



HAL
open science

Les naines brunes dans les relevés grand champ

Philippe Delorme

► **To cite this version:**

Philippe Delorme. Les naines brunes dans les relevés grand champ. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT: . tel-00351010

HAL Id: tel-00351010

<https://theses.hal.science/tel-00351010>

Submitted on 8 Jan 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier
Spécialité : Astronomie & Astrophysique

Les naines brunes dans les relevés grand champ

Présentée par

Philippe Delorme

pour obtenir le diplôme de docteur de l'Université Joseph Fourier

Soutenue le 10 octobre 2008 devant le jury composé de :

M. Jérôme Bouvier	Président
M. Ian Bonnell	Rapporteur
M. France Allard	Rapporteur
M. Annie Robin	Examineur
M. Thierry Forveille	Directeur de thèse
M. Xavier Delfosse	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble

Remerciements

Une thèse est un travail qu'on peut difficilement mener à bien tout seul, à la fois par souci d'efficacité scientifique mais aussi juste pour rester sain d'esprit. C'est pour cela que je tiens à remercier tous les gens qui m'ont aidé et soutenu pendant ce travail.

Tout d'abord mes directeurs de thèse, Thierry et Xavier, qui m'ont proposé un sujet intéressant et prometteur et qui ont été disponibles pour les longues discussions qui m'ont permis d'acquérir un peu de l'expertise et du recul dont j'avais besoin pour avancer. Travailler avec eux est un plaisir, et tous les thésards n'ont pas cette chance. Je veux aussi remercier les gens avec qui j'ai collaboré hors du laboratoire, Chris et Emmanuel, dont j'ai pu apprécier et utiliser le travail remarquable : sans eux ma thèse serait bien loin d'être finie ! Et aussi Céline, Loic et Etienne : c'est une chance de pouvoir travailler avec des amis, de chercher ensemble, de galérer ensemble et aussi de parfois trouver ensemble. Mais sur le plan scientifique ils n'étaient pas seuls à m'aider, car travailler au LAOG est une expérience stimulante : au détour d'un café, d'un pot -ou même d'une réunion- on se retrouve sans cesse engagé dans des conversations avec des gens sympathiques et compétents qui permettent encore de voir un peu plus loin que le bout de mes naines brunes. Jusque dans mon bureau, il y avait Rémy pour essayer de résoudre avec moi certaines questions épineuses. Chez moi, Timothé et mes colocataires geeks toujours prêts à m'aider sur un script shell ou autres "seg fault". De retour au labo il y avait toujours le soutien d'Evelyne en cas de gros problème en C. Et bien sûr tout le groupe des thésards, prêts à tout pour s'entraider à oublier les mauvais cotés de la thèse dans des parties endiablées de Xblast. Et les étudiants à qui j'ai enseigné qui m'ont permis de faire encore plus de physique et de garder à l'esprit qu'il n'y a pas que les naines brunes dans la vie. Et tout ça cela aide à garder le cap et à ne pas se décourager même dans les moments ennuyeux ou difficiles et cela permet de profiter encore mieux des moments d'enthousiasme et d'excitation ! Je tiens à remercier chacune de ces personnes pour avoir fait de ces années de thèse un temps de vie aussi fort.

Enfin je veux remercier particulièrement Jean, qui m'a fait confiance et qui m'a fait découvrir le monde de la recherche alors que je n'étais qu'un petit étudiant de L3. Et aussi Claire pour son aide précieuse qui m'a permis de faire une présentation vraiment -heu...- présentable.

En vous souhaitant bonne lecture,

Philippe Delorme

Table des matières

Résumé	7
Abstract	7
1 Introduction	9
1.1 Quelle physique pour une naine brune?	9
1.1.1 Qu'est ce qu'une naine brune?	9
1.1.2 Les types spectraux en fin de séquence principale et au-delà	11
1.1.3 Le défi de l'étude des naines brunes : la dégénérescence des paramètres	17
1.2 Trouver des naines brunes : méthodes et résultats	19
1.2.1 Position du problème	19
1.2.2 Recherche de compagnons substellaires	20
1.2.3 Recherche des naines brunes dans le champ	21
1.3 Statistiques des naines brunes	23
1.3.1 Fonction de masse et fonction de luminosité	23
1.3.2 Fonction de luminosité des naines brunes du champ	24
1.3.3 Fonction de masse dans les amas jeunes	25
2 Le Canada France Brown Dwarfs Survey	29
2.1 Les composantes du CFBDS	29
2.1.1 CFHTLS-Deep	29
2.1.2 CFHTLS-Wide	30
2.1.3 CFHTLS-Very Wide	30
2.1.4 Red-sequence Cluster Survey-2	30
2.2 Objectifs scientifiques	32
2.2.1 Détections et caractérisations de naines brunes ultra-froides ($T_{\text{eff}} <$	
700 K)	32
2.2.2 Statistique et propriétés des naines brunes de températures intermé-	
diaires (T_{eff} entre 1000 et 1500 K)	33
2.2.3 Echelle de hauteur des naines L et densité des naines brunes dans le	
disque épais	33
2.3 Modélisation des couleurs des Naines Brunes dans le CFBDS	34
2.4 Suivi des candidats en proche Infra-rouge	36
2.4.1 Observations	36
2.4.2 Réduction	37
2.4.3 Le filtre J_{long} du NTT	37
2.5 Stratégie d'analyse	38
2.6 A propos de quasars à grand décalage vers le rouge	39
2.6.1 Une collaboration fructueuse	39
2.6.2 Quelques indices sur la science associée	40
2.7 Comparaison entre le CFBDS et un relevé aux ambitions comparables :	
UKIDSS	41

Table des matières

2.7.1	Volume sondé	41
2.7.2	Homogénéité de l'analyse	44
3	Analyse des données du Canada France Brown Dwarfs Survey	47
3.1	Performances nécessaires pour le pipeline d'analyse	47
3.1.1	Les images du CFBDS	47
3.1.2	Contraintes sur la fiabilité et l'exhaustivité des détections	48
3.1.3	Astrométrie et photométrie	49
3.2	Améliorations de <i>Sextractor</i> : ajustement de fonctions d'étalement du point multiples en mode deux images	50
3.2.1	De la photométrie d'ouverture à l'ajustement d'une PSF	50
3.2.2	Ajustement de PSF multiple pour chaque objet	55
3.2.3	Fit de PSF Vs photométrie d'ouverture :étoiles artificielles dans les images de science	58
3.2.4	Ajustement de PSF multiple à deux images	61
3.3	Sélection des candidats	62
4	Les naines brunes découvertes par le CFBDS et la fonction de luminosité du champ	75
4.1	Classification photométrique des candidats du CFBDS	75
4.1.1	Etat actuel du CFBDS	75
4.1.2	Classification des candidats sur la base de leurs couleurs	75
4.1.3	Echantillon du CFBDS dont le suivi en bande J est complet	78
4.1.4	Echantillon complet pour $i' - z' > 2.0$	79
4.2	Contamination et fonction de sélection	80
4.2.1	Problématique et stratégie	80
4.2.2	Injection d'étoiles artificielles dans les images de science	82
4.2.3	Complétude du CFBDS	83
4.2.4	Contamination	84
4.3	Fonction de luminosité	90
4.3.1	Relations couleur-magnitude	90
4.3.2	Fonction de luminosité	90
5	Suivi spectroscopique des naines T	97
5.1	Les informations contenues dans le spectre des naines brunes froides	97
5.1.1	Température, métallicité et gravité	97
5.1.2	Les indices spectraux	102
5.2	Observations et réduction des spectres des objets découverts	106
5.2.1	Observations	106
5.2.2	Réduction des données	109
5.3	Observations spectroscopiques de 18 nouvelles naines T	111
5.4	Les objets extrêmes	137
5.4.1	Système binaire serré T2.5-T6.5	137
5.4.2	Première détection d'une naine T sous-métallique	138
5.4.3	Première détection de l'ammoniac dans le spectre NIR	145
	Conclusions et perspectives	163

Résumé

Mon travail de recherche au cours de ces trois années de thèse sous la direction de Thierry Forveille et de Xavier Delfosse au laboratoire d'astrophysique de Grenoble a été consacré à la recherche de naines brunes dans un relevé grand champ de nouvelle génération que nous avons appelé le Canada-France Brown Dwarf Survey -CFBDS-. La thématique de ma thèse est centrée sur l'étude des naines brunes froides et la constitution d'un grand échantillon de naines brunes, comme base pour une analyse statistique photométrique et spectroscopique. J'étais chargé en premier lieu de la mise au point du pipeline d'analyse et de sélection des candidats au sein de la collaboration internationale dédiée à la recherche de naines brunes et de quasars à grand décalage vers le rouge. En tant que seul membre de la collaboration à travailler à plein temps sur le projet, j'ai toutefois été amené à m'impliquer fortement dans presque toutes les facettes du projet. En parallèle du travail scientifique que je présente dans ce manuscrit, j'ai consacré une part importante de ma thèse à la coordination du travail entre les différentes personnes impliquées dans le CFBDS de par le monde.

Dans le chapitre 1, je fais un récapitulatif rapide de l'ensemble des avancées scientifiques dans le domaine des naines brunes avant la présente thèse. Le chapitre 2 présente le Canada-France Brown Dwarf Survey, qui fournit les données au coeur de mon travail, ainsi que notre stratégie d'analyse. Le chapitre 3 détaille le pipeline que j'ai mis en place pour identifier au mieux les quelques centaines d'astres qui nous intéressent parmi les dizaines de millions de sources que comptent les images du CFBDS. Ce chapitre met aussi en évidence les performances de la fonctionnalité d'analyse d'image par ajustement de fonction d'étalement du point -PSF- que j'ai adjointe au logiciel *Source Extractor*. Les candidats ainsi identifiés sur la base de leur photométrie sont présentés dans le chapitre 4. Dans ce chapitre je décris mes méthodes d'estimation des biais statistiques du CFBDS, ainsi que la fonction de luminosité des naines brunes du champ que nous en avons extraite. Enfin le chapitre 5 donne une revue détaillée des informations contenues dans le spectre des naines brunes. J'y présente ensuite nos observations spectroscopiques ainsi que les résultats associés, notamment la découverte d'absorption par l'ammoniac dans le spectre de la naine brune la plus froide publiée à ce jour, CFBDS0059, ainsi que la découverte de la première naine T sous-métallique.

Abstract

My PhD research work, under the supervision of Thierry Forveille and Xavier Delfosse at the laboratoire d'astrophysique de Grenoble, is centered on identifying brown dwarfs in a new-generation wide-field survey, the Canada-France Brown Dwarfs Survey -CFBDS-. Its main goals are to identify cooler and low metallicity brown dwarfs for detailed study, and to assemble a large sample of more ordinary brown dwarfs for statistical analyses. My role, as the only full-time member of this international collaboration, included the programming of an analysis and selection pipeline to identify the rare brown dwarf candidates in the very large image database, as well as coordination of the international collaboration.

Chapter 1 summarizes the state of brown dwarf science at the start of this PhD. Chapter 2 presents the Canada-France Brown Dwarfs and our analysis strategy. Chapter 3 describes the pipeline I developed to optimally identify the few interesting brown dwarfs (as well as high redshift quasars) candidates among the many millions of less interesting astrophysical sources in the CFBDS images. This chapter also describes the Point Spread Function -PSF-

Table des matières

fitting module which I added to the well known *Source Extractor* image analysis package. Chapter 4 presents the resulting brown dwarf candidates, assesses the statistical biases of the CFBDS survey, and evaluates the associated field brown dwarfs luminosity function. Finally, Chapter 5 briefly reviews the the physical informations which can be extracted from brown dwarfs spectra, and examines in that light the spectra which we obtained for two dozen of our candidates. It ends with discussions of our discovery of the coolest brown dwarf published to date, CFBDS0059, and of what is likely the first T subdwarf.

1 Introduction

Ce chapitre d'introduction a pour objectif de présenter rapidement les propriétés des naines brunes et les avancées scientifiques dans ce domaine au moment de la présente thèse.

1.1 Quelle physique pour une naine brune ?

1.1.1 Qu'est ce qu'une naine brune ?

Les naines brunes font partie des derniers objets à avoir intégré le bestiaire de l'univers, plus de 30 ans après d'autres astres exotiques comme les trous noirs et les naines blanches. Leur existence a été prédite par Kumar (1963). Ces objets à mi-chemin entre étoiles et planètes sont trop peu massifs pour être des étoiles, peuvent être aussi peu massif que des planètes mais ne se forment pas comme elles.

Les naines brunes se forment dans des nuages moléculaires, comme les étoiles : une naine brune naît lorsqu'une portion du nuage s'effondre sur lui même. Dans le cas d'une étoile, l'effondrement s'arrête quand les conditions de température et de pression au coeur de l'astre sont suffisantes pour déclencher des réactions de fusion nucléaire. L'étoile entre alors dans un état d'équilibre hydro-statique appelé la séquence principale, dans lequel la gravité est contrebalancée par la pression thermique du gaz et la pression de radiation. C'est à ce moment que l'histoire d'une naine brune se sépare de celle d'une étoile classique : elle cesse d'accréter de la matière alors que sa masse n'est pas suffisante pour que les réactions de fusion nucléaire de l'hydrogène ne se stabilisent. Pour une métallicité solaire, cette masse critique est d'environ $0.072 M_{\odot}$, soit $72 M_{Jupiter}$, et définit la frontière avec les étoiles. La frontière entre naines brunes et planètes est moins claire. Certains la placent à $13M_{Jupiter}$, masse au delà de laquelle la fusion du deutérium est possible, tandis que d'autres préfèrent une définition fondée sur le mode de formation. Dans ce cas, une planète est un astre se formant dans un disque d'accrétion autour d'une étoile, tandis qu'une naine brune se forme dans un nuage moléculaire. Quelle que soit la définition employée, cela place les naines brunes dans un domaine de masse intermédiaire entre celui des étoiles et celui de la plupart des planètes.

Formation

Les processus qui limitent l'accrétion à une masse si faible ainsi que leurs parts relatives sont encore débattus.

Une des principales hypothèses envisagées est que la masse initiale du coeur pré-stellaire qui s'effondre est très faible, bien en dessous de la masse attendue. Cette masse, appelée la masse de Jeans, est de plusieurs dixièmes de masse solaire (Larson 1999) avec un modèle simple. Padoan & Nordlund (2002) ont montré que la prise en compte de la turbulence permet d'abaisser la masse de Jeans jusque dans le domaine substellaire, car elle augmente localement la densité. Cela permet l'effondrement de fragments de plus petite taille.

1 Introduction

Le second mécanisme envisagé est celui de l'éjection de la proto-naine brune par interaction gravitationnelle lors de la formation d'un système stellaire multiple (Reipurth & Clarke 2001; Bate & Bonnell 2005). Dans ce dernier cas l'accrétion est interrompue car la proto-naine brune est éjectée hors de son réservoir de matière.

D'autres hypothèses proposent des modes de formation alternatifs, notamment par photo-évaporation du coeur pré-stellaire de la proto-naine brune par le rayonnement UV d'une étoile O proche (Whitworth & Zinnecker 2004). Un autre mécanisme récemment suggéré est celui de la formation de naines brunes par fragmentation du gaz moléculaire en chute dans le potentiel gravitationnel d'un amas (Bonnell et al. 2008). Enfin un mode de formation commun avec les planètes géantes a été avancé, par fragmentation d'un disque circumstellaire massif perturbé gravitationnellement par le passage proche d'une étoile (Bate et al. 2002).

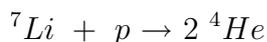
Tous ces mécanismes sont insensibles à la limite de fusion de l'hydrogène et vont donc former aussi bien des naines brunes que des étoiles de très faible masse, voire, pour certains, des objets de masse planétaire. Il est probable que tous ces modes de formation coexistent, le problème posé étant surtout de déterminer leur importance relative.

Structure stellaire

L'astre résultant continue à se contracter, mais comme sa masse est faible, la densité du coeur atteint le point où la densité électronique est égale à la densité d'états quantiques accessibles par les électrons alors que la température de son coeur reste inférieure à $3.10^6 K$, température critique pour le déclenchement des réactions de fusion de l'hydrogène. Le principe d'exclusion de Pauli interdit à deux électrons d'occuper le même état quantique, ce qui conduit certains d'entre eux à occuper des niveaux d'énergie plus élevée. Ceci fait apparaître une pression dite de "dégénérescence électronique", qui stoppe l'effondrement gravitationnel avant que les réactions de fusion, contrôlées par la température des protons, n'aient pu se stabiliser. Une naine brune continue donc à se contracter et à se refroidir tout au long de son existence en consommant la faible énergie thermique des protons. Une étude approfondie de la structure interne des objets substellaires peut être trouvée dans Chabrier et al. (2005). Autour d'un coeur de plasma dont les électrons forment un gaz partiellement dégénéré, on trouve une enveloppe d'hydrogène partiellement ionisée, puis une atmosphère neutre. Tout comme les étoiles de très faible masse, les naines brunes les plus chaudes et les plus massives sont entièrement convectives. Cette dernière propriété autorise un test fiable pour distinguer ces deux catégories d'objets autrement assez similaires : le test du lithium (Rebolo et al. 1992).

Le test du Lithium

Dans le coeur d'une étoile, le lithium est détruit par capture d'un proton :



Cette réaction se produit à plus faible température que la fusion de l'hydrogène ($2.10^6 K$ contre $3.10^6 K$). La présence de lithium dans la photosphère n'est possible que si la température centrale de l'objet est trop faible pour déclencher la réaction de fusion du lithium, et donc a fortiori celle de l'hydrogène. L'abondance du lithium dépend également de l'âge de l'objet relativement au temps caractéristique de la convection depuis le coeur jusqu'à

la photosphère, puisqu'il faut que tout le lithium ait eut le temps de passer par le coeur de l'astre. Toutefois la présence de lithium dans un objet plus vieux que $\sim 10^9$ ans est une preuve solide d'une masse inférieure à $\sim 0.06M_{\odot}$ (Chabrier et al. 1996).

1.1.2 Les types spectraux en fin de séquence principale et au-delà

Le spectre est notre principale source d'information sur la composition chimique et la température des atmosphères stellaires et planétaires. Les étoiles massives ont un spectre dont l'allure générale est celle d'un corps noir, tandis que celui des planètes est dominé par de nombreuses bandes d'absorption moléculaires. Le domaine de température de l'atmosphère des naines brunes varie entre 2500K et quelques centaines de Kelvins et présente un important recouvrement avec celui des exoplanètes connues à ce jour. Le spectre d'une naine brune est donc caractérisé par de nombreuses bandes d'absorption moléculaires et la présence de poussières, tandis que son atmosphère connaît une véritable météorologie, peut être semblable à celle qui agite les bandes nuageuses de Jupiter. Les molécules prépondérantes dépendent de la température de la photosphère et caractérisent les différents types spectraux de naines brunes.

Depuis la fin de la séquence principale jusqu'au domaine planétaire on définit à l'heure actuelle 4 types spectraux : M -tardives-, L, T et Y. La forme générale du spectre des naines brunes s'écarte de celui d'un corps noir d'autant plus fortement que la température décroît. Il est alors caractérisé par de larges bandes d'absorption moléculaires.

La table 1.1 récapitule les principaux paramètres physiques de ces objets. Je vais maintenant préciser un peu plus les caractéristiques de chacun de ces types spectraux.

Type d'objet	Soleil	Naine M	Naine L	Naine T	Naine Y	Jupiter
Température (K)	5800	4000-2300	2300-1300	1300- \sim 600	\sim 600- ???	112
Gravité ($m.s^{-2}$)	275	480-2200	2200-2500	1000-2800	1000- \sim 50	25
Diamètre	1	0.3-0.1	0.1-0.095	0.09-0.1	0.1-0.11	0.1
Luminosité	1	$0.08-10^{-3.5}$	$10^{-3.5}-10^{-4.5}$	$10^{-4.5}-10^{-6}$	$10^{-6}- ???$	$1.6.10^{-13}$

TAB. 1.1: Principales caractéristiques des naines brunes du champ. Toutes les données pour les naines M, L, T et Y sont issues des modèles *NextGen*, *Dusty* et *cond* Allard et al. (2001); Baraffe et al. (2003) pour un âge 10^9 ans. Le diamètre et la luminosité sont exprimés respectivement en diamètre solaire et en luminosité solaire bolométrique.

Les naines M tardives

La lettre "M" correspond à la dernière classe spectrale des étoiles de la séquence principale. Il existe aussi des étoiles géantes de type M, mais je n'en parlerai pas davantage car elles sont peu en rapport avec le sujet qui nous intéresse (enfin, moi au moins). Le spectre des étoiles M se distingue de celui des étoiles plus chaudes par la présence d'importantes bandes d'absorption moléculaires et atomiques. Une séquence allant de M0 à M9.5 est définie par Kirkpatrick et al. (1991, 1995). Les naines M possèdent une masse inférieure à environ $0.6M_{\odot}$, et leur domaine de masse s'étend jusqu'aux objets substellaires dans le cas des objets très jeunes (e.g. Moraux et al. 2007). Nous nous intéresserons ici aux naines M les

1 Introduction

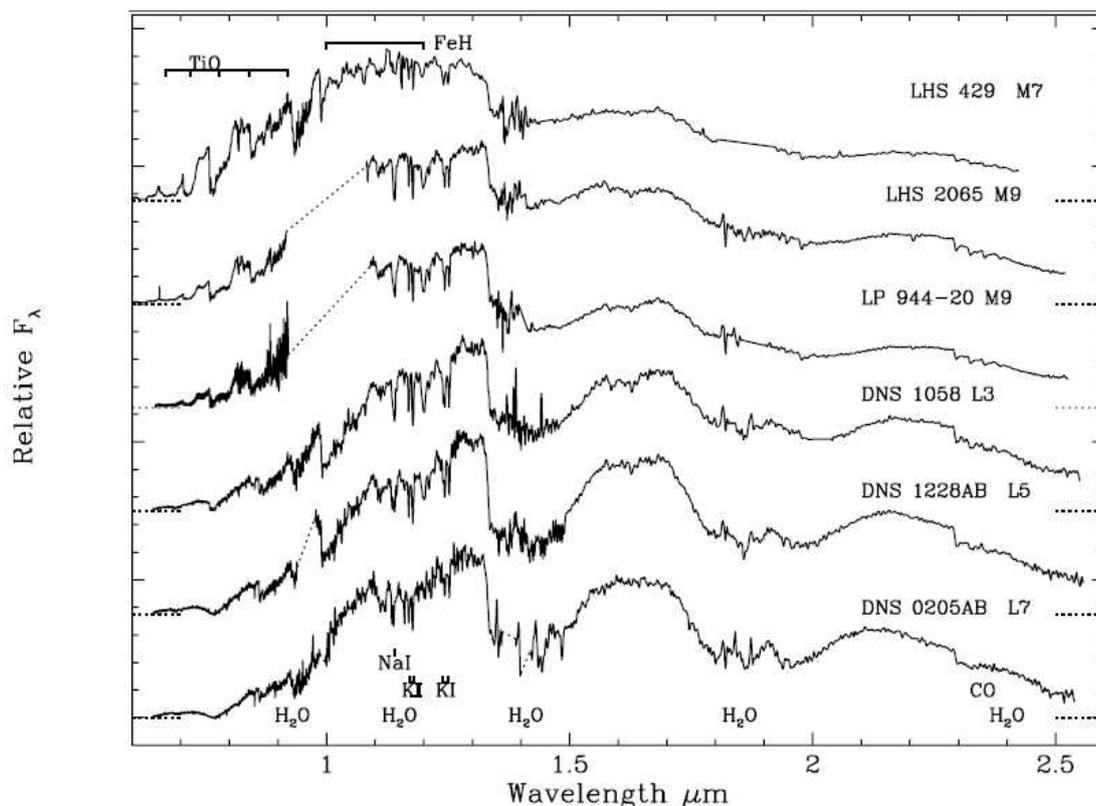


FIG. 1.1: Séquence spectrale de $0.6\mu\text{m}$ à $2.5\mu\text{m}$, des naines M tardives aux naines L tardives. Le domaine de longueur d'onde et la nature des principales bandes d'absorption sont précisés. D'après Burgasser (2001)

plus tardives, de type spectral supérieur à M6 ce qui correspond à une masse de $\approx 0.1M_{\odot}$. Pour les objets du champ, en général âgés de plus de 10^9 ans, la limite inférieure en masse des naines M est d'environ $0.08M_{\odot}$.

Cette masse est tirée de la comparaison avec le modèle d'atmosphère "Dusty" de Allard et al. (2001), couplé avec le modèle de structure stellaire décrit par Baraffe et al. (2003). Les autres masses utilisées dans la suite de cette section proviennent soit de ce modèle, soit pour les objets plus froids que $\sim 1500\text{K}$, du modèle "Cond" (Allard et al. 2003), encore une fois couplé avec le modèle de structure stellaire de Baraffe et al. (2003).

Le domaine de température effective des naines M s'étend de 4000K à 2300K environ. La figure 1.1 montre des spectres de naines M tardives, caractérisés dans les longueurs d'onde visibles par la présence de nombreuses bandes d'absorption d'oxydes métalliques, -TiO et VO notamment- et d'hydrures métalliques. Dans le proche infra-rouge (ci-après NIR) l'absorbant dominant est le monoxyde de carbone, et la vapeur d'eau pour les objets les plus tardifs.

Les naines L

Les naines L, dont la température effective est comprise entre 2300K et 1300K , sont caractérisées par l'apparition de poussières en suspension qui modifient considérablement la chimie atmosphérique et le transfert radiatif de ces objets. L'apparition des poussières

1.1 Quelle physique pour une naine brune ?

provoque un rougissement de la distribution spectrale d'énergie. Elles se forment en piégeant notamment les oxydes métalliques, qui dominent le spectre des naines M. Ceux-ci disparaissent donc progressivement du spectre des naines L. Ces dernières conservent par contre des bandes d'absorption d'hydrures métalliques comme FeH dans le spectre optique. Comme la disparition des bandes d'absorption des métaux réfractaires diminue l'épaisseur optique dans le visible, le flux visible émerge de couches plus profondes de l'astre, pour lesquelles la pression du gaz est plus élevée.

Cela permet l'émergence d'un nouvel absorbant qui va dominer le spectre optique des naines brunes, des naines L aux naines T les plus tardives : le potassium (Burrows et al. 2000). Le doublet de transition électronique à $0.77\mu\text{m}$ de cet élément se trouve considérablement élargi par la haute pression de la photosphère optique. Comme décrit par Burrows et al. (2000), cette absorption est centrée à $0.77\mu\text{m}$ au milieu de la bande photométrique i . A mesure que le type spectral devient plus tardif, l'atmosphère optique s'éclaircit et descend dans des couches où la gravité est plus élevée, ce qui élargit davantage le doublet du potassium et diminue fortement le flux en bande i , (cf figure 2.2) et dans une moindre mesure, en bande z . La figure 1.3 montre un modèle de spectre optique sans absorption par les métaux alcalins -dont le potassium-, comparé à des modèles avec absorption, et avec une observation. Elle illustre de manière frappante l'importance du doublet du potassium dans le spectre optique des naines brunes. A des longueurs d'onde plus courtes, c'est le doublet jaune du sodium à $0.589\mu\text{m}$ qui domine le spectre. Cette absorption élargie par la pression diminue considérablement le flux en bande r et i' .

Dans le proche infra-rouge, le spectre est de plus en plus fortement affecté par l'absorption par la vapeur d'eau à mesure qu'on se dirige vers les naines L tardives, comme on peut le voir sur les figures 1.1 et 1.2. Toujours en NIR, les poussières redistribuent l'énergie vers les longueurs d'onde les plus rouges.

Il est important de noter que les étoiles de très faible masse, inférieure à $0.08M_{\odot}$ mais supérieure à la masse limite de fusion de l'hydrogène, ont une photosphère dont la température est $< 2300K$ et la signature spectrale est clairement celle d'une naine L. Les naines L aussi tardives que L3-L4 peuvent donc aussi bien être des naines brunes jeunes et massives que des étoiles de très faible masse sur la séquence principale. Dans cette zone commune aux étoiles et aux naines brunes, le moyen le plus sûr pour établir la nature d'un objet est le test du lithium. Une ambiguïté subsiste cependant pour les objets dont la masse est comprise entre $\sim 0.06M_{\odot}$ et $\sim 0.072M_{\odot}$, ce qui permet de faire fusionner le lithium. C'est sans doute le cas de la première naine L découverte, GD165B (Zuckerman & Becklin 1992) qui d'après Kirkpatrick et al. (1999) est probablement un exemple de naine brune dépourvue de lithium. Cette ambiguïté ne s'étend pas aux naines L dont la borne supérieure en masse est donc de $\sim 0.08M_{\odot}$. La définition de la borne inférieure est plus problématique car elle se situe dans le domaine substellaire et la dégénérescence entre masse, âge et luminosité (donc température effective) empêche de fixer une limite inférieure. En effet, dans les zones de formations stellaire ou dans les amas jeunes les naines brunes ne sont pas encore refroidies et le type spectral L descend jusqu'à environ 10 masses de Jupiter (M_J) pour des objets de 30.10^6 ans. A 5.10^9 ans, seuls les objets plus massifs que $65 M_J$ sont des naines L.

Les naines T

La première naine T, Gl229B a été découverte par Nakajima et al. (1995), en 1995. Comme on peut le voir sur la figure 1.4, le type spectral T, entre $1300K$ et $\sim 600K$, est

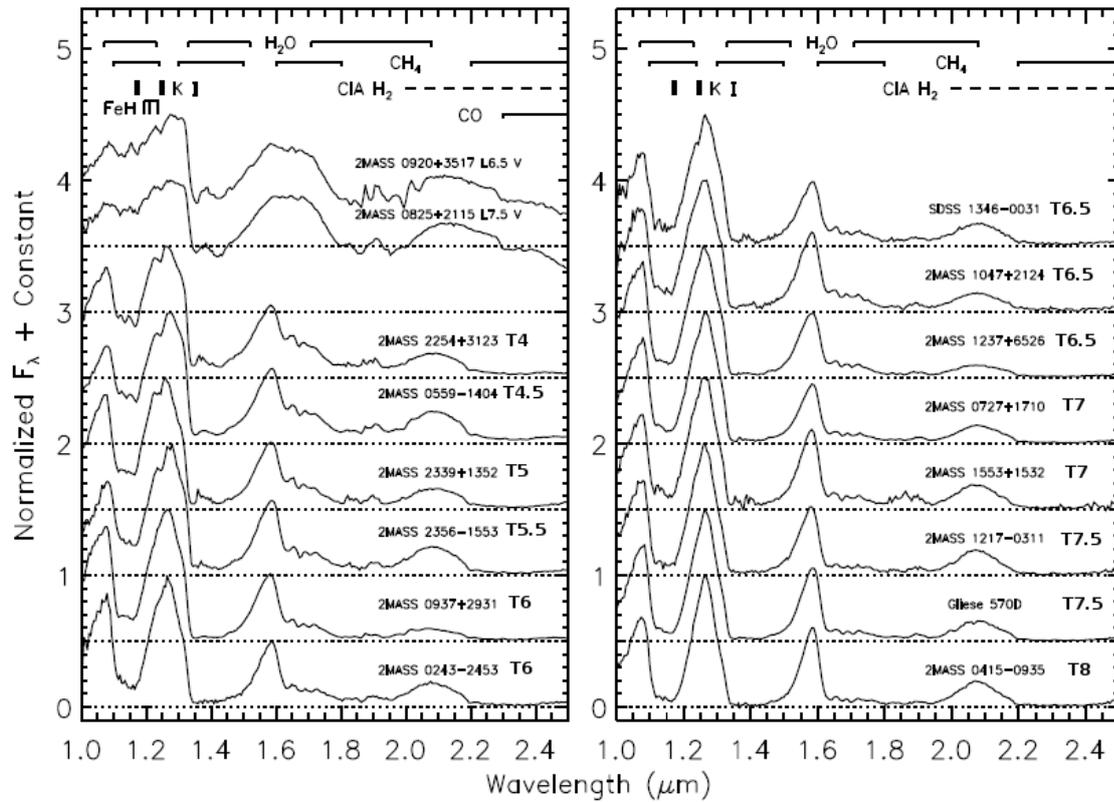


FIG. 1.2: Séquence spectrale de $1.0\mu\text{m}$ à $2.5\mu\text{m}$, des naines L tardives aux naines T tardives. Le domaine de longueur d'onde et la nature des principales bandes d'absorption sont précisés. D'après Burgasser et al. (2002)

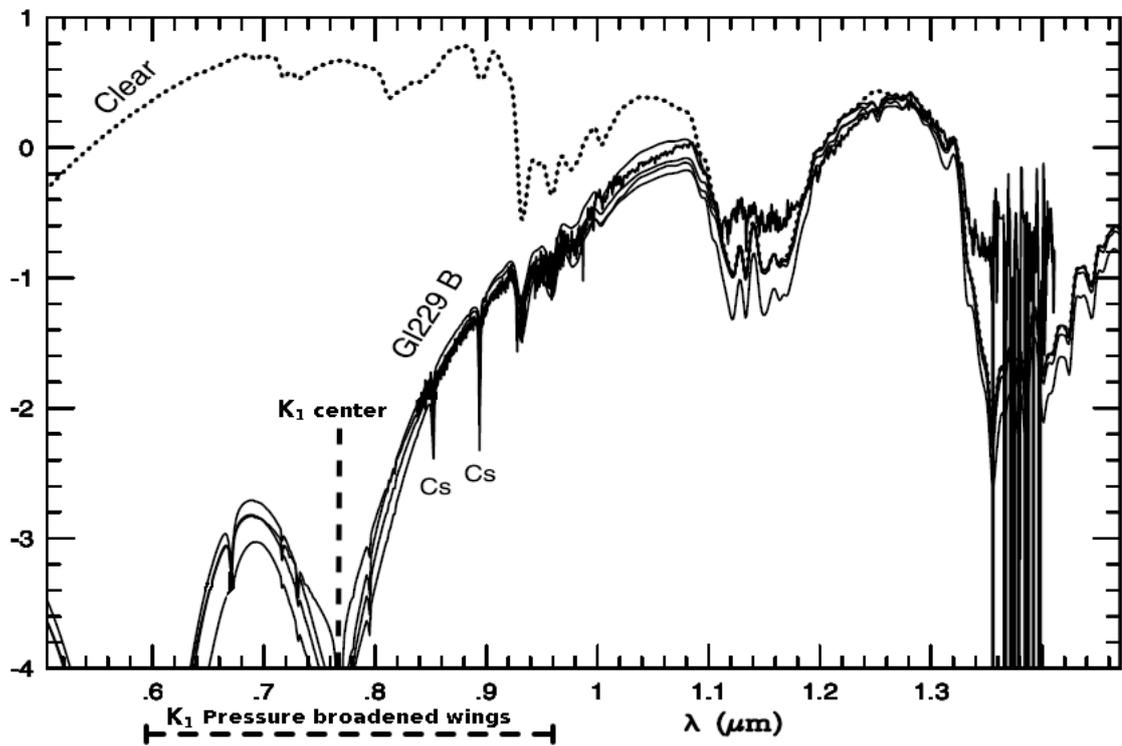


FIG. 1.3: D'après Burrows et al. (2000). Spectre de Gl229B (T7), en gras, comparé à 4 modèles, dont le modèle 'clear' qui ne tient pas compte des métaux alcalins, dont le potassium. La localisation du doublet du potassium et l'extension de l'élargissement par la pression sont précisés.

1 Introduction

caractérisé par de profondes bandes d'absorption du méthane dans le spectre proche infra-rouge. Le carbone, auparavant présent sous forme de CO, se retrouve alors principalement sous forme de CH₄.

Au moment de la transition L-T, les poussières sédimentent et disparaissent progressivement de la photosphère des naines T. Dans ce domaine de température, les hydrures métalliques sont eux aussi piégés sous forme de poussières et donc éliminés du spectre. Le spectre change énormément au cours de la transition L-T pour une faible variation de la température. Elle est particulièrement difficile à modéliser car à mesure que les nuages de poussières disparaissent de l'atmosphère avec la baisse de température, celle-ci s'éclaircit et révèle des couches plus profondes de l'astre. La séquence L7-T4, évolue donc à une température quasi-constante, autour de 1300K. Il est vraisemblable que les objets observés dans ce domaine de température ne représentent pas une population homogène, mais plutôt un mélange d'objets d'âges, de masses et probablement de métallicités différentes.

