brighter at a separation of only $\sim 0.2''$ is too challenging for the instrumental setup we used. Nevertheless, we have photometric measurements from our imaging and we can compare those with the models to assess its effective temperature. With the photometric points obtained, the best fit to the synthetic magnitudes would indicate an effective temperature of 2900 – 3300 K with a $\log g$ of 3.5.

2.4.3 GSC 06214-00210 B

Figure 2.6 shows our GNIRS spectrum of G06214B compared with a selection of models from the BT-SETTL and DRIFT-PHOENIX models. The K band is best reproduced by models at 2200 K and low $\log g$ for both BT-SETTL and DRIFT-PHOENIX. For the H

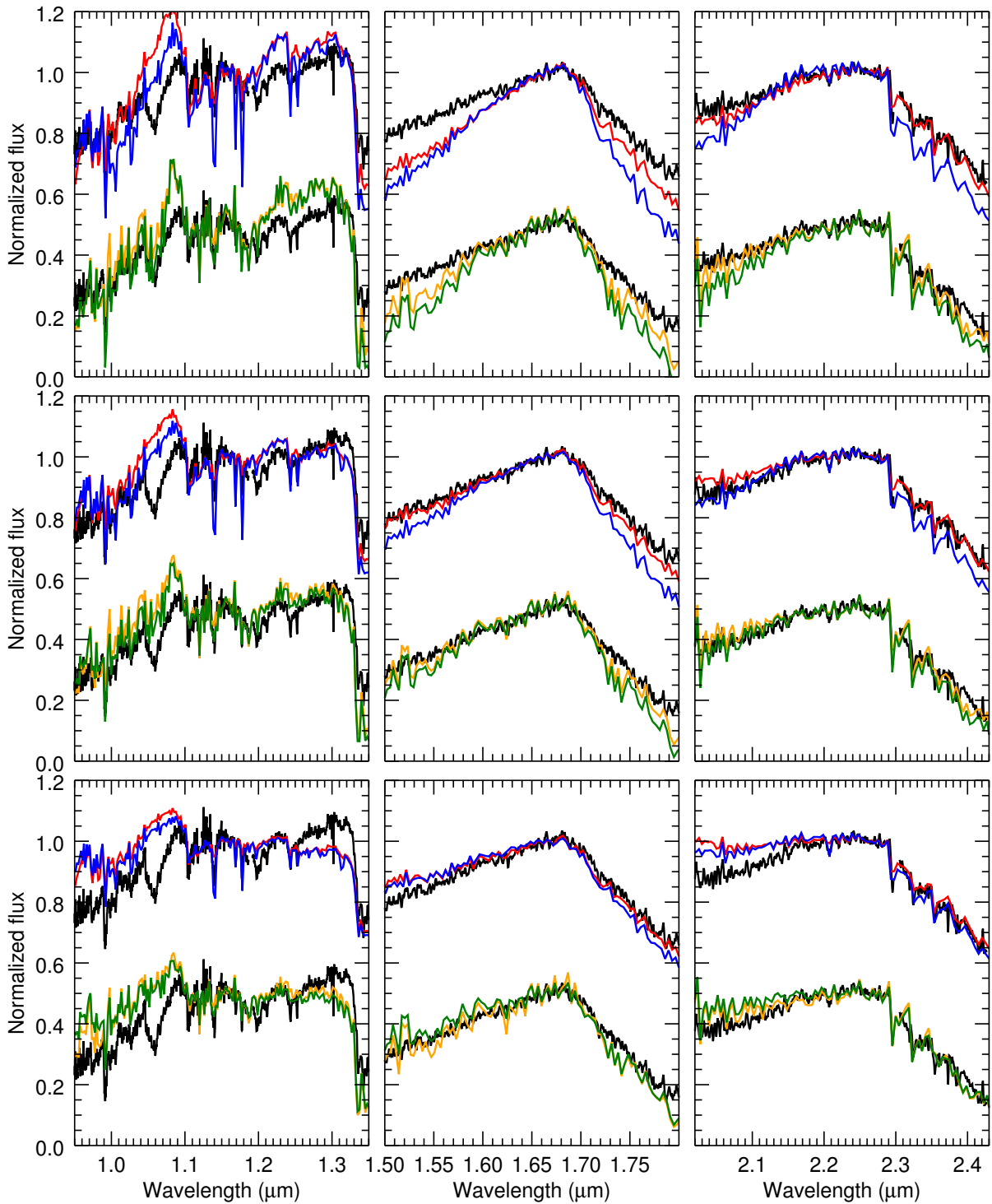


Figure 2.5 GNIRS spectrum of J1610-19B (black) corrected for an extinction of $A_V = 1.1$ and compared with BT-SETTL synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (red) and 4.5 (blue) and DRIFT-PHOENIX synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (yellow) and 4.0 (green), for $T_{\text{eff}} = 2300$ K (top row), $T_{\text{eff}} = 2500$ K (middle row), and $T_{\text{eff}} = 2700$ K (bottom row).

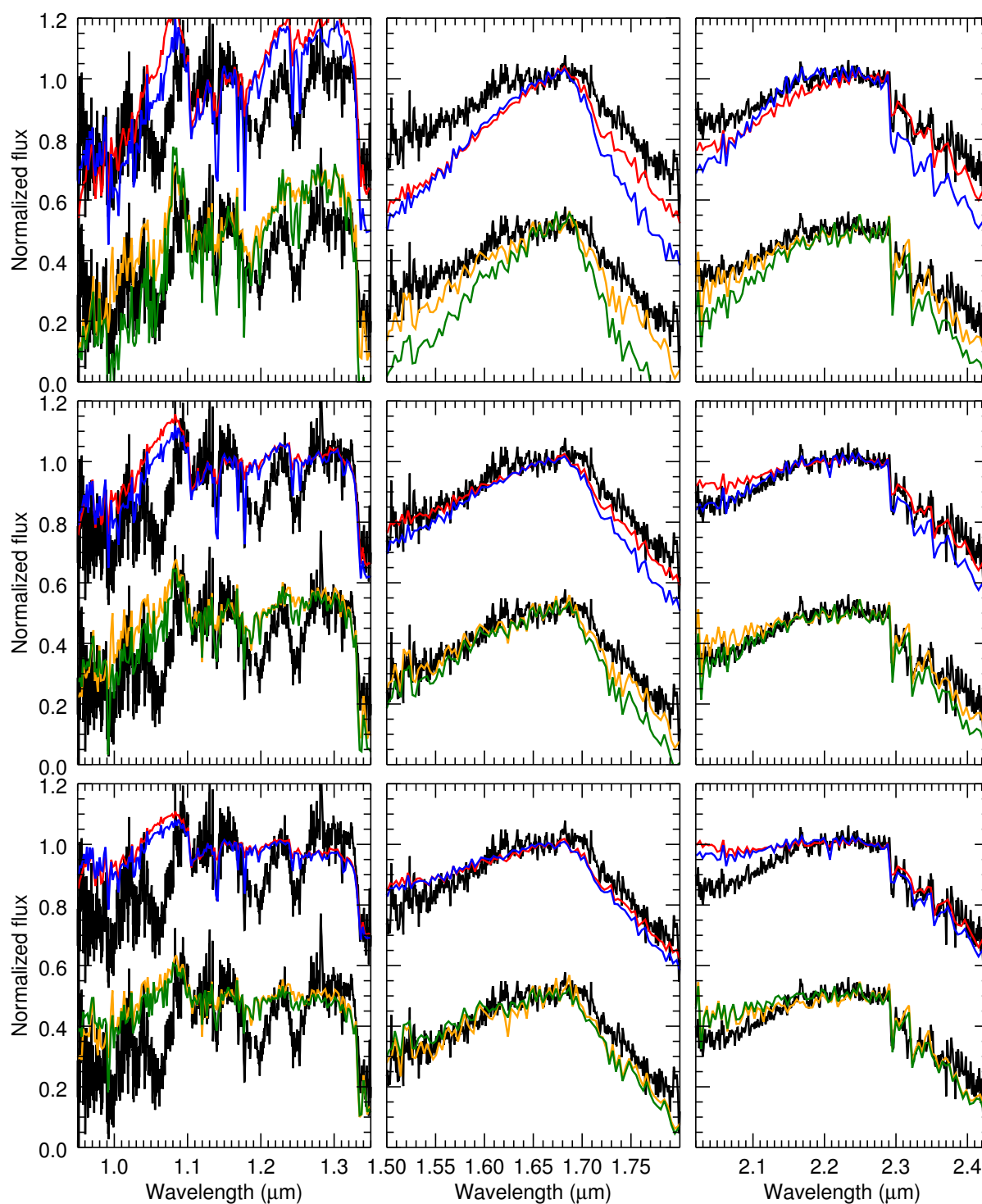


Figure 2.6 GNIRS spectrum of G06214B (black) compared with BT-SETTL synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (red) and 4.5 (blue) and DRIFT-PHOENIX synthetic spectra for $\log g$ of 3.0 (yellow) and 4.5 (green), for $T_{\text{eff}}=2200$ K (top row), $T_{\text{eff}}=2500$ K (middle row), $T_{\text{eff}}=2700$ K (bottom row).

bands, models of 2500–2700 K provide reasonable fits, with little effects from surface gravity. In the *J* band, the VO and FeH ($1.2 \mu\text{m}$) bands are better matched by the models at 2200 K, with DRIFT-PHOENIX providing a much better fit than BT-SETTL. The most important difference is the deeper water absorption band at $1.33 \mu\text{m}$ for the models, as compared with the observations. The goodness-of-fit evaluation (Table 2.VII) indicates temperatures of 2050–2600 K when applied to individual bands, and ~ 2100 K when applied globally. The colors of this companion and the corresponding photometric magnitudes are in excellent agreement with the models for a temperature of 2200 K and very low $\log g$. We assign a temperature of 2300 ± 200 K to G06214B.

Visually, the models with $\log g$ of 3.0 or less are in better agreement with the observed spectrum, especially in the *K* band. The same result is obtained for the fit with the goodness-of-fit and the fit of the broad band fluxes. Also for this object, the depth of the gravity-sensitive KI doublet at $\lambda = \{1.244, 1.252\} \mu\text{m}$ in the models fails to agree with the observations, even if properly degraded to the resolution of the observations. The spectral indices calculated previously for this companion indicate a higher gravity than the other objects analyzed in this work; still, the FeH absorption bands, both at $0.998 \mu\text{m}$ and $1.200 \mu\text{m}$, agree with very low gravity.