Le spectre dans les longueurs d'onde optiques rouges, en *i* et *z* est complètement dominé par l'absorption élargie par la pression du doublet du potassium. Cette absorption, centrée sur 0.77 μ m, est significative jusqu'à plus de 1 μ m pour les naines T tardives .

En proche infra-rouge, les bandes d'absorption de l'eau et du méthane se renforcent pour les T de plus en plus tardives, jusqu'à saturer vers le type spectral T8. Comme les bandes du méthane sont très fortes en bande *H* et en bande *K*, cela se traduit, a contrario du phénomène observé pour les naines L, par un bleuissement des couleurs NIR. Les naines T tardives ont ainsi des couleurs NIR plus bleues que celles des naines M ou même que les étoiles chaudes de type A. Par ailleurs, plusieurs phénomènes complexes deviennent significatifs, comme la météorologie des couches nuageuses ou bien l'existence d'une chimie hors équilibre (Saumon et al. 2006) lorsque le temps caractéristique du mélange dans la photosphère devient plus court que celui de certaines réactions chimiques.

Le domaine de masse couvert par les naines T, descend de 1 à 10 M_J dans les zones de formation stellaire et les amas jeunes, tandis qu'il inclut toutes les naines brunes plus massives que 40 M_J pour un âge de 10.10⁹ans. La borne inférieure du type spectral T n'est pas encore clairement définie et l'un des objectifs de la présente thèse est d'apporter de nouvelles données observationnelles sur ce domaine mal connu.

Les naines Y

Ce type spectral encore théorique s'étend au-delà du domaine des naines T. Il a été défini pour la première fois par Kirkpatrick et al. (2000), qui remarque que seules deux différences majeures existent entre le spectre des naines T les plus froides et celui de Jupiter. Leur apparition dans le spectre d'une naine brune de température intermédiaire entre celle d'une naine T et des planètes géantes signifierait un nouveau type spectral, pour lequel la lettre "Y" a été retenue. Ces deux traits particuliers du spectre de Jupiter (cf figure 1.5) sont la condensation de l'eau en nuages et l'apparition d'absorption par l'ammoniac, lorsque la forme principale de stockage de l'azote passe de N₂ à NH₃. Le spectre proche infra-rouge doit alors montrer d'importantes bandes d'absorption de l'ammoniac comme celles observées dans l'atmosphère des planètes géantes. Plus encore que pour une naine T, le spectre d'une naine Y doit être beaucoup plus proche de celui d'une planète que de celui d'une étoile.

Dans les zones de formation stellaire, même les objets de masse planétaire sont trop chauds pour entrer dans la catégorie des naines Y. Par contre à 10.10⁹ ans, du fait de leur

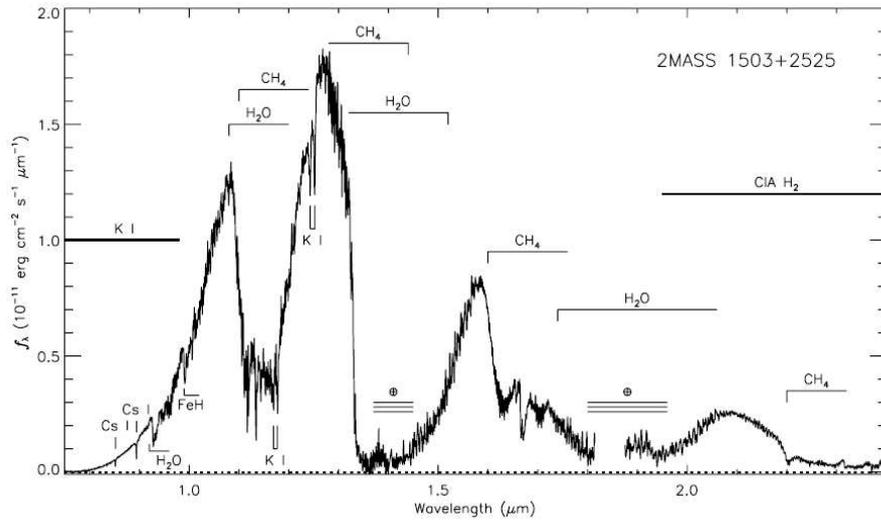


FIG. 1.4: Spectre d'une naine T5, d'après Burgasser et al. (2006b). Les principales bandes d'absorption sont précisées.

refroidissement inéluctable toutes les naines brunes de moins de $40 M_J$ sont des naines Y. Tous les objets de masse planétaire (et même plus massifs) observés dans les zones de formation stellaires (Zapatero Osorio et al. 1999) vont ainsi refroidir jusqu'à atteindre des températures typiques de naines Y. L'existence concrète des naines Y est donc assurée même si aucun de ces objets n'a encore été découvert. Il est même probable qu'une forte minorité, voire une majorité, de l'ensemble des naines brunes existant dans notre galaxie soient des naines Y.

Les modèles classiques prévoient l'apparition de NH_3 dans le spectre proche-infrarouge aux alentours de 700K. La découverte de naines brunes à ces températures et sans absorption claire par l'ammoniac (seules des traces de NH_3 ont été relevées par Saumon et al. 2006), a mis en évidence l'existence de phénomènes plus complexes de chimie hors équilibre qui abaissent la température pour laquelle l'ammoniac est suffisamment abondant pour être détecté dans le spectre NIR. En infra-rouge moyen (ci-après MIR), l'absorption par le NH_3 est identifiable dès le type T2 (Roellig et al. 2004). En proche infra-rouge ce n'est que récemment que nos observations (Delorme et al. 2008b) ont pu identifier une bande d'absorption probablement due à l'ammoniac. Ces résultats suggèrent que la transition T-Y pourrait avoir lieu aux alentours de 600K.

1.1.3 Le défi de l'étude des naines brunes : la dégénérescence des paramètres

La plupart des étoiles visibles dans l'univers sont dans un état d'équilibre appelé la séquence principale. Pendant cette période d'équilibre, très longue au regard de l'espérance de vie stellaire, la luminosité d'une étoile peut être approximée empiriquement par une fonction simple et monotone de sa masse, telle que :

$$L = M^\alpha$$

1 Introduction

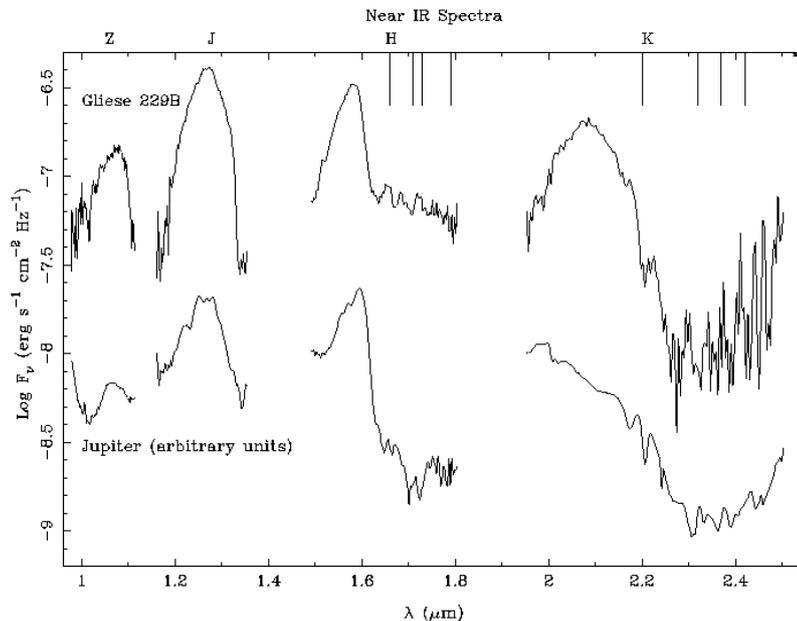


FIG. 1.5: Comparaison du spectre d'une naine T froide, Gl229B (T7), avec celui de Jupiter. D'après Kulkarni (1997)

où α , que de nombreuses années d'observations ont permis de bien calibrer (Andersen 1991), dépend du domaine de masse considéré. En moyenne $\alpha = 3.5$. Une étoile brillante est donc nécessairement massive et on peut déterminer sa masse à partir de sa luminosité absolue, qui est un paramètre relativement facile à déterminer.

Le cas des naines brunes est plus complexe, puisque par définition ces objets n'atteignent jamais la séquence principale et subissent tout au long de leur vie un refroidissement et une contraction continus. Une naine brune brillante peut donc être soit très massive soit moins massive, mais plus jeune. La décroissance de la luminosité au cours du temps est telle que la dégénérescence est complète : une même luminosité peut être indifféremment émise par une naine brune de $10 M_J$ âgée de 10 millions d'années comme par une naine brune juste en dessous de la limite substellaire à $72 M_J$ et âgée de 1 milliard d'années. L'observation du spectre d'une naine brune ne permet donc de fixer avec précision que le type spectral de l'objet. La détermination de l'âge et de la masse se fait par comparaison avec des modèles théoriques de structures et d'atmosphères stellaires ou planétaires.

Des paramètres intrinsèques aux observables spectrales

Les principaux paramètres intrinsèques définissant une naine brune sont, par influence décroissante, son âge, sa masse et sa métallicité. Ces paramètres sont utilisés en entrée des modèles de structure stellaire comme ceux développés à Lyon par Baraffe et al. (2003). Cela permet de prédire les propriétés physiques de ces objets, comme leur rayon et leur luminosité bolométrique, où, exprimé autrement, leur température effective et leur gravité de surface.

Des modèles d'atmosphères comme ceux développés par Allard & Barman (2004) prédis-

ent le spectre émergent pour une température, une gravité et une métallicité données. Cela donne alors accès aux propriétés observationnelles, spectroscopiques et photométriques des naines brunes pour un jeu de paramètres intrinsèques donnés.

Les incertitudes liées à l'utilisation de modèles complexes et encore imparfaitement contraints sont renforcées par la grande dispersion observationnelle des naines brunes de même température effective. Celle-ci est probablement due en partie à des phénomènes de chimie hors équilibre et de météorologie qui ne sont pas pris en compte par les modèles actuels. La présence, statistiquement importante, de systèmes binaires non résolus ajoute encore de la dispersion. Pour un même type spectral, ces variations engendrent dans le domaine des naines T une dispersion de près d'une magnitude pic à pic sur la magnitude absolue et les couleurs. Dans le domaine des naines L cette dispersion est plus faible, mais elle reste de l'ordre de plusieurs dixièmes de magnitudes.

Des observations aux paramètres intrinsèques

Comme ma thèse est essentiellement observationnelle, c'est surtout dans ce sens que j'ai expérimenté la dégénérescence des paramètres des naines brunes. Les influences de la masse et de l'âge sur la luminosité de l'objet sont dégénérées. On peut toutefois décorrélérer la masse et l'âge si on parvient à déterminer à la fois la température et la gravité d'un objet. Ceci est possible car la masse et l'âge ont des influences contraires sur ces deux paramètres. En effet plus un objet est vieux plus sa température baisse, alors que sa gravité augmente puisque l'objet se contracte. À l'opposé, pour des objets de masses décroissantes, la température et la gravité diminuent de pair. Malheureusement, les incertitudes des modèles qui relient un spectre observé à des mesures de gravité et de température rendent actuellement difficile la détermination précise de ces paramètres. À métallicité fixée, du fait de l'importance des barres d'erreurs plusieurs combinaisons distinctes d'âge et de masse peuvent donc rendre compte du même spectre observé.

La métallicité vient encore compliquer les choses, puisque ce paramètre agit à la fois sur la structure stellaire et sur le spectre émergent. Comme peu d'objets substellaires de métallicité notablement différente de la métallicité solaire sont connus, son impact est assez mal contraint. Le point positif est que certaines caractéristiques observationnelles du spectre des naines brunes sont qualitativement des indices de métallicité indépendants de l'âge ou de la masse. Les modèles de naines brunes sous(ou sur)-métalliques ne sont toutefois pas encore assez contraints pour pouvoir déterminer une métallicité quantitativement fiable à partir d'un spectre observé.

1.2 Trouver des naines brunes : méthodes et résultats

1.2.1 Position du problème

Une naine brune de l'âge du Soleil a, en fonction de sa masse, une luminosité bolométrique 10^5 à plus de 10^6 fois moindre que ce dernier. Leur détection n'est donc pas chose simple, puisque même dans les longueurs d'onde où le flux des naines brunes est maximal -en NIR ou en MIR-, le volume sondé est 10^6 à 10^9 fois moindre que pour l'étude des étoiles de type solaire. On comprend donc que même si les objets substellaires sont probablement presque aussi nombreux que les étoiles, on n'en connaît que quelques centaines alors que l'on a identifié des centaines de millions d'étoiles. Il est presque aussi difficile de détecter une

1 Introduction

naine brune qu'une exoplanète. Ces deux catégories d'objets ont d'ailleurs été découvertes observationnellement la même année, (Nakajima et al. 1995; Mayor & Queloz 1995) et on connaît seulement deux fois plus de naines brunes que de planètes extrasolaires.

1.2.2 Recherche de compagnons substellaires

Autour d'étoiles de la séquence principale

Comme les naines brunes se forment de la même manière que les étoiles, elles peuvent elles aussi faire partie d'un système multiple. Plutôt que de les chercher au hasard dans le ciel, on peut essayer de les trouver en tant que composante secondaire d'un système multiple : l'endroit où la densité d'étoiles est la plus élevée, c'est autour d'autres étoiles. La première naine brune découverte hors d'une zone de formation stellaire, (Gl229B, Nakajima et al. 1995), orbite ainsi autour de Gl229A, une naine M proche. Cet objet a ouvert la première fenêtre sur un domaine de température encore inconnu, puisqu'il est de type T tardif, plus de 1000K plus froid qu'aucune étoile connue à l'époque.

Toutefois il apparaît maintenant que la présence de naines brunes en orbite autour d'étoiles plus massives est rare, de l'ordre de 1% entre 75 et 250 UA (McCarthy & Zuckerman 2004). Les recherches par vitesses radiales montrent que 5.6% des étoiles de type solaire ont des compagnons planétaires à moins de 4 UA (Udry & Santos 2007), alors que moins de 1% de ces astres a des naines brunes pour compagnons. Les recherches par optique adaptative (Forveille et al. 2004) prennent le relais jusqu'à quelques centaines d'UA, tandis que l'imagerie à plus grand champ permet de rechercher des compagnons substellaires jusqu'à plusieurs milliers d'AU, (Artigau et al. 2007). Le taux de succès est cependant bas : seule une dizaine de tels objets a pu être observée directement. Ce manque apparent de compagnons substellaires entre 0 et quelques dizaines d'UA a été constaté par de nombreuses équipes et a même été qualifié de *désert des naines brunes* par Halbwachs et al. (2000).

Les défis liés à l'imagerie directe de naines brunes en orbite autour d'étoiles de la séquence principale sont intrinsèquement les mêmes que ceux de la recherche de planètes. La difficulté est moindre puisque la luminosité d'une naine brune est en général supérieure à celle d'une planète, mais le problème principal reste le contraste extrême entre l'objet recherché et la primaire autour de laquelle on le recherche. Même en ciblant la gamme de longueurs d'onde dans laquelle le rapport de flux est le plus favorable, en infrarouge, le contraste entre les moins lumineuses des étoiles et les plus lumineuses des naines brunes hors des zones de formation stellaire est de 100, soit plus de 5 magnitudes d'écart et il peut aller au-delà de 10^6 . La difficulté est donc de distinguer une source extrêmement faible très proche d'un objet beaucoup plus lumineux. La solution la plus efficace est la coronographie ou la soustraction de la primaire à l'aide d'un modèle de Point Spread Function (voir par exemple Montagnier et al. 2006), appliquée à des images obtenues avec un système d'optique adaptative.

Dans les amas jeunes le contraste est beaucoup moins important, mais puisque les zones de formation stellaire sont toutes à plus de 100 parsecs, c'est la séparation entre la primaire et la secondaire qui pose alors problème : pour une séparation apparente de $1''$ on a une séparation réelle projetée de plus de 100 UA. Cette séparation est bien supérieure à celle où on pourrait attendre de trouver une planète, mais le mécanisme de formation des naines brunes, similaire à celui des étoiles, autorise l'existence de compagnons substellaires à grande séparation. La faible masse d'un compagnon substellaire rend un système à grande séparation très fragile devant les perturbations gravitationnelles des étoiles proches. La découverte de tels systèmes (comme Gl570D, Burgasser et al. 2000) montre qu'ils existent bel

et bien, même s'ils sont rares.

Autour de naines ultra-froides

Si le nombre de binaires associant objets stellaires et substellaires -avec un fort rapport de masse- est très faible, il semble que le taux de binarité est assez important lorsque toutes les composantes sont de faible masse. Reid et al. (2008) estiment à 12.5% le taux de binarité des systèmes naine brune-naine brune résolus, et évaluent le taux de binarité réel à environ 20%. Le suivi de tels systèmes est précieux car dans le cas où on peut déterminer l'orbite de ces objets en un temps raisonnable, il est possible de mesurer précisément leur masse. Une vingtaine de tels systèmes est connue, presque tous avec un rapport de masse proche de 1 (Bouy et al. 2008). Enfin, Billères et al. (2005) et Artigau et al. (2007) ont montré l'existence -rare- de systèmes binaires de très faible masse à grande séparation, malgré leur faible énergie gravitationnelle de liaison.

1.2.3 Recherche des naines brunes dans le champ

Les grands relevés photométriques : DENIS, SDSS et 2MASS

La recherche de naines brunes du champ par l'intermédiaire de grands relevés de larges portions du ciel est devenue possible dans la seconde partie des années 90 du fait de l'arrivée à maturité de plusieurs techniques. Premièrement, des caméras numériques grand champ ont commencé à se généraliser et les moyens informatiques de stockage et d'analyse sont devenus suffisamment performants pour pouvoir exploiter les immenses quantités de données générées par les relevés grand champ.

Le second point qui a permis l'explosion du nombre de naines brunes découvertes a été la mise au point de détecteurs sensibles dans le rouge lointain et dans l'infrarouge. La couleur $i' - J$ des objets substellaires varie entre 3.5 -type spectral L0- et près de 8 magnitudes -type T tardif-, traduisant un rapport de flux entre le rouge et l'infrarouge allant de 25 à 1500. A sensibilité égale, la distance limite de détection de tels objets est de 5 à 40 fois supérieure dans l'infrarouge. Les surveys infrarouges explorent donc un volume 125 fois plus grand pour la recherche de L précoces, et un volume 60000 fois supérieur lorsque l'on s'intéresse aux naines T les plus tardives. En pratique les naines brunes sont tellement peu lumineuses et tellement rouges que la limite de détection en bande u ou en bande g des images des relevés grand champ, pourtant plus profondes que celles en bande z , se situe à l'intérieur du système solaire pour des naines brunes de l'âge du Soleil!

Le survey DENIS (Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky, Epchtein et al. 1997) a répertorié plus de 10^8 sources sur l'ensemble du ciel austral entre 1996 et 2000 et a permis de découvrir les premières naines brunes du champ (Delfosse et al. 1997). Les relevés SDSS (Sloan Digital Sky Survey, York et al. 2000) et 2MASS (2 Microns All Sky Survey, Skrutskie et al. 2006) identifient à leur tour des centaines de naines brunes parmi des centaines de millions de sources astronomiques.

Dans ces grands relevés, les objets substellaires sont identifiés par leurs couleurs caractéristiques, mises en évidence sur les figures 2.4 et 1.6. Ils sont ensuite confirmés par un suivi spectroscopique qui permet aussi de préciser leur type spectral.

L'immense majorité des objets substellaires découverts à ce jour l'a été par l'intermédiaire de ces relevés. La nouvelle génération de relevés grand champ, dont fait partie le Canada France Brown Dwarf Survey sur lequel est fondé ma thèse, utilise des images plus profondes

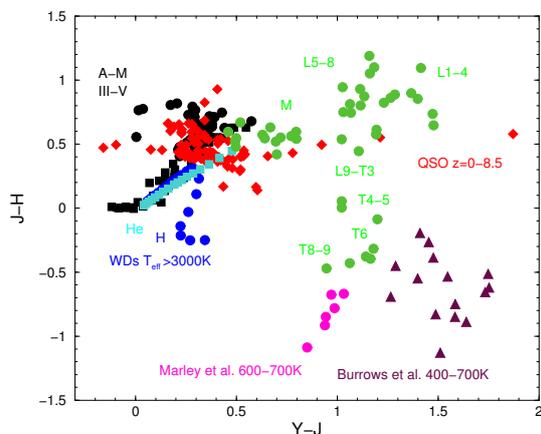


FIG. 1.6: Couleurs des naines brunes en proche infra-rouge d’après différents modèles d’atmosphères froides. A titre indicatifs les couleurs des étoiles A à M et des quasars sont également indiquées.

afin d’accroître le volume couvert. Les conséquences directes sont l’augmentation du nombre de naines brunes ‘classiques’ connues et la découverte d’objets encore plus extrêmes et plus rarement observés.

Recherche par mouvement propre

Une autre approche utilise des relevés grand champ avec deux époques distinctes séparées d’au moins un an pour chaque champ pour identifier sur ces images tous les objets à fort mouvement propre. Cette technique sélectionne très fortement des objets proches, puisque leur mouvement propre est élevé du fait de leur proximité. L’utilisation d’images en NIR augmente fortement la sensibilité aux objets rouges comme les naines brunes. A ces longueurs d’onde, l’essentiel des objets proches encore inconnus sont des étoiles de très faible masse ou des naines brunes.

Cette approche, utilisée notamment par Lépine et al. (2003) en optique et par Artigau et al. (2006) en NIR, a des avantages et des inconvénients spécifiques. Ses avantages sont les suivants :

- Elle identifie préférentiellement des objets particulièrement intéressants puisque proches. La proximité des objets découverts permet une étude approfondie pour un coût modique en temps de télescope, ce qui en fait des objets de référence avec des paramètres précisément déterminables.
- La donnée des mouvements propres de tous les objets sur des images grand champ permet d’identifier avec une grande efficacité, par leur mouvement propre commun, les rares binaires de très faible masse à grande séparation (Artigau et al. 2007).
- La contamination par des objets plus lumineux et plus lointains est beaucoup plus faible puisque leur mouvement propre est réduit. Dans le cas des géantes, dont le mouvement propre est négligeable, la contamination peut être éliminée (Phan-Bao et al. 2003).

Mais le nombre d'objets découverts par cette méthode est restreint par l'utilisation d'images deux fois moins profondes et sur lesquelles seuls certains objets sont identifiés, laissant de côté des objets intéressants dont le mouvement propre est plus faible. Un tel échantillon de naines brunes est donc réduit et intrinsèquement incomplet ce qui le rend difficilement utilisable pour une étude statistique.

1.3 Statistiques des naines brunes

1.3.1 Fonction de masse et fonction de luminosité

La fonction de masse -ci après FM- se définit comme le nombre d'étoiles dans un intervalle de masse dm par unité de volume. C'est donc une densité. En pratique lors de l'étude des naines brunes du champ, il est difficile d'obtenir une FM propre à cause de la dégénérescence âge/masse. La première étape pour y parvenir est de déterminer leur fonction de luminosité (LF). Cette dernière se définit comme étant le nombre d'étoiles dans intervalle de luminosité absolue dL par unité de volume.

La connaissance de ces fonctions est primordiale pour de nombreux domaines de recherche en astrophysique. Elle permet par exemple de contraindre la proportion de matière baryonique dans l'univers, ainsi que l'évolution en masse de la population des galaxies. Cela contribue à déterminer l'évolution du contenu en matière baryonique et en photons de l'univers dans son ensemble.

Dans le domaine de la formation stellaire, la connaissance de la FM permet de contraindre fortement les théories de formation dans les domaines stellaire et substellaire. Un exemple simple est celui du calcul initial de la masse de Jeans à partir de l'équilibre hydrostatique entre gravité et pression du gaz dans un nuage moléculaire. Les premiers calculs, utilisant des paramètres d'entrée simple, montraient que la masse minimale d'une étoile devait être de quelques $0.1M_{\odot}$. L'observation de naines M moins massives et a fortiori de naines brunes a prouvé que les paramètres utilisés étaient trop simples et que des phénomènes plus complexes doivent être pris en compte.

Les premières estimations de la fonction de masse des naines brunes du champ reposent sur l'extrapolation de la fonction de masse stellaire à des masses plus faibles. Ces travaux (voir par exemple Kroupa 2001; Chabrier 2003) s'appuient notamment sur la connaissance du comportement de la fonction de masse à la transition stellaire-substellaire, connu dans les amas jeunes. Chabrier (2003) a montré que la fonction de masse pour des objets du champ peut être assez fidèlement représentée par la loi log-normale suivante :

$$\xi(m) = \frac{dn}{d\log m} \propto \exp\left(-\frac{(\log m - \log m_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.1)$$

où m est la masse, m_0 , la masse correspondant au pic de la fonction de masse ($\sim 0.25-0.3 M_{\odot}$), et σ son écart-type. Cette fonction est représentée sur les figures 1.7 et 1.9. Cette loi log-normale, intégrée sur le domaine de masse des naines brunes, pointe vers un rapport $\frac{\text{naines brunes}}{\text{étoiles}}$ proche de 1/3 : notre galaxie compte probablement plus de 50 milliards de naines brunes et des milliers d'entre elles se cachent dans le voisinage solaire !

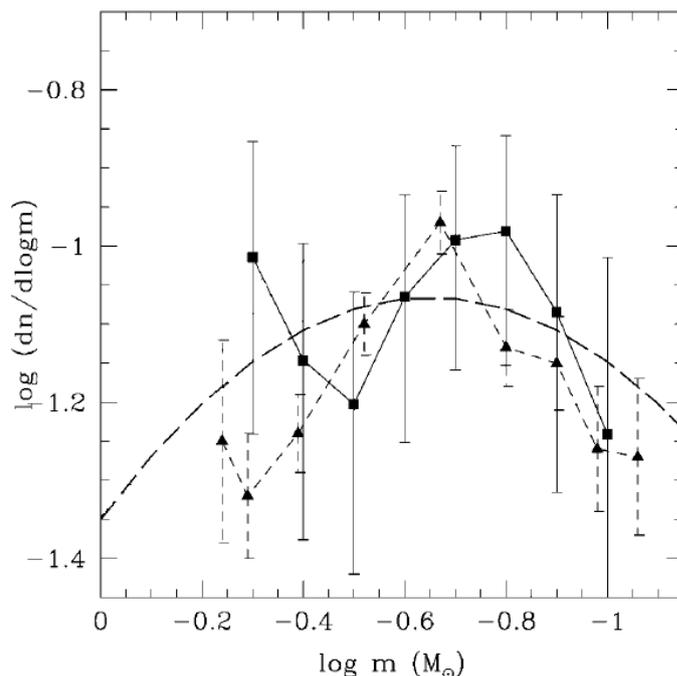


FIG. 1.7: Les carrés pleins représentent la fonction de masse du disque dérivée de la fonction de luminosité des systèmes en bande K . Les triangles représentent la FM corrigée de la binarité par le HST de Zheng et al. (2001) D'après Chabrier (2003). Les tirets en gras représentent la loi log-normale décrite dans l'équation 1.1 pour les objets isolés.

1.3.2 Fonction de luminosité des naines brunes du champ

La figure 1.7 représente la fonction de masse observationnelle des objets du champ et les ajustements associés. Sur cette figure, les données observationnelles s'arrêtent au seuil du domaine substellaire : dans le cas des naines brunes du champ, la dégénérescence âge/masse rend sans objet la détermination d'une relation masse-luminosité et difficile celle de la fonction de masse. En ce cas on s'attache donc d'abord à préciser la fonction de luminosité, qui repose sur des observables mieux définies, et l'on remonte à la fonction de masse à partir d'hypothèses sur la distribution des âges.

Une autre source de biais, qui n'est pas propre au domaine de masse substellaire, est la binarité. Comme les objets multiples non résolus apparaissent plus brillants qu'un objet du même type isolé, leur distance est systématiquement sous évaluée. Cela biaise les données issues d'échantillons limités en volume si les distances ne sont pas contraintes par des parallaxes trigonométriques. De même, les échantillons limités en magnitude sont affectés systématiquement puisque les binaires sont alors sur-représentées. Enfin, les couleurs et les spectres des binaires sont biaisés par le mélange des flux des deux composantes. Il est possible de corriger ce biais lorsque le taux de binarité est connu (voir Reid & Gizis 1997; Kroupa 1998). Puisque le taux de binarité des naines brunes est encore mal contraint (voir par exemple Maxted & Jeffries 2005), il est difficile de tenir compte de ce biais. Afin de l'esquiver, on s'intéressera donc en général à la fonction de luminosité dite "des systèmes", qui ignore ce biais.

Les premières fonctions de luminosité observationnelles des naines brunes du champ statistiquement significatives ont été obtenues dans les dernières années par Cruz et al. (2007) et Metchev et al. (2008). Toutefois la taille de leurs échantillons reste modeste : 15 naines T (Metchev) et 46 naines L (Cruz)! Ce nombre limité s'explique par la difficulté de constituer un échantillon dont la fonction de sélection est homogène. Comme expliqué dans le chapitre 4, il faut pouvoir déterminer avec précision les deux sources d'erreurs suivantes :

- La complétude, qui est le rapport entre le nombre des objets recherchés qui sont effectivement identifiés et le nombre des objets recherchés réellement présents dans les images analysées.
- La contamination, qui est le nombre d'objets identifiés comme intéressants et qui sont en fait des astres d'un type différent entrés dans l'échantillon à cause d'erreurs de mesures ou de critères de sélection imparfaits.

La nécessité de connaître ces deux fonctions rend l'exploitation des relevés aux critères de sélection multiples ou complexes très difficile. C'est notamment le cas pour les relevés en proche infra-rouge comme 2MASS. En effet, le fort rougissement des couleurs NIR sur le type spectral L, puis leur fort bleuissement sur le type spectral T, obligent à utiliser des critères complexes pour discriminer les naines brunes des étoiles plus chaudes allant jusqu'au type spectral A. Les surveys en optique pur ou en optique couplé à des images NIR permettent par contre de sélectionner avec une bonne fiabilité les naines L et T. Cette dépendance aux relevés dans les longueurs d'onde optiques, où les objets substellaires sont nettement moins lumineux qu'en NIR, limite cependant le volume sondé.

Il est possible de contrôler très efficacement la contamination en effectuant un suivi spectroscopique de tous les candidats, mais c'est alors le temps de télescope disponible pour obtenir les spectres qui devient le facteur limitant.

La faible taille des échantillons de Cruz et al. (2007) et Metchev et al. (2008) est responsable des grandes incertitudes dans les tables 1.2 et la figure 1.8. La fonction de luminosité des naines brunes du champ est donc encore très mal connue.

Type Spectral	M7-M8	M8.5-L3	L3.5-L9	T0-T2.5	T3-T5.5	T6-T8
Densité($10^{-3}.pc^3$)	3.3 ± 0.6	3.4 ± 0.3	$> 2.1 \pm 0.2$	$0.9^{+0.4}_{-0.5}$	$1.4^{+0.8}_{-0.8}$	$4.7^{+3.1}_{-2.8}$

TAB. 1.2: Densités des naines brunes du champ, synthétisées d'après les résultats de Cruz et al. (2007) et Metchev et al. (2008)

1.3.3 Fonction de masse dans les amas jeunes

Dans les amas jeunes, ou dans les zones de formation stellaire, l'âge des objets est connu avec une assez bonne précision : c'est celui de l'amas. Lorsque la distance des amas est bien connue, le passage des luminosités apparentes aux luminosités absolues est direct. La connaissance de l'âge permet alors de lever la dégénérescence âge/masse et de relier directement la luminosité observée des objets à leur masse. La principale incertitude dans cette relation masse-luminosité vient de la fiabilité des modèles théoriques d'atmosphère et de structure stellaire. Ces modèles sont assez précis pour des amas de quelques dizaines ou centaines de millions d'années, comme les Hyades ou les Pléiades, mais sont beaucoup moins fiables pour les amas très jeunes comme Orion. Cette imprécision est liée à la complexité de la structure stellaire d'objets en contraction ou en accrétion, mais surtout à la forte dépendance aux

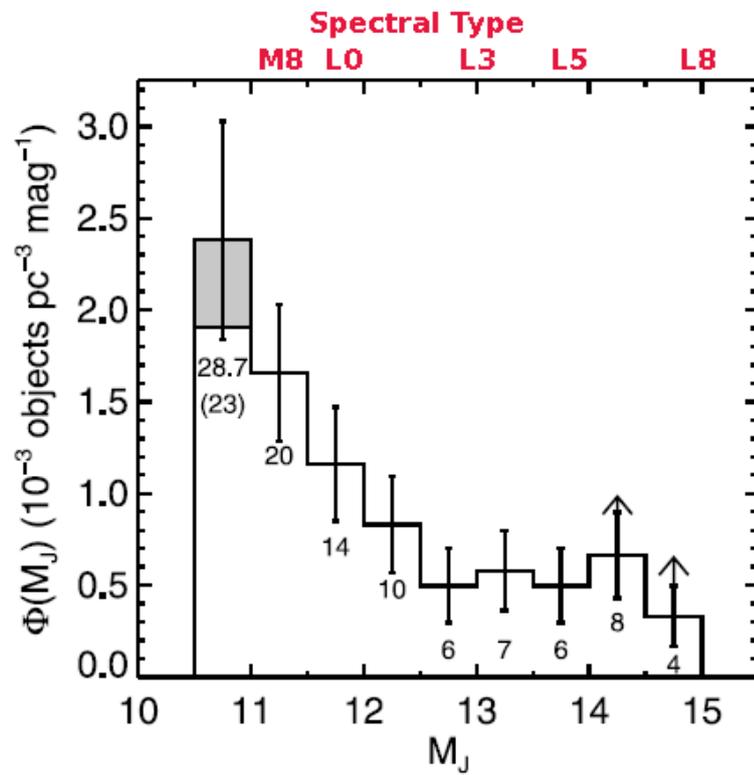


FIG. 1.8: Fonction de luminosité en bande J des naines L, d'après Cruz et al. (2007). La zone grisée à $M_J=11$ correspond à une correction spécifique de la complétude pour la sélection des naines M7, dont une partie échappe aux critères de sélection retenus.

conditions initiales de formation qui sont très mal connues. Cette dépendance disparaît au-delà d'une dizaine de millions d'années car les modèles de structure stellaire utilisant des conditions initiales différentes convergent alors vers les mêmes résultats (Baraffe et al. 2002).

Il est par ailleurs beaucoup plus facile d'observer des objets substellaires dans les amas jeunes puisqu'ils n'ont pas encore eu le temps de se refroidir et sont donc encore assez lumineux. Les relevés grands champ peuvent ainsi couvrir l'ensemble de la superficie d'un amas et détecter la majorité des objets plus massifs que 30 masses de Jupiter (Moraux et al. 2004, 2007). La figure 1.9 montre que la fonction de masse des amas diffère légèrement de celle du champ et varie aussi selon l'amas considéré. Toutefois cette différence reste inférieure à l'erreur moyenne. La fonction de masse observée dans les amas plus évolués, comme les Hyades, est fortement appauvrie en objets substellaires à cause d'un phénomène d'évolution dynamique : les objets les moins massifs sont éjectés plus facilement des amas par interactions gravitationnelles. D'après les simulations de Moraux et al. (2007), si l'on tient compte de l'évolution dynamique des amas, l'ensemble des fonctions de masse observées dans les amas est compatible avec une même Fonction de Masse Initiale -IMF-, comme la loi lognormale décrite par l'équation 1.1. Pour la fonction de masse initiale des systèmes, les paramètres communs sont alors : $M_0 \sim 0.3M_\odot$ et $\sigma \sim 0.5$. Les incertitudes importantes des fonctions de masses observées (cf figure 1.7) ne permet toutefois pas d'exclure une IMF distincte pour chaque amas.

Comme la fonction de masse du champ est encore plus mal contrainte dans le domaine substellaire, la similarité observée avec la fonction de masse déduite des amas jeunes est peu significative. Si cette dernière est bien un traceur correct de celle des objets du champ dans le domaine substellaire, cette tendance pointerait vers une variation faible de la Fonction de Masse Initiale en fonction du temps et du lieu de formation. Cette information poserait une forte contrainte sur les modèles de formation de naines brunes qui sont généralement très dépendants des conditions locales de formation stellaire, comme la métallicité ou la densité. La grande incertitude des données statistiques utilisées pour obtenir ces fonctions de masse empêche malheureusement toute comparaison fiable. Il est donc nécessaire de préciser la fonction de masse dans les amas et surtout dans le champ avant de pouvoir l'utiliser pour contraindre les origines des étoiles du champ et l'évolution de la FMI substellaire au cours de l'histoire de la Voie Lactée.