2.4.4 1RXS J160929.1-210524 B

Figure 2.7 presents the archival NIRI and NIFS spectra of J1609-21B in comparison to synthetic spectra with T_{eff} ranging from 1600 K to 2000 K, from both the BT-SETTL and the DRIFT-PHOENIX models. The lower gravity ($\log g = 4.0$) DRIFT-PHOENIX model at 1800 K gives the overall best fit, although the red side of the *J* band is a bit too low and the slope on the red side of the *H* band is a bit too steep. The 1800 K BT-SETTL model does not provide as good a fit as the 1800 K DRIFT-PHOENIX model, particularly in the *H* band where it is too peaked compared with the observed spectrum. At lower temperatures, both models clearly fail to reproduce the observations in all bands. At higher temperatures, the fits are not too bad for both models, although the water absorption band in *J* is too strong in the models and the red side of the *H* band is too steep. The goodness-of-fit evaluations (Table 2.VII), both band-by-band and over the whole spectrum, generally agree on a temperature of 1600 K and a $\log g$ of 3.0–4.5. Only the *H* and *K* bands fit a higher temperature of 1800 K with the DRIFT-PHOENIX models. As for the broad

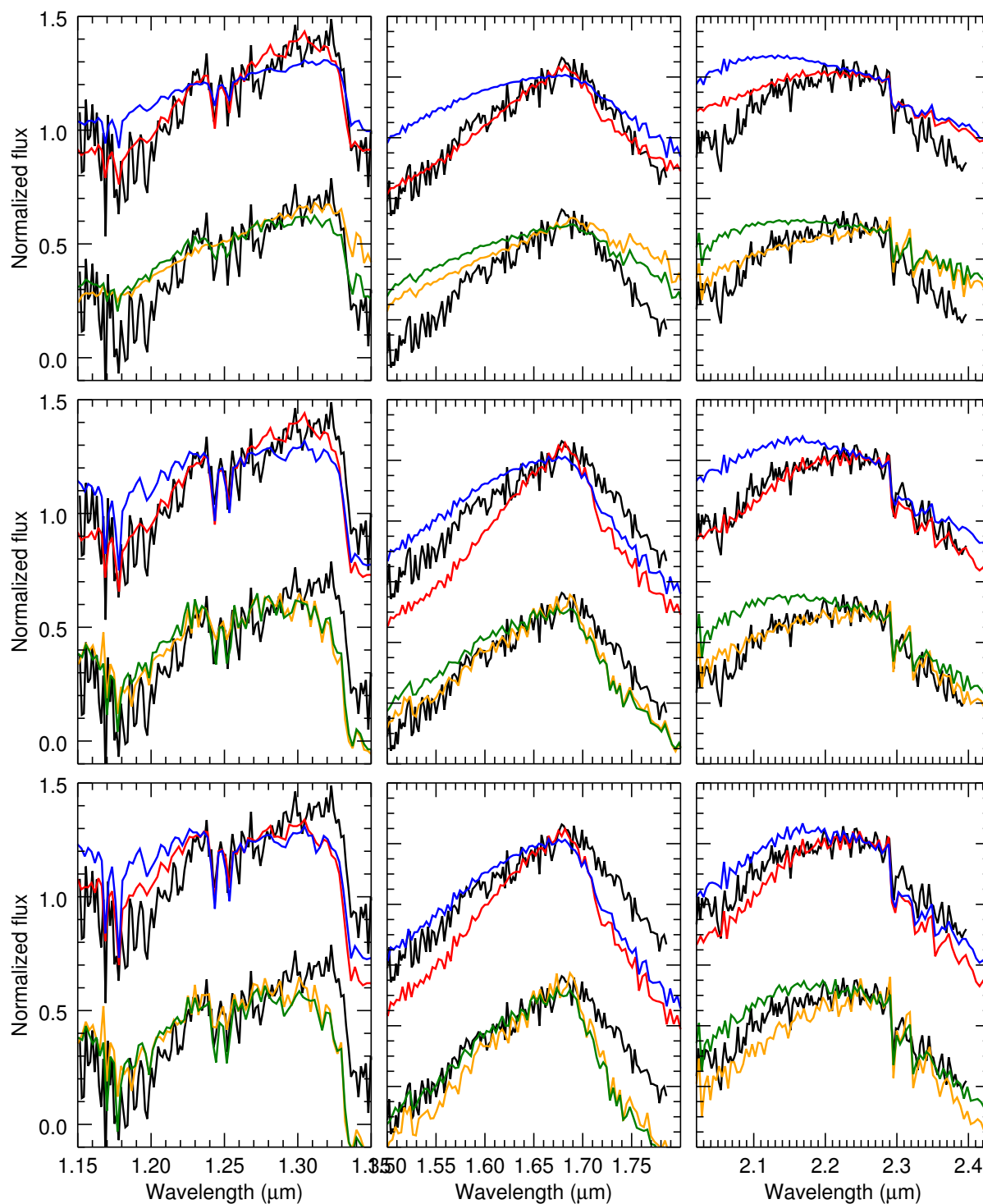


Figure 2.7 Spectrum of J1609-21B as observed with NIFS in the J band (Lafrenière et al. 2010) and NIRI in the H and K bands (Lafrenière et al. 2008). The observed spectrum is compared with synthetic spectra from the BT-SETTL models at $\log g$ of 4.0 (red) and 5.0 (blue) and the DRIFT-PHOENIX models at $\log g$ of 4.0 (yellow) and 5.0 (green), for $T_{\text{eff}}=1600$ K (top row), $T_{\text{eff}}=1800$ K (middle row), $T_{\text{eff}}=2000$ K (bottom row).

band magnitudes, they yield a best-fit temperature of 1700 K for BT-SETTL and 1800 K for DRIFT-PHOENIX, in both cases with a $\log g$ of 3.0. We thus assign a temperature of 1800 ± 100 K to J1609-21B. The spectral indices calculated earlier classified this object as having a very low gravity; this is in good agreement with the best fits with the models obtained here. However here again, the gravity-sensitive potassium lines in *J* are not deep enough for the Drift-phoenix model at lower gravity.