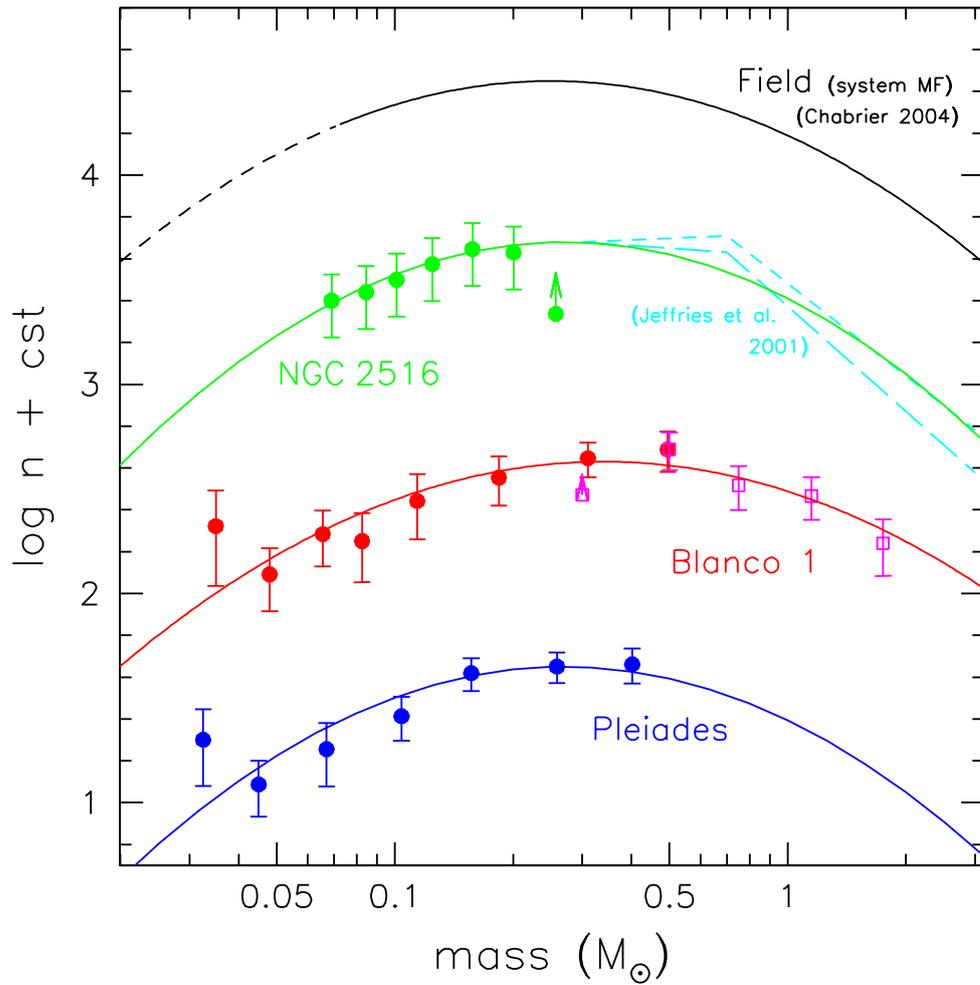


FIG. 1.9: Fonctions de masse de trois amas jeunes et celle des objets du champs. La partie pointillée de cette dernière identifie le domaine substellaire, sur lequel la fonction de masse du champ n'est pas directement contrainte observationnellement. D'après Moraux et al. (2007)

2 Le Canada France Brown Dwarfs Survey

2.1 Les composantes du CFBDS

Le Canada France Brown Dwarf Survey (CFBDS) est un relevé profond en imagerie visible dont environ 60% des données sont issues de deux grands relevés entrepris avec le télescope Canada France Hawaii de 3.6-m, le CFHT : le Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS) et le Red-sequence Cluster Survey-2 (RCS2). Le reste des données utilisées par le CFBDS, environ 40%, provient de plusieurs demandes de temps indépendantes en mode P.I. sur le même télescope. Cela a permis d'obtenir un ensemble de données homogènes particulièrement adapté à la recherche d'objets extrêmement froids, dont le flux optique est maximal dans le rouge lointain. Nous utilisons ainsi les couleurs les plus rouges disponibles dans le visible, en bande i' (770nm) et z' (900nm), dans lesquelles nos objets sont les plus lumineux. Mais les images du CFBDS sont aussi très bien adaptées à la découverte des noyaux actifs de galaxies de l'univers primordial, les quasars à très haut redshift. Par un hasard cosmologique que nous détaillerons plus avant, ces quasars sont très rouges et ont la même apparence sur nos images que les naines brunes que nous recherchons : ils occupent le même domaine de couleur en $i' - z'$.

Le CFHTLS est un relevé qui a commencé il y a plus de 5 ans et qui approche maintenant de son terme. Il se décompose en trois programmes distincts, le CFHTLS-Very Wide, le CFHTLS-Wide et le CFHTLS-Deep. Tous utilisent la caméra grand champ Megacam ($1^\circ \times 1^\circ$) sensible dans les longueurs d'onde optique de 0.3 à 1 μm , mais ils diffèrent par la surface couverte et la profondeur atteinte. Le RCS-2, initialement dédié à l'étude des amas de galaxies, a des caractéristiques assez similaires à celles du CFHTLS-Very Wide. Une description un peu plus précise de chacune des 4 composantes principales du CFBDS est proposée ci-dessous.

2.1.1 CFHTLS-Deep

Le CFHTLS Deep couvre $4^{\circ 2}$ répartis sur des zones de $1^{\circ 2}$ non corrélées du ciel, localisées à haute latitude galactique afin de limiter l'extinction et la contamination par des étoiles brillantes. Ces 4 champs sont observés dans les filtres u, g, r, i' et z' . Comme les naines brunes sont des objets très rouges et très faibles, nous nous intéressons uniquement aux bandes i' et z' , qui sont en général les seules dans lesquelles le flux est suffisant pour être détectable. Les images du CFHTLS-Deep sont extrêmement profondes : 132 heures sont allouées aux observations en bande i' et 66 heures en bande z' . Au terme du programme, les magnitudes limites résultantes à 10σ pour la détection de sources ponctuelles seront de $z'_{AB} \sim 26.25$ et $i'_{AB} \sim 27.65$. L'intérêt de ce relevé pour la recherche de naines brunes est de sonder la répartition de ces objets dans la galaxie à grande distance malgré la faiblesse de leur éclat : les naines brunes de type L précoce sont détectables jusqu'à environ 1000 parsecs. Du fait

2 Le Canada France Brown Dwarfs Survey

de la faible surface de ce relevé, le volume sondé est par contre assez faible. Il est possible de trouver des naines T très froides dans ces images profondes, mais leur suivi spectroscopique est délicat du fait de leur faible flux.

2.1.2 CFHTLS-Wide

Le CFHTLS Wide couvre $186^{\circ 2}$ répartis en 4 zones de surfaces comparables et non corrélées du ciel. De même que pour le CFHTLS-Deep, ces champs sont situés loin du plan galactique afin de limiter l'extinction et la contamination par des étoiles brillantes. Au terme du survey, chaque champ sera observé dans les 5 filtres u, g, r, i' et z' , avec un temps de pose d'environ une heure pour chacun. Tous les objets intéressants détectés dans le CFHTLS-Wide pourront être suivis spectroscopiquement. Les magnitudes limites à 10σ pour la détection de sources ponctuelles sont $z'_{AB} \sim 23.8$ et $i'_{AB} \sim 24.75$. Actuellement moins de 50 degrés carrés sont couverts en i' et z' . Dans le cadre de ma thèse je n'ai donc pas mis l'accent sur cette partie du relevé.

2.1.3 CFHTLS-Very Wide

Cette composante du CFHTLS était censée couvrir plus de $1000^{\circ 2}$, mais a été interrompue après que moins du quart de cette surface a été observée. Cette décision est intervenue suite aux retards importants qu'a subit le CFHTLS lors de ses débuts. Les images du CFHTLS-Very Wide sont dispersées le long du plan de l'écliptique, l'objectif principal de ce programme étant de détecter des objets de la ceinture de Kuiper. Nous en utilisons environ $150^{\circ 2}$ en sélectionnant les champs situés à plus de 30° de latitude galactique, afin de limiter l'extinction. Cette surface est couverte avec un temps de pose d'environ 10 minutes dans les filtres g, r et i' permet de couvrir un volume important en i' . L'absence de poses en z' , indispensable pour la détection des naines brunes nous a amené à demander et à obtenir des images des champs du CFHTLS-Very Wide en z' , avec 6 minutes de pose, toujours avec le CFHT. Les magnitudes limites pour la détection de sources ponctuelles à 10σ sont $z'_{AB} \sim 22.8$ et $i'_{AB} \sim 23.95$. Comme nous le verrons plus tard, tous les objets intéressants détectés peuvent être suivis spectroscopiquement, certains même avec des télescopes de taille moyenne.

2.1.4 Red-sequence Cluster Survey-2

Le RCS-2 a pour objectif principal d'identifier des amas de galaxies lointains par l'intermédiaire de leurs galaxies sur la branche rouge (Yee et al. 2007). Ce relevé couvre $800^{\circ 2}$ en $g'r'z'$. Nous avons utilisé plus de $550^{\circ 2}$ de ces données, gracieusement mises à notre disposition par le consortium RCS-2. Nous assurons la couverture en bande i' par des observations complémentaires dont nous sommes PI. Nous obtenons ainsi des images z' de 360s de pose associées à des images i' de 500s. Les magnitudes limites pour la détection de sources ponctuelles à 10σ sont $z'_{AB} \sim 22.5$ et $i'_{AB} \sim 24.0$, similaires à celles du CFHTLS-Very Wide.

Les zones du ciel couvertes par chacun de ces relevés sont détaillées sur la figure 2.1

Nom du Relevé	RCS-2	CFHTLS-Very Wide	CFHTLS-Wide	CFHTLS-Deep
Magnitude limite (z')	22.5	22.8	23.8	24.5
Magnitude limite (i')	24.0	23.95	24.75	26.25
Mid-L : limite de détection	185	215	340	470
T précoces : limite de détection	160	180	290	400
T tardives : limite de détection	45	50	80	110
Couverture actuelle($^{\circ 2}$)	557	152	50	3.8 to $z'=24.5$
Couverture finale($^{\circ 2}$)	557	152	186	3.8 to $z'=26.3$
Rougisement en $i' - z'$	0.011 ± 0.009	0.020 ± 0.009	< 0.02	< 0.02

TAB. 2.1: Récapitulatif des principales caractéristiques des relevés optiques utilisés dans le CFBDS. La limite de détection correspond à dix sigma de signal, soit 10% de précision sur la photométrie. Les limites de détections sont exprimées en par-secs. La dernière ligne indique le rougisement galactique total moyen dans les directions des champs observés.

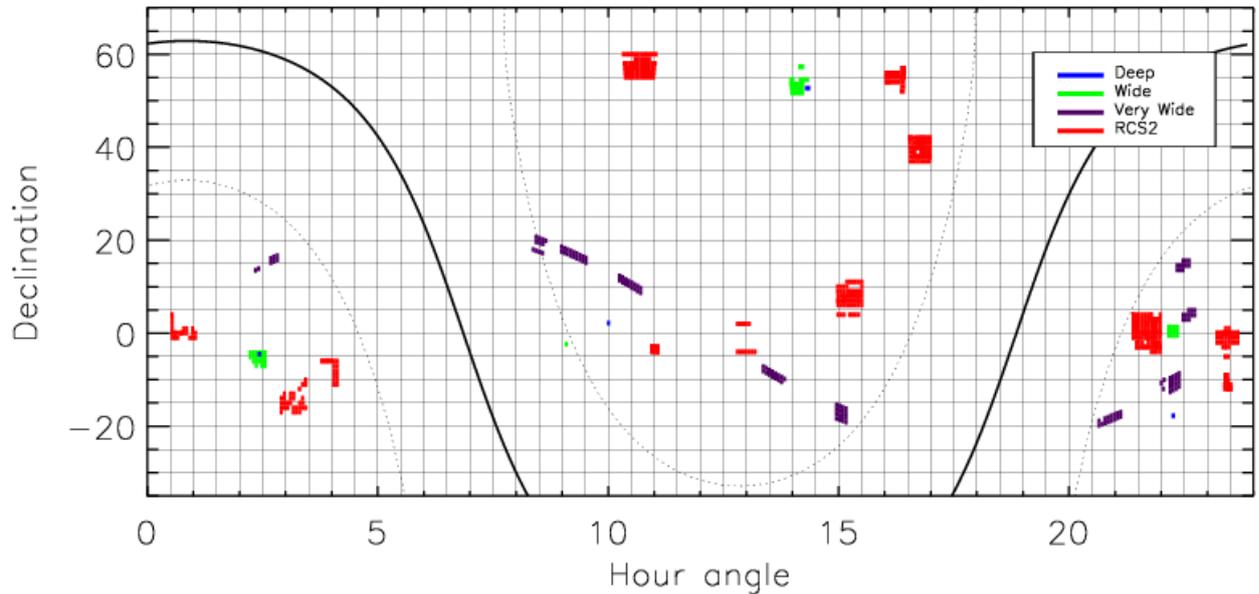


FIG. 2.1: Carte des zones du ciel observées par le CFBDS. La courbe noire marque le plan galactique et les pointillés indiquent $+30^\circ$ et -30° de latitude galactique.

2.2 Objectifs scientifiques

Les relevés précédents (DENIS, 2MASS, SLOAN) ont fait un excellent inventaire du proche voisinage solaire jusqu'à des distances d'environ 200 pc pour les naines L et 30 pc pour les naines à méthane plus chaudes que 1000 K. Leurs échantillons sont constitués de quelques centaines de naines L et de quelques dizaines de naines T plus chaudes que 700K. Leur distance limite de détection pour des objets plus froids devient par contre très petite, et ils n'en ont découvert aucun.

Le CFBDS, un relevé plus profond que les précédents, a pour but de faire avancer trois objectifs scientifiques majeurs qui n'ont pas pu être menés à bien par ses prédécesseurs. Le survey UKIDSS entrepris avec le télescope UKIRT a des ambitions comparables.

2.2.1 Détections et caractérisations de naines brunes ultra-froides ($T_{\text{eff}} < 700 \text{ K}$)

Ces objets sont probablement nombreux dans notre Galaxie, et notamment dans le voisinage solaire. Ils sont cependant extrêmement peu lumineux, et hors de portée des relevés tels que DENIS, 2MASS ou le SLOAN. L'intérêt de leur détection est de clarifier notre vision des atmosphères stellaires jusque dans le domaine planétaire. Ces objets froids représentent en effet le chaînon manquant entre les atmosphères des naines brunes actuellement connues et celles des planètes telles que Jupiter. Comme discuté dans l'introduction, l'ammoniac apparaît dans le spectre proche infra-rouge, caractérisant l'émergence d'une nouvelle (et peut-être dernière) classe spectrale, celles des naines Y, entre les étoiles les plus froides et le domaine planétaire. Des observations spectroscopiques de tels objets sont essentielles pour

contraindre les modèles d’atmosphères froides et faire le lien entre la physique des naines brunes et celle des planètes géantes.

2.2.2 Statistique et propriétés des naines brunes de températures intermédiaires (T_{eff} entre 1000 et 1500 K)

Les relevés DENIS, 2MASS et SLOAN n’ont détecté que quelques dizaines de naines à méthane (T_{eff} entre 700 et 1200 K). De plus chacune de ces études utilise des critères de détection différents ce qui rend particulièrement difficile de déterminer une fonction de luminosité fiable. Cet ensemble de données hétérogènes reste donc insuffisant pour contraindre la fonction de luminosité des naines T. Le CFBDS en détectera à lui seul de l’ordre de la centaine, avec des critères de sélection homogènes et bien définis qui permettent une étude statistique propre. Ces détections sont le sujet du chapitre 4 de la présente thèse, qui décrit une première détermination de la fonction de luminosité des naines brunes du disque galactique pour des objets froids, dont les masses, dépendant de l’âge, descendent jusqu’à 20 à 30 masses de Jupiter. Le CFBDS a de plus permis de fournir un grand nombre de cibles pour des programmes de suivi spectroscopique de naines T, comme décrit dans le chapitre 5. Cela amène des contraintes cruciales sur la physique complexe de l’atmosphère de ces objets.

2.2.3 Echelle de hauteur des naines L et densité des naines brunes dans le disque épais

Nous avons vu que les naines brunes se refroidissent constamment, et qu’il n’existe pas de relation univoque entre masse et température effective, comme cela peut être le cas (hors effets de la métallicité) pour les étoiles sur la séquence principale. La population des naines L est donc constituée d’un mélange d’étoiles de très faible masse (sur leur séquence principale), de naines brunes massives d’âge intermédiaire (refroidies) et de naines brunes moins massives mais plus jeunes (encore peu refroidies). La population détectée est fortement biaisée vers des objets jeunes ($t < 1$ Gyr), qui à masse égale sont plus brillants, plus chauds et sont plus faciles à détecter. On s’attend donc à ce que sa hauteur d’échelle soit proche de celle de la population I extrême (étoiles OB, nuages moléculaires, etc). Sa valeur exacte nous permettra de contraindre l’âge caractéristique et de lever la dégénérescence masse/âge. D’autre part les relevés actuels déterminent la fonction de luminosité des naines brunes du disque mince, mais ils ne donneront aucune indication sur le disque épais et encore moins sur le halo. Ces composantes ont une densité locale faible et il est nécessaire d’explorer au delà de 2 fois la hauteur d’échelle du disque mince (Robin et al. 2003) pour les échantillonner et en construire la fonction de luminosité. Le CFHTLS-Deep sonde la population des naines L jusqu’à plus de 1000pc, ce qui pour les hautes latitudes galactiques de ces champs correspond à plus de 3 fois la hauteur d’échelle du disque, permettant d’explorer une zone où le disque mince et le disque épais ont une densité comparable. Le disque mince -auquel appartient le Soleil- est constitué d’étoiles relativement jeunes tandis que le disque épais est constitué d’étoiles plus vieilles et en général de métallicité faible qui ont diffusé sur une échelle de hauteur plus importante par rapport au plan du disque. Cela conduit à trouver plus d’étoiles du disque mince près du plan alors que les étoiles du disque épais deviennent majoritaires loin du plan galactique. Trouver des naines brunes du disque épais serait extrêmement intéressant dans la mesure où on ne connaît pour le moment que trois

exemples de naines L fortement sous-métalliques (Lépine et al. 2003; Burgasser et al. 2004), qui sont probablement des étoiles juste au-dessus de la limite de combustion de l'hydrogène. Plusieurs naines T avec des indices de faible sous métallicité sont connues, la plus notable à cet égard étant 2MASS0937 Burgasser et al. (2006a)

L'intérêt scientifique de notre relevé dans le domaine des naines brunes est donc d'une part d'amener une meilleure compréhension des processus physiques à l'oeuvre dans les naines brunes via

- une augmentation du domaine de température connu grâce à la détection et à l'observation en spectroscopie d'objets plus froids que tous ceux observés auparavant.
- une augmentation du domaine métallicité exploré grâce à la détection de naines brunes du disque épais qui sont moins enrichies en éléments lourds que celles du voisinage solaire.

Et d'autre part d'apporter des contraintes sur les modèles de formation des naines brunes via

- la détermination de la fonction de luminosité des naines brunes du disque mince.
- la détermination du nombre de naines brunes formées dans le disque épais, dans des conditions de densité et de composition chimique différente de celles du disque mince.

2.3 Modélisation des couleurs des Naines Brunes dans le CFBDS

Afin de définir une stratégie d'observation et d'analyse optimale pour sélectionner les naines brunes avec le CFBDS, il est nécessaire de connaître précisément leurs caractéristiques observationnelles. Comme le CFBDS est un survey photométrique, l'observable la plus pertinente pour identifier les naines brunes est leur couleur. Ces couleurs sont connues pour des systèmes photométriques tels que ceux du Sloan Digital Sky Survey -SDSS- (Hawley et al. 2002) mais les filtres et le rendement quantique des détecteurs du CFHT sont sensiblement différents de ceux du SDSS. Il est donc nécessaire de déterminer proprement les couleurs des naines brunes dans le CFBDS, ainsi que celles des quasars, afin de pouvoir classer efficacement les objets rouges détectés. J'ai donc simulé les couleurs des naines brunes dans les images Megacam en utilisant 87 spectres de naines brunes de type L0 à T8 (obtenus depuis le site internet de S. Leggett ¹, regroupant des données de Martín et al. 1999; Kirkpatrick et al. 2000; Geballe et al. 2001; Leggett et al. 2002; Burgasser et al. 2003a; Knapp et al. 2004; Golimowski et al. 2004; Chiu et al. 2006), et en modélisant leurs couleurs à travers l'optique et les filtres du CFHT et de Megacam.

La première étape est de calculer le coefficient de transmission du télescope dans son ensemble aux longueurs d'onde considérées, avec un pas très petit, d'un nanomètre, afin de tenir compte des raies d'absorption moléculaires omniprésentes dans les objets relativement froids que sont les naines brunes. J'ai utilisé les caractéristiques techniques de Megacam concernant l'efficacité quantique du détecteur, les coefficients de réflexion et de transmission des miroirs, de l'optique et des filtres pour calculer la réponse globale de Megacam en fonction de la longueur d'onde. Après homogénéisation des systèmes d'unités, j'ai ainsi

¹<http://www.jach.hawaii.edu/skl/LTdata.html>

2.3 Modélisation des couleurs des Naines Brunes dans le CFBDS

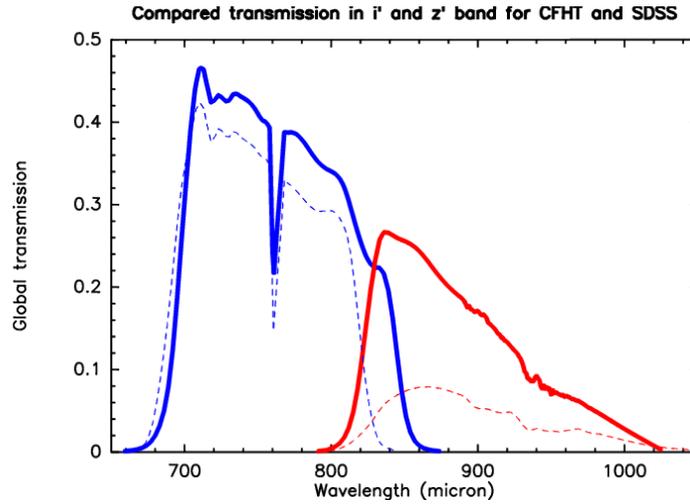


FIG. 2.2: Transmission comparée en i' et z' de l'atmosphère, de l'optique et des instruments utilisés pour le CFBDS (traits pleins) et le SDSS (pointillés)

pu déterminer proprement la fonction de réponse en longueur d'onde de Megacam dans les filtres i' et z' (cf figure 2.2). On notera le recouvrement assez large entre les deux filtres, qui entraîne une relativement bonne sensibilité en z' du CFHTLS mais par contre une atténuation de la couleur $i' - z'$ par rapport au SDSS.

L'étape suivante a été de calculer pour chaque bande les magnitudes dans le système AB, de notre échantillon de calibration de 87 Naines L et T. Il faut pour cela calculer le flux détecté et l'intégrer sur chaque filtre. Ensuite, en utilisant l'équation 2.1 (Fukugita et al. 1996), où $S\nu$ est le facteur de transmission total et $f\nu$ le flux incident, j'ai pu déterminer les magnitudes CFHT des objets de calibration.

$$m_{AB} = -2.5 \log\left(\frac{\int f\nu \cdot S\nu \cdot d(\log\nu)}{\int S\nu \cdot d(\log\nu)}\right) - 48.6 \quad (2.1)$$

Comme une majorité des objets de cet échantillon de calibration a été observée par le SDSS, leur magnitudes réelles dans ce système photométrique sont connues. J'ai donc calculé les magnitudes synthétiques de ces objets à travers les instruments utilisés par le SDSS afin de pouvoir les comparer avec leurs magnitudes observées et de valider ainsi mes calculs. La dispersion entre les valeurs observées et les valeurs calculées est inférieure à 0.04 magnitudes, équivalente à l'erreur de mesure photométrique des données disponibles.

J'ai aussi simulé leurs couleurs en bande J à travers les différents télescopes et instruments que nous avons employé lors du suivi photométrique en proche infra-rouge, afin de pouvoir harmoniser les magnitudes observées à partir d'observatoires différents. La précision de ces simulation est bonne pour les observations menées avec SOFI sur le NTT et Wircam sur le CFHT. Pour les autres instruments proches infra-rouge, les résultats sont plus incertains à cause du manque de données techniques.

En suivant la même démarche, il est possible de déterminer la couleur des quasars à très grand décalage vers le rouge, qui ont un intérêt propre et occupent le même domaine de couleur $i' - z'$. La figure 2.4 représente sur le même graphe couleur/couleur les naines brunes de notre échantillon et les couleurs de quasars à différents redshifts. Elle nous per-

met (Willott et al. 2005; Delorme et al. 2008b) de faire une première classification de nos candidats naines brunes et de les distinguer des quasars. Comme l'ont montré Fan et al. (2001), la couleur $z' - J$ sépare efficacement ces différents types d'objets.

2.4 Suivi des candidats en proche Infra-rouge

2.4.1 Observations

J'extrais les candidats naines brunes grâce à un pipeline que j'ai mis au point et qui sera décrit en détail dans le chapitre suivant. Une fois ces candidats identifiés d'après leur couleur $i' - z'$, il est nécessaire d'obtenir au moins une image de suivi en bande J afin de préciser leur nature. Ces observations permettent de distinguer quasars et naines brunes et aussi d'éliminer efficacement la contamination par des artefacts ou la dispersion d'erreur des mesures.

Nous avons ainsi demandé et obtenu du temps avec plusieurs télescopes de taille moyenne (de 2 à 4 mètres) pour mener à bien ce suivi photométrique. Les naines froides sont les objets les plus courants dans notre échantillon de candidats. Comme elles sont beaucoup plus brillantes en bande J que sur les images en bande z' où elles ont été détectées, le temps de pose moyen nécessaire pour le suivi est relativement court, comme détaillé sur la table 2.2. Toutefois le temps de pose individuel pour suivre chaque candidat dépend fortement de sa nature, qui n'est précisé qu'après l'obtention des premières images. Nous avons donc demandé d'effectuer ces observations nous même, en mode visiteur, afin de pouvoir adapter en temps réel le temps de pose pour chaque objet et optimiser nos résultats. Notre procédure générale d'observation est la suivante :

- Nous faisons une première observation avec comme hypothèse que le candidat est une naine T (si $i' - z' > 2.5$) ou une naine L (si $i' - z' < 2.5$). Comme leur couleur $z' - J$ est aussi très rouge, ils sont assez brillants en J et apparaissent sur des images de court temps de pose. Il faut atteindre une profondeur en J_{Vega} de 18 à 19, ce qui demande de l'ordre de 5 minutes d'exposition avec SOFI sur le NTT.
- Si le candidat apparaît sur cette première pose courte, c'est en général une naine brune. Si c'est un candidat naine T ($i-z > 2.5$) et qu'il apparaît très brillant sur l'image J , c'est un candidat individuellement intéressant. Il convient alors de faire une analyse d'image au télescope, même approximative, pour préciser sa couleur $z' - J$. Si cette couleur est supérieure à 3.8, l'objet est probablement une naine T très tardive et doit être suivi aussi dans les bandes H et K , les couleurs $J - H$ et $J - K$ permettant de mieux contraindre le type spectral de ces astres et de décider des objets à observer en priorité en spectroscopie.
- Si le candidat n'apparaît pas sur la première pose courte, il faut s'assurer de sa nature en ré-observant jusqu'à pouvoir assurer que $z' - J < 2.5$, ce qui prouverait que notre candidat n'est ni une naine L ni une naine T. Pour un candidat typique, cela correspond en général à $J_{vega} \sim 20$, ce qui nécessite environ 15 minutes d'exposition sur un télescope de 3m50 comme le NTT.
- Si le candidat n'apparaît pas sur la somme des images, il faut alors déterminer si la cible est un artefact ou un quasar à grand décalage vers le rouge. Il faut pour cela obtenir des images suffisamment profondes pour assurer une détection même faible jusqu'à une couleur $z' - J \approx < 0.5$. Pour un candidat typique, cela correspond en général à $J_{Vega} \sim 22$, ce qui nécessite 30-45 minutes d'exposition sur un 3m50. Dans

TAB. 2.2: Caractéristiques des télescopes utilisés pour le suivi en bande J . le temps de pose correspond au temps approximatif nécessaire pour obtenir une détection à 5σ d'un objet de magnitude $J_{Vega} = 20$ dans les conditions de seeing propre à chaque observatoire.

Télescope	Diamètre(m)	Instrument	Temps de pose	Taille du pixel	Champ
NTT	3.6	SOFI	45s	0.288"	4.9' x 4.9'
Kitt Peak 2.1m	2.1	SQIID	~ 320 s	0.69"	5.1' x 5.3'
Harlan-Smith	2.7	ROKCAM	~ 3000 s	0.35"	1.5' x 1.5'
NOT	2.5	NOTCam	~ 100 s	0.24"	4.0' x 4.0'

le cas d'une détection à $z' - J \approx 0.5$, l'objet détecté est alors un quasar à grand décalage vers le rouge, possédant un fort intérêt scientifique. Le suivi spectroscopique et l'analyse scientifique de ces objets est menée à bien par Chris Willott (Willott et al. 2007). Si l'objet n'apparaît toujours pas sur cette dernière image, c'est que le candidat est malheureusement un artefact de détection ou une supernovae venu se glisser dans notre sélection.

2.4.2 Réduction

Nous avons effectué ces observations en proche infra-rouge dans plusieurs observatoires : La Silla (NTT, 3.6m), McDonald (2.7m), Kitt Peak (2.1m) et La Palma (NOT, 2.5m). La majorité des données du suivi NIR ont été acquises pendant les 28 nuits que nous avons obtenues au NTT. Comme le fond de ciel est en général plus brillant que nos cibles (en moins d'une minute, le détecteur est saturé par le fond de ciel), il est nécessaire de le soustraire. Nous utilisons pour cela une technique standard pour les observations en infra-rouge, appelée 'Jitter'. Chacune de nos images est constituée de poses individuelles de 30 à 40 secondes décalées d'une quinzaine de secondes d'arc les unes par rapport aux autres. En additionnant directement ces images sans corriger l'offset, on obtiendrait une image sur laquelle les étoiles seraient décalées et multipliées. En appliquant un filtre médian à notre collection d'images, on élimine toutes les sources astrophysiques des images. En effet comme l'immense majorité de la surface de nos images est vide de source, sur l'ensemble des images on trouve au plus une source à une position donnée, qui est alors éliminée par le filtre médian. On obtient ainsi une carte du fond de ciel qu'on peut soustraire aux images individuelles. Il suffit alors de les co-additionner, cette fois en corrigeant le décalage du 'jitter' pour obtenir des images où ne subsistent que le bruit du fond de ciel et les sources astrophysiques. La réduction de ces images, ainsi que l'extraction des magnitudes J des candidats est réalisée par C. Reylé, de l'observatoire de Besançon.

2.4.3 Le filtre J_{long} du NTT

La simulation des couleurs infrarouges a fait apparaître un problème lié au filtre J par défaut de SOFI. Ce filtre a une bande passante plus large que les filtres standards, qui inclut

une partie des bandes de l'eau. A ces longueurs d'onde la transmission de l'atmosphère terrestre est variable, parfois bonne quand l'atmosphère est sèche, parfois nulle lorsqu'elle est humide. Comme les naines brunes ont de fortes bandes d'absorption de l'eau à ces longueurs d'onde, lorsque l'air est sec le flux dans les bandes de l'eau arrivant sur le détecteur est beaucoup plus faible que pour les étoiles de référence qui servent à déterminer le point zéro. Avec ce filtre J la magnitude des naines brunes est donc sous estimée d'un facteur variable -puisque'il dépend de l'humidité atmosphérique. Ce facteur s'accroît avec la force des bandes d'absorption de l'eau sur les naines brunes, et donc avec leur type spectral. Le facteur de correction est de l'ordre de 0.1 magnitude pour les naines L précoces et monte à plus de 0.6 magnitudes pour les naines T tardives, dans le cas d'une atmosphère sèche. Une fois que nous avons mis en évidence ce problème, nous avons donc utilisé le filtre J_s , pour 'J short', qui sélectionne une bande passante plus standard, n'incluant pas les bandes de l'eau. Près de 20% de nos observations ont utilisé le filtre J_{long} .

2.5 Stratégie d'analyse

L'apparence observationnelle des naines brunes dans le CFBDS étant maintenant clairement caractérisée, il est possible de les sélectionner efficacement. Le CFBDS constitue une source de données de premier ordre pour sonder l'univers dans les longueurs d'onde du rouge lointain, révélant des dizaines de milliers d'objets sur chacune de ses 900 images. C'est donc parmi plus de 50 millions d'objets que j'ai dû identifier les quelques centaines de naines brunes dont l'étude constitue le coeur de ma thèse. Cela m'a amené à mettre au point une stratégie efficace pour discriminer les naines brunes des autres objets astrophysiques et des artefacts observationnels.

La première étape utilise l'une des principales caractéristiques observationnelles des naines brunes, leur couleur $i' - z'$ très rouge (Hawley et al. 2002), principalement due à l'absorption par les raies d'absorption du doublet du potassium, centré en i' à $0.77\mu\text{m}$, et élargi par pression. Cela nous fournit un critère de sélection très puissant pour les séparer des autres sources astrophysiques puis pour établir une classification rapide de nos candidates naines brunes sur la base de leur photométrie. Comme on peut le voir sur la figure 2.3, la seule couleur $i' - z'$ permet de distinguer facilement les naines L des naines T, avec un saut de 0.5 magnitudes à la transition L-T. L'écart est moins spectaculaire à la transition M-L, mais le rougissement est de 0.3 magnitudes entre les naines M les plus tardives et les naines L4, dont la couleur $i' - z'$ est de 1.7. Afin de détecter un grand nombre de naines L et T en limitant la contamination de notre échantillon de candidats par des naines M, nous avons décidé de retenir uniquement les sources dont la couleur $i' - z'$ est plus grande que 1.7.

Les seuls autres objets présents dans ce domaine de couleur sont les quasars à haut redshift ($z > 5.6$ Fan et al. 2001). Ceci nous a conduits à travailler en collaboration avec C.Willott, A.Omont et J.Bergeron qui recherchent des quasars là où nous cherchons des naines brunes. Nous analysons donc conjointement les images du CFBDS.

Notre stratégie d'analyse est décrite plus en détails dans l'article Delorme et al. (2008b), présenté en fin du chapitre suivant.

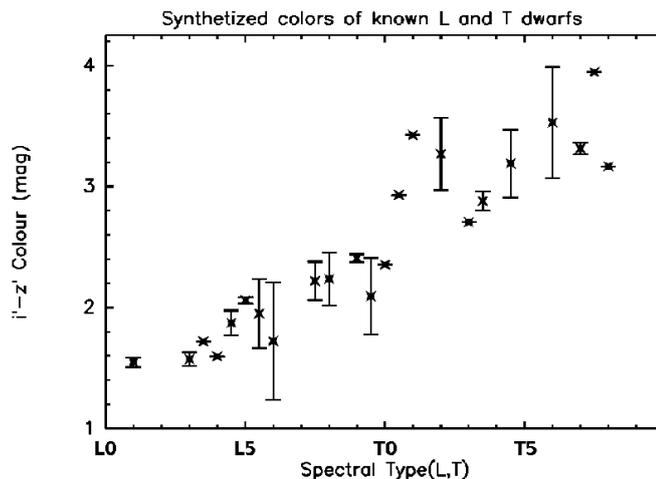


FIG. 2.3:

Relation couleur $i' - z'$ /type spectral dérivée à partir des couleurs synthétiques de naines brunes connues. L'erreur représente la dispersion des données. Elle est mise à zéro quand un seul objet est connu dans une gamme de type spectral. La dispersion typique est de 0.3 magnitudes dans le domaine des naines L et de 0.4 dans celui des naines T.

2.6 A propos de quasars à grand décalage vers le rouge

2.6.1 Une collaboration fructueuse

Même si ma thèse est focalisée sur les naines brunes, de petits astres froids du voisinage solaire qui n'ont a priori rien à voir avec des trous noirs supermassifs situés aux confins de l'univers, mon travail a profité de, et profité à, cette science sur les quasars à haut redshift. La raison est que la stratégie de détection utilisée dans le CFBDS est aussi performante pour sélectionner ces quasars que les naines brunes.

En pratique nos deux surveys, le CFBDS pour la composante naines brunes et le CFQS pour la composante quasars, sont indissociables jusqu'à la fin de l'analyse du suivi photométrique en proche infra-rouge, toutes les demandes de temps étant effectuées pour moitié par chacune des équipes, quasars et naines brunes. Seules les observations spectroscopiques et l'analyse scientifique des spectres restent totalement indépendantes. La division du travail et la collaboration entre ces deux équipes aux objectifs différents s'est extrêmement bien passée et a considérablement amélioré la vitesse d'avance et la pertinence de chacun des surveys, au delà même des avantages évidents pour les demandes de temps. Toute la partie réduction des données Megacam issues du temps PI jusqu'à l'obtention des images finales a été menée à bien par Chris Willott. Je me suis chargé de la mise en place et de l'exploitation du pipeline d'analyse d'image et d'identification des candidats, détaillé dans le chapitre suivant. Seule la partie finale d'analyse visuelle des candidats est contrôlée séparément par chacune des équipes afin de limiter au maximum le caractère subjectif d'une telle sélection.

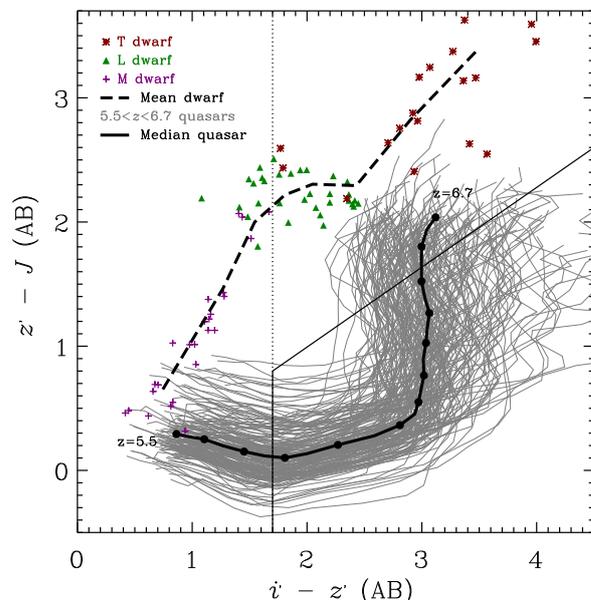


FIG. 2.4: Diagramme couleur-couleur en $z' - J$ et $i' - z'$ à partir des couleurs simulées de naines brunes et de quasars à grand décalage vers le rouge. Ces couleurs synthétiques sont calculées pour le système photométrique de Megacam et pour le filtre J_{short} de SOFI sur le NTT. Les courbes noires représentent la moyenne des naines brunes (en pointillés) et des quasars. Les lignes grises marquent l'évolution individuelle de quasars lorsque leur redshift varie de 5.5 à 6.7 (Willott et al. 2005). Notre critère de détection à $i' - z' = 1.7$ est indiqué par une ligne verticale, tandis que le domaine de sélection des quasars est précisé dans le coin inférieur droit.

2.6.2 Quelques indices sur la science associée

Tout d'abord, juste pour poser les choses, je tiens à préciser que malgré mon implication tout à fait authentique dans le travail qui a mené à des articles sur les quasars dont je suis co-auteur (Willott et al. 2007, 2005), je n'ai que très peu participé à l'exploitation scientifique de ses résultats. Ma connaissance du domaine reste superficielle et je me contente donc d'explicitier ci dessous quelques principes de base de cette science.

Les quasars à grand décalage vers le rouge sont des noyaux actifs de galaxies primordiales, des trous noirs supermassifs entourés d'un disque d'accrétion échauffé émettant par différents processus toute une gamme de rayonnements très énergétiques. Le "*grand décalage vers le rouge*" auquel je fais référence correspond à un facteur Doppler $z > 5.8$, ce qui signifie que nous parlons ici d'objets qui existaient quand l'univers n'avait que quelques centaines de millions d'années, à une époque particulière dit de la "*réionisation*".

Ces quasars qui se déguisent en naines brunes

C'est leur grand décalage vers le rouge qui donne à ces quasars une couleur $i' - z'$ de naine brune. En effet, leur raie d'émission Lyman α , souvent très intense, est décalée depuis l'UV jusque dans la bande z' , entre 0.85 et 0.90 μm , cf fig2.5. Les mêmes raies de Lyman, en absorption par le gaz intergalactique situé entre le quasar et nous, donc moins décalées, éliminent l'essentiel du flux du quasar en bande i' . Beaucoup de flux en z' , peu de flux en i' : leur couleur $i' - z'$ est rouge, exactement comme celle des naines brunes ! La figure 2.4 illustre cette similarité et montre aussi qu'il suffit d'observations en bande J pour distinguer ces deux types d'objets très différents. Leur spectre proche infrarouge est aussi très distinct, excluant toute possibilité de confusion, comme on peut le voir sur la figure 2.5

L'intérêt principal de l'étude de ces quasars réside dans le rôle qu'ils jouent dans une énigme cosmologique. En effet, à l'heure actuelle 99% de la matière baryonique de l'univers est sous forme ionisée. Des observations montrent que la matière était déjà complètement ionisée dès $z=6$, (Fan et al. 2006). Or lors de la recombinaison, 380000 ans après le big bang, la température de l'univers est descendue au dessous de 3000K et les électrons libres ont presque tous été capturés par les noyaux, formant ainsi des atomes. C'est à ce moment que le rayonnement fossile a pu être émis. Comment l'univers est-il passé d'un taux d'ionisation quasi-nul à un taux quasi total entre ces deux époques ? Avec les étoiles primordiales super massives, les quasars de l'univers primordial sont les principaux candidats susceptibles d'avoir émis assez de rayonnement ultraviolet pour être responsables d'une partie de la réionisation de l'univers.

Le seul moyen de savoir s'ils sont assez nombreux pour contribuer significativement à ce processus est de contraindre observationnellement leur nombre. Les quasars repérés dans notre survey sont donc observés spectroscopiquement ce qui permet de préciser leur propriétés physiques et surtout d'établir leur redshift exact, à partir du décalage de la raie Lyman α de l'hydrogène. Une étude statistique du nombre de quasars à grand décalage vers le rouge présents à chaque redshift permet de déterminer leur fonction de luminosité, et donc de savoir quelle part ces objets prennent dans la réionisation.

D'autre part, la lumière qu'ils émettent sonde tout le milieu intergalactique qui les sépare de la Terre. L'étude des raies d'absorption à différents décalages vers le rouge, la "forêt de raies de Lyman", permet d'obtenir des informations sur l'évolution de l'hydrogène intergalactique depuis l'époque de la formation des premières galaxies.

2.7 Comparaison entre le CFBDS et un relevé aux ambitions comparables : UKIDSS

2.7.1 Volume sondé

UKIDSS -pour UKIRT Infrared Deep Sky Survey-, décrit par Lawrence et al. (2007), est un relevé de la même génération que le CFBDS, et dont les objectifs pour la détection de nouvelles naines brunes sont similaires. Contrairement au CFBDS qui détecte les objets substellaires dans le rouge lointain, sur la base de leurs couleurs $i' - z'$, UKIDSS se base sur une détection selon leurs couleurs $Y - J$, dans l'infra-rouge proche.

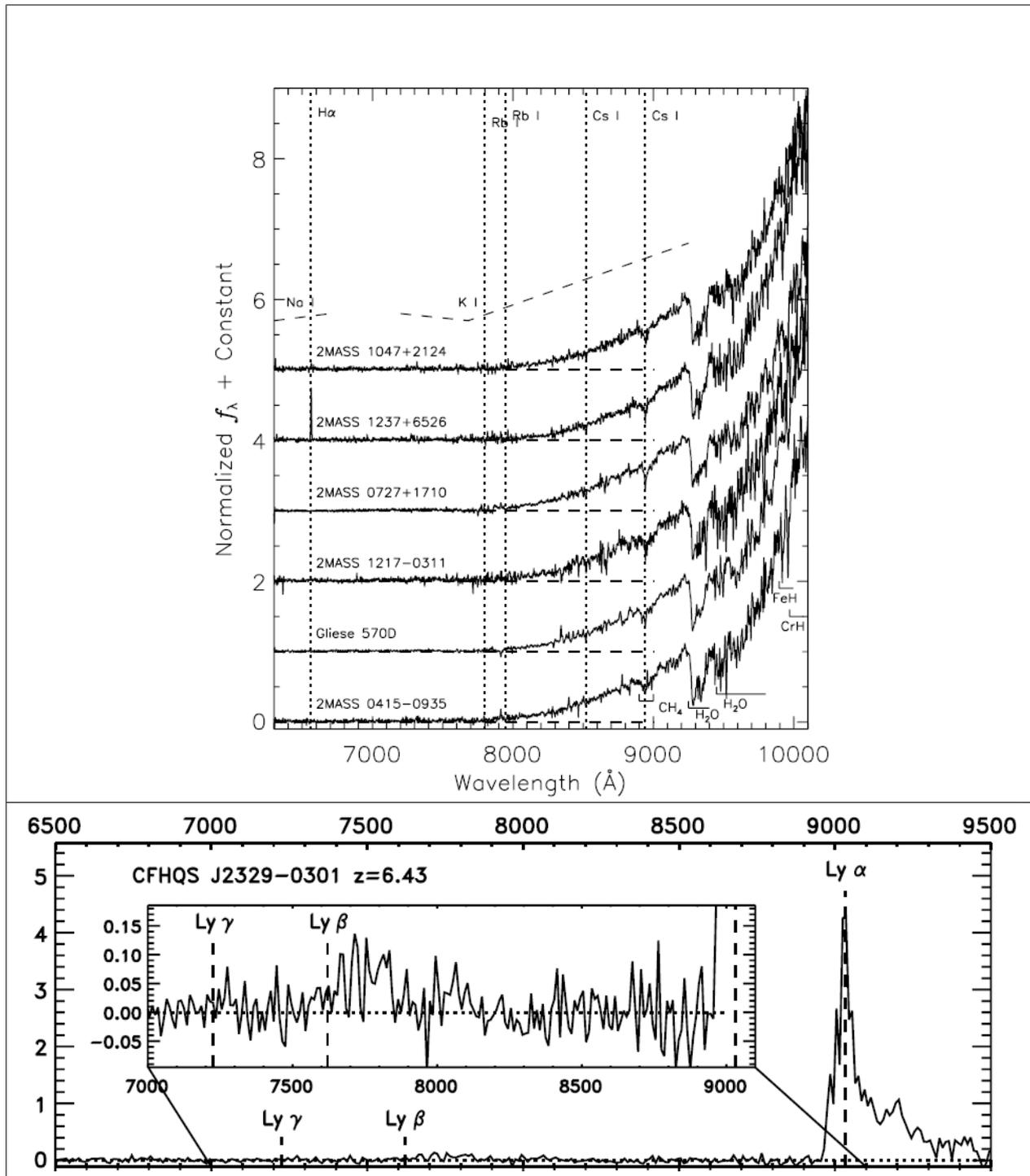


FIG. 2.5: Un spectre dans le rouge lointain de quasar à grand décalage vers le rouge (d'après Willott et al. 2007) et des spectres de naines T aux même longueurs d'onde. (d'après Burgasser et al. 2003b). Le quasar présenté ici a été découvert par le CFQS, la composante quasar du CFBDS. Il a le plus grand redshift connu à ce jour.

2.7 Comparaison entre le CFBDS et un relevé aux ambitions comparables : UKIDSS

Nom du Relevé	Magnitude limite rouge	Magnitude limite bleue	Mid-L : limite détection	T précoces : limite de détection	T tardives : limite de détection
CFBDS-RCS2	$z'=22.5$	$i'=24.0$	185	160	45
UKIDSS-LAS(2008)	$J=18.5$	$Y=19.55$	115	115	45
UKIDSS-LAS(2011)	$J=19.2$	$Y=19.55$	160	160	65

TAB. 2.3: Récapitulatif des caractéristiques des principales composantes du CFBDS et de UKIDSS. La limite de détection mentionnée correspond à un signal sur bruit de 10, soit 10% de précision sur la photométrie, en magnitudes AB en optique (i' et z') et en magnitudes Véra en infra-rouge (Y et J). Les distances limites de détections sont exprimées en parsecs. L'image finale à $J=19.2$ de UKIDSS utilise deux observations à $J=18.5$ du même champ à deux époques distinctes.

La table 2.3, récapitule les principales caractéristiques des composantes les plus importantes pour la recherche de naines brunes de ces deux surveys, le RCS-2 pour le CFBDS et le Large Area Survey (LAS) de UKIDSS. A l'heure actuelle seuls $900^{\circ 2}$, soit un quart de la surface totale du LAS, ont été observés et mis à la disposition de la communauté. Cette surface est déjà équivalente à celle couverte par le CFBDS, mais le volume actuellement sondé par le LAS est pourtant nettement moins important pour les naines L et les naines T précoces. La table 2.4 montre que cet équilibre basculera en faveur de UKIDSS lorsque ce survey arrivera à son terme. UKIDSS est par contre nettement plus sensible pour les objets les plus tardifs car ces objets extrêmement rouges sont plus faciles à détecter dans l'infrarouge. Ce constat doit être toutefois modéré par la faible profondeur des images en bande Y sur laquelle repose la sélection des candidats naines brunes. On peut voir sur la figure 1.6 que la couleur $Y - J$ des naines L et T varie entre 1 et 2, alors que les images en bande Y de UKIDSS sont seulement 1 magnitude plus profonde. Même en acceptant des détections avec un moins bon signal sur bruit dans cette bande, l'existence de nombreux candidats naines brunes de UKIDSS ne repose que sur une seule détection en bande J . L'addition d'une deuxième image en bande J , qui augmentera le volume sondé dans le survey final, rendra ce problème encore plus aigu. Pour limiter la contamination par des objets plus bleus, une détection en bande Y est en pratique indispensable (voir par exemple Pinfield et al. 2008), ce qui limite considérablement le volume effectivement sondé (Cf table 2.4).

Une partie des naines L, dont les couleurs infra-rouges sont très rouges, peuvent être sélectionnées en utilisant leur détection dans les bandes H et K , qui sont systématiquement obtenues par UKIDSS. Cette solution a le défaut de faire appel à des critères de sélection multi-bandes complexes. Elle n'est pas non plus applicable pour la plupart des naines T, qui ne sont pas assez rouges pour être détectées sur ces images peu profondes. Résoudre ce problème nécessite la mise en place d'un suivi photométrique pour obtenir des images profondes en bande z' , J et H des candidats identifiés sur le LAS (Pinfield et al. 2008).

En terme de volume le CFBDS est actuellement le relevé le plus performant pour la recherche de naines brunes. Il est cependant évident que UKIDSS découvrira beaucoup plus de naines brunes, notamment parmi les objets tardifs, lorsqu'il sera achevé en 2011 et aura été entièrement complété par un suivi z' , J , H des nombreux candidats identifiés en $Y - J$.

Relevé	Surface ($^{\circ}2$)	Volume relatif Mid-L	Volume relatif T précoces	Volume relatif T tardives
CFBDS	900	1	1	1
UKIDSS-LAS(2008)	900	0.24	0.37	1.0
UKIDSS-LAS(2011)	4000	2.9	4.4	13.4
UKIDSS limité enY	4000	1.9	2.9	8.8

TAB. 2.4: Volume relatif couvert par le CFBDS et par UKIDSS. La dernière ligne montre le volume exploré par UKIDSS lorsqu’une détection à 5 sigmas en bande Y est exigée.

2.7.2 Homogénéité de l’analyse

Nous avons vu précédemment que l’utilité des résultats photométrique à des fins statistiques repose sur une évaluation fiable de la contamination et de la complétude des données utilisées. Cette évaluation est difficile, mais possible, lorsque les critères de sélection sont homogènes et que l’erreur sur les mesures est faible par rapport à la variation de la couleur en fonction du type spectral. C’est le cas pour le CFBDS qui fait une sélection uniquement sur la magnitude z' et une classification photométrique sur la base des seules couleurs $i' - z'$ et $z' - J$. La figure 2.4 montre que la dynamique de la couleur $i' - z'$ est très bonne, avec près de 1.5 magnitudes entre les naines L précoces et les T précoces. Sur le domaine des naines T, où la corrélation de la couleur $i' - z'$ avec le type spectral devient mauvaise, c’est la couleur $z' - J$ qui devient discriminante avec une dynamique de plus de une magnitude entre T0 et T8. On verra par contre dans le chapitre 4 que l’écart de plus de 0.6 magnitudes entre le locus des naines M8 et plus précoces et notre limite de sélection à $i' - z' > 1.7$ n’est pas suffisant pour empêcher la contamination : ces objets constituent plus de 40% de nos candidats et sont éliminés lors du suivi photométrique en bande J.

Ce problème est bien plus aigu dans le cas de UKIDSS puisque l’écart en couleur $Y - J$ entre le locus des naines M8 et celui des naines T n’est que de 0.3 magnitude. Cette très faible dynamique induit de forts problèmes de contamination. Sur 45 candidats naines T identifiés par leur seule couleur $Y - J$ dans Pinfield et al. (2008), seuls 5 se sont révélés en être effectivement. Ce taux de 11% de vraies détections est à comparer avec le taux de près de 50% de naines T confirmées parmi les candidats naines T ($i' - z' > 2.4$) détectés dans le CFBDS. La limitation à des détections multi-bandes -Y, J, H en général- en est une conséquence directe.

La classification des candidats naines brunes sur la base de leur couleur $Y - J$ est par ailleurs impossible car cette couleur varie peu et qui plus est de manière non-monotone (cf figure 1.6). La couleur $J - H$, qui demande en général un suivi photométrique, est peu discriminante, malgré une dynamique de 1.5 magnitudes sur le domaine des naines brunes : ce domaine de couleur est commun avec l’essentiel des étoiles de la séquence principale. Les naines M, qui sont des contaminants majoritaires lors d’une détection fondée sur la couleur $Y - J$ ont ainsi la même couleur $J - H$ que les naines T. Cette classification demande donc l’utilisation de couleurs supplémentaires, en l’occurrence $z' - J$ et $J - K$. Ces critères multi-couleurs complexes rendent très difficile l’exploitation statistique des résultats photométriques de UKIDSS. Toute analyse en ce sens, comme celle présentée par Pinfield et al. (2008) doit alors faire appel à des observations spectroscopiques, pour lesquelles le

2.7 Comparaison entre le CFBDs et un relevé aux ambitions comparables : UKIDSS

temps de télescope disponible limite nécessairement la taille de l'échantillon considéré.

Du point de vue de la taille et de la qualité des échantillons statistiques, il est donc probable que la comparaison avec le relevé UKIDSS complet en 2011 restera favorable au CFBDs. Une exception significative concerne sans doute la statistique des naines T très tardives pour lesquelles le volume supplémentaire sondé par UKIDSS est un atout décisif, tandis que la difficulté pour obtenir du temps de télescope pour des observations spectroscopiques de tels objets est considérablement amoindrie.

La combinaison des données infra-rouges de UKIDSS et avec les observations profondes dans le rouge lointain issues du CFBDs serait extrêmement profitable mais elle est rendue peu significative par le faible recouvrement des zones observées. J'ai obtenu en tant que PI l'observation de $180^{\circ 2}$ des champs du CFBDs en bande J , avec Wircam, sur le CFHT. Ces données -en cours d'analyse-, combinées aux images z' du CFBDs, seront à surface égale encore plus précieuses pour identifier des naines brunes ultra-froides que celles de UKIDSS ou du CFBDs.

2 *Le Canada France Brown Dwarfs Survey*

3 Analyse des données du Canada France Brown Dwarfs Survey

3.1 Performances nécessaires pour le pipeline d'analyse

3.1.1 Les images du CFBDS

Les images du CFHTLS-Deep, CFHTLS-Wide et CFHTLS-Very Wide sont toutes des images de 21400x21400 pixels couvrant un champ de 1°x 1° environ. Comme pour toutes les images CFHTLS, la réduction des images est réalisée par Terapix à Paris (Bertin et al. 2002), après un pré-traitement au CFHT. Les images du RCS2 et nos données complémentaires au Very Wide (les images i' obtenues en programme PI) sont réduites par C. Willott au Canada. L'astrométrie des images est calée sur le catalogue de référence USNO-B (Monet 1996).

Le calcul de la correction astrométrique utilise *scamp* développé par Bertin (2006), qui utilise une routine d'identification de motif ("pattern matching"). Le principe est de construire pour l'image de référence et pour l'image à corriger un histogramme bi-dimensionnel recensant la distance et l'angle séparant chaque paire de sources à haut signal sur bruit. Une routine de corrélation dans l'espace de Fourier permet alors d'identifier les motifs communs aux deux images à partir de cet histogramme et de déterminer la solution astrométrique. Le calcul de la distorsion induite par l'optique est effectué lors de cette étape de calibration astrométrique. Lorsque plusieurs images du même champ sont disponibles avec un même filtre (ce qui est le cas pour toutes les images du CFBDS, sauf celles issues du RCS-2), une solution astrométrique commune est dérivée, ce qui permet ensuite de les coadditionner.

Les images dans les différents filtres sont alors rééchantillonnées pour être alignées pixel à pixel en utilisant *Suarp* développé par Bertin et al. (2002). La calibration photométrique utilise des étoiles de référence pour déterminer un point zéro détecteur par détecteur (Megacam possède 36 détecteurs!). Dans le cas où plusieurs images d'un même champ obtenues dans la même bande sont disponibles, elles sont co-additionnées pour obtenir une image finale contenant l'information associée à la somme des temps de pose des images individuelles. A cette étape un filtre médian est appliqué pour éliminer les mauvais pixels et les objets mobiles comme les astéroïdes ou les satellites artificiels. En ce qui concerne les images du RCS-2, ce filtre ne peut pas être appliqué puisqu'on ne dispose que d'une image par champ, ce qui augmente sensiblement le nombre de fausses détections.

Au cours de leur réduction, toutes ces images sont rééchantillonnées, en général lors de l'application de la solution de calibration astrométrique. Cette étape est particulièrement cruciale pour les images de Megacam qui sont la base du CFBDS, et elle est nécessaire pour la construction de la plupart des images de science utilisées en astronomie. Le rééchantillonnage corrèle les valeurs des pixels adjacents et est équivalent à un lissage, sauf si le décalage introduit est un nombre entier de pixels (Bertin et al. 2002). La conséquence directe est que l'écart type du bruit diminue, puisque le bruit est moyenné entre pixels adjacents et que

le nombre effectif de pixels indépendants diminue. L'analyse d'image rééchantillonnée sous estime donc systématiquement le bruit sur toutes les mesures. L'influence de la corrélation du bruit varie malheureusement pour chaque image puisqu'elle dépend de la distribution des décalages en pixels engendrés par la calibration astrométrique. Quand la distorsion est corrigée, le facteur de sous estimation du bruit est variable à l'intérieur d'une seule image, puisque le décalage varie dans le champ. Qualitativement, ce facteur est maximal pour un décalage d'un nombre demi entier de pixels, ce qui correspond grossièrement à moyenner les pixels adjacents 4 à 4. Dans ce cas, le bruit est artificiellement divisé par 2. Quand le décalage est un nombre entier de pixels, le bruit n'est pas affecté. En moyenne, le facteur de correction à appliquer pour retrouver le bruit réel des images tourne autour de 1.5. Nous avons choisi d'en tenir compte pour la statistique des objets découverts mais de l'ignorer dans notre sélection individuelle des candidats, par souci de simplicité. La façon dont la corrélation du bruit entre les pixels est corrigée est décrite dans le chapitre 4.

3.1.2 Contraintes sur la fiabilité et l'exhaustivité des détections

Terapix rend public des catalogues d'objets du CFHTLS pour chaque image dans chaque filtre, mais ces catalogues sont généralistes et ne sont pas optimisés pour la recherche d'objets rouges. Nous avons donc développé des procédures d'extraction adaptées à la recherche de naines brunes, avec des résultats photométriques optimisés pour les sources ponctuelles. Puisque nos objets sont très rouges, les plus intéressants d'entre eux sont détectés uniquement en z' et n'ont aucune contrepartie en i' . Pour identifier efficacement ces objets, une analyse en mode deux images est nécessaire, car elle permet d'effectuer la mesure photométrique en bande i' à la position des sources détectées en bande z' . Selon la profondeur du champ et la latitude galactique de l'observation, les images sont plus ou moins encombrées, mais elles comptent parfois plusieurs centaines de milliers d'objets, comme l'illustre la figure 3.1. Il faut extraire la position et la photométrie en i' et en z' pour chacune de ces sources. Une approche manuelle est bien sûr impensable, mais l'approche automatique doit non seulement répondre à des exigences importantes sur la précision et la qualité des résultats obtenus, mais aussi gérer simultanément plusieurs images de plus de 1.5 Giga octets chacune. Ce dernier critère entraîne la défaillance de nombreux logiciels classiques comme IRAF.

L'objectif premier est de repérer quasiment tous les objets qui seraient détectés par une analyse manuelle approfondie des images tout en limitant au maximum le taux de détections fantaisistes sur des variations locales du bruit, des halos d'étoiles saturées ou en bordure de champ. Notre pipeline d'analyse doit donc repérer efficacement un maximum d'objets réels en minimisant ces fausses détections, avec une priorité importante sur cette dernière contrainte. En effet, comme moins d'un objet sur 10000 est effectivement une naine brune, un taux de fausses détections de seulement 1% noierait chaque naine brune au milieu de plus de 100 artefacts. Par ailleurs, la nécessité de pouvoir déterminer une fonction de sélection précise pour obtenir une statistique fiable des objets découverts par le CFBDs nous conduit à favoriser une analyse homogène pour toutes les images. Une analyse optimisée pour chaque image permettrait probablement de détecter quelques pourcents d'objets supplémentaires, mais ne répond pas à cette exigence d'homogénéité. Ce dernier critère est relaxé dans le cas des objets très rouges pour lesquels l'intérêt scientifique individuel est très fort.

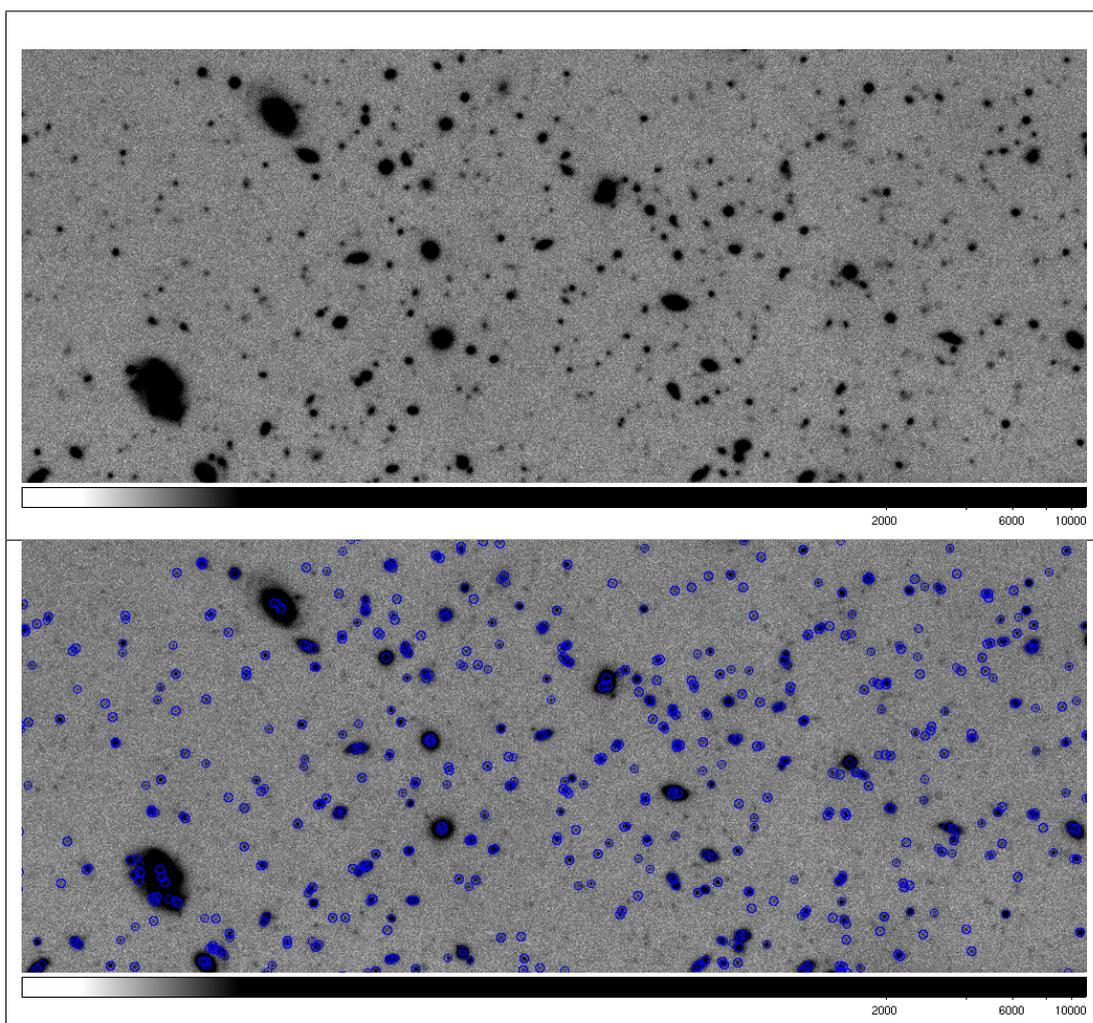


FIG. 3.1: Plus de 500 sources astrophysiques sont identifiées sur cette fraction de l'image du champ D2 du Deep en bande i' . La zone couverte ici représente 0.1% de l'image totale. Le panneau du bas superpose à l'image la carte des détections produite par une analyse avec fit de PSF multiple.

3.1.3 Astrométrie et photométrie

Le deuxième objectif à atteindre est d'obtenir une photométrie précise ainsi qu'un positionnement astrométrique pertinent de chaque source extraite de l'image, dans chaque filtre. Cela permet de déterminer une couleur fiable pour tous les objets du champ. Nous voulons obtenir une précision photométrique meilleure que 0.1 magnitude en bande z' , et une précision astrométrique meilleure que 1 pixel, soit $0.186''$. Ces critères sont extrêmement peu exigeants et seront largement satisfaits pour la plupart de nos sources. La précision astrométrique atteinte est en générale meilleure que quelques dixièmes de pixels, même pour des objets faibles. Comme nous sommes intéressés par des objets sans contrepartie en bande i' , nous n'avons aucune contrainte sur la précision des mesures dans cette bande. La qualité de ces résultats dépend bien sûr du signal sur bruit de chaque objet, mais la plupart des logiciels d'analyse existants ont des performances tout à fait conformes à ces exigences. Ce sont donc essentiellement les critères de fiabilité et d'exhaustivité des détections qui

influenceront sur notre stratégie d'analyse.

3.2 Améliorations de *Sextractor* : ajustement de fonctions d'étalement du point multiples en mode deux images

3.2.1 De la photométrie d'ouverture à l'ajustement d'une PSF

1

Sextractor standard et photométrie d'ouverture

Nous avons décidé d'analyser les images du CFBDS avec le logiciel *Sextractor* (Bertin & Arnouts 1996), couramment utilisé pour la détection d'objets sur des images grand champ. Ce logiciel nous convient particulièrement bien puisqu'il est optimisé pour l'analyse des images de grande taille. Un autre avantage significatif de son utilisation est la possibilité d'en modifier directement le code source avec un certain support de la part de son concepteur, Emmanuel Bertin.

La pertinence des détections peut être optimisée par un réglage fin des paramètres de détection standards de *Sextractor*. La détection de source identifie un objet comme un nombre minimum de pixels adjacents dont le flux est supérieur à un seuil défini en fonction du bruit. Ce nombre de pixels et ce seuil font partie des paramètres de détection ajustables dans *Sextractor*. En complément, *Sextractor* peut convoluer l'image par un filtre Gaussien de largeur similaire à la largeur à mi-hauteur (FWHM dans la suite) des sources, avant l'étape de détection. Cela permet d'éliminer des détections marginales induites par des artefacts n'ayant pas une forme gaussienne, comme les fluctuations du bruit ou les rayons cosmiques. Ces réglages classiques de *Sextractor* permettent de détecter presque tous les objets réels présents sur les images tout en maintenant un taux de fausses détections inférieur au pourcent.

L'une des difficultés majeures de la détection est la séparation des objets proches en objets distincts : les paramètres de séparation des sources ("deblending" de *Sextractor*) qui permettent de séparer un nombre maximal d'étoiles doubles conduisent à une forte augmentation des fausses détections. Si l'on souhaite conserver un faible taux de fausses détections, la version standard de *Sextractor* perd un faible pourcentage d'objets, variable selon l'encombrement des champs considérés. J'ai simulé des champs d'étoiles artificiels à haut signal sur bruit avec le logiciel *Skymaker*, développé par Terapix, afin de quantifier le nombre d'objets ainsi perdus. J'ai ainsi pu déterminer quelle fraction d'objets simulés n'est pas retrouvée par une analyse *Sextractor* classique utilisant les paramètres ajustés pour optimiser les détections tout en limitant au maximum la contamination par des artefacts. Pour un encombrement comparable aux champs du CFHTLS-Very Wide on perd environ 3% d'objets très proches de sources plus brillantes, et près de 10% pour un encombrement comparable aux images du CFHTLS-Deep.

La photométrie des objets est déterminée par photométrie d'ouverture. Il s'agit simplement d'intégrer tout le flux présent à l'intérieur d'un cercle de diamètre choisi. L'utilisation

¹Par commodité, nous parlerons dans la suite de 'fit de PSF' -Point Spread Function- même si c'est un affreux anglicisme.

d'un diamètre de $1.45 * FWHM$ permet de minimiser le bruit (J.C. Cuillandre, communication privée), avant d'effectuer une correction pour tenir compte du flux de l'objet hors de l'ouverture. Cette correction utilise des étoiles de référence présentes dans le champ et dont la magnitude est connue. Par construction, cette technique de photométrie donne des résultats faux en ce qui concerne les objets étendus, mais comme nous nous intéressons uniquement à des sources ponctuelles, cela ne nuit pas à notre analyse.

Enfin, on a vu dans la section précédente que les naines brunes et les quasars sont des objets plus rouges que 1.5 magnitudes en $i' - z'$. Comme les champs du CFBDS sont environ 1.5 magnitude plus profonds en i' qu'en z' , il existe des objets intéressants détectés en z' et pas en i' , et non le contraire. Il est donc préférable d'utiliser le mode deux images de *Sextractor*, afin d'effectuer une photométrie en i' aux positions exactes détectées en z' . Cela permet de simplifier le traitement des données puisque les objets détectés marginalement ou non détectés en i' sont automatiquement suivis, ceci permettant d'éviter un traitement spécifique. De plus la photométrie en i' est optimisée car elle utilise la position dérivée à partir de l'image z' qui a un bien meilleur signal sur bruit.

A ce stade, nous avons à notre disposition une analyse photométrique et astrométrique aussi bonne que le permet la version publique de *Sextractor* ou tout autre logiciel apte à traiter de gros volumes de données, mais sans que cela réponde complètement à nos attentes. En effet, notre étude était alors limitée par les problèmes suivants :

- La photométrie d'ouverture, même corrigée, est dépendante des fluctuations locales de la fonction d'étalement du point qui amènent plus ou moins de flux dans l'ouverture et dégradent par conséquent la photométrie.
- Comme nous recherchons des sources ponctuelles, la technique la plus précise et la plus robuste pour déterminer leur astrométrie et leur photométrie est naturellement de les ajuster par des PSF.
- La plupart des étoiles doubles serrées et des étoiles superposées à une galaxie sont analysées comme un astre unique. Les composantes secondaires sont alors ignorées, et donc perdues, tandis que la précision sur la photométrie et l'astrométrie de la primaire est significativement détériorée. Il est possible de modifier les paramètres de séparation de sources pour augmenter la proportion de ces objets identifiés comme multiples, mais au prix d'un accroissement considérable du nombre de fausses détections.
- Comme l'image i' est nettement plus profonde, de nombreuses étoiles moins rouges que celles qui nous intéressent encombrant l'image. Lorsqu'elles sont trop proches des objets intéressants repérés en bande z' , ces étoiles sont susceptibles de dégrader la photométrie en bande i' en mode deux images.