2.4.5 Mass estimates

We have estimated the masses of the companions using two different approaches, comparing either their estimated bolometric luminosities or their estimated effective temperatures to the predictions of evolution models. We have used two sets of evolution models, the models from Burrows et al. (1997) and the models from Allard et al. (2013), the latter being based on the CIFIST2011 BT-SETTL atmosphere models and the AMES-Cond isochrones (Baraffe et al. 2003). For the effective temperatures, we simply used the estimates presented in the previous section. A synthetic bolometric luminosity was computed for each synthetic spectrum within the best-fit temperature given above for each object. This was done by first scaling the model spectrum to the observed flux level, by minimizing the χ^2 , and then by integrating the entire model spectrum (1 nm to 1 μ m) and converting the total flux to luminosity using the stellar distance (considering its uncertainty). The error on luminosity is chosen to be large enough to include all the temperatures and gravity ranges described above and include the uncertainties on the distance, but do not consider systematic errors on the models. The resulting luminosities are included in tables 2.III, 2.IV, 2.V, and 2.VI; see also Figure 2.8 for a comparison of these luminosities with the prediction of evolution models.

Estimating the masses based on the calculated luminosities, we obtain $0.008 \pm 0.002 M_{\odot}$ for J1609-21B, $0.015 \pm 0.002 M_{\odot}$ for G06214B, $0.033 \pm 0.008 M_{\odot}$ for J1610-19B, $0.022 \pm 0.003 M_{\odot}$ for HIP 78530B, and $0.12 \pm 0.05 M_{\odot}$ for J1610Ab. With the objects ordered according to increasing effective temperature, it is obvious that something is off for J1610-19B. Namely, its luminosity is much higher than expected. Indeed, J1610-19B has an estimated temperature of 2400 K, cooler than HIP 78530B at 2700 K, but its luminosity ($\log(L/L_{\odot}) = -2.13$) comes out significantly brighter than that of HIP 78530B ($\log(L/L_{\odot}) = -2.53$). A possible reason for this discrepancy is that the true (unknown)

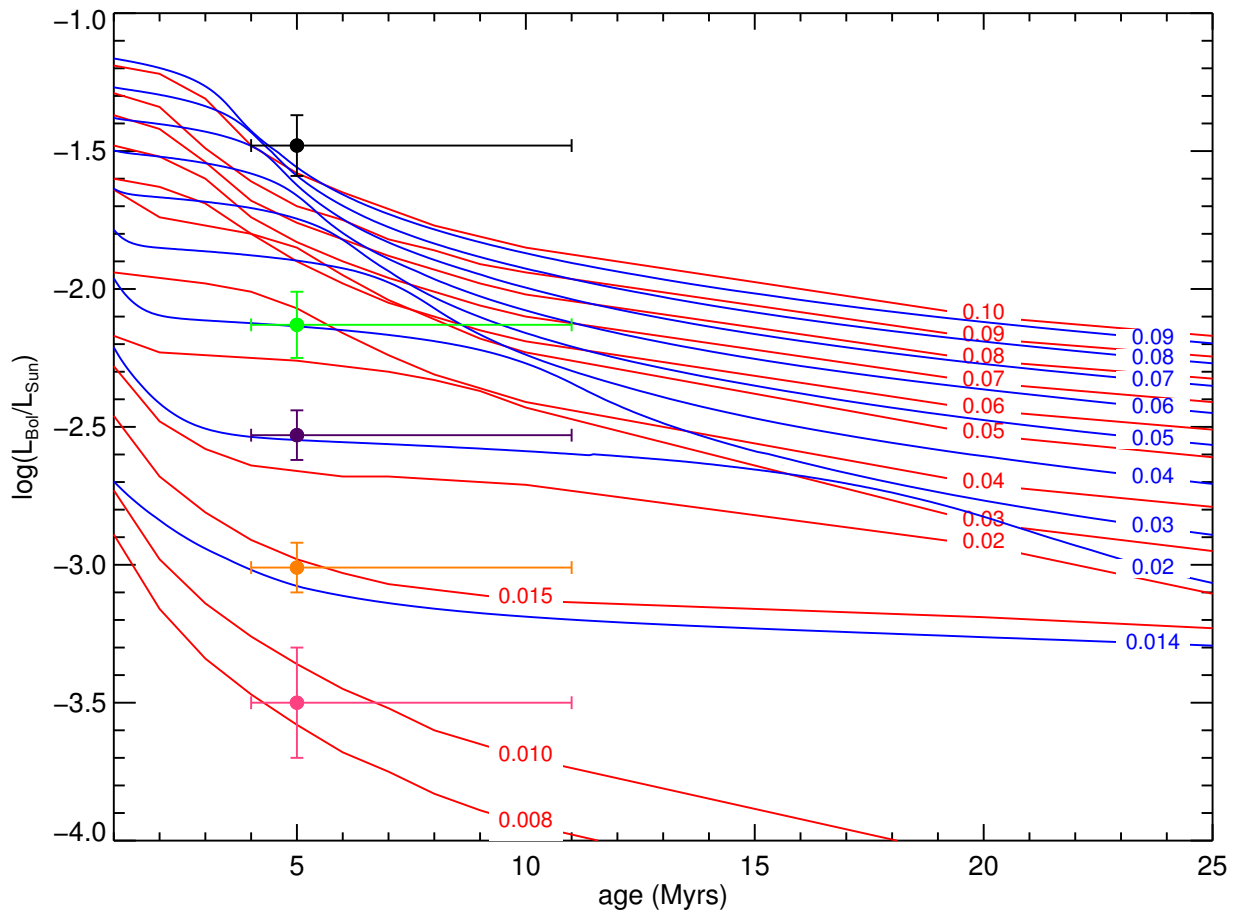


Figure 2.8 Luminosity for different masses (labeled in units of M_{\odot}) as a function of age from the evolution models of Burrows et al. (1997) (blue) and Allard et al. (2013) (red). The points with error bars mark the estimated luminosities of J1609-21B (pink), G06214B (orange), HIP 78530B (purple), J1610-19B (green), and J1610-19Ab (black).

distance of J1610-19B differs largely from the mean distance of Upper Scorpius members. If its true distance were toward the closer side of the association, at ~ 115 pc, rather than the assumed distance of 145 pc, then its luminosity would be closer to $\log(L/L_{\odot}) = -2.45$. Another possibility is that the wide companion is itself an unresolved equal-mass binary. That would bring its intrinsic luminosity down by a factor of 2, to $\log(L/L_{\odot}) = -2.5$. Both effects combined would be more than enough to solve the problem. Other possibilities could include an unusually large radius, for example. The error bars on the age in Figure 2.8 are stretched to include the proposed revised age for USco (~ 11 Myr) from Pecaute et al. (2012). The impact of such an older age for the three lowest mass objects is relatively small – G06214B and HIP78530B being in a deuterium burning phase – but J1610-19 Aa and B would be more affected. For the current estimate of its luminosity, the estimated mass of J1610-19B would go up to $0.052 \pm 0.024 M_{\odot}$, considering both models. However, this effect would likely disappear if the luminosity problem mentioned above for this companion were to be resolved.

On the other hand, the masses can be estimated directly from the temperatures evaluated previously using the temperatures predicted by the evolution models. With this method, we obtain $0.008 \pm 0.002 M_{\odot}$ for J1609-21B, $0.019 \pm 0.004 M_{\odot}$ for G06214B, $0.016 \pm 0.003 M_{\odot}$ for J1610-19B, $0.036 \pm 0.014 M_{\odot}$ for HIP 78530B, and $0.18^{+0.28}_{-0.10} M_{\odot}$ for J1610Ab. The mass of J1609-21B is the same when evaluated from luminosity or temperature, and it is the same as that evaluated by Lafrenière et al. (2010). For G06214B, this estimate is slightly higher but still consistent with the mass obtained previously given the quoted uncertainties. Our mass estimate for this companion agrees well with the estimate made by Ireland et al. (2011). The mass of J1610-19B is significantly lower when estimated using only its temperature, as was expected from the above comments. The difference between the two estimates exceeds the quoted uncertainties, probably indicating that there is a real problem with the brightness of this object. For HIP 78530B, this result is significantly higher than the previous value, but it comes with a large uncertainty and the two values can be reconciled. The mass of the close binary J1610-19Ab seems to be in the stellar regime using both methods.

2.5 DISCUSSION AND CONCLUDING REMARKS

Our homogeneous comparison between the observed spectra of young substellar companions in Upper Scorpius and synthetic spectra from the BT-SETTL and DRIFT-PHOENIX models has revealed some interesting and systematic trends. First, the models do not succeed in reproducing the details of the spectra across the 1-2.4 μm range simultaneously. The best fit in the individual bands typically occur for models of different temperatures. Systematically, the best model fit in the *H* band is obtained for higher temperatures, by typically $\sim 100\text{--}200$ K and even up to 500 K, than for the *J* and *K* bands. In particular, at the temperatures providing the best fits in the *J* and *K* bands, the synthetic spectra have significantly steeper slopes in *H* than the observed spectra, both at the blue and red ends. An even more evident feature that is not reproduced by the models is the VO band in *J*. The VO absorption band at 1.06 μm is only reproduced by the DRIFT-PHOENIXS models, and generally only at a temperature slightly lower than the temperature leading to the best fit in other parts of the *J* band. The BT-SETTL models simply fail to reproduce this VO feature at any reasonable range of T_{eff} and $\log g$. Similar conclusions about the VO feature and the fit of the *H* band for the BT-SETTL models were reported by Allers & Liu (2013b). The alkali KI and NaI lines in the observed spectra are systematically stronger than in the models. Note however that we have not carefully investigated the effect of metallicity on these features. The excellent agreement of the spectra of free floating BD in Upper Sco with our spectra (see Figure 2.1) provides yet another argument that the above trends are common features of young BDs and point to a real shortcoming of the models.

Also, the best temperature estimates obtained by matching the broadband magnitudes and colors of the objects to synthetic magnitudes from the models are systematically lower, by ~ 200 K, than the temperatures obtained from band-by-band comparisons of the spectra with models. This is also the case for the spectral fit applied globally (simultaneously across the near-infrared range), as it too is affected by the broad band colors. Mass estimates obtained from the companions effective temperatures appear to be marginally higher than those calculated using the estimated companions' bolometric luminosities. Equivalently, this means that for our estimated effective temperatures, the bolometric luminosities are marginally lower than expected from evolution models.

Beyond their use for testing atmosphere and evolution models, the wide low-mass substellar companions studied here are of high interest for the study of planet and star formation. In principle, such low mass companions could form like stars, through the collapse and fragmentation of a pre-stellar core, or as planets within a circumstellar disk, but their combination of low mass and wide separation poses a challenge to both processes. A formation in-situ within the circumstellar disk of the primary would require an unusually large disk, but a formation within a disk closer to the primary followed by outward migration (from dynamical interactions) would be possible. The low-mass substellar companions studied here have a mass representing only 0.75–4% of the mass of their primaries. Such low mass ratios are rarely found in binary stars (Reggiani & Meyer 2011), arguing against a formation by fragmentation of a pre-stellar core. If these companions actually formed like stars, then it would imply that the fragmentation process can produce objects having only about 1% of the mass of the primary star. In any case, further observations of these systems using high-contrast imaging techniques and radial velocity to search for additional companions would be useful to help understand their origin. For example, if they formed within a disk and were ejected outward, then a more massive object would likely reside in the system at a much smaller separation.