La recherche de naines brunes et de quasars à haut redshift utilise des milliers d'images grand champ du CFBDS. Nous avons donc décidé de développer une technique d'analyse des données qui permet de s'affranchir au maximum de ces défauts et autorise une extraction essentiellement automatique. Le fit de PSF étant la solution théoriquement optimale, nous avons décidé de l'utiliser pour analyser les données du CFBDS. En commentaire dans le code publique de *Sextractor*, il existe une version non finalisée d'un fit de PSF. Ce fit de PSF ne fonctionne que dans le mode une image, ajuste une seule PSF par objet et ne calcule pas les erreurs astrométriques et photométriques associées. J'ai donc corrigé et complété cette version de test avant de modifier plus en profondeur le logiciel. L'objectif était de rendre *Sextractor* capable d'ajuster une ou plusieurs PSF sur chaque objet en mode deux images, d'obtenir une photométrie et une astrométrie de meilleures qualités mais aussi d'analyser avec pertinence les étoiles doubles et les objets marginalement séparés.

Principe de l'ajustement de fonction d'étalement du point

Pour ajuster un modèle de PSF aux objets présents sur les images, il faut tout d'abord disposer d'un bon modèle de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle en tout point du champ. Ce modèle définit la fraction du flux total que contient chaque pixel en fonction de sa position par rapport au pic de flux. Sur les images grand champ Megacam, la PSF varie fortement dans le champ et peut prendre des formes très allongées en bord de champ. Notre modèle doit donc varier en fonction de la position de l'objet analysé sur l'image.

Modélisation de la PSF dans le champ avec *Psfex*

Le programme *Psfex* a été développé par Emmanuel Bertin, (Bertin et al. 2008) pour déterminer un modèle de PSF qui réponde à ces exigences. La variation du modèle de PSF dans le champ est modélisée par une variation polynomiale d'ordre ajustable, et rentre en compte dans la minimisation du χ^2 . Les déformations les plus simples et les plus significatives de la PSF ont une variation radiale et sont donc assez bien représentées par un polynôme d'ordre 2. Dans le cas d'images composites, coadditions de plusieurs petites images individuelles formant une image plus grande, l'utilisation d'un polynôme d'ordre plus élevé est souvent nécessaire. A l'ordre 0, sans variation spatiale, le modèle final est donc une image de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle. Lorsque l'on introduit une variation spatiale polynomiale, chaque coefficient du polynôme est donc une image. Ces vignettes qui représentent la PSF et sa dérivée spatiale sont sur-échantillonnées lorsque l'image initiale est sous-échantillonnée afin que le modèle respecte le critère de Shannon.

Psfex ajuste les paramètres du modèle par minimisation du χ^2 du modèle appliqué sur cette sélection d'étoiles 'prototypes' par un fit de Levenberg-Marquardt. Ces prototypes sont des étoiles isolées dont le signal sur bruit est élevé. Elles sont sélectionnées à partir d'un catalogue *Sextractor* standard.

Le χ^2 d'une modélisation est défini comme suit :

$$\sum_{i=1}^{npix} \frac{(fpix(i) - fmodel(i))^2}{\sigma(i)^2} \quad (3.1)$$

Où $npix$ est le nombre de pixels sur lesquels on ajuste la PSF (Par défaut 25x25), et où $fpix(i)$, $fmodel(i)$ et $\sigma(i)$ sont respectivement le flux observé, le flux du modèle de PSF et le bruit au pixel i .

Chaque prototype a un poids proportionnel à son signal sur bruit, ce qui permet d'accepter un large éventail de prototypes sans risquer que ceux dont le signal sur bruit est moins bon n'injectent trop de bruit dans le modèle. Entre chaque étape, les prototypes dont le χ^2 reste élevé sont éliminés de la sélection et le modèle est affiné à partir des prototypes survivants.

On peut facilement visualiser la pertinence des résultats de *Psfex* grâce aux images de diagnostic qu'il produit, notamment celle des résidus de la soustraction des prototypes par le modèle final. La figure 3.2 illustre le bon fonctionnement de *Psfex*. Sur cette image qui représente les résidus de soustraction des prototypes par le modèle de PSF, le prototype est presque complètement effacé, tandis que les objets proches restent intouchés. Quand le nombre d'étoiles prototypes disponibles sur une image devient faible, la qualité du modèle décroît. A l'ordre 0 cette dégradation du modèle est une baisse de signal sur bruit, avec une variation en racine carrée du nombre de prototypes. Mais plus ce nombre est faible, plus un prototype erroné (une étoile double par exemple) a un poids important dans le modèle.

Ces mauvais prototypes, qui sont en général éliminés dans les étapes intermédiaires de minimisation du χ^2 , peuvent alors influencer gravement sur le modèle final.

Cependant, *Psfex* est robuste et peut déterminer des modèles de PSF acceptables avec moins d'une dizaine de prototypes. Avec les images Megacam, qui contiennent sur chaque détecteur des milliers d'étoiles, les résultats sont en général excellents. Comme *Psfex* crée un modèle empirique, sans a priori sur la forme de la PSF, il est capable de rendre compte efficacement des déformations parfois exotiques de la PSF en bord de champ de Megacam. Le seul inconvénient de ce modèle empirique est que dans de rares cas, quand un prototype initial avec un très haut signal sur bruit n'est pas pertinent (objet double ou qui contient trop de mauvais pixels), le résultat final peut être absurde. Mais un tel résultat induit inévitablement un χ^2 final très élevé qui est facilement identifiable. Pour retrouver un modèle de bonne qualité, il suffit alors d'ajuster les paramètres de *Psfex* pour éliminer cet objet atypique .

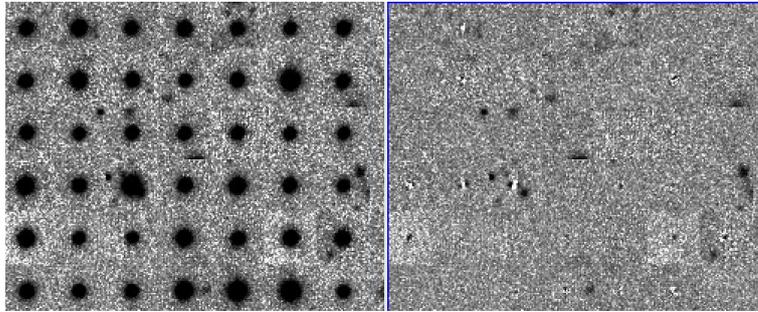


FIG. 3.2: Sur la panneau de gauche, on peut voir des vignettes d'étoiles retenues comme prototypes par *Psfex*, ici sur un champ du CFHTLS-Wide. Sur le panneau de droite, les mêmes étoiles après soustraction du modèle final de PSF dérivé par *Psfex*.

Fit de PSF avec *Sextractor*

Une fois que l'on a obtenu un bon modèle de PSF avec *Psfex*, il faut utiliser ce modèle pour déterminer précisément l'astrométrie et la photométrie de toutes les sources sur l'image analysée.

Le principe de fonctionnement est le suivant : pour chaque objet détecté classiquement par *Sextractor*, on ajuste un modèle de PSF produit par *Psfex*, avec comme variables la position en 2 dimensions du pic de flux et le flux total. On a donc trois paramètres par PSF ajustée sur un nombre de pixel $npix$. Le nombre de degrés de liberté dans le cas d'un fit à $npsf$ PSFs est donc de $npix - 3.npsf$. La variation spatiale du modèle est non linéaire, tandis que sa composante en flux est linéaire. L'ajustement se fait par la méthode des moindres carrés appliquée à ce modèle non linéaire à trois dimensions. Le χ^2 est minimisé par une décomposition en valeurs singulières. L'erreur sur le flux et l'erreur sur la position sont alors directement extraites des composantes diagonales de la matrice de covariance. Un autre sous produit intéressant du fit de PSF est le χ^2 qui est une mesure mathématiquement rigoureuse de l'écart entre la source analysée et le modèle de source ponctuelle, qui rend donc directement compte de l'apparence stellaire des objets étudiés. La limite de l'utilisation du χ^2 pour discriminer les sources ponctuelles des sources étendues est que sa valeur, y compris

pour des étoiles simples, dépend assez fortement de la qualité du modèle de PSF que l'on utilise : il n'existe pas de seuil absolu de χ^2 qui permette de distinguer efficacement les étoiles des galaxies ou des artefacts. Le critère de sélection des sources ponctuelles avec le χ^2 du fit de PSF qui est décrit dans la section suivante est extrêmement efficace, mais c'est un critère relatif, qui doit être recalé sur la médiane des étoiles du champ.

Nous disposons à ce stade d'un fit fonctionnel ajustant une PSF par objet, avec comme conséquence directe une amélioration de la précision du fit et un traitement plus judicieux des objets doubles, le fit de PSF ajustant le flux d'une des composantes là où la photométrie d'ouverture additionne le flux des objets. Par ailleurs le temps de calcul n'augmente pas notablement lors du fit à une PSF, seule la construction de la PSF demandant un temps de calcul supplémentaire notable.

Amélioration de la précision astrométrique et photométrique par fit de PSF

Fit de PSF Vs photométrie d'ouverture : Images artificielles

Afin de quantifier l'amélioration entre photométrie d'ouverture et ajustement de fonction d'étalement du point, j'ai simulé des champs d'étoiles avec le logiciel *Skymaker*. Ces simulations prennent en compte le bruit de fond de ciel, le bruit de lecture, le seeing et le halo de saturation des étoiles brillantes, ce qui augmente leur validité en tant qu'images de test. Leur seule limitation est qu'elles sont notablement plus 'propres' que les images de science. En effet, les défauts de l'optique du détecteur ne sont pas inclus, pas plus que les variations de la PSF dans le champ. Il est donc probable que les bénéfices du fit de PSF sont plus marqués pour les images réelles que pour ces images de test puisque notre PSF tient compte de ces variations liées aux défauts de l'optique. Connaissant les magnitudes exactes des objets simulés j'ai pu évaluer la qualité comparée de l'astrométrie et de la photométrie avec ou sans fit de PSF. Un exemple est illustré par la figure 3.3 associée au tableau 3.1.

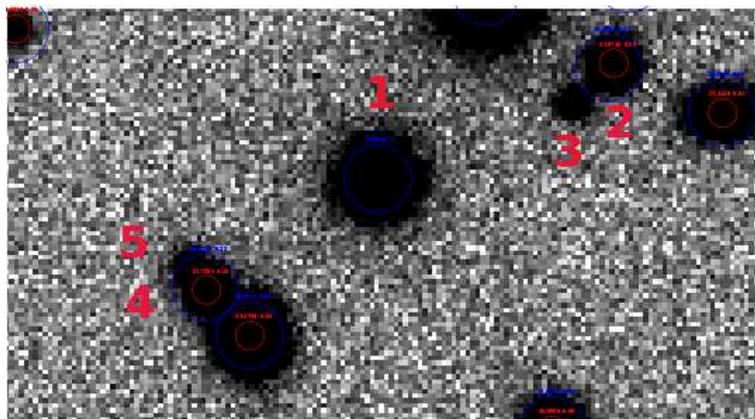


FIG. 3.3: En bleu la photométrie dans l'ouverture représentée par le cercle de même couleur. En rouge le cercle localise le pic de la PSF dans le cas d'un fit à une PSF. Image simulée

On remarque tout d'abord que l'ajustement de PSF élimine les étoiles saturées de la détection, comme celle du centre de la figure 3.3, la photométrie obtenue étant faussée quelle que soit la méthode employée. Un autre point est que dans le cas des systèmes multi-

ples la photométrie d'ouverture intègre dans le diamètre de l'ouverture du flux provenant de plusieurs objets distincts mais rapprochés. Dans ce cas, le positionnement par fit de PSF est plus pertinent car centré sur le pic de l'objet le plus brillant alors que la photométrie d'ouverture a tendance à centrer sur le barycentre du flux total des deux objets. La photométrie est par conséquent notablement meilleure avec l'ajustement de PSF. La composante la plus brillante des objets multiples est aussi mieux singularisée par le fit de PSF qui est moins sensible aux flux des objets voisins dans la mesure où le poids de chaque pixel dans le modèle de PSF est fortement décroissant quand on s'éloigne du centre. On retrouve donc une photométrie acceptable pour les objets les plus brillants de systèmes multiples très serrés comme le système double et le système triple visible sur la figure 3.3.

3.2.2 Ajustement de PSF multiple pour chaque objet

L'étape suivante a été d'améliorer la photométrie des étoiles multiples et d'identifier chacune de leurs composantes. La nécessité d'ajuster plusieurs PSF apparaît dès que des sources se recouvrent significativement. Il est donc nécessaire de diviser chaque objet identifié par la procédure initiale de détection utilisée en une ou plusieurs PSF. Un objet est identifié par *Sextractor* comme un groupe de pixels adjacents ayant une intensité supérieure à un seuil. Chaque détection est alors analysée par une routine de nettoyage qui élimine efficacement une bonne partie des résultats les plus aberrants. Chaque détection confirmée est alors analysée par une routine standard de *Sextractor* qui s'occupe de la séparation des sources, découpant au besoin l'objet initial en plusieurs objets distincts. Avec un ajustement précis de ses paramètres, cette routine de *deblending* peut être très efficace pour séparer les sources, au prix de l'apparition de nombreuses fausses détections. L'utilisateur est alors contraint de faire un compromis entre l'exhaustivité et la fiabilité des détections. Comme ce dernier critère est le plus strict pour l'analyse du CFBDs, ce choix se traduit par la perte des composantes secondaires quand les sources sont très proches, à moins de quelques FWHM, la valeur exacte dépendant du signal sur bruit et du contraste des sources en question.

L'analyse à plusieurs PSF permet de ne pas faire de compromis : on utilise des critères conservateurs pour la séparation des sources, afin de minimiser le nombre de fausses détections, tandis que le fit de PSF se charge de résoudre les systèmes multiples et d'analyser proprement chacune de leur composantes. Au final la quasi-totalité des composantes secondaires repérables manuellement sont identifiées (Cf figure 3.4), et même mieux (Cf figures 3.5 et 3.6). Seuls les objets faibles situés à proximité d'étoiles saturées sont parfois perdus. Par rapport à une analyse classique, on peut ainsi retrouver 2 à 3% d'objets stellaires supplémentaires pour un encombrement équivalent à celui des champs en bande z' et du CFHTLS-Very-Wide ou du RCS2, et près de 10% pour un encombrement similaire aux images du CFHTLS-Deep.

L'ajout d'une routine de filtrage a permis d'éviter d'ajuster des PSF sur des fluctuations du bruit, en imposant un signal sur bruit supérieur à 1σ ainsi qu'un contraste minimal entre les composantes secondaires et la composante primaire. L'optimum résultat-temps de calcul est d'ajuster jusqu'à 3 PSF par objet initialement détecté par *Sextractor* dans les images de science du CFHTLS-Deep, et de deux dans des champs moins encombrés, comme ceux du RCS-2 et du CFHTLS-Very-Wide. Dans le cas des galaxies, le fit de PSF multiples

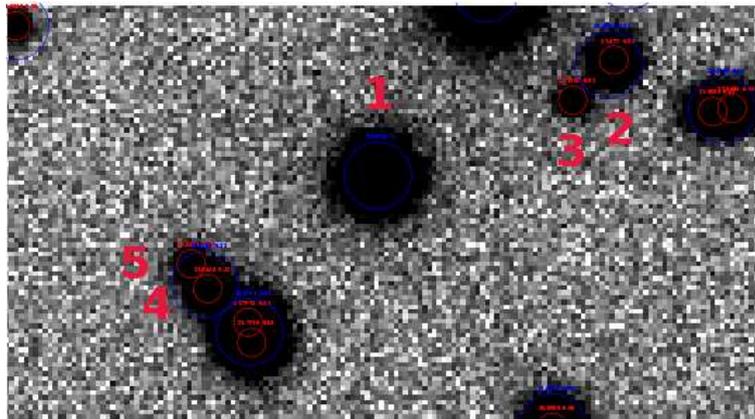


FIG. 3.4: En bleu la photométrie dans l'ouverture représentée par le cercle de même couleur. En rouge le cercle localise le pic de la PSF dans le cas d'un fit à deux PSF. Image simulée

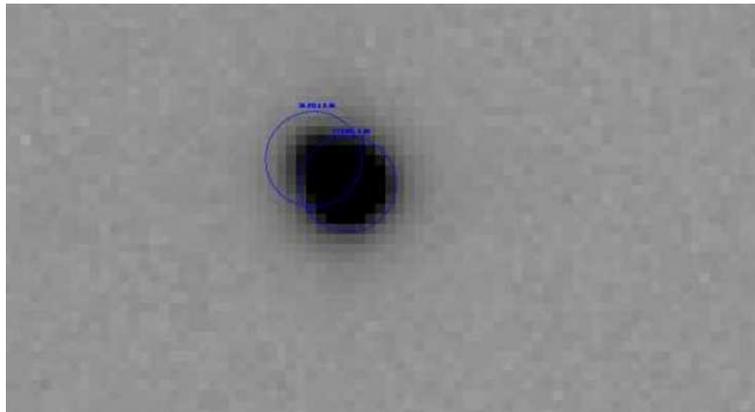


FIG. 3.5: Une étoile double repérée en i' et en z' par un fit à trois PSF, séparation calculée : $0.80'' \pm 0.025$. Image réelle.

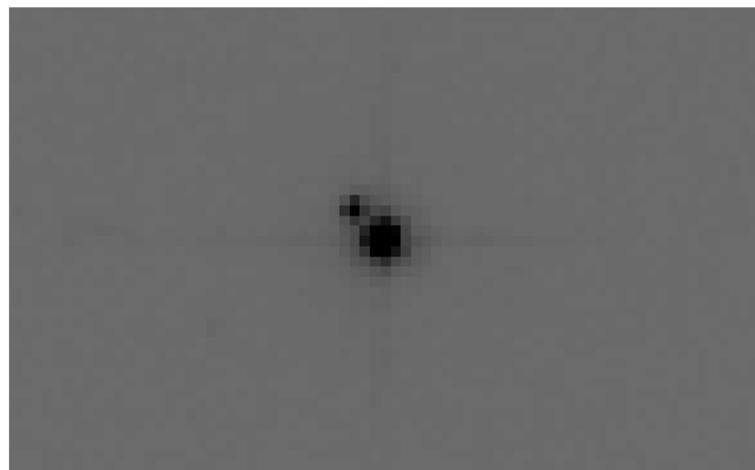


FIG. 3.6: La même étoile observée avec la caméra ACS, en bande i , du Hubble Space Telescope, séparation mesurée : $0.82'' \pm 0.035''$: détection confirmée d'une naine de type L précoce de couleur $i' - z' = 1.55$!

3.2 Améliorations de SExtractor : ajustement de fonctions d'étalement du point multiples en mode de

n'améliore pas la pertinence de la photométrie obtenue et introduit un problème supplémentaire dans leur analyse : ces objets sont souvent découpés en plusieurs composantes sans aucune réalité physique. La figure 3.4 avec son système galaxie+étoile double dans le coin inférieur gauche, ainsi que la figure 3.1 illustrent à la fois cet inconvénient et l'un des avantages du fit multiple, qui est de repérer toutes les composantes d'un système multiple. En pratique, la seule influence sur notre recherche de naines brunes et de quasars serait de créer de faux objets rouges si la scission des galaxies en plusieurs PSF se faisait différemment en bandes z' et i' . Le fit de PSF multiple à deux images, discuté plus loin, permet de résoudre ce problème puisque les galaxies sont alors découpées à l'identique dans toutes les longueurs d'onde.

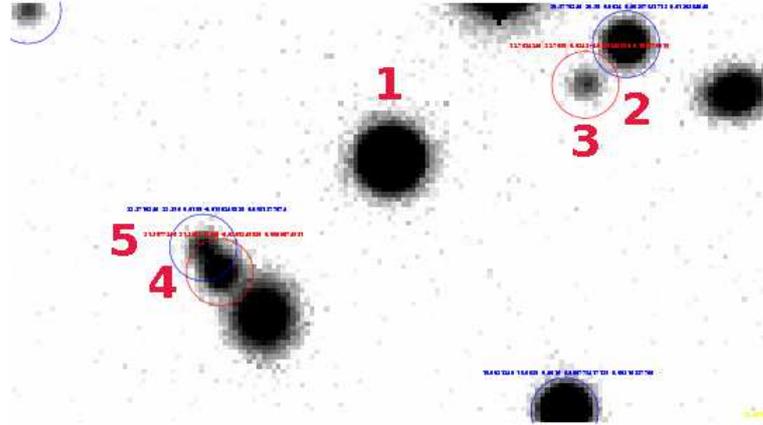


FIG. 3.7: Les objets stellaires non saturés présents sur l'image simulée de la figure 3.4, sont ici on repérés par des cercles. Les paramètres de ces étoiles sont détaillés dans la table 3.1. En rouge quand l'erreur réelle est supérieure à deux fois l'erreur estimée par un fit à deux PSF.

Identifiant	étoile simple	étoiles doubles		étoiles doubles+galaxie	
	1	2	3	4	5
Phot. O^1	$19.56 \pm .002$	$20.65 \pm .04$	non détectée	$21.27 \pm .007$	non détectée
Fit 1 PSF	$19.60 \pm .002$	$20.58 \pm .003$	non détectée	$21.26 \pm .006$	non détectée
Fit 2 PSF	$19.60 \pm .002$	$20.58 \pm .003$	$22.71 \pm .024$	$21.37 \pm .006$	$22.36 \pm .02$
Mag. R^2	19.60	20.58	22.76	21.40	22.37

TAB. 3.1: Résultats photométriques comparés des différentes techniques utilisées, après correction d'ouverture. Les étoiles numérotées de 1 à 5 sont visualisables sur la figure 3.7.

¹ Photométrie d'ouverture, ² Magnitude réelle de l'étoile simulée

L'exemple analysé dans la figure 3.7 et la table 3.1 illustre les avantages du fit de PSF multiple, que j'ai utilisé pour l'analyse des images du CFBDS. Ce champ a été choisi pour sa densité en cas 'difficiles', et n'est pas représentatif de l'ensemble des images étudiées. De même, notre analyse ne porte que sur les objets stellaires non saturés qui sont les seuls candidats possibles pour la recherche de naines brunes et de quasars à haut redshift. L'étoile

isolée et brillante (étoile 1), est analysée correctement dans tous les cas mais l'erreur est significativement sous estimée par la photométrie d'ouverture. Même dans ce cas simple, le fit de PSF est donc plus fiable. Dans le cas d'une étoile double (étoiles 2,3 et 5), le fit à deux PSF est bien meilleur que le fit à une PSF qui lui même donne des résultats significativement améliorés par rapport à la photométrie d'ouverture. On peut étudier l'influence de la proximité d'une galaxie, théoriquement le point faible du fit de PSF, avec l'étoile 4. Dans ce cas on voit effectivement que le fit à une PSF donne un résultat comparable à celui de la photométrie d'ouverture, mais que le fit à plusieurs PSF est de loin meilleur, même s'il sous estime encore l'erreur. Même près de galaxies, le fit de PSF multiple que j'ai appliqué sur les images de science est donc bien plus précis que ce que l'on peut obtenir avec la version publique de *SExtractor*. Sur cet exemple, le fit à plusieurs PSF trouve toutes les composantes des systèmes multiples et estime leur magnitude avec une précision de quelques centièmes de magnitude, marquant une amélioration considérable par rapport à la photométrie d'ouverture.

Les bénéfices apportés par le fit de PSF multiple sont donc doubles :

- L'analyse astrométrique et photométrique des sources proches dont les flux sont mélangés est bonne pour toutes les sources ponctuelles.
- La détection de sources faibles proches de sources brillantes est optimale, permettant d'identifier un maximum de sources sans augmenter le taux de fausses détections.

3.2.3 Fit de PSF Vs photométrie d'ouverture :étoiles artificielles dans les images de science

L'injection d'étoiles artificielles dans des images réelles du CFBDS, initialement entreprise dans l'objectif de déterminer la complétude du CFBDS (Cf section "*Complétude et fonction de sélection*") apporte aussi des informations sur la qualité du fit de PSF comparée à celle de la photométrie d'ouverture. Cela m'a permis de mener une étude comparable à celle basée sur des images artificielles, mais en utilisant un très grand nombre d'images encore plus représentatives des images réelles. Au final cette analyse porte sur 1 500 000 étoiles artificielles injectées dans près de 600 images de science. L'ouverture utilisée pour la photométrie d'ouverture (environ $1.45 \times \text{FWHM}$) optimise le rapport signal à bruit. Une correction d'ouverture de 0.3 à 0.4 magnitude est appliquée en calibrant sur les étoiles artificielles les plus brillantes. Dans le cas de la photométrie par PSF, ces tests ont montré l'existence d'un faible offset variant de -0.03 à +0.02 magnitude selon la FWHM des images. Cet offset a pour origine le modèle de PSF créé par *Psfex*, dont la normalisation en flux utilise une photométrie d'ouverture. Comme cette ouverture est en général choisie large (J'utilise une ouverture de 30 pixels pour une FWHM variant entre 3 et 5 pixels) et que les prototypes utilisés par *Psfex* ont un bon signal sur bruit, cet effet reste faible. Afin de comparer les distributions d'erreurs en éliminant cet offset, j'ai également appliqué une correction d'ouverture à la photométrie par PSF.

Les biais liés à l'utilisation d'étoiles artificielles sont minimisés dans ce cas mais existent toujours. Le plus évident vient de la construction de ces étoiles artificielles : elles ont la forme du modèle de PSF à l'ordre 0 de chaque détecteur. Ce sont donc des PSF qui, contrairement à celles des étoiles réelles, ne varient pas dans le champ. Comme le champ reste petit, l'effet est faible, mais il n'est pas négligeable : le modèle de PSF utilisé pour ajuster les étoiles artificielles est donc légèrement faux par construction. A contrario, l'un des principaux défauts de la photométrie d'ouverture est éliminé : la correction d'ouverture

pour les étoiles artificielles est calibrée sur des étoiles de référence prises uniquement parmi ces étoiles artificielles. Elle est donc optimale sur tout le champ même si la forme des étoiles réelles varie. Cette non-variation spatiale des étoiles artificielles sous estime donc légèrement les performances de la photométrie par PSF tandis qu'elle surestime celles de la photométrie d'ouverture. L'estimation des bénéfices de la photométrie par fit de PSF développée ci dessous est donc plutôt pessimiste.

Le bruit mesuré par *Sextractor* pour le fit de PSF est en moyenne inférieur de 8% à l'estimation d'erreur calculée par la photométrie d'ouverture. Comme les critères de sélection de nos candidats font intervenir le signal sur bruit des sources, qui doit être meilleur que 10, cette réduction de l'erreur mesurée par le fit de PSF se traduit directement par une augmentation du volume du CFBDS, puisque plus d'objets sont retenus. En nous intéressant maintenant à l'estimation de l'erreur réelle, dérivée à partir des magnitudes connues des étoiles artificielles, nous allons pouvoir vérifier si cette belle assurance du fit de PSF dans l'estimation de l'erreur est justifiée par une précision accrue.

La figure 3.8, montre la distribution des erreurs normalisée à leur estimation sur 11 images du CFHTLS-Very-Wide. La grandeur représentée ici est donc :

$$\frac{M_{observee} - M_{reelle}}{\sigma_{fitPSF}}$$

La distribution d'erreur de 68.0% des objets est comprise entre +1 et -1 σ , 92.6% entre +2 et -2 σ , et 98.2% entre +3 et -3 σ . L'allure générale est bien celle d'une gaussienne, même si les ailes de la distribution sont notablement plus fournies et s'en écartent. Les distributions d'erreur sont légèrement décentrées, avec un décalage de $\approx -0.06\sigma$, dû à la contamination de la photométrie par le flux des objets proches.

Lorsque l'on étudie les erreurs de la photométrie, il faut distinguer le coeur de la distribution et ses ailes, qui rendent compte d'erreurs non gaussiennes, comme la contamination par des rayons cosmiques, des objets étendus ou simplement des objets proches. Dans le cas des erreurs 'gaussiennes', entre -3 σ et +3 σ , qui concernent essentiellement des étoiles simples, la précision photométrique moyenne est améliorée de 5% par rapport à la photométrie d'ouverture. Même si l'on n'applique pas de correction d'ouverture au fit de PSF pour éliminer le faible offset décrit plus haut, la précision du fit de PSF reste au moins égale à celle de la photométrie d'ouverture optimale corrigée. Quand on inclut la queue de la distribution, au delà de 3 σ dans ce calcul de la précision photométrique, l'amélioration moyenne induite par le fit de PSF passe à plus de 35%. Les objets que l'on ajoute au calcul de la moyenne de cette amélioration constituent 1 à 2% du total dans le cas du fit de PSF et 2 à 3% pour la photométrie d'ouverture, mais dans le cas de la photométrie par ajustement de PSF ces erreurs non gaussiennes sont mieux contrôlées et dépassent rarement 10 σ en amplitude. L'écart type de la distribution d'erreur totale de la photométrie d'ouverture, s'accroît de près de 80% par rapport à l'écart type du coeur de la distribution. Dans le cas du fit de PSF cet accroissement de l'erreur moyenne est seulement de 15%. Cette amélioration est d'autant plus spectaculaire qu'elle a été calculée sur les champs les moins profonds du CFBDS et que le nombre d'objets dont la photométrie est 'difficile' dépend sensiblement de l'encombrement des champs. Encore une fois nos estimations sont donc plutôt conservatives.

En matière de précision photométrique les bénéfices apportés par la photométrie par fit de PSF sont donc doubles :

3 Analyse des données du Canada France Brown Dwarfs Survey

- Une amélioration de la précision globale de 5% sur les détections les plus classiques, des étoiles isolées.
- Une maîtrise des détections 'difficiles', principalement des objets contaminés par des rayons cosmiques ou du flux provenant de galaxies ou d'étoiles très proches. Dans ces cas où la photométrie d'ouverture donne des résultats aberrants, les résultats de la photométrie par fit de PSF restent utilisables. Cette robustesse du fit de PSF est particulièrement positive pour l'analyse du CFBDS pour laquelle la maîtrise des fausses détections est primordiale.

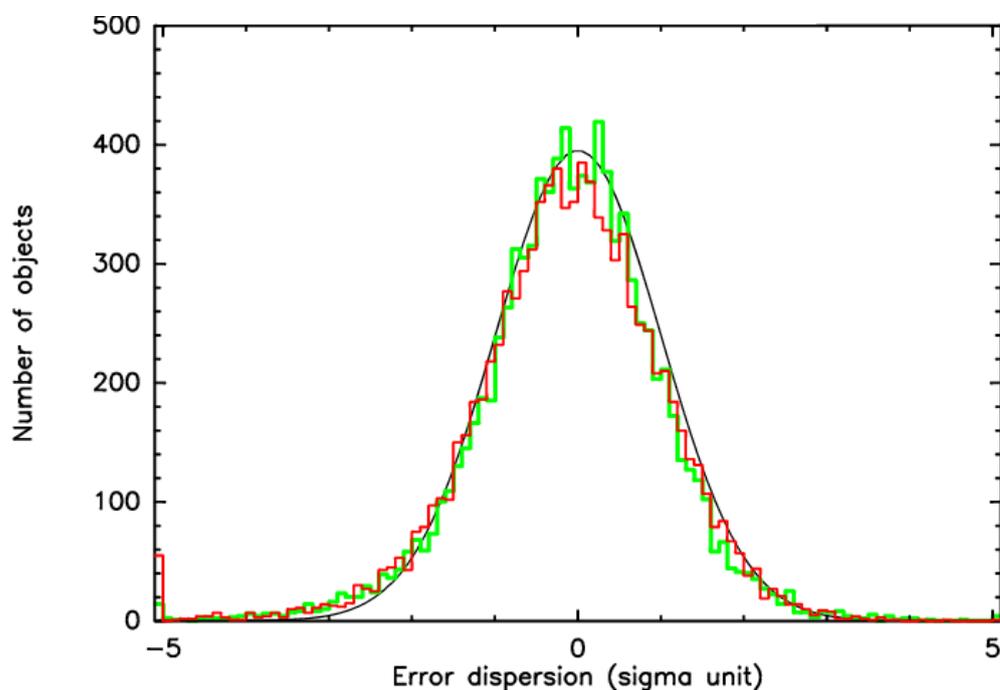


FIG. 3.8: En vert la distribution d'erreurs, normalisée par l'erreur mesurée par *SExtractor* pour le fit de PSF. En rouge, la distribution d'erreur dans le cas de la photométrie d'ouverture. A titre indicatif, la courbe noire représente une gaussienne centrée en 0.

Précision astrométrique

Même si la précision astrométrique nécessaire pour le CFBDS n'est clairement pas un facteur contraignant, j'ai utilisé les images du CFBDS avec des étoiles artificielles pour quantifier cette précision. En moyenne, sur l'ensemble des objets détectés, l'astrométrie par fit de PSF est 30% meilleure que l'astrométrie standard *SExtractor*. Si on la compare à l'astrométrie de dernière génération, par 'fenêtre', utilisable sur la dernière version de *SExtractor*, l'astrométrie par fit de PSF reste en moyenne 15% meilleure. La précision moyenne est de $0.03''$. Comme le résume la table 3.2, cette amélioration varie en fonction du rapport signal sur bruit des sources : elle est optimale pour les sources à plus grand signal sur bruit.

Erreur Astrométrique	Tous les Objets	S/N < 20	20 > S/N > 50	50 > S/N > 70	S/N > 70
Par fit de PSF	0.032	0.054	0.022	0.011	0.009
Par 'fenêtre'	0.037	0.061	0.026	0.015	0.013
Standard	0.045	0.067	0.035	0.022	0.020

TAB. 3.2: Erreur astrométrique moyenne en secondes d'arc, sur une image de test avec un seeing de $0.65''$. Les trois types d'astrométrie disponibles avec *SExtractor* sont comparées ici.

3.2.4 Ajustement de PSF multiple à deux images

L'objectif de mon travail étant de déterminer avec précision la couleur en $i' - z'$ de tous les objets rouges présents sur les images du CFBDS, l'analyse à deux images est la plus adaptée. On rappelle que cela consiste à détecter les objets sur l'image z' , sur laquelle les objets rouges ont un meilleur signal sur bruit, suivie d'une photométrie sur l'image en bande i' aux positions exactes repérées en bande z' . Le fit de photométrie en i' se fait alors sur la seule composante de flux, la position étant fixée par le fit de détection. Cette technique a l'avantage de ranger les objets dans le même ordre dans les catalogues issus des deux images, ce qui permet de les retrouver facilement, mais elle permet surtout de conserver exactement le même découpage des galaxies sur chaque image, ce qui réduit considérablement le nombre de fausses détections d'objets rouges engendrées par le fit de PSF, inadéquat pour les galaxies. En effet les galaxies résolues sont de couleur bleue et ne polluent donc pas notre sélection d'objets rouges.

Un autre avantage de l'analyse en mode deux images vient du fait que nos objets les plus intéressants sont les plus rouges : ceux qui sont détectés en bande z' , mais pas en i' . Le mode deux images force une analyse en bande i' à la position de l'objet détecté en z' , permettant d'analyser même une détection des plus marginales, sans introduire de fausses détections. Enfin comme la position est déterminée à partir de l'image en bande z' , l'utilisation de cette information avec un meilleur rapport signal sur bruit permet d'optimiser la photométrie en bande i' .

Enfin, de manière tout à fait imprévue, mais fort opportune, le mode deux images est très efficace pour identifier les objets à fort mouvement propre. Comme ces objets changent de position entre les deux images, la photométrie en bande i' , à la position de la détection en z' , est décentrée par rapport au centroïde du flux. La conséquence directe est une sous estimation du flux en i' , qui rougit l'objet et le fait ressortir dans notre sélection. Si les objets à très fort mouvement propre étaient nombreux, ils pourraient constituer une source de pollution, mais en pratique ces objets appartiennent à deux catégories particulièrement intéressantes. L'une d'elle regroupe des objets qui doivent leur fort mouvement propre à leur faible distance au Soleil. Ces objets sont peu nombreux et ceux qui n'ont pas encore été découverts sont en général peu lumineux : ce sont des étoiles de très faible masse ou des naines brunes dont la proximité facilite grandement l'étude approfondie. La deuxième catégorie compte des objets plus lointains dont la vitesse absolue est donc très élevée, en général des étoiles du disque épais ou même du halo, à faible métallicité. Très peu de naines L sous-métalliques sont connues (Lépine et al. 2003; Burgasser et al. 2007), et l'étude de ces objets est l'un des objectifs principaux du CFBDS.