F.-R. Lachapelle is supported by a Research Fellowship from the *Fonds de Recherche du Québec – Nature et Technologies*. DL is supported in part through grants from the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada (NSERC), and from the Université de Montréal. Additional support for this work came from NSERC grants to R.J. ChH acknowledges an ERC starting grant under the FP7 program of the European Union. The authors also wish to thank Étienne Artigau for his help with some aspects of this work. Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

CONCLUSION

Dans le cadre de cette étude, nous avons obtenu des spectres proche infrarouge ($0.9 - 2.4 \mu m$) de qualité ($R \sim 1000$) pour trois compagnons jeunes de masses sous-stellaires en orbite à grande séparation autour d'étoiles de la région de formation *Upper Scorpius* OB, ainsi que des mesures photométriques infrarouges ($Y J H K_s L'$) de ces objets. Ces mesures ont non seulement permis de préciser la caractérisation des objets en question, mais également de soulever les problèmes qu'ont les modèles synthétiques à reproduire les observations d'objets jeunes et froids. En effet, pour ces objets jeunes (~ 5 millions d'années) et donc de faible gravité de surface, les modèles synthétiques d'atmosphère reproduisent difficilement la forme et les diverses particularités de leurs spectres à la frontière entre les types spectraux M et L. En comparant les spectres observés aux spectres synthétiques, on comprend qu'un même spectre modèle ne reproduit pas l'entière de la plage de longueur d'onde observée. En particulier, la bande H est trop triangulaire dans les modèles, ce qui tend à surestimer la température. On observe également des problèmes pour ce qui est de reproduire les bandes d'absorption moléculaire et raies atomiques. En particulier, les deux modèles étudiés ne parviennent pas à reproduire la profondeur de la bande de VO à $1.06 \mu m$, ni la profondeur des raies de NaI et KI en considérant une métallicité solaire. Ces différents aspects observés dans nos spectres se retrouvent également dans les naines brunes isolées connues dans USco, ce qui nous pousse à croire que la difficulté est bel et bien du côté des modèles. Une autre conclusion importante touche l'estimation de la masse des objets jeunes. On observe que la luminosité bolométrique calculée à partir de nos mesures photométriques ne concorde pas avec les températures estimées par spectroscopie, si on en croit les modèles d'évolution étudiés. Il en résulte que la masse déterminée par la température est systématiquement plus élevée que celle déterminée par la luminosité, d'un facteur dépendant de l'âge et de la température de l'objet en question. Une précaution particulière est nécessaire du côté des observateurs lors de l'estimation de la masse de ce type d'objets. Pour ce qui est du côté théorique, une révision des processus en jeu dans les objets jeunes à la transition M/L est nécessaire, en plus de nouvelles banques d'opacités appropriées pour les objets froids et peu denses.

Pour ce qui est de la caractérisation des quatre systèmes de notre échantillon, quelques

détails pourraient bénéficier de nouvelles observations. En particulier, le cas de J1610-19B nécessiterait soit une mesure de parallaxe pour déterminer sa distance précise ou une observation en interférométrie afin de déterminer si l'objet en question serait plutôt une binaire non résolue.

Pour ce qui est des scénarios de formation, la présence de disques autour de trois de ces objets a été évaluée par Bailey et al. (2013). Une troisième mesure de la raie d'émission Paschen- β dans le spectre de G06214 serait tout de même de mise, pour déterminer si nous sommes bel et bien en présence d'une accréation variable. Enfin, pour vérifier le scénario d'interaction dynamique ayant mené ces objets sur leur orbite éloignée, plusieurs types d'observations sont possibles. Une première avenue est l'imagerie différentielle angulaire. Nous avons déjà obtenu des données en ADI en 2011 avec la caméra NICI à l'observatoire GEMINI Sud (programme GS-2011A-Q-42) pour le système HIP 78530. Une réduction préliminaire n'a révélé la présence d'aucune nouvelle source. Ces observations ont donc été conservées pour faire partie d'un projet plus large de recensement ADI des systèmes présentant des compagnons naine brune à grande séparation. En 2012, une deuxième phase d'observations pour ce projet a été effectuée. Deux cibles, DH Tau et HD 203030 ont été observées avec la caméra NIRI à GEMINI Nord pour le programme GN-2012B-Q-107. Plus d'observations sont nécessaires pour vérifier le scénario de positionnement des naines brunes sur une orbite éloignée par éjection dynamique dans un système multiple.

Dans cette optique, il serait intéressant d'obtenir une vue plus complète de ces systèmes en sondant différentes plages de paramètres (masse, séparation). En plus des observations en IDA, il serait intéressant d'obtenir des mesures de vitesse radiale de ces étoiles pour déterminer la fraction de ces systèmes possédant des compagnons à très faible séparation. Des observations en vitesse radiale ont déjà été effectuées dans USco pour les étoiles les plus brillantes (Nguyen et al. 2010); davantage d'observations ciblées sur les systèmes présentant un compagnon de masse sous-stellaire à grande séparation sont nécessaires. Aussi, la venue de la caméra GPI permettra l'imagerie et la spectroscopie proche infrarouge d'éventuels compagnons rapprochés dans ces systèmes, avec une résolution spatiale (0,2 à 1 seconde d'arc) et un contraste encore inégalé ($1 : 10^7$) (Chilcote et al. 2012).

BIBLIOGRAPHIE

- Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., et al. 2003, Proceedings of the International Astronomical Union, 211, 325
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, The Astrophysical Journal, 556, 357
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2010, arXiv preprint arXiv :1011.5405
- . 2011, 16th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, 448, 91
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., Schaffenberger, & Rajpurohit, A. S. 2013, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 24, 128
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., & Sharp, C. M. 2012, EAS Publications Series, 57, 3
- Allers, K. N., & Liu, M. C. 2013a, The Astrophysical Journal, 772, 79
- . 2013b, arXiv.org, 7153
- Allers, K. N., Jaffe, D. T., Luhman, K. L., et al. 2007, The Astrophysical Journal, 657, 511
- Ardila, D., Martín, E., & Basri, G. 2000, The Astronomical Journal, 120, 479
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 47, 481
- Bailey, V., Hinz, P. M., Currie, T., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 767, 31
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, VizieR On-line Data Catalog, 333, 70403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, Astronomy and Astrophysics, 382, 563
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, Astronomy and Astrophysics, 402, 701

- Basri, G. 2000, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38, 485
- Bate, M. R. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 76, 205
- . 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392, 590
- . 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419, 3115
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2003, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 339, 577
- Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 1988, *Nature*, 336, 656
- Béjar, V. J. S., Zapatero-Osorio, M. R., Pérez-Garrido, A., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 673, L185
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagotto, F., & Nasi, E. 1994, *Astronomy and Astrophysics Suppl.* 106, 106, 275
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 442, 635
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836
- . 2001, *The Astrophysical Journal*, 551, L167
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Kraus, A. L., Mann, A. W., & Ireland, M. J. 2011, *The Astrophysical Journal*, 743, 148
- Burgasser, A. J. 2008, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 384, 126
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., et al. 2002, *The Astrophysical Journal*, 564, 421
- Burrows, A., Hubbard, W., Lunine, J., & Liebert, J. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 719
- Burrows, A., Hubbard, W. B., & Lunine, J. I. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345, 939
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, *The Astrophysical Journal*, 640, 1063

- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *The Astrophysical Journal Supplement*, 491, 856
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345, 245
- Carpenter, J. M. 2001, *The Astronomical Journal*, 121, 2851
- Carpenter, J. M., Mamajek, E. E., Hillenbrand, L. A., & Meyer, M. R. 2006, *The Astrophysical Journal*, 651, L49
- Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763, L32
- Chabrier, G. 2002, *The Astrophysical Journal*, 567, 304
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *The Astrophysical Journal Supplement*, 542, 464
- Chilcote, J. K., Larkin, J. E., Maire, J., et al. 2012, in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE)*, 84468W
- Cox, A. N. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities*, 4th edn. (New York : Springer)
- Cruz, K. L., & Reid, I. N. 2002, *The Astronomical Journal*, 123, 2828
- Cushing, M. C., Marley, M. S., Saumon, D., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 678, 1372
- Cushing, M. C., Kirkpatrick, J. D., Gelino, C. R., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 743, 50
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR On-line Data Catalog : II/246*. Originally published in : University of Massachusetts and Infrared Processing and Analysis Center, 2246
- De Geus, E. J. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 262, 258
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 354

- Delorme, P., Delfosse, X., Albert, L., et al. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 482, 961
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 178, 89
- Elias, J. H., Joyce, R. R., Liang, M., et al. 2006, in *Astronomical Telescopes and Instrumentation*, ed. I. S. McLean & M. Iye (SPIE), 62694C
- Faherty, J. K., Burgasser, A. J., Walter, F. M., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 752, 56
- Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H. G., et al. 2012, *Journal of Computational Physics*, 231, 919
- Gray, R. O., & Corbally, C. J. 2009, *Stellar Spectral Classification* (Princeton : Princeton University Press)
- Hauschildt, P. H., Allard, F., & Baron, E. 1999, *The Astrophysical Journal*, 512, 377
- Helling, C., Dehn, M., Woitke, P., & Hauschildt, P. H. 2008, *The Astrophysical Journal*, 675, L105
- Hennebelle, P. 2012, *EAS Publications Series*, 57, 91
- Herriot, G., Morris, S., Anthony, A., et al. 2000, *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE)*, 4007, 115
- Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., & de Zeeuw, P. T. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 365, 49
- Houk, N., & Smith-Moore, M. 1988, *Michigan Catalogue of Two-dimensional Spectral Types for the HD Stars*, 4
- Hoyle, F. 1953, *The Astrophysical Journal*, 118, 513
- Inaba, S., Wetherill, G. W., & Ikoma, M. 2003, *Icarus*, 166, 46
- Ireland, M. J., Kraus, A., Martinache, F., Law, N., & Hillenbrand, L. A. 2011, *The Astrophysical Journal*, 726, 113