Cette approche à deux images rend donc l'analyse d'image à la fois plus pertinente pour

la recherche d'objets rouges et plus pratique puisqu'aucune identification croisée des objets entre deux catalogues (i' et z') n'est nécessaire. Elle exige toutefois une bonne précision du recalage pixel à pixel entre les deux images. En pratique notre positionnement est meilleur que 1 pixel, ce qui est largement suffisant.

3.3 Sélection des candidats

Une fois des catalogues propres obtenus en bande i' et en bande z' , il faut identifier les quelques candidats naines brunes ou quasars à haut redshift parmi les dizaines de milliers de sources repérées sur chaque image. Le premier critère est la couleur très rouge qui caractérise ces objets. Etant donné leur rareté, ce critère de sélection doit être suffisamment agressif pour limiter la contamination par des objets un peu moins rouges mais beaucoup plus nombreux. En effet, la dispersion naturelle des erreurs photométriques conduit à mesurer une petite fraction de ces objets comme plus rouges qu'ils ne sont, alors que les naines M, de couleur $i' - z'$ comprise entre 0.4 et 1.5, sont des milliers de fois plus nombreuses que les naines brunes que nous recherchons. Nous avons choisi de fixer notre critère de sélection en couleur à $i' - z' > 1.7$, ce qui sélectionne en moyenne tous les objets plus tardifs que L3 et qui est assez éloigné du domaine de couleur des naines M pour que la contamination reste gérable. Cette contamination sera étudiée plus en détail dans le chapitre suivant. De même nous n'utilisons que les détections les plus fiables, en ne retenant que les détections en bande z' dont l'erreur photométrique nominale est inférieure à 0.1 magnitude. Cela correspond à un rapport signal sur bruit (S/N) de 10 environ, si on ne tient pas compte de la corrélation du bruit entre pixels décrit dans le chapitre précédent. Compte tenu de cette corrélation, ce critère de sélection correspond à un rapport signal sur bruit réel de 6 à 7.

Une image typique du RCS-2 compte environ 50 000 sources détectées par *Sextractor*. Une simple sélection avec $i' - z' > 1.7$ et $S/N > 10\sigma$, identifie de l'ordre de 10000 candidats. En utilisant une carte de mauvais pixels et des critères morphologiques simples pour éliminer les rayons cosmiques, on peut réduire ce nombre à moins de 1000, ce qui n'est toujours pas assez sélectif puisque en moyenne seuls 1 ou 2 de ces objets sont vraiment intéressants. Nous avons pu réduire ce nombre de candidats en utilisant un critère de sélection basé sur le χ^2 du fit de PSF, qui mesure directement à quel point l'objet ressemble à une source ponctuelle. Un souci est que le χ^2 d'une source ponctuelle peut être assez différent de 1, si le modèle de PSF, déterminé par PSFex, n'est pas parfait. En pratique, la qualité du modèle varie sur chaque image analysée. Le critère de filtrage en χ^2 que j'ai mis au point n'est donc pas un critère absolu ($\chi^2 < 1.5$ par exemple) mais un critère relatif. A l'aide d'étoiles avec un signal sur bruit correct et une allure stellaire évidente d'après des critères morphologiques simples (rapport de flux sur plusieurs ouvertures et indice de stellarité standard de *Sextractor*), je détermine un χ^2 stellaire moyen sur l'image. Comme un ajustement sur un objet à haut signal sur bruit est plus sensible à des imperfections du modèle que un ajustement sur un objet plus faible, on constate en pratique que le χ^2 stellaire moyen varie avec le signal sur bruit (S/N). Le critère de filtrage utilisé est alors :

$$\chi^2(S/N) < (\chi^2_{moyen}(S/N) + 3\sigma_{\chi(S/N)})$$

La procédure de sélection que j'utilise, décrite plus avant dans Delorme et al. (2008b), inclus ci-après, identifie alors en moyenne entre 10 et 50 candidats par degré carré. Un contrôle visuel permet ensuite de sélectionner les quelques candidates naines brunes qui

seront retenues pour un suivi en bande J . Cette variation d'un facteur 5 sur le nombre de candidats sélectionnés dépend faiblement de la qualité du modèle de PSF. La majorité des candidats identifiés automatiquement et rejetés par l'analyse visuelle sont en effet des astéroïdes, dont le nombre varie grandement selon la proximité à l'écliptique. Les astéroïdes sont des sources ponctuelles et sur les poses assez courtes du RCS-2 (360s), un fit à deux PSF rend bien compte de l'allongement qui résulte de leur mouvement propre. Le fit de PSF traite ces sources légèrement allongées comme des étoiles doubles serrées, et le χ^2 résultant est souvent bon. Ce problème se pose pour les images avec une seule pose par champ, en pratique uniquement celles du RCS-2. Cette contamination est éliminée visuellement en observant des images des mêmes champs prises dans d'autres longueurs d'onde (généralement g ou r) juste avant ou juste après les images z' . Cela met clairement en évidence le mouvement propre des astéroïdes avec une base de temps plus longue, ainsi que leur couleur plus neutre que celle des objets que nous recherchons.

Finding ultracool brown dwarfs with MegaCam on CFHT: method and first results [★]

P. Delorme¹, C.J. Willott², T. Forveille¹, X. Delfosse¹, C. Reylé³, E. Bertin⁴, L. Albert⁵, E. Artigau⁶, A.C. Robin³, F. Allard⁷, R. Doyon⁸, and G.J. Hill⁹

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université J. Fourier, CNRS, UMR5571, Grenoble, France

² University of Ottawa, Physics Department, 150 Louis Pasteur, MacDonald Hall, Ottawa, ON K1N 6N5, Canada

³ Observatoire de Besançon, Institut Utinam, UMR CNRS 6213, BP 1615, 25010 Besançon Cedex, France

⁴ Institut d'Astrophysique de Paris-CNRS, 98bis Boulevard Arago, F-75014, Paris, France

⁵ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI96743, USA

⁶ Gemini Observatory Southern Operations Center c/o AURA, Casilla 603 La Serena, Chile

⁷ C.R.A.L. (UMR 5574 CNRS), école Normale Supérieure, 69364 Lyon Cedex 07, France

⁸ Département de physique and Observatoire du Mont Mégantic, Université de Montréal, C.P. 6128, Succursale Centre-Ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada

⁹ McDonald Observatory, University of Texas at Austin, 1 University Station C1402, Austin, TX 78712-0259, USA

ABSTRACT

Aims. We present the first results of a wide field survey for cool brown dwarfs with the MegaCam camera on the CFHT telescope, the Canada-France Brown Dwarf Survey, hereafter CFBDS. Our objectives are to find ultracool brown dwarfs and to constrain the field-brown dwarf mass function thanks to a larger sample of L and T dwarfs.

Methods. We identify candidates in CFHT/MegaCam i' and z' images using optimised psf-fitting within Source Extractor, and follow them up with pointed near-infrared imaging on several telescopes.

Results. We have so far analysed over 350 square degrees and found 770 brown dwarf candidates brighter than $z'_{AB}=22.5$. We currently have J -band photometry for 220 of these candidates, which confirms 37% as potential L or T dwarfs. Some are among the reddest and farthest brown dwarfs currently known, including an independent identification of the recently published ULAS J003402.77-005206.7 and the discovery of a second brown dwarf later than T8, CFBDS J005910.83-011401.3. Infrared spectra of three T dwarf candidates confirm their nature, and validate the selection process.

Conclusions. The completed survey will discover ~ 100 T dwarfs and ~ 500 L dwarfs or M dwarfs later than M8, approximately doubling the number of currently known brown dwarfs. The resulting sample will have a very well-defined selection function, and will therefore produce a very clean luminosity function.

Key words. Low mass stars: Brown Dwarfs – photometry – spectroscopy – Methods: data analysis – Surveys

Send offprint requests to: P. Delorme, e-mail: Philippe.Delorme@obs.ujf-grenoble.fr

[★] Based on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, and the University of Hawaii. This work is based in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS. Based on observations made with the ESO New Technology Telescope at the La Silla Observatory under programme ID 76.C-0540(A), 77.C-0594, 77.A-0707, 78.A-0651, 78.C-0629 and 79.A-0663. 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 Science and Technology Facilities Council (United Kingdom), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), CNPq (Brazil) and CONICET (Argentina). Based on observations with the Kitt Peak National Observatory, National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. (AURA) under cooperative agreement

1. Introduction

Brown dwarfs (BD) are of interest in many fields of stellar and planetary astrophysics, including star and planet formation theories, the physics of degenerate stellar interiors, and that of very cool stellar atmospheres. Since the discovery in 1995 of an old brown dwarf companion to a star (Nakajima et al. 1995) and a few free-floating young brown dwarfs in the Pleiades cluster (Rebolo et al. 1995), numerous isolated cold field brown dwarfs have been discovered by very wide field surveys like DENIS (DEep Near Infrared Survey Epchtein et al. 1997; Delfosse et al. 1997, 1999; Martín et al. 1999; Kendall et al. 2004), 2MASS (2 Microns All Sky Survey Skrutskie et al. 2006; Kirkpatrick et al. 1999; Burgasser et al. 2000, 2004), SDSS (Sloan Digital Sky Survey York et al. 2000; Strauss et al. 1999; Hawley et al. 2002; Knapp et al. 2004; Chiu et al. 2006) and UKIDSS (UKIRT Infrared Deep Sky Survey Lawrence et al. 2007; Lodieu et al.

with the National Science Foundation. Based on observations made with the Nordic Optical Telescope, operated on the island of La Palma jointly by Denmark, Finland, Iceland, Norway, and Sweden, in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias. This paper includes data taken at The McDonald Observatory of The University of Texas at Austin.

2007). Follow up of these discoveries, and of the fewer brown dwarfs identified as companions to stars (e.g. Scholz et al. 2003), has lead to spectacular advances on (1) interaction between matter and radiation in cool dense and complex turbulent atmosphere, where molecules and dust form and dissipate; (2) stellar and planetary formation and (3) galactic structure, with the first characterization of the substellar mass function (e.g. Chabrier (2001), for an extensive review).

Much interesting work however remains to be done, and the advent of wide field cameras on large telescopes makes an unprecedented volume of the Milky Way accessible for brown dwarf searches. Here we use two large surveys with MegaCam¹ on the CFHT telescope, the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS²) and the Red-sequence Cluster Survey 2 (RCS-2; Yee et al. (2007)), and complement them by additional observations to address three areas of brown dwarf physics:

(1) Detection and physics of ultracool brown dwarfs ($T_{\text{eff}} < 1000$ K). As of today, observed stellar and substellar atmospheres cover a continuum of physical conditions from the hottest stars ($\sim 100\,000$ K) to the coolest known brown dwarf (Delorme et al. 2008, ~ 625 K). There remains a sizeable temperature gap, between these coolest brown dwarfs and the ~ 100 K giant planets of the Solar System. Besides their intrinsic interest, ultracool brown dwarfs provide analogs to these planets that are not encumbered by the glare of a bright star. This will greatly help guiding the design of direct planet detection experiment, which currently have to rely on unvalidated models.

(2) Brown dwarfs in the thick disc and spheroid. The LSR (Lepine-Shara-Rich) and 2MASS surveys have recently identified the first L subdwarfs (Burgasser et al. 2003; Lépine et al. 2003), i.e. low metallicity brown dwarfs from the galactic halo population, from samples of a few hundred L dwarfs. The MegaCam survey will reach further down the halo luminosity function and may find a few T-type subdwarfs.

(3) Statistics of brown dwarfs of intermediate temperature (1000 to 1500 K). Current estimates of the substellar Galactic mass function suggest that in the disk of the Galaxy brown dwarfs are about as numerous as stars (e.g. Chabrier 2001; Cruz et al. 2007). That mass function however has significant statistical noise, which reduces its power as a constraint on star formation and galactic structure theories. At these low effective temperatures the final luminosity functions from the DENIS, 2MASS and SDSS surveys will all retain significant Poisson noise. The samples from individual searches are not easily combined since they are affected by different selection biases, so only a fraction can be used to define a robust luminosity function (e.g. Cruz et al. 2007). By almost doubling the number of known brown dwarfs, from a single survey with a well understood selection function, we will provide significantly tighter constraints on the luminosity function.

The present paper describes the overall strategy of our brown dwarf search. Sec 2 discusses the observational properties which we use to identify these extremely red objects, and presents the corresponding observational material, while Sec. 3 describes how we generate a candidate list with minimal contamination from both observational and astrophysical artefacts. Sec. 4 describes the characteristics of the resulting candidates and presents spectra for a few T dwarfs identified early-on. We conclude with a discussion of the expected results for the completed survey.

2. Observations

2.1. Observational properties of brown dwarfs

Field brown dwarfs are extremely cool objects, with a temperature range which currently extends from ~ 2500 K (early L) to ~ 625 K (late T) (Delorme et al. 2008; Golimowski et al. 2004; Warren et al. 2007). Even cooler, yet to found, brown dwarfs should close the temperature gap between late type T dwarfs and solar system giant planets (~ 100 K). Brown dwarfs spectra very much differ from a black body, and have considerable structure from deep absorption lines and bands. Their spectral energy distribution (in νF_ν units) peaks in the near infrared (hereafter NIR), particularly in the J photometric band, and they are most easily detected in that wavelength range. Their pure NIR JHK colours however do not very effectively distinguish them from other classes at modest S/N ratio. Brown dwarfs are more easily recognised by including at least one photometric band below $1\ \mu\text{m}$, since their steep spectral slope at those wavelength produce very distinctively red $i' - z'$ and $z' - J$ colours. As one recent example, the T8.5 ULAS 0034 has $(i' - z')'_{AB} > 3.0$ ($5\ \sigma$, Delorme et al. 2008), and at any S/N ratio where it is safely detected it cannot be confused with anything, except a slightly earlier T dwarf or a $z=6$ quasar. The UKIDSS discovery observation however was less than 3σ away from the K dwarf locus. Since K dwarfs outnumber T dwarfs by orders of magnitude in any flux limited sample, that distance would have been woefully insufficient for a secure identification. The non-detection of ULAS 0034 at i' and z' in the deep SDSS stripe 82 played a major role in its identification by Warren et al. (2007), and other near-IR searches for brown dwarfs similarly use some $< 1\ \mu\text{m}$ imaging to weed out their contamination.

We take advantage of the wide field of view of the MegaCam camera (Boulade et al. 2003) on the CFHT telescope, and of the trove of observational material obtained with that instrument, to select brown dwarfs on their $i' - z'$ colour. The $i' - z'$ colour has excellent dynamics for brown dwarfs, varying from 1.7 to 4.0 between mid-L and late-T (Fig. 3). It therefore provides (at least at high S/N ratio) a good spectral type estimator. At the high galactic latitude of our survey, the $i' - z'$ colour distinguishes brown dwarfs from almost every astronomical source type, but it leaves one contaminant, quasars at $z \geq 5.8$. Those are of considerable interest in their own right, but need to be distinguished from the brown dwarfs. As first shown by Fan et al. (2001), the $i' - z'$ vs $z' - J$ colour/colour diagram very effectively separates the two populations (Fig. 1 and Willott et al. (2005)). The very red $i' - z'$ of high redshift quasars is caused by deep Lyman α absorption on a relatively flat intrinsic spectrum), and they therefore have a more neutral $z' - J$. The spectral distribution of brown dwarfs, in contrast, keeps rising steeply into the J band. We therefore complement our MegaCam i' and z' photometry by pointed J -band imaging of the candidates selected on $i' - z'$. Besides pinpointing the (few) quasars, the J -band photometry very effectively rejects any remaining observational artefact, as well as the (more numerous) moderately red stars scattered into the brown dwarf/quasar box by large noise excursions.

2.2. Synthetic colours

Each square-degree MegaCam image contains a few hundred thousand objects, of which at most a few are brown dwarfs. We thus need to strike a careful balance between sample completeness and contamination. To tune this compromise we need a pre-

¹ <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/>

² <http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/>

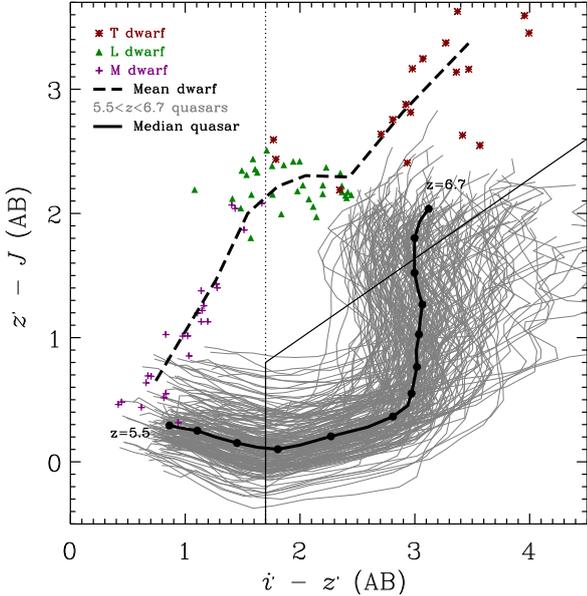


Fig. 1. $z' - J$ and $i' - z'$ colours of brown dwarfs and quasars. These synthetic colours were computed for the MegaCam i' and z' photometric system and the NTT SOFI J_{short} system. The bold lines represents the average colours of dwarfs (dashed) and quasars (solid). Symbols marks the individual colours of known brown dwarfs. The thin grey lines mark the colour evolution of individual synthetic quasars (described in detail in Willott et al. (2005)) as their redshift ranges from 5.5 to 6.7. The quasar redshift increases for redder colours. The vertical line at $i' - z' = 1.7$ marks our $i' - z'$ selection criterion. The quasar selection box is also marked (to the lower-right of the solid line).

cise knowledge of the colours of brown dwarfs and quasars for the exact instruments and filters used in our survey. As discussed in Willott et al. (2005), these colours are known for some photometric systems, in particular SDSS and 2MASS, but the filters and quantum efficiency curves of MegaCam are notably different (Fig.2). This is particularly significant for brown dwarfs and quasars. Due to their highly structured spectra a modest change to a response curve can produce significantly different colours when it includes or excludes a major absorption band or emission line. We update the synthetic colours of Willott et al. (2005), using additional brown dwarfs spectra which have become available since 2005, and adding the many near-IR instruments and filters which we use for the J -band imaging. We use publically available spectra (from S. Leggett’s website³, Martín et al. (1999); Kirkpatrick et al. (2000); Geballe et al. (2001); Leggett et al. (2002); Burgasser et al. (2003); Knapp et al. (2004); Golimowski et al. (2004); Chiu et al. (2006)) of over 60 brown dwarfs with spectral types L1 to T8 (on the Burgasser et al. (2006) spectral type scale) and the synthetic quasar spectra of Willott et al. (2005). We compute their synthetic MegaCam i' and z' photometry in the AB system (Fukugita et al. 1996) using detector quantum efficiency and transmission curves for the atmosphere, telescope, camera optics, and filters (cf figure2), ob-

tained from the CFHT web page. Figure. 3 displays the resulting colours as a function of the spectral type.

We similarly synthesize J -band photometry for each of the instruments and J filters used in the J -band follow up. These instruments have significantly different response curves, which must be taken into account to obtain homogeneous selection criteria. We found, in particular, that brown dwarfs colours which include J photometry obtained at the NTT with SOFI and its (default) wide J filter are not as red as we initially expected: contrary to most J filters, its wide bandpass includes water vapor bands which are strongly absorbed in L and (particularly) T dwarfs. As a result, the $i' - J$ and $z' - J$ colours which use this filter are bluer by ~ 0.15 mag for early L and ~ 0.5 mag for late T. After we realised this we switched our SOFI observations to the alternate J_{short} filter, which better separates T dwarfs from quasars. We use the synthetic colours to shift our selection boxes according to the actual filter.

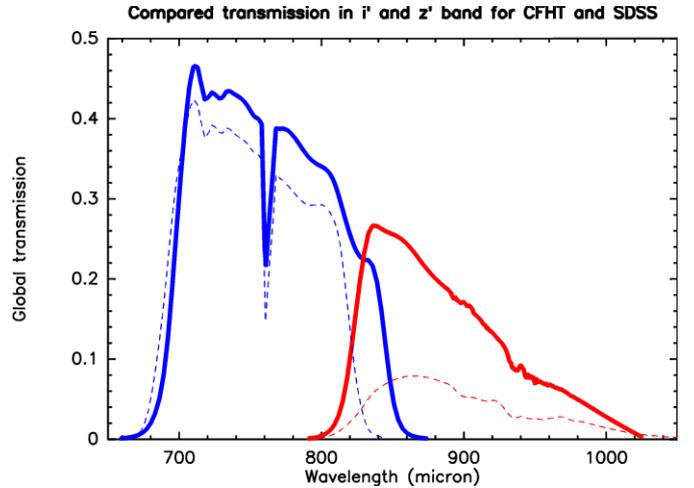


Fig. 2. Compared spectral response functions of the CFHT (thick lines) and SDSS (thin dashed lines) instruments for their i' (dark blue) and z' (red) filters. These factor in the average atmospheric transmission of the two observatory sites, the telescope reflectivities, the transmissions of the camera optics and filters, and the quantum efficiencies of the CCDs. Contrary to the SDSS bandpasses, the CFHT i' and z' filters overlap significantly, leading to less contrasted colours.

2.3. Optical data

Our survey for brown dwarfs, the Canada-France Brown Dwarf Survey (CFBDS), builds upon two major MegaCam surveys, the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey (hereafter CFHTLS) and the Red-sequence Cluster Survey 2 (hereafter RCS-2, Yee et al. 2007) and, where necessary, complements their filter coverage with the additional MegaCam observations needed to obtain pairs of i' and z' images. Figure 4 summarizes the current sky coverage of our optical survey data.

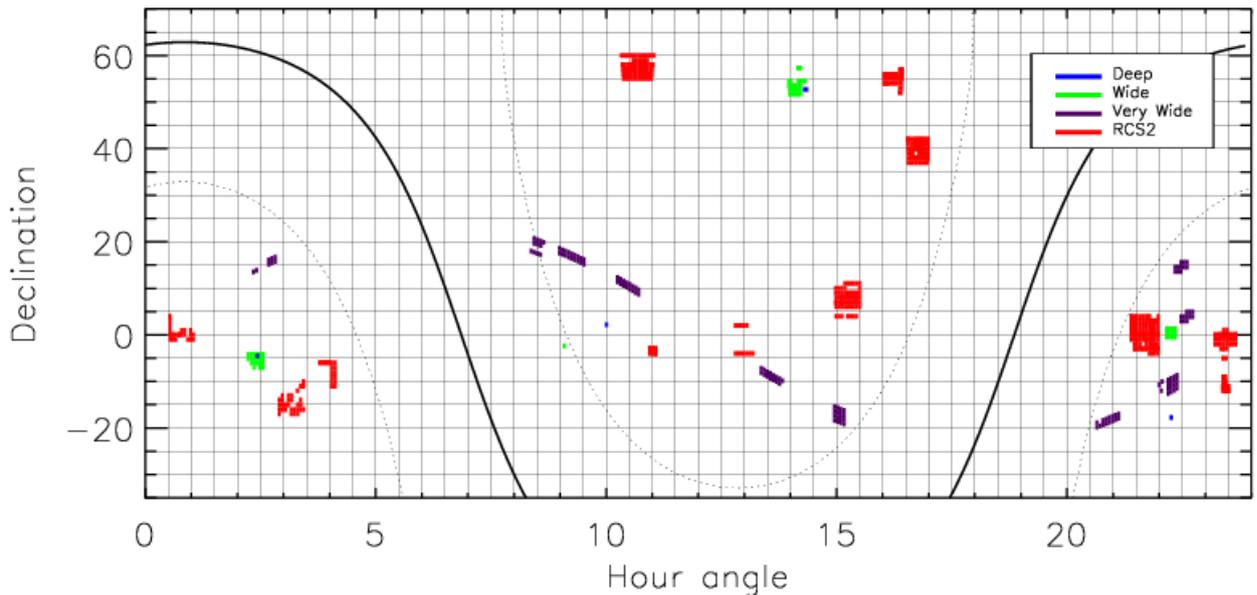
The CFHTLS survey has three components, named Deep, Wide, and Very Wide, (described in detail on the CFHTLS web page, <http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/>), and we use all three.

CFHTLS Deep This deepest component of the CFHTLS covers four high galactic latitude and low extinction 1 square degree fields in the $u^*g'r'i'z'$ filters, and it is primarily motivated by the SNLS type Ia supernovae search (Pain & SNLS

Table 1. Characteristics of the optical surveys used by CFBDS.

Survey Name	z' detection limit	i' detection limit	Mid-L detection range(pcs)	Early-T detection range(pcs)	Late-T detection range(pcs)	current coverage (sq deg)	final coverage(sq deg)	Galactic $i' - z'$ Reddening
RCS-2	22.5	24.0	185	160	45	200	600	0.011 ± 0.009
CFHTLS Very Wide	22.8	23.95	215	180	50	150	150	0.020 ± 0.009
CFHTLS Wide	23.8	24.75	340	290	80	20	186	< 0.02
CFHTLS Deep	24.5	26.25	470	400	110	3.8 to $z'=24.5$	3.8 to $z'=26.3$	< 0.02

The detection limits correspond to 10σ , as needed for 10% precision photometry.

**Fig. 4.** Sky chart of sky area covered by CFBDS so far. Black curve marks the galactic plane while dotted curves mark $+30^\circ$ and -30° galactic latitude.

Collaboration 2003). The expected total exposures times per field of the completed survey will be 66h at z' and 132h at i' with 10σ depths of $z'_{AB} \sim 26.25$ and $i'_{AB} \sim 27.65$. This sensitivity is sufficient to identify mid-L dwarfs out to 1300 parsecs. At such distances, and at high galactic latitude, the thick disk becomes dominant and we therefore have good hopes to probe its brown dwarf population. The present analysis uses the T0003 release (T0004 was very recently released, but we have yet to analyse and follow-up the corresponding detections) which has 10σ depths of $z'_{AB} \sim 24.7$ and $i'_{AB} \sim 26.25$. Thanks to their large number of contributing exposures and their extended time base, the T0003 images are extremely clean, with essentially no contamination by cosmic rays or bad pixels, or by variable or moving objects such as supernovae and asteroids.

CFHTLS Wide This component of the CFHTLS will cover 186 deg^2 divided between four high galactic latitude low extinction fields, in $u^*g'r'i'z'$, and it is primarily motivated by cosmological weak lensing. We have analysed the 20 deg^2 that have both i' and z' coverage in the T0003 CFHTLS release (i'

coverage is considerably more extensive, due to priorities set by the main drivers of the Wide survey). The average 10σ depths are $z'_{AB} \sim 23.8$ (for total exposure times of 7200s) and $i'_{AB} \sim 24.75$ (for total exposure times of 4300s), with small field to field variations due to seeing and sky background fluctuations. Of the three components the Wide probes the largest volume. The Wide images have enough coadded subexposures (9 for z' and 7 for i') to reject all cosmic rays and bad pixels, and the overall exposure times are sufficiently long to eliminate all but the slowest moving objects. The i' and z' images on the other hand are usually not contemporaneous, and variable sources (in practice mostly supernovae) which are serendipitously bright in the z' can erroneously pass our $i' - z'$ colour filter. Those need to be eliminated at a later stage.

CFHTLS Very Wide (VW) This shallowest component of the CFHTLS is motivated by transneptunian objects and was initially set to cover 1000 deg^2 in the ecliptic plane with $g'r'i'$ images. It was later downsized to $\sim 250 \text{ deg}^2$ when it was realised that the three components could not all be completed

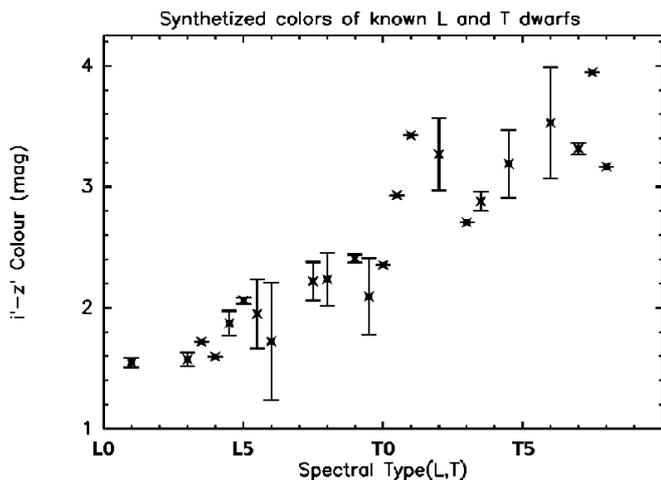


Fig. 3. $i' - z'$ synthetic colour versus spectral type for the MegaCam photometric system. The colour for a spectral type is the average over the brown dwarf spectra from Chiu et al. (2006), Golimowski et al. (2004) and Knapp et al. (2004) with that spectral type, and the error bars represent the dispersion (set to 0 when only one template per spectral bin is available).

within the allocated time. We use the $\sim 150 \text{ deg}^2$ from the Very Wide with absolute value of the galactic latitude above 30 degrees to ensure low absorption (see table 1). The average 10σ depth of the 540s i' VW exposures is $i'_{AB} \sim 23.95$, and we complement them by 420s z' exposures, with typical 10σ depths of $z'_{AB} \sim 22.8$. Both sets of images are coadditions of 3 subexposures separated by at least one night. We therefore have enough information to reject the vast majority of bad pixels, cosmic ray hits, and moving solar system objects. The time span of the 3 z' exposures on the other hand is usually too short to reliably recognize supernovae, which vary on time scales of a few weeks. We therefore again need to reject these contaminants at a later stage.

Red-sequence Cluster Survey 2 (RCS-2) The RCS-2, designed to identify distant galaxy clusters through their galaxies on the red sequence, (Yee et al. 2007) is an ongoing $g'r'z'$ survey of 800 deg^2 at high galactic latitude to lower the absorption (see table 1. We have to date used $\sim 600 \text{ deg}^2$ kindly made available to us by the RCS-2 consortium, , and we complement their 360s z' band images by 500s or 680 s i' exposures, depending on the seeing. The resulting 10σ depths of ($z'_{AB} \sim 22.5$ and $i'_{AB} \sim 24.0$) are similar to those of the CFHTLS-VW. Both the RCS-2 images and our complementary i' data are single exposures, which maximize the depth achieved for a given observing time. We use the RCS-2 g' and r' images, which are contemporaneous with the z' ones, to identify and reject both supernovae and moving solar system objects.

All images are pre-processed by the CFHT staff using the ELIXIR package (Magnier & Cuillandre 2004). The CFHTLS Deep and Wide images are aligned and coadded by the Terapix data center (Bertin et al. 2002). For the CFHTLS Very Wide and RCS-2 datasets, we carry out our own processing to check and refine the astrometry and (for fields which overlap the SDSS) photometry. For the CFHTLS Very Wide, each pointing has 3 subexposures per filter which are combined whilst rejecting bad pixels and cosmic ray impacts. The CFHTLS Very Wide and

RCS-2 images in different filters are aligned (with distortion correction) and trimmed to their common area.

To date most of our volume coverage originates in the CFHTLS Very Wide and RCS-2, due in part to the late start of the z' part of CFHTLS-Wide. We have currently analysed 350 deg^2 of the 800 deg^2 expected for these two surveys. Their relative shallowness has the advantage of producing targets for which spectroscopy can be obtained relatively easily on 8m-class telescopes.

Table 1 summarizes the properties of the four surveys, listing the limiting magnitude, the maximum distances at which mid-L and late-T dwarfs can be detected to these magnitudes, and the current and final areas covered by the survey. Our full survey probes several times the SDSS volume for T dwarfs and we expect to detect ~ 100 new T dwarfs (compared with the ~ 150 currently known)

2.4. Near Infrared Imaging

As explained above, we use J -band photometry to distinguish between brown dwarfs and $z > 5.8$ quasars. For brown dwarfs (and very low mass stars) the $z' - J$ colour also provide a good spectral type diagnostic, for which we obtain better S/N ratio than $i' - z'$. That is in particular very helpful in eliminating mid-M dwarfs scattered into our $i' - z'$ selection box by several σ noise excursions. Given the relative numbers of mid-M stars and brown dwarfs in a magnitude-limited sample, these noise excursions are sufficiently frequent to very significantly contaminate our $i' - z'$ selection, but the better S/N ratio of the $z' - J$ colour (and the low likelihood of large noise excursions at both $i' - z'$ and $z' - J$) makes them obvious once we obtain J -band images.

The J -band follow up has been carried out at several observatories: La Silla (NTT, 3.6m), McDonald (2.7m), Kitt Peak (2.1m), La Palma (NOT, 2.5m), see 2. We adjust our integration times to achieve either a clear detection or a limiting magnitude that excludes any dwarf and demonstrates that the candidate is a high redshift quasar (usually around $J_{AB} = 22$). For the few candidates which are not detected at i' and where we cannot exclude that the object was a supernovae in the z' image, we integrate deeper to detect the quasar at J . Any supernova has long faded, and cannot be detected at any reasonable depth.

At the NTT, which accounts for most of our J -band follow up, we usually need exposures times of 5 to 10 minutes, obtained as ~ 40 seconds individual exposures which we jitter to measure and subtract the sky background. The typical integration time on 2 meter-class telescope was 30 minutes.

3. Candidate Selection

Since brown dwarfs and high-redshift quasars are extremely red, and since our i' images are only moderately deeper than the z' ones, some of the most interesting targets are only detected at z' (i.e. are i' -dropouts). Any unrecognised artefact (cosmic ray impacts, unflagged hot pixel, optical ghost, etc...) in a z' image therefore translates into an invalid brown dwarf/quasar candidate, since it associates a z' detection with (usually) an i' upper limit. Since brown dwarfs are very rare (~ 1 per 1 deg^2 MegaCam image, which contains from 50 000 to over 300 000 astronomical sources), false detection rates of even 1 per 10^4 real sources would swamp true brown dwarfs in our candidate lists. We therefore need to very effectively reject artefacts. Most of these are visually obvious, and we do examine every candidate before

Table 2. Technical characteristics of the telescopes used for the J -band follow up.

Telescope Name	Diameter(m)	Instrument	Exp time for 5σ detection of $J(AB) = 21$ object	Pixel scale	Field of view
NTT	3.6	SOFI	45s	0.288''	4.9' x 4.9'
Kitt Peak 2.1m	2.1	SQIID	~320s	0.69''	5.1' x 5.3'
Harlan-Smith Telescope	2.7	ROKCAM	~3000s	0.35''	1.5' x 1.5'
NOT	2.5	NOTCam	~100s	0.24''	4.0' x 4.0'

scheduling any follow-up observations, but the many hundred 340 Megapixel images which we analyse contain too many artefacts for this to be a practical first line of defense.

Fortunately, high-redshift quasars (at the resolution of the MegaCam images) and brown dwarfs are point-like. We therefore only need to distinguish point-like sources from both artefacts and extended objects, and don't have to tackle the much more difficult task of separating general astronomical sources from artefacts. Point Spread Function (hereafter PSF) fitting provides an excellent stellarity diagnostic, as well as optimal photometry and astrometry for point sources. It therefore forms the basis of our selection procedure.

3.1. Image analysis

We use the well known SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) photometry package, to which two of us (Bertin & Delorme, in preparation) recently added a PSF-fitting module. In keeping with the general SExtractor philosophy, this module implements a dual-image mode, where source positions in a 'detection image' precisely determine where photometry will be extracted in a 'photometry image'. This dual image mode is particularly well matched to the extreme colours of our targets: given the relative depths of the i' and z' images, any object of interest is very robustly detected at z' but faintly, if at all, at i' . We therefore use the z' image as the detection image for both i' and z' , naturally producing matched catalogues of i' and z' photometry for every object that is well detected at z' , independently of its i' significance. This eliminates the delicate task of handling unmatched sources in independent catalogues: those might be weakly detected in the i' image, though with too low a significance for inclusion in any modestly reliable single image i' catalogue, and they therefore cannot validly be handled as pure upper limits.