- Jayawardhana, R., Ardila, D. R., Stelzer, B., & Haisch, Jr, K. E. 2003, *The Astronomical Journal*, 126, 1515
- Jurić, M., & Tremaine, S. 2008, *The Astrophysical Journal*, 686, 603
- Kirkpatrick, J. D. 2005, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43, 195
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 1999, *The Astrophysical Journal*, 519, 802
- Kornet, K., Bodenheimer, P., R yczka, M., & Stepinski, T. F. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 430, 1133
- Kratter, K. M., Murray-Clay, R. A., & Youdin, A. N. 2010, *The Astrophysical Journal*, 710, 1375
- Kraus, A. L., Ireland, M. J., Martinache, F., & Lloyd, J. P. 2008, *The Astrophysical Journal Supplement*, 679, 762
- Kuzuhara, M., Tamura, M., Kudo, T., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 774, 11
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., Janson, M., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 730, 42
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *The Astrophysical Journal*, 689, L153
- . 2010, *The Astrophysical Journal*, 719, 497
- Lagrange, A. M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Larson, R. B. 1999, in *Star Formation 1999*, 336–340
- Law, N. M., Dhital, S., Kraus, A., Stassun, K. G., & West, A. A. 2010, *The Astrophysical Journal*, 720, 1727
- Leggett, S. K., Allard, F., Berriman, G., Dahn, C. C., & Hauschildt, P. H. 1996, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 104, 117
- Leggett, S. K., Hawarden, T. G., Currie, M. J., et al. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 345, 144

- Lodieu, N. 2013, arXiv.org, 1351
- Lodieu, N., Hambly, N. C., & Jameson, R. F. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373, 95
- Lodieu, N., Hambly, N. C., Jameson, R. F., & Hodgkin, S. T. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383, 1385
- Maeder, A. 1981, *Astronomy and Astrophysics*, 102, 401
- Mamajek, E. E. 2009, in *AIP Conference Proceedings*, 3–10
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Martín, E. L., Connelley, M., Potter, D., & Bouy, H. 2004, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 213, 111
- Martín, E. L., Delfosse, X., Basri, G., et al. 1999, *The Astronomical Journal*, 118, 2466
- Matzner, C. D., & Levin, Y. 2005, *The Astrophysical Journal*, 628, 817
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., et al. 2003, *The Astrophysical Journal*, 596, 561
- Meru, F., & Bate, M. R. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406, 2279
- Messina, S., Desidera, S., Turatto, M., Lanzafame, A. C., & Guinan, E. F. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 520, A15
- Mohanty, S., Basri, G., Jayawardhana, R., et al. 2004, arXiv.org, 854
- Mohanty, S., Basri, G., Shu, F., Allard, F., & Chabrier, G. 2002, *The Astrophysical Journal*, 571, 469
- Moisan, M. 2011, PHY3810, Département de physique (Université de Montréal)

- Morgan, W. W., & Keenan, P. C. 1973, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 11, 29
- Neuhäuser, R., & Schmidt, T. O. B. 2012, arXiv.org, 3537
- Nguyen, D. C., Brandeker, A., Jayawardhana, R., et al. 2010, in *Astronomy of Exoplanets with Precise Radial Velocities*, 14
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., & Nakajima, T. 1995, *Science*, 270, 1478
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *The Astrophysical Journal*, 525, 772
- Pannekoek, A. 1929, *Publications of the Astronomical Institute of the University of Amsterdam*, 2, 1
- Pecaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 154
- Pickles, A. J. 1998, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110, 863
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Preibisch, T., Brown, A. G. A., Bridges, T., Guenther, E., & Zinnecker, H. 2002, *The Astronomical Journal*, 124, 404
- Preibisch, T., Guenther, E., & Zinnecker, H. 2001, *The Astronomical Journal*, 121, 1040
- Preibisch, T., Guenther, E., Zinnecker, H., et al. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 333, 619
- Preibisch, T., & Zinnecker, H. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 2381
- Rafikov, R. R. 2005, *The Astrophysical Journal*, 621, L69
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A. M., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 772, L15
- Reggiani, M. M., & Meyer, M. R. 2011, *The Astrophysical Journal*, 738, 60

- Reylé, C., Rajpurohit, A. S., Schultheis, M., & Allard, F. 2011, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 448, 929
- Rice, E. L., Barman, T., McLean, I. S., Prato, L., & Kirkpatrick, J. D. 2010, *The Astrophysical Journal Supplement*, 186, 63
- Rizzuto, A. C., Ireland, M. J., & Robertson, J. G. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416, 3108
- Rojas-Ayala, B., Covey, K. R., Muirhead, P. S., & Lloyd, J. P. 2010, *The Astrophysical Journal*, 720, L113
- . 2012, *The Astrophysical Journal*, 748, 93
- Scharf, C., & Menou, K. 2009, *The Astrophysical Journal*, 693, L113
- Seelmann, A. M., Hauschildt, P. H., & Baron, E. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 522, A102
- Shen, S., & Wadsley, J. 2006, *The Astrophysical Journal*, 651, L145
- Slesnick, C. L., Carpenter, J. M., & Hillenbrand, L. A. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 76, 291
- . 2006, *The Astronomical Journal*, 131, 3016
- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2012, *The Astronomical Journal*, 144, 8
- Tokunaga, A. T., & Vacca, W. D. 2005, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 117, 1459
- van Leeuwen, F. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 474, 653
- Veras, D., Crepp, J. R., & Ford, E. B. 2009, *The Astrophysical Journal*, 696, 1600
- Vorobyov, E. I., & Basu, S. 2006, *The Astrophysical Journal*, 650, 956
- Whitworth, A., Bate, M. R., Nordlund, Å., Reipurth, B., & Zinnecker, H. 2007, *Protostars and Planets V*, 459

- Witte, S., Helling, C., Barman, T., Heidrich, N., & Hauschildt, P. H. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 529, 44
- Witte, S., Helling, C., & Hauschildt, P. H. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 1367
- Woolf, V. M., Lepine, S., & Wallerstein, G. 2009, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121, 117
- Woolf, V. M., & Wallerstein, G. 2004, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 36, 1474
- . 2006, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118, 218
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *The Astronomical Journal*, 140, 1868
- Zapolsky, H. S., & Salpeter, E. E. 1969, *The Astrophysical Journal*, 158, 809