SExtractor implements simultaneous fitting of multiple PSFs to blended objects, providing accurate parameters for close binaries and usable measurements for point-like sources blended with galaxies. The latter is particularly important for the quasar search, since it can recover some lensed quasars which would otherwise be lost to confusion with their lensing galaxy. In addition to more accurate parameters for the affected objects, this better handling of blends produces more complete catalogues in crowded fields. Introducing multiple PSFs recovers $\sim 3\%$ additional sources in the relatively shallow CFHTLS-VW and RCS-2 images, and $\sim 10\%$ in the deeper CFHTLS-Deep images. PSF-fitting also improves the photometric precision by $\sim 10\%$ over optimum aperture photometry (Bertin & Delorme, in preparation), and it therefore allows us to use slightly deeper catalogues, for another 15% gain in sample size. Since low significance i' detections provide colours with complex error distributions, we replace them by the 5σ detection limit on their image and com-

pute a lower limit on $i' - z'$. We note that the resampling involved in the coaddition of images built from multiple exposures, and in the filter to filter alignment, generates noise correlations on scales of 1-2 pixels. Thanks to the generous sampling of our MegaCam images (0.186''/pixel and seeing mostly above 0.6'') and the use of a Lanczos3 interpolation function, source profiles are negligibly affected (Bertin et al. 2002), but resampling has a measurable low-pass filtering effect on photon noise. As we decided for practical reasons to ignore noise covariances in our fitting, the net effect on photometry is that errors estimates must be multiplied by a factor ~ 1.4 . That factor is well determined for the CFHTLS-Deep and CFHTLS-Wide images, which are built from a large number of individual exposures, but for the CFHTLS-VW images it significantly varies from field to field according to the sub-pixel relative positions of the 3 coadded exposures.

3.2. Filtering and target selection

We start by requiring a $> 10\sigma$ detection in the z' filter and a $i' - z' > 1.7$. These criteria without any additional filtering typically yield over 10 000 candidates per RCS-2 1 square degree field. The single exposures per filter used for the RCS-2 survey (and for our follow-up of its fields) are most affected by cosmic ray hits and bad pixels, and the stacked images used in the other components contain fewer such artefacts. Flagging of known bad-pixel positions and simple morphological rejection of cosmic ray hits lowers this number to under 1000, but not to a point where visual examination would be practical.

We then assess the stellarity of each candidate from its SExtractor output parameters to further decrease the number of false detections. After experimenting with several parameter combination, we have converged to the quality of the fit between the image and the PSF model, as summarised by the χ^2 of the residuals, as our main diagnostic. We found that SExtractor's default stellarity index, based on a specifically trained neural network, works well at high signal to noise ratios, but that it becomes ineffective for the faint objects which dominate our catalogues. We similarly found that tests based on comparisons of fluxes through different apertures, or on peak surface brightness versus flux, are always less distinctive than χ^2 filtering. Since we currently prefer to visually inspect all final candidates, we very conservatively set our filtering threshold to a level where $\sim 10\%$ of the candidates are visually acceptable. These filtering criteria typically yield under 50 candidates per square degree. A lower threshold would not very significantly decrease the inspection workload, and might conceivably eliminate a few valid candidates. We will probably revisit this tuning as we gain experience with, and confidence in, our selection process.

With our current settings, χ^2 filtering reduces the number of artefacts by a factor of 10–15 (figure. 5). Visual inspection of the

more than 2000 sources with $i' - z' > 1.7$ in a 4 square degrees test region showed that χ^2 filtering rejected none of the 14 valid point-like sources, and our resolution of the few initial discrepancies was always in favour of the χ^2 filtering diagnostic. Further tests also verified that our current threshold is comfortably above the highest χ^2 measured for valid candidates, and therefore very conservative.

After this pruning of the initial catalogue to just *bona fide* point sources, we select candidates with an $i' - z'$ criterion. Our synthetic photometry (figure 3) demonstrates that the L dwarf domain begins at $i' - z' > 1.45$. M dwarfs however, with $i' - z'$ just below 1.45, massively outnumber brown dwarfs in a magnitude-limited sample. Poissonian photometric errors consequently scatter a significant number of M dwarfs into this L dwarf box. We therefore set our colour filtering to $i' - z' > 1.7$, or nominally to later than L4. With M8 and M9 stars having $i' - z' \sim 1.35$, and assuming gaussian noise at our z' S/N limit, this colour threshold eliminates $\sim 95\%$ of these very late M dwarfs. Mid-M dwarfs have $i' - z' \sim 1.1$ and we eliminate $\sim 99.9\%$ of them. Since brown dwarfs are intrinsically much rarer, our candidate list nonetheless has some significant contamination by late-M dwarfs, but at a level which no longer overwhelms our follow-up capacity.

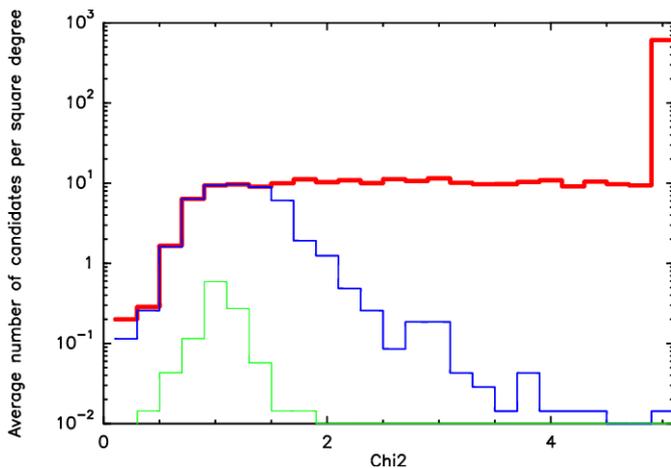


Fig. 5. Histogram of the χ^2 of the psf fitting residuals. The thick red histogram shows all $i' - z' > 1.7$ candidates after basic filtering, the medium-thick blue histogram those that additionally survived χ^2 filtering, and the thin green one the final candidates retained after visual inspection and supernovae rejection. These histograms show candidates from a 70 deg² test area.

Our final filtering step is to eliminate as many as we can of the candidates which actually are supernovae that were bright at the time of the z' image. All RCS-2 fields have contemporaneous g' , r' and z' images, and for supernovae the g' and r' images are very significantly deeper than the z' one. We therefore very reliably reject their supernovae by inspecting these g' and r' images. The CFHTLS-Deep images are stacks of exposures obtained over several years, and any supernova is eliminated by the sigma-clipping applied during stacking. The exposures which contribute to our CFHTLS-Wide and CFHTLS-VW z' images, on the other hand, were usually obtained over shorter time spans than the ~ 6 weeks (Pain & SNLS Collaboration 2003) timescale of supernovae photometric evolution. We therefore mostly cannot recognize their supernovae based on their photometric vari-

ation between the individual exposures, and the exposures in other filters are usually not sufficiently contemporaneous to reject them based on a blue instantaneous colour. We must therefore handle some supernovae contamination at a later stage.

4. Results

4.1. Candidates

We have so far analysed images for 357 deg², in which we have identified 770 brown dwarf and quasar candidates. We have so far extracted J -band photometry for 215 of those, prioritising the reddest candidates (figure 6).

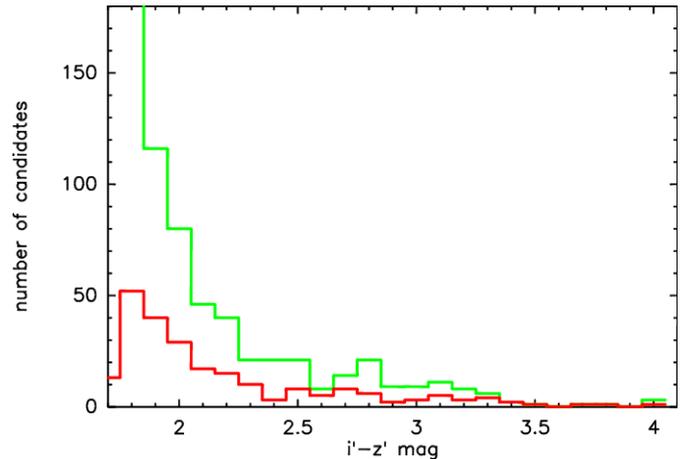


Fig. 6. Histograms of the number of $i' - z'$ candidates as a function of $i' - z'$ colour (light green), and of the number of these candidates for which J -band photometry is currently available (dark red).

This first set of $i'z'J$ photometry allows a good assessment of the actual nature of these 215 candidates. As summarised in Table 3, they include 23 likely T dwarfs, 57 L dwarfs and very late M dwarfs candidates (M8 and M9 dwarfs have very similar $z' - J$ colours to L dwarfs), and at least 4 high redshift quasars (published in Willott et al. 2007). 22 targets remain undetected in deep J -band images and are most likely artefacts which our filtering did not catch. 109 objects have $z' - J < 1.6$ and most of those are likely M dwarf contaminants. Some however have J -band upper limits which are insufficiently deep to ascertain whether they are artefacts, quasars or Mid-M dwarfs. Those will need additional follow-up to clarify their status.

Since we prioritised the analysis of the reddest candidates, this first $i'z'J$ sample is strongly biased towards T dwarfs. Approximately correcting for this bias, we estimate that $\sim 40\%$ of our $i' - z'$ candidates are actual cool dwarfs, of which $\sim 15\%$ are T dwarfs. The T dwarfs include several with extreme colours, which ongoing spectroscopic observations will characterize further. One, CFBDS J003402-005206, actually is an independent discovery of ULAS J003402.77-005206.7 which Warren et al. (2007) recently identified with the UKIDSS survey (Birmingham et al. 2007) as a brown dwarf later than T8 ($\sim 650K$). Even more recently, we obtained spectroscopic observations of an even cooler brown dwarf ($\sim 625K$, Delorme et al. 2008) Figure 7 shows several other candidates that are at least as promising, and those are currently queued for near-IR spectroscopy.

Table 3. Preliminary classification of the candidates with J -band photometry

	T dwarfs	L dwarfs	quasars	M dwarfs	artefacts
Number of objects	23	57	4	109	22
Percentage	10.7%	26.5%	1.9%	50.7%	10.2%

This classification is based on their position in the $i' - z'$ versus $z' - J$ colour-colour diagram.

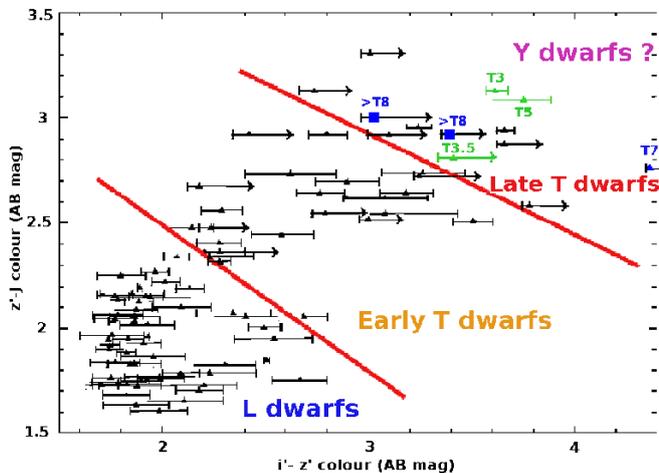


Fig. 7. $i' - z'$ vs $z' - J$ colour-colour diagram of our cool dwarf candidates (black). The error bars are 1σ when we have i' and z' measurements. An arrow is used when $i' - z'$ is only a lower limit. For clarity, the $z' - J$ errors are not shown; they are usually under 0.15 mag. The spectra of the highlighted T3, T3.5 and T5 objects are presented in this article. The big blue squares represent the coolest brown dwarfs known, ULAS J003402.77-005206.7/CFBDS J003402-005206, recently published by Warren et al. (2007) and independently identified in our survey and CFBDS J005910.83-011401.3, presented in Delorme et al. (2008). The T7 object highlighted here was published by Chiu et al. (2006) while queued for our CFBDS spectroscopy. The spectral type domains are based on our synthetic photometry.

4.2. Spectroscopy

We present here near-IR spectroscopic observations of our three first T dwarf candidates, as an illustration of the content of our candidates catalogue. Two, which we originally published in Willott et al. (2005), originate in the CFHTLS-Deep survey and are thus fainter than most of our candidates. The last comes from the Very Wide component of the CFHTLS and is more representative. Cross dispersed spectra were obtained during semester 2006A with GNIRS (Elias et al. 2006) at Gemini South in Service mode. The slit width of 0.68 arcsec coupled with the short camera and the 31.7 l/mm grating yielded a resolving power of 900, and the spectra have full wavelength coverage between 0.9 and 2.4 microns. A-B (not ABBA) sequences were used, with individual 5-minutes exposures for the brighter target and 10-minutes for the fainter CFHTLS-Deep targets. The total on-source integration time is 30 minutes for CFBDS 193430 - 214221 ($J_{AB} = 17.9$), 180 minutes for CFBDS 100113 + 022622 ($J_{AB} = 19.7$) and 200 minutes for CFBDS 095914 + 023655 ($J_{AB} = 20.3$). The OH sky lines were used for wavelength calibration, and an A-type star was observed immediately before each sequence for relative flux calibration and telluric absorption correction. The spectra were extracted and calibrated using our own IDL procedures.

The reduction proceeds as follows. The sequence of spectral images are flat-fielded using an internal flat taken immediately after the science frames. The five useful cross-dispersed orders are then extracted in five individual images that are corrected for distortion in the spectral dimension. For most objects, the trace is too faint over many wavelengths intervals to determine trace position, so its curvature is derived from the reference star spectrum. These individual order frames are then pair-subtracted, effectively removing most of the sky, dark current and hot pixels contributions. Each frame is then collapsed along the spectral dimension to determine the positive and negative traces positions. We then extract the spectra using positive and negative extraction boxes that have identical but opposite integrals; this minimizes the contribution from residual sky line that would remain from the pair subtraction. The same operation is performed on the A0 telluric calibration star. Spectra derived from individual image pairs are then median-combined into final target and calibration star spectra. A telluric absorption spectrum is then derived using the calibration star spectra. A black body spectrum with a temperature of 10 000 K is assumed for the A0 stars and hydrogen-lines are interpolated over. The target spectrum is then divided by the derived telluric transmission spectrum. A first order wavelength calibration is obtained from an argon-lamp spectrum, and fine-tuned by registering the bright OH-lines obtained from a sum of the pair of images of interest. Table 4 summarizes the properties of the 3 objects.

The spectra (figure. 8) confirm that all three candidates with spectroscopic observations are T-dwarfs. We determined their spectral types using the Burgasser et al. (2006) spectral indices. Table 5 lists those indices and the corresponding spectral type. We retain as our preferred determination the “weighted” spectral types, rounded to the closest half-integer. These “weighted” spectral types take into account the better sensitivity of those indices that vary most for a given subtype range. The reddest target, CFBDS100113+022622 ($i' - z' > 4.2$), turn out to be a T5±1 dwarf, and its 45 to 110 parsecs photometric distance makes it one of the farthest mid/late-T dwarf currently known. The large uncertainty on its distance is dominated by the spectral type uncertainty and the >1 dimming between T4 and T6 dwarfs, (Vrba et al. 2004), with photometric uncertainties contributing less than 5%. However, the absolute magnitudes of mid-T dwarfs are themselves uncertain by as much as 1 magnitude (see for instance Liu et al. 2006). The faintest of the three dwarfs, CFBDS095914+023655 ($i' - z' > 3.6$) turns out to have an earlier spectral type, T3, but lies even farther, between 120 and 130 parsecs. The indices of the brightest one, CFBDS193430-214221 ($i' - z' > 3.4$), indicate a T3.5±0.5 spectral type. The spectral type uncertainties are derived from the scatter between the estimates from the various spectral indices.

5. Conclusion

Our survey has to date found 23 T dwarf candidates, 57 L or very-late M dwarf candidates, and 4 high redshift quasars, out of

215 candidates with i' , z' and J magnitudes. These were drawn from a larger sample of 770 candidates with i' and z' magnitudes, found in 357 deg^2 of i' and z' MegaCam images. Taking into account our prioritising of the reddest candidates for J -band observations, we expect that complete follow-up of these 770 candidates will yield ~ 45 T dwarfs and 200 L dwarfs. Scaling to our final $\sim 800 \text{ deg}^2$ of shallow surveys, RCS-2+Very Wide, then predicts ~ 100 T dwarfs and over 450 L or very late-M dwarfs, approximately doubling the number of known brown dwarfs. Our analysis of the CFHTLS-Deep and CFHTLS-Wide surveys has, and will, yield additional candidates at large distances, which will constrain the galactic scale height of brown dwarfs. We plan to obtain spectra for the most exciting of these many brown dwarfs, and expect that the large discovery volume will produce even cooler objects than our recent T9/Y0 discovery, described in Delorme et al. (2008).

Appendix A: Finding Charts

Acknowledgements. Thanks to the queue observers at CFHT and Gemini who obtained data for this paper (Gemini program GS-2006A-Q-16). Thanks to JJ Kavelaars for advice on planning our MegaCam observations in the CFHTLS Very Wide and to Howard Yee and the RCS-2 team for making their proprietary data available. This research has made use of the VizieR catalogue access tool, of SIMBAD database and of Aladin, operated at CDS, Strasbourg.

References

- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 281, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, 228–+
- Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2003, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4841, pp. 72-81 (2003), ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 72–81
- Burgasser, A. J., Geballe, T. R., Leggett, S. K., Kirkpatrick, J. D., & Golimowski, D. A. 2006, *ApJ*, 637, 1067
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Burrows, A., et al. 2003, *ApJ*, 592, 1186
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Lepine, S., et al. 2004, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 205,
- Burgasser, A. J., Wilson, J. C., Kirkpatrick, J. D., et al. 2000, *AJ*, 120, 1100
- Burningham, B., Pinfield, D., Leggett, S. K., et al. 2007, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 210, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 69.03–+
- Chabrier, G. 2001, *ApJ*, 554, 1274
- Chiu, K., Fan, X., Leggett, S. K., et al. 2006, *AJ*, 131, 2722
- Cruz, K. L., Reid, I. N., Kirkpatrick, J. D., et al. 2007, *AJ*, 133, 439
- Delfosse, X., Tinney, C. G., Forveille, T., et al. 1997, *A&A*, 327, L25
- Delfosse, X., Tinney, C. G., Forveille, T., et al. 1999, *A&AS*, 135, 41
- Delorme, P., Delfosse, X., Albert, L., et al. 2008, *A&A*(in press), 802
- Elias, J. H., Joyce, R. R., Liang, M., et al. 2006, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 6269, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy*. Edited by McLean, Ian S.; Iye, Masanori. *Proceedings of the SPIE*, Volume 6269, pp. 62694C (2006).
- Epchtein, N., de Batz, B., Capoani, L., et al. 1997, *The Messenger*, 87, 27
- Fan, X., Strauss, M. A., Richards, G. T., et al. 2001, *AJ*, 121, 31
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, *AJ*, 111, 1748
- Geballe, T. R., Saumon, D., Leggett, S. K., et al. 2001, *ApJ*, 556, 373
- Golimowski, D. A., Leggett, S. K., Marley, M. S., et al. 2004, *AJ*, 127, 3516
- Hawley, S. L., Covey, K. R., Knapp, G. R., et al. 2002, *AJ*, 123, 3409
- Kendall, T. R., Delfosse, X., Martín, E. L., & Forveille, T. 2004, *A&A*, 416, L17
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 1999, *ApJ*, 519, 802
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 2000, *AJ*, 120, 447
- Knapp, G. R. et al. 2004, *Astron. J.*, 127, 3553
- Lépine, S., Rich, R. M., & Shara, M. M. 2003, *ApJ*, 591, L49
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 1599
- Leggett, S. K., Hauschildt, P. H., Allard, F., Geballe, T. R., & Baron, E. 2002, *MNRAS*, 332, 78
- Liu, M. C., Leggett, S. K., Golimowski, D. A., et al. 2006, *ApJ*, 647, 1393
- Lodieu, N., Pinfield, D. J., Leggett, S. K., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 705
- Magnier, E. A. & Cuillandre, J.-C. 2004, *PASP*, 116, 449
- Martín, E. L., Delfosse, X., Basri, G., et al. 1999, *AJ*, 118, 2466
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., et al. 2003, *ApJ*, 596, 561
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995, *Nature*, 378, 463
- Pain, R. & SNLS Collaboration. 2003, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 35, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1335–+
- Rebolo, R., Zapatero-Osorio, M. R., & Martín, E. L. 1995, *Nature*, 377, 129
- Scholz, R.-D., McCaughrean, M. J., Lodieu, N., & Kuhlbrodt, B. 2003, *A&A*, 398, L29
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Strauss, M. A., Fan, X., Gunn, J. E., et al. 1999, *ApJ*, 522, L61
- Vrba, F. J., Henden, A. A., Luginbuhl, C. B., et al. 2004, *AJ*, 127, 2948
- Warren, S. J., Mortlock, D. J., Leggett, S. K., et al. 2007, *MNRAS*, 381, 1400
- Willott, C. J., Delfosse, X., Forveille, T., Delorme, P., & Gwyn, S. D. J. 2005, *ApJ*, 633, 630
- Willott, C. J., Delorme, P., Omont, A., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 706
- Yee, H. K. C., Gladders, M. D., Gilbank, D. G., et al. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579

List of Objects

- ‘ULAS J003402.77-005206.7’ on page 1
- ‘CFBDS J005910.83-011401.3’ on page 1
- ‘ULAS 0034’ on page 2
- ‘ULAS 0034’ on page 2
- ‘CFBDS J003402-005206’ on page 7
- ‘ULAS J003402.77-005206.7’ on page 7
- ‘ULAS J003402.77-005206.7’ on page 8
- ‘CFBDS J005910.83-011401.3’ on page 8
- ‘CFBDS 193430 – 214221’ on page 8
- ‘CFBDS 100113 + 022622’ on page 8
- ‘CFBDS 095914 + 023655’ on page 8
- ‘CFBDS 100113+022622’ on page 8
- ‘CFBDS 095914+023655’ on page 8
- ‘CFBDS 193430-214221’ on page 8

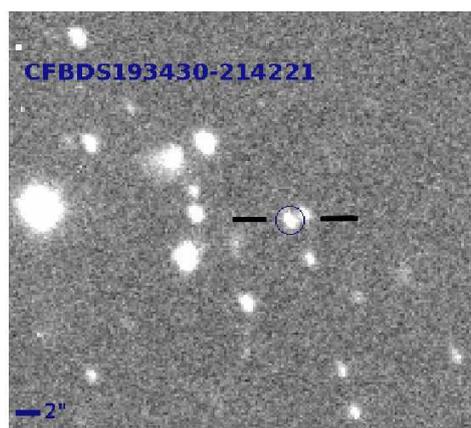
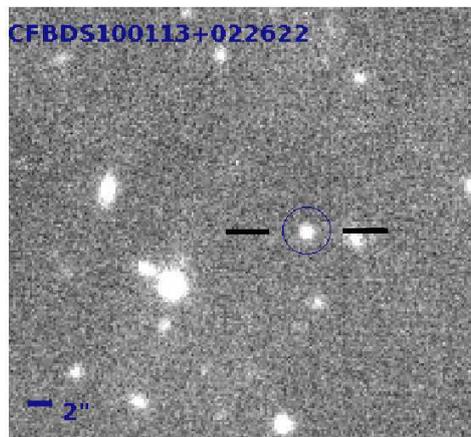


Fig. A.1. Finding charts from z' band images of the 3 T dwarfs whose spectra are presented in this article. The fields are 45" \times 45" north is up, east is left

Table 4. Observational properties of the three T dwarfs whose spectra are presented here.

Name	RA	DEC	J_{AB}	$z'_{AB} - J_{AB}$	$i'_{AB} - z'_{AB}$	Spectral Type	Distance Range(pcs)
CFBDS100113+022622	10:01:13.1	+02:26:22.3	19.7	3.1	3.75	T5±1	45-110
CFBDS193430-214221	19:34:30.4	-21:42:21.0	17.9	2.8	> 3.4	T3.5±.5	38-48
CFBDS095914+023655	09:59:14.8	+02:36:55.2	20.3	3.1	3.7	T3.0±.5	120-130

Table 5. Spectral indices and the resulting spectral types

Spectral Index	CFBDS100113+022622	CFBDS193430-214221	CFBDS095914+023655
$\text{CH}_4 - J$	0.43 - T5.2	0.59 - T2.9	0.57 - T3.2
$\text{H}_2\text{O} - H$	0.46 - T3.0	0.48 - T2.7	0.45 - T3.1
$\text{CH}_4 - H$	0.40 - T5.7	0.63 - T3.9	0.79 - T3.0
$\text{CH}_4 - K$	0.27 - T4.7	0.34 - T4.1	0.54 - T3.0
Average Spectral Type	T4.6±1.2	T3.4±0.7	T3.1±0.1
Weighted Spectral Type	T5.0	T3.6	T3.1
Final Spectral Type	T5.0±1	T3.5±0.5	T3.0±0.5

Spectral types are derived from Burgasser et al. (2006) spectral indices.

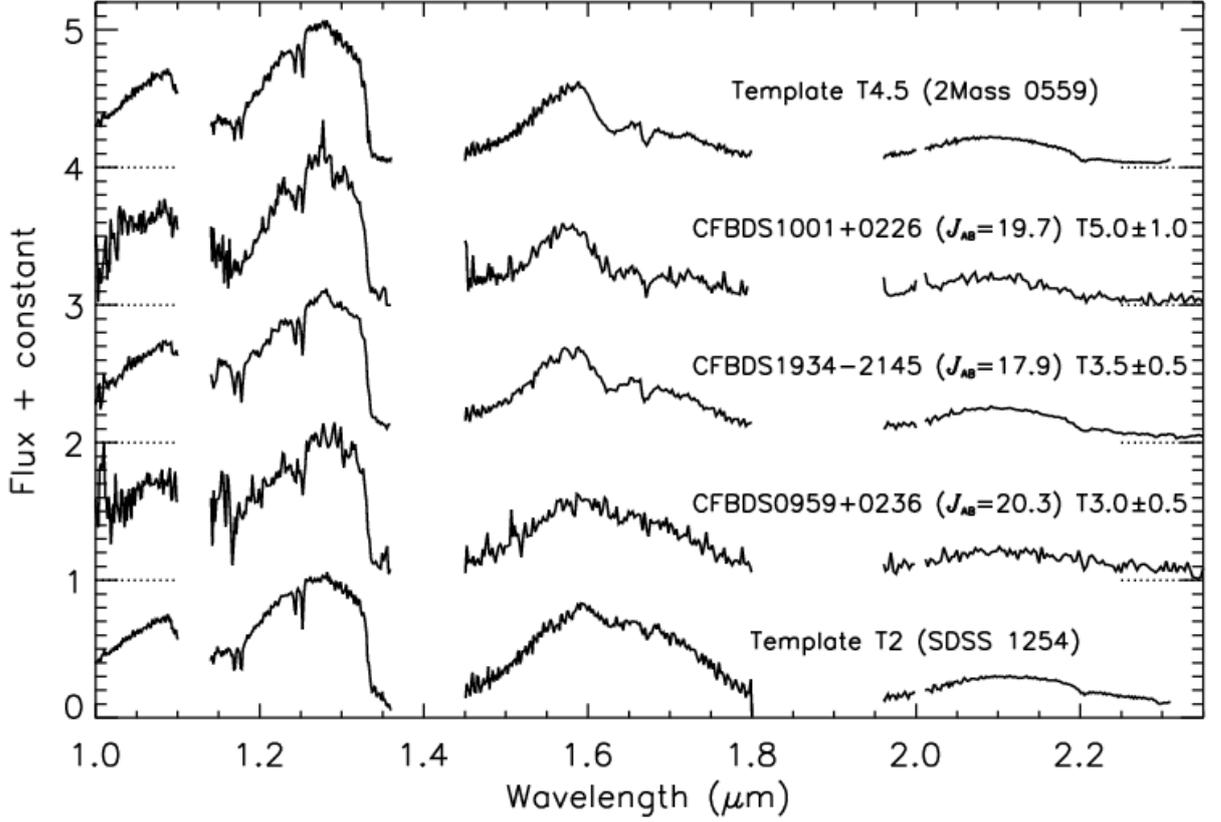


Fig. 8. GNIRS near-IR spectra of the three T Dwarfs observed on Gemini-South. The two fainter targets originate from the CFHTLS-Deep, while the brighter ones comes from the CFHTLS-VW. Templates of spectral types T2 and T4.5 from McLean et al. (2003) are shown for comparison. All spectra are normalised at 1.26 microns and displayed with integer offsets for clarity.

4 Les naines brunes découvertes par le CFBDS et la fonction de luminosité du champ

4.1 Classification photométrique des candidats du CFBDS

4.1.1 Etat actuel du CFBDS

CFHTLS-Deep et CFHTLS-Wide

Ces deux composantes du CFBDS sont dépendantes des mises à disposition publiques ("releases") du CFHTLS. A l'heure actuelle j'ai analysé toutes les données i' et z' disponibles de la dernière "release", T0004. Le suivi photométrique systématique en bande J de ces cibles assez faibles (cf figure 4.1) demande notablement plus de temps que le suivi des candidats issus des champs moins profonds du RCS-2 et CFHTLS-Very Wide. Il est donc moins prioritaire et sera traité dans la dernière partie des observations en proche infra-rouge du CFBDS. Toutefois l'observation en proche infra-rouge des cibles les plus rouges, individuellement intéressantes, détectées dans ces champs, à été menée à bien, certains objets sont d'ailleurs publiés par Delorme et al. (2008b).

RCS-2 et CFHTLS-Very Wide

L'analyse optique de ces deux composantes du CFBDS est maintenant terminée, identifiant 1214 candidats naines brunes dont la couleur $i' - z'$ est supérieure à 1.7. L'analyse statistique du CFBDS repose essentiellement sur les 1070 d'entre eux qui composent notre échantillon limité en magnitude, à $z' < 22.5$. Les dizaines de nuits de suivi photométrique que nous avons obtenues, principalement au NTT et au NOT, ont permis d'obtenir les magnitudes en bande J de plus de 670 d'entre eux. Ces objets sont représentés sur la figure 4.2.

4.1.2 Classification des candidats sur la base de leurs couleurs

Performances et limites de la méthode

La distribution spectrale d'énergie obtenue à partir de plusieurs bandes photométriques est représentative de l'allure générale de son spectre. Le processus décrit dans la section 2.3 nous a permis de déterminer les couleurs dans le système photométrique utilisé par le CFBDS de plus de 80 naines brunes dont le type spectral est connu. On peut donc avoir une information sur le type spectral d'un objet identifié dans le CFBDS à partir de sa photométrie, en comparant ses couleurs avec celles de ces naines brunes de référence

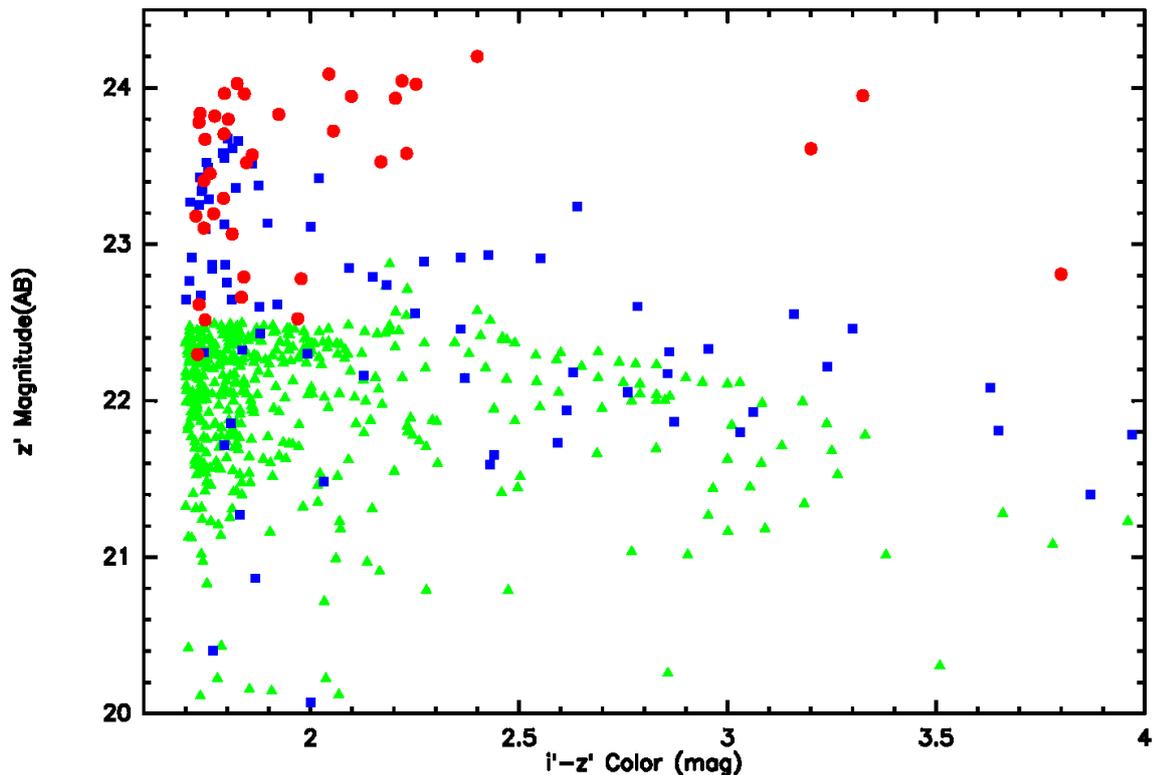


FIG. 4.1: Les ronds rouges représentent les candidats issus du CFHTLS-Deep, les carrés bleus ceux issus du CFHTLS-Wide et les triangles verts les candidats identifiés dans le CFHTLS-Very-Wide et le RCS-2. Le décrochage observé dans cette dernière distribution d'objets est dû à l'élimination de toutes les détections d'objets moins rouges que $i' - z' = 2.1$ et dont la magnitude $z' > 22.5$ lors de l'analyse du CFHTLS-Very-Wide et du RCS-2. Nous avons identifié plus de 1300 candidats dans le CFBDS, par souci de lisibilité seuls les premiers candidats identifiés, constituant environ un cinquième de l'échantillon total, sont donc représentés ici.

représentées sur la figure 2.4. La forte dispersion en couleur des objet stellaires rend cette classification peu fiable pour déterminer le type spectral précis d'un objet particulier, mais elle permet néanmoins de fixer une classe spectrale large comme "L précoce" ou "T tardive". Dans le cas où un objet est situé près de la séparation entre deux classes larges, son appartenance réelle à l'une ou à l'autre est incertaine, mais la répartition collective des objets entre les domaines est statistiquement significative.

Validation de la relation couleur-type spectral

Dans le domaine des naines L, nous avons identifié sur les images du CFBDS plusieurs naines L brillantes découvertes auparavant par les surveys SDSS ou 2MASS et dont le type spectral est connu. Ces objets nous ont permis de confirmer la validité de la relation couleur-type spectral dans ce domaine. Nous n'avons cependant pas pu valider directement cette relation car nous n'avons pas obtenu de temps pour mener des observations spectroscopiques de nos candidats naines L.

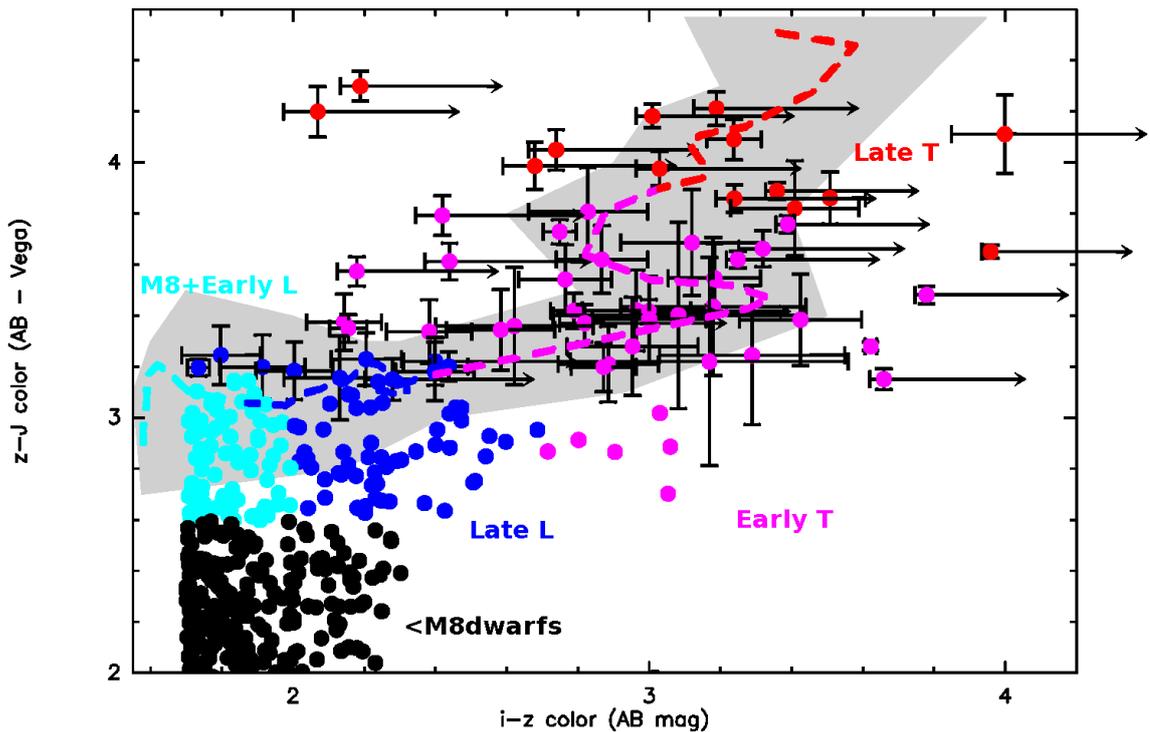


FIG. 4.2: Diagramme couleur-couleur des candidats naines brunes issus du CFHTLS-Very-Wide et du RCS-2 suivis en proche infra-rouge. Par souci de lisibilité seules les barres d'erreur des objets les plus rouges en $z' - J$ sont représentées ici. La ligne en pointillés gris représente la moyenne des couleurs synthétiques de naines brunes connues (Cf section 2.3). La zone grisée correspond à la dispersion des couleurs individuelles de ces objets.

Dans le cas des naines T cette relation a été calibrée par des observations spectroscopiques de nos candidats. Ces observations confirment que nos candidats T précoces suivent bien la courbe des couleurs synthétiques associée, représentée sur la figure 4.2. On peut constater sur la même figure que cet accord disparaît dans le domaine des T tardives, nos objets étant notablement moins rouges en $z' - J$ que la couleur moyenne des naines T connues. En effet, la position dans le diagramme couleur-couleur des naines T très tardives ($>T8$, Delorme et al. 2008a) découvertes par le CFBDS coïncide avec celles des couleurs simulées de naines T4 à T6. Ce désaccord peut éventuellement s'expliquer par la faible statistique : seuls 4 naines T tardives connues ont une couverture spectrale publique qui permet de les utiliser comme références sur le domaine de longueurs d'onde des bandes i' , z' et J . La dispersion en couleur des naines T tardives étant très importante pour un même type spectral, des variations d'une magnitude sont communes, il est possible que les couleurs "moyennes" que j'ai déterminées soient fortement biaisées par un ou deux objets particuliers. De plus ces objets de référence tardifs ont tous été identifiés par le survey 2MASS en bande J , ce qui cause un biais de sélection vers des objets particulièrement brillants dans cette bande, donc rouges en $z' - J$. A l'opposé, les candidats issus du CFBDS sont sélectionnés en bande z' , ce qui identifie donc préférentiellement des objets plutôt bleus en $z' - J$.

Il est aussi possible que les couleurs synthétiques des naines T tardives soient faussées par l'incertitude sur les facteurs de transmission des filtres. Comme expliqué dans la section

4 Les naines brunes découvertes par le CFBDS et la fonction de luminosité du champ

TAB. 4.1: Classification préliminaire de tous les candidats suivis en bande J sur la base de leurs couleurs $i' - z'$ et $z' - J$. La classe "naines L" inclut des naines M8.5 et plus tardives, dont la couleur $z' - J$ est indissociable de celle des naines L, tandis que la classe "naines M" concerne les objets de type M8 et plus précoces.

	Naines T	Naines L	Quasars	Naines M	artefacts
Nombre d'objets	52	168	15	297	94
Pourcentage	8.3%	26.82.4%	%	47.4%	15%

2.4.3, le flux de ces objets étant localisé sur une faible fraction de la bande passante totale des filtres à large bande, une faible erreur sur la transmission de l'optique et des détecteurs peut engendrer des différences notables de couleur. La détermination des magnitudes J peut être ainsi affectée par l'absence de données précises concernant la transmission de l'optique de la caméra SOFI utilisée sur le NTT, particulièrement si cette transmission varie notablement sur la bande J .

La classification en "T tardives" des objets sur les figures 4.2, 4.3 et 4.4 est donc recalibrée empiriquement à partir de nos observations spectroscopiques. Les autres objets sont classifiés par rapport aux couleurs simulées. La table 4.1 récapitule la nature des candidats observés d'après leurs couleurs $i' - z'$ et $z' - J$. Les critères de classification par couleurs sont détaillés dans la table 4.2

TAB. 4.2: Critères de classification spectrale à partir des couleurs $i' - z'$ et $z' - J$.

Domaine spectral	$i' - z'$	$z' - J$
<M8	—	< 2.5
M8-L4.5	2.0	> 2.5
L5-T0	2.0–2.6	> 2.5
T0.5-T4.5	> 2.6	2.5–3.8
>T4.5	—	> 3.8

4.1.3 Echantillon du CFBDS dont le suivi en bande J est complet

Lors du suivi photométrique proche infra-rouge des candidats du CFBDS, nous avons choisi d'observer en priorité les objets les plus rouges et donc les plus prometteurs. Cela nous a permis d'identifier prioritairement des naines T, dont certaines très tardives, mais cela a conduit à un suivi hétérogène de nos candidats, ce qui rend difficile l'analyse statistique

	Naines T	Naines L	Quasars	Naines M	artefacts
Nombre d'objets	18	75	5	101	30
Pourcentage	7.9%	32.5%	2.2%	44.3%	13.1%

TAB. 4.3: Même tableau que 4.1 pour des candidats appartenant à des "patches" du CFBDS dont tous les candidats avec $i' - z' > 1.7$ ont été observés en bande J .

des objets découverts puisque cette population est fortement biaisée vers les objets les plus rouges.

Le CFBDS est constitué de "patches" -des zones du ciel contiguës- d'une taille variant entre 10 et 94 degrés carrés sur lesquels l'encombrement et le rougissement varient peu. Sur certains d'entre eux nous avons pu mener à bien un suivi complet de tous les candidats identifiés. Plus aucune observation photométrique n'est donc nécessaire sur ces patches, dont tous les objets retenus (donc avec $i' - z' > 1.7$) ont été suivis en bande J . Les candidats qui y ont été identifiés constituent notre échantillon complet à $i' - z' > 1.7$, représentatif de l'état final du CFBDS.

Cet échantillon est constitué de 228 candidats répartis sur 6 patches totalisant 199 champs MegaCam issus du CFHTLS-Very-Wide et du RCS2, soit plus du quart de ces deux composantes. Si l'on tient compte des trous entre les CCD de MégaCam, la surface effective associée est d'environ 170 degrés carrés. La figure 4.3 montre les couleurs des naines brunes identifiées dans cet échantillon.

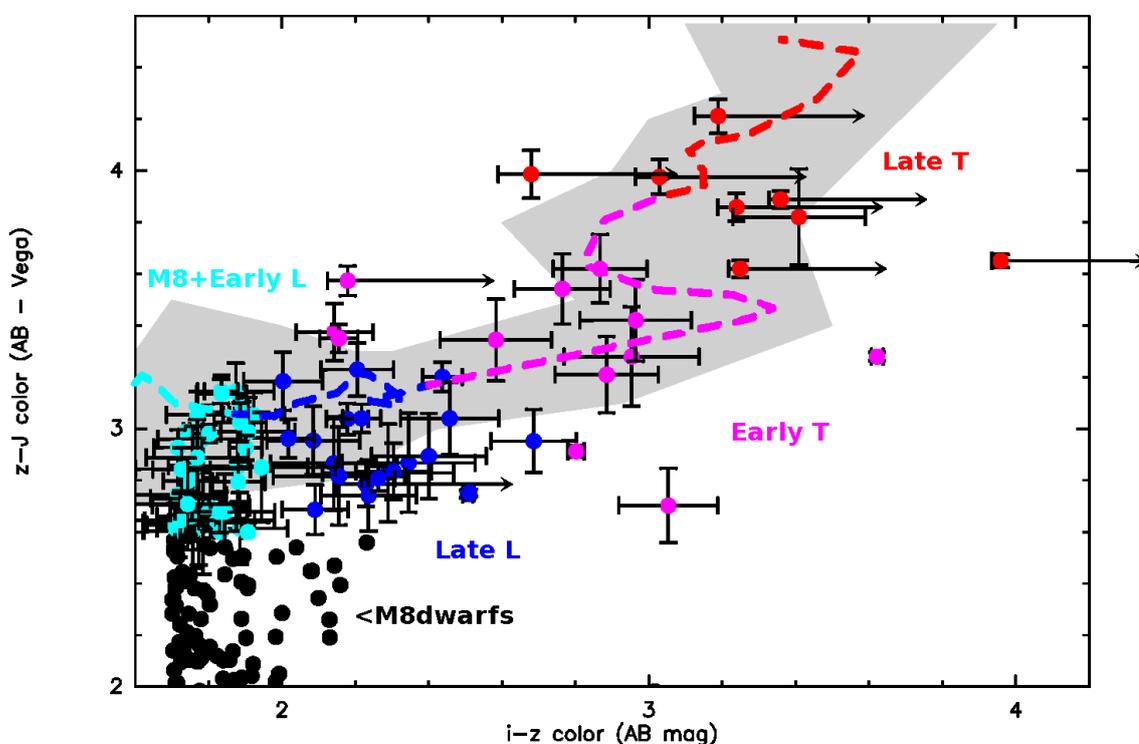


FIG. 4.3: Même figure que 4.2 pour des candidats appartenant à des patches du CFBDS dont tous les candidats avec $i' - z' > 1.7$ ont été observés en bande J .

4.1.4 Echantillon complet pour $i' - z' > 2.0$

Nous avons aussi constitué un échantillon de nos objets les plus tardifs, dont la couleur $i' - z'$ est supérieure à 2.0, ce qui sélectionne des objets plus tardifs que L6 et inclut toutes les naines T. Comme ces candidats sont moins nombreux et ont été observés en priorité, plus de 75% des images issues du RCS-2 et du CFHTLS-Very Wide appartiennent à des patches dont le suivi infra-rouge est complet pour tous les objets dont $i' - z' > 2.0$. Cela constitue un ensemble de 244 objets répartis sur 520 champs MegaCam, soit environ 440 degrés carrés

	Naines T	Naines L	Quasars	Naines M	artefacts
Nombre d'objets	41	56	8	77	62
Pourcentage	16%	23%	3%	32%	26%

TAB. 4.4: Même tableau que 4.1 pour des candidats appartenant à des patches du CFBDS dont tous les candidats avec $i' - z' > 2.0$ ont été observés en bande J .

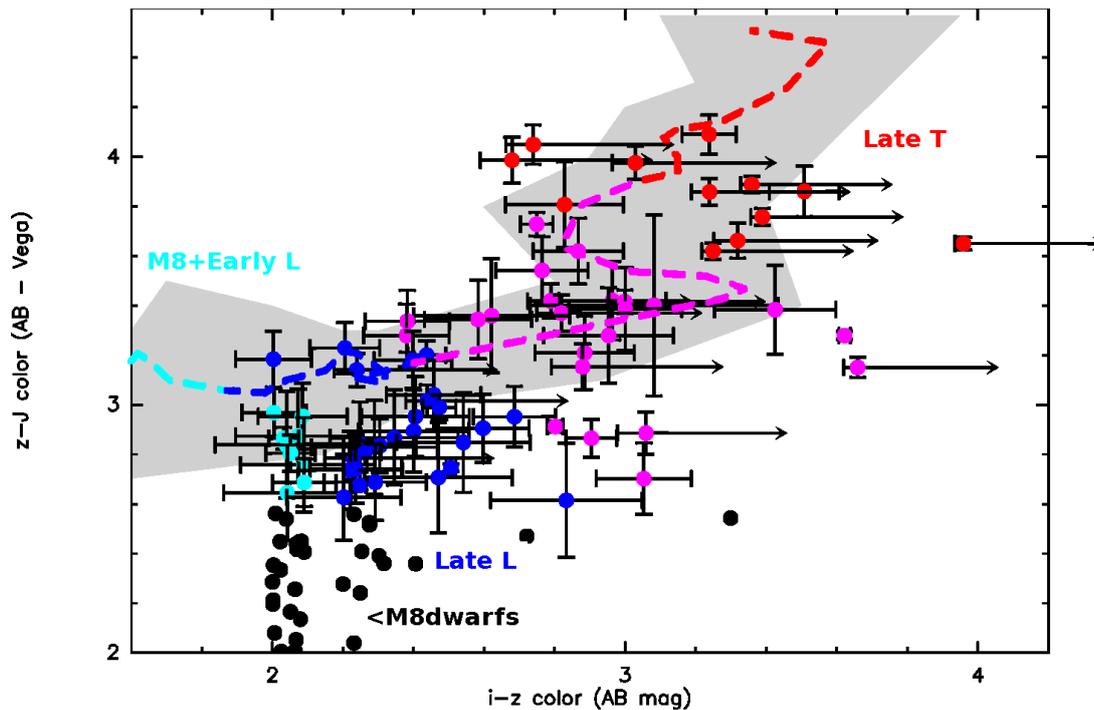


FIG. 4.4: Même figure que 4.2 pour des candidats appartenant à des patches du CFBDS dont tous les candidats avec $i' - z' > 2.0$ ont été observés en bande J .

de surface effective. Sa composition est détaillée dans la table 4.4. Les candidats naines brunes issus de cet échantillon sont représentés sur la figure 4.4

4.2 Contamination et fonction de sélection

4.2.1 Problématique et stratégie

Problématique

À l'ordre 0, établir une fonction de luminosité des objets découverts dans le CFBDS, consiste uniquement à grouper ces objets par intervalle de luminosité absolue et à diviser ce nombre par le volume sondé par le CFBDS à cette magnitude. On a alors accès à la densité d'objets en fonction de leur luminosité absolue, une information que l'on peut synthétiser sous la forme d'une fonction de luminosité.

Les choses sont bien sûr plus complexes, principalement parce que nos observations ont des limitations pratiques qui nous écartent de ce cas parfait. Il faut corriger plusieurs sources

d'erreurs.

En effet, même à l'intérieur de nos limites de détection, nous n'identifions pas tous les objets intéressants. Cette imperfection a plusieurs causes, principalement l'encombrement des champs -lorsqu'un candidat est caché par un autre objet- et les artefacts de détection -mauvais pixels, rayons cosmiques- qui introduisent des erreurs dans la photométrie susceptibles de faire sortir des objets intéressants de notre sélection de candidats. La complétude est le nombre d'objets sélectionnés divisé par le nombre d'objets intéressants détectables et réellement présents sur l'image analysée. Ce nombre varie en fonction de la magnitude des objets sur l'image de détection (en bande z') et dans une moindre mesure de leur couleur $i' - z'$. Pour corriger ces effets, il faut donc construire une fonction de sélection de notre survey qui représente la complétude en fonction de la magnitude et de la couleur des candidats.

Une autre source de biais est introduite par les erreurs photométriques qui conduisent à une dispersion de nos candidats en magnitude et en couleur par rapport à leurs valeurs réelles. Ceci peut conduire à perdre certains candidats lorsque cette dispersion les fait sortir de nos critères de sélection, ce qui affecte la complétude de notre survey. Mais l'effet le plus important est l'introduction d'une contamination par des objets dont les couleurs réelles ne sont pas assez rouges pour entrer dans notre sélection, mais pour lesquels l'erreur photométrique est suffisamment forte pour les inclure dans notre sélection. Cette contamination est d'autant plus cruciale que les naines M, plus lumineuses et légèrement moins rouges que les naines brunes, sont des milliers de fois plus nombreuses que ces dernières sur nos images limitées en magnitude.

Les plus nuisibles à la propreté de notre échantillon sont les étoiles de très faible masse, de type spectral compris entre M8.5 et L3, qui sont beaucoup plus nombreuses que les naines brunes sur nos images. Leur couleur $i' - z'$ varie entre 1.3 et 1.7, notre limite de sélection, ce qui en fait nos contaminants les plus proches de nos critères de sélection, et donc les plus probables. Ces objets sont d'autant plus nuisibles à notre étude statistique que ce sont les seuls contaminants qui ne sont pas discriminés par notre suivi photométrique en bande J , car ils ont la même couleur $z' - J$ que les naines L plus tardives. Il faut donc que notre étude statistique tienne proprement en compte cette contamination.

Enfin, même parmi les objets vraiment intéressants, l'erreur photométrique conduit à une dispersion de couleur qui perturbe la précision de notre étude de fonction de luminosité en faisant passer des objets d'un intervalle de couleur à un autre. Ce facteur doit lui aussi être pris en compte dans notre analyse.

Echelle d'homogénéité du CFBDS

Le CFBDS est un survey assez homogène puisque toutes ses composantes, issues des données d'un seul instrument sont analysées avec les mêmes critères de sélection des candidats. Cela nous permet d'étudier la complétude et la fonction de sélection de la même façon sur l'ensemble du survey. Chaque composante diffère toutefois par la manière dont les données sont acquises avec MegaCam, les principales variations venant du temps et du nombre d'expositions co-additionnées pour obtenir les images finales. On rappelle qu'à l'intérieur même de chaque composante du CFBDS les données sont réparties en patches d'images contiguës sondant la même partie du ciel et constituant des sous-ensembles de données très homogènes. La latitude galactique y est à peu près constante, assurant que

4 Les naines brunes découvertes par le CFBDS et la fonction de luminosité du champ

toutes les images contenues dans un patch ont des densités d'étoiles et un rougissement similaires. Enfin les différentes images d'un même patch sont souvent observées la même nuit.

Comme chacun de ces patches contient un nombre de candidats et d'images suffisants pour assurer la signification statistique de notre analyse, ils constituent naturellement l'unité de base de notre étude de la fonction de sélection du CFBDS. Nous corrigeons donc la statistique des candidats d'une complétude et d'une contamination propre à chaque patch, avant de compiler les données de l'ensemble du survey pour déterminer notre fonction de luminosité finale.

Stratégie

Le principal obstacle à une évaluation propre de la complétude et de la contamination est que les couleurs et magnitudes réelles des objets observés ne sont pas connues. Du fait de la grande profondeur du CFBDS comparativement à celle des relevés précédents, il n'est pas possible de baser ces estimations sur des étoiles de référence de magnitude et couleur déjà établies. La solution que nous avons retenue est d'injecter des étoiles artificielles de magnitudes et de couleurs variées directement dans les images de science. Comme toutes les caractéristiques observationnelles de ces objets artificiels sont connues, il est possible de recenser ceux qui ont été détectés par *Sextractor* et de comparer les valeurs (position et magnitude) mesurées aux valeurs simulées. Cette méthode présente de nombreux avantages :

- Les étoiles artificielles constituent une excellente référence puisque leurs caractéristiques sont parfaitement connues et ajustables à volonté.
- On peut contrôler le nombre d'étoiles injectées, ce qui permet de constituer des échantillons de test de grande taille. On peut donc avoir un échantillon avec une bonne signification statistique sur tous les champs.
- L'injection directe dans les images de science permet de prendre en compte tous les effets affectant les détections réelles, comme les rayons cosmiques, le bruit corrélé par le rééchantillonnage ou les mauvais pixels. En pratique cette approche tient même compte d'éventuels biais que nous n'aurions pas identifiés !
- Il est possible d'utiliser le même pipeline d'analyse pour analyser ces images composites que celui mis en oeuvre lors de l'analyse scientifique des champs. Encore une fois cela permet de prendre en compte l'intégralité de nos biais de sélection.

L'étude de la fonction de sélection et de la contamination par utilisation d'étoiles artificielles injectées dans les images de science est donc une stratégie extrêmement performante. En pratique il faut mettre en oeuvre un pipeline indépendant de création d'images composites, incluant des étoiles artificielles les plus réalistes possibles. Il faut ensuite appliquer le pipeline d'analyse classique d'extraction des candidats. Sur le plan informatique, ce traitement est plus lourd que l'ensemble de l'analyse du CFBDS.

4.2.2 Injection d'étoiles artificielles dans les images de science

Création d'étoiles artificielles : comment j'ai trouvé 1500000 naines brunes

Pour créer des étoiles artificielles, j'avais déjà l'expérience de *Skymaker*, logiciel qui crée des images complètement artificielles, incluant le bruit de fond, les aigrettes de diffraction, le halo de saturation et qui y place des galaxies et des étoiles. Ces dernières sont modélisées par des fonctions de Moffat (Moffat 1969) et sont très proches de vraies étoiles, mais leur forme

ne tient pas compte de l'optique de la caméra. Dans le cas de MegaCam, les déformations induites par l'optique peuvent être très importantes et une fonction de Moffat ne peut pas rendre compte de PSF allongées comme celles visibles dans la partie droite de la figure 4.5. J'ai donc choisi de créer un modèle d'étoile artificielle plus représentatif des images de science. Je me suis donc orienté vers l'utilisation d'un modèle de PSF, qui est le moyen le plus fiable pour ajuster les étoiles visibles sur des images astronomiques.

J'ai pu utiliser le modèle de PSF d'ordre 0 (sans variations spatiales) de *Psfex* comme entrée de *Skymaker*. Ce dernier ajoute le bruit de photons et j'ai ainsi pu obtenir des étoiles artificielles indiscernables des étoiles réelles présentes sur les images de science. Cependant *Skymaker* ne permet pas d'injecter ces étoiles dans des images existantes, mais crée des images complètes. J'ai donc pris le parti de créer des images artificielles sans bruit de fond, de mêmes dimensions, point zero et temps d'exposition que les images réelles et j'ai ensuite fait une addition simple des deux images avec *Sswarp* pour obtenir une image composite avec les étoiles artificielles sur les images de science. La figure 4.5 montre quelques exemples de ces images composites.

La seule limitation de ces étoiles artificielles vient de l'utilisation d'un modèle de PSF invariant dans le champ pour les modéliser, alors que les images sont analysées avec le pipeline standard qui utilise un fit de PSF variable dans le champ. Comme notre analyse se fait détecteur par détecteur, la variation spatiale de la PSF est faible. Le χ^2 moyen issu du fit de PSF pour les étoiles artificielles se comporte comme le χ^2 moyen des sources ponctuelles réelles du champ, variant entre 0.9 et 1.4 dans des images typiques. Pour pouvoir faire une analyse de complétude en tenant en compte la fonction de sélection j'ai dû injecter les étoiles artificielles aux mêmes positions sur les images z' et i' et je leur ai affecté une couleur variant entre 1.35 et 4.05. En effet puisqu'on peut ajuster à loisir les paramètres des étoiles artificielles, j'ai choisi de baser mon étude sur un échantillon de 1500000 naines brunes et étoiles de faible masse, représentatives de nos candidats et de notre principale contamination.

4.2.3 Complétude du CFBDS

L'injection de naines brunes artificielles dans les images de science permet de calculer efficacement la complétude de notre relevé : il suffit de compter la fraction des objets artificiels répondant à nos critères de sélection que l'on retrouve à la fin du processus d'analyse. On peut alors déterminer la complétude précise de chacun des patches du CFBDS pour une magnitude et pour une couleur données. Cette information, représentée sous la forme d'un graphe à 3 dimensions sur la figure 4.6, permet de connaître le nombre et la nature des naines brunes présentes sur les images du CFBDS mais que nous n'avons pas pu identifier. La complétude maximale observée est comprise entre 85 et 95% et est pour moitié due à l'élimination des bords de champs sur lesquels les objets sont tronqués et le signal sur bruit est dégradé, et pour moitié aux objets de fonds, aux mauvais pixels et aux rayons cosmiques. Cette non-détection peut aussi être due à un défaut du pipeline d'analyse et sélection que j'ai mis au point. L'analyse des étoiles artificielles m'a ainsi permis de déterminer que mes critères de sélection sur le χ^2 étaient trop stricts pour les rares objets brillants, de magnitude 20 ou inférieure dont quelques pourcents sont ainsi perdus. Quelle que soit l'origine d'une baisse de la complétude, cet effet est correctement corrigé par la simple division du nombre d'objets identifiés par la complétude associée, permettant de remonter à la statistique réelle des champs observés.

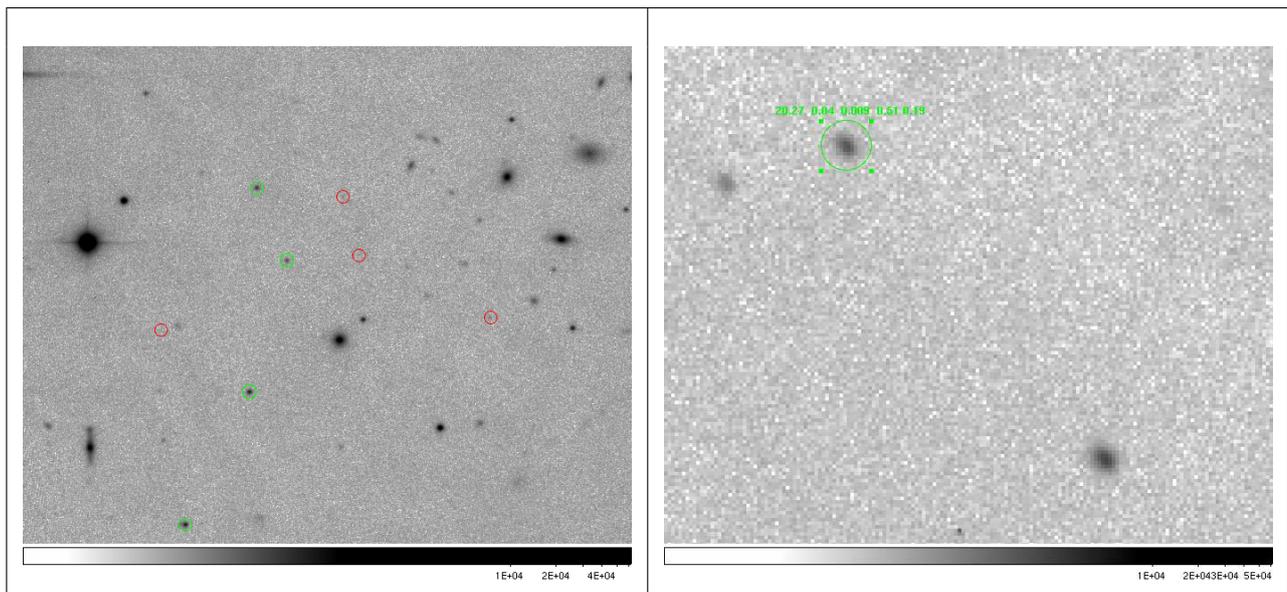


FIG. 4.5: Exemples d'images composites. Les étoiles artificielles sont repérées par des cercles de couleurs. En vert quand les objets ont été sélectionnés par le pipeline, en rouge quand ils n'ont pas été détectés ou ont été rejetés par le filtrage. Tous les autres objets présents dans les champs sont réels. Sur le panneau de droite, un zoom sur une zone de bord de champ de Megacam : l'étoile artificielle reproduit bien les aberrations optiques observées sur les étoiles réelles du champ.

Les mêmes données permettent de déterminer la complétude du CFBDS selon différents critères de sélection. Ainsi pour étudier la fonction de luminosité à partir de l'échantillon dont le suivi photométrique en NIR est complet pour tous les objets dont la couleur $i' - z'$ est supérieure à 2.0, nous utilisons un pipeline de sélection de candidats avec ce critère de couleur plutôt que la limite à $i' - z' = 1.7$ retenue pour le survey dans son ensemble. La figure 4.7 illustre la complétude de l'ensemble des patches du CFBDS-RCS-2 dont le suivi photométrique en NIR est complet à $i' - z' > 2.0$.

4.2.4 Contamination

Élimination des contaminants lors du suivi photométrique : les objets plus précoces que M8.

Nous avons vu précédemment que plus de 40% de nos candidats naines brunes sont en fait des naines M venant d'un domaine de couleur plus bleu que notre critère de sélection à $i' - z' > 1.7$, mais aussi beaucoup plus peuplé que le domaine des naines brunes. Les effets de dispersion du bruit à plusieurs sigmas qui envoient naturellement une fraction de ces objets dans notre sélection sont responsables de cette contamination. Puisqu'une telle déviation a très peu de chance de se reproduire deux fois pour le même objet, cette contamination peut être simplement éliminée par une deuxième observation de nos candidats lors du suivi photométrique. La couleur $z' - J$ permet alors de repérer les couleurs caractéristiques des naines M, visibles sur la figure 4.2, et d'éliminer tous les contaminants dont la couleur $z' - J$ est inférieure à 2.5, ce qui correspond à une couleur $i' - z'$ réelle inférieure à 1.3 et à un type

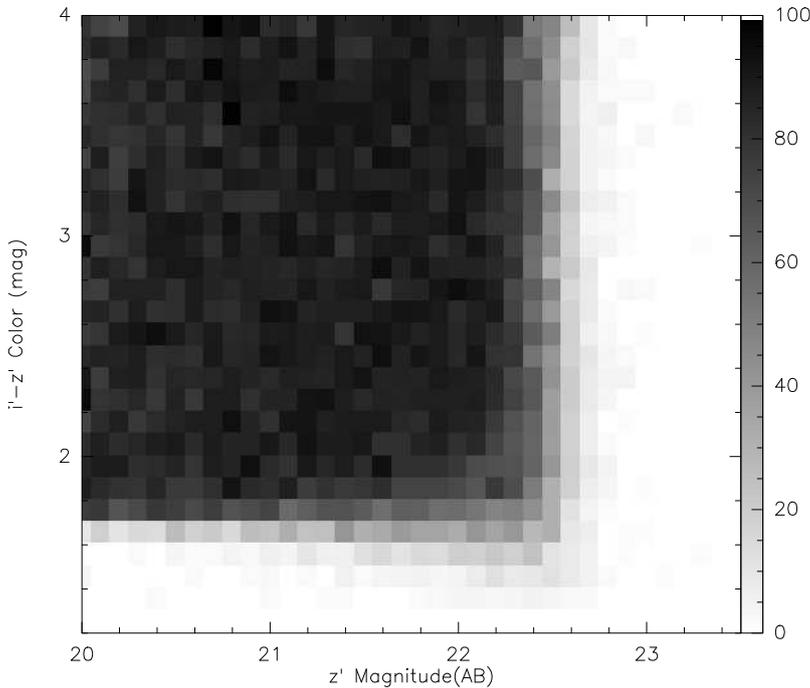


FIG. 4.6: Complétude en pourcents d'un patch du CFBDS par intervalles de couleur $i' - z'$ et de magnitude z' . Les critères de sélection en couleur et magnitude utilisés sont les suivants : $z' < 22.5$ et $i' - z' > 1.7$.

spectral de M8 et plus précoce. Ce critère élimine aussi la contamination par les quasars, encore plus bleus que les naines M, ainsi que les artefacts de détection.

La contamination par les naines ultra-froides de couleur $1.3 < i' - z' < 1.7$ ne peut pas être éliminée de cette manière car leur couleur $z' - J$ est la même que celle des naines brunes de type L et de type T précoce. Il faut donc prendre en compte leur contamination différemment.

Estimation statistique des contaminants pour l'échantillon dont le suivi photométrique est complet : rejet des M8.5-L4

Cet échantillon, représentatif de l'état final du CFBDS, constitue notre base la plus large en type spectral pour l'étude de la fonction de luminosité des naines brunes, incluant tous les objets plus tardifs que L4. Cette estimation, ainsi que l'obtention de la fonction de luminosité décrite dans la section suivante, est menée en étroite collaboration avec Céline Reylé de l'observatoire de Besançon. C'est probablement cette étape de la construction de la fonction de luminosité qui est la plus incertaine. Toutefois ces incertitudes concernent seulement une correction de notre échantillon et non l'échantillon lui-même.

Puisque nous n'avons pas de moyen observationnel simple pour identifier les naines ul-

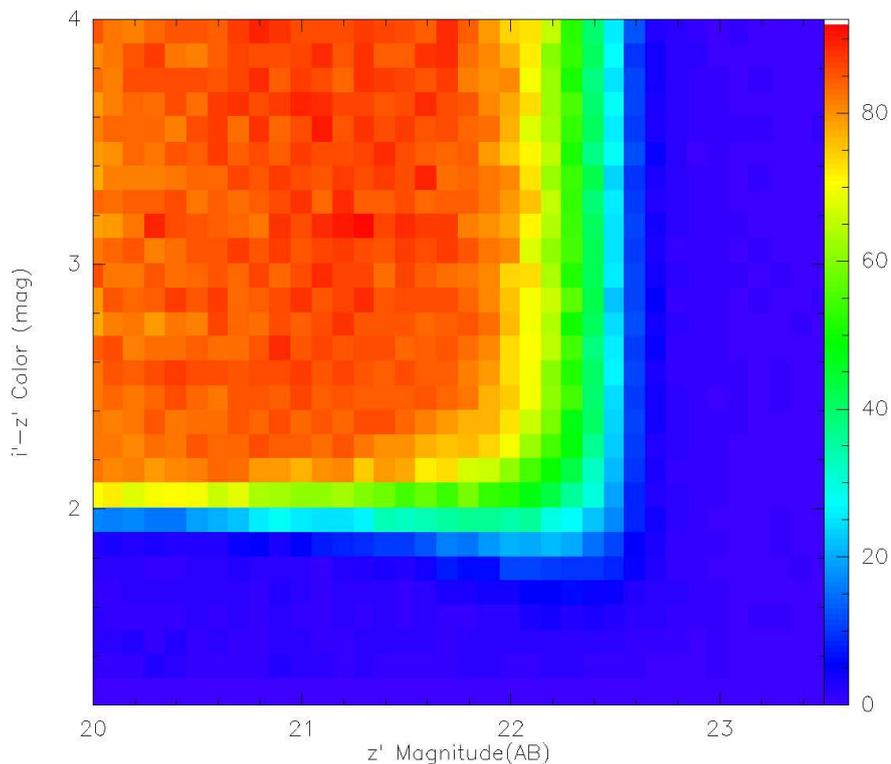
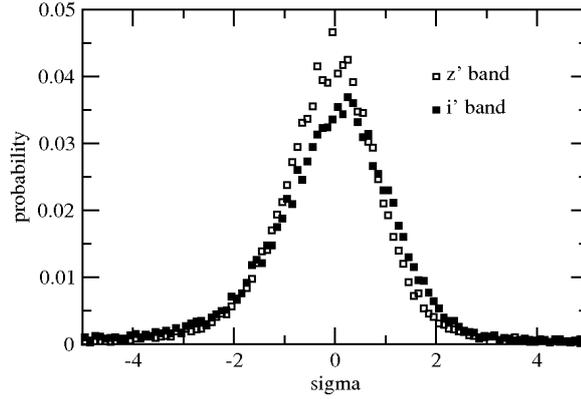


FIG. 4.7: Complétude en pourcents des patches du CFBDS-RCS2 par intervalles de couleur $i' - z'$ et de magnitude z' . Les critères de sélection en couleur et magnitude utilisés sont les suivants : $z' < 22.5$ et $i' - z' > 2.0$.

trafroides de type spectral compris entre M8.5 et L4 qui contaminent notre échantillon de naines brunes, on peut utiliser la fonction de luminosité de Cruz et al. (2007) pour estimer le nombre de ces objets dans les images du CFBDS. En intégrant leur fonction de luminosité sur le domaine M8.5-L4 ($11.0 < M_J < 13.5$) sur le volume sondé par chaque patch du CFBDS, on obtient leur nombre approximatif. Cette estimation peut être raffinée pour tenir compte de la hauteur d'échelle du disque galactique (Robin et al. 2003) qui diminue la densité des étoiles présentes sur les images profondes du CFBDS par rapport aux relevés moins profonds utilisés par Cruz et al. (2007).

Le nombre de contaminants potentiels est alors obtenu par intervalle de 0.1 magnitude en magnitude z' et de 0.1 magnitude en couleur pour $1.3 < i' - z' < 1.7$. Comme l'estimation du nombre de contaminants se fait patch par patch, le nombre d'objets dans chacun de ces intervalles est petit, parfois inférieur à 1 et n'est en général pas entier. Ce nombre constitue donc plutôt la probabilité pour qu'un ou plusieurs objets peuplent l'intervalle de couleur-magnitude associé. Nous utilisons ensuite les distributions d'erreurs obtenues grâce aux étoiles artificielles (cf section 3.2.3 et figure 4.8) pour calculer la probabilité que ces objets viennent effectivement contaminer notre sélection. Un tirage de Monte-Carlo sur cette probabilité permet alors d'estimer la répartition des contaminants dans notre sélection en $i' - z'$.

FIG. 4.8: Probabilités de diffusion d'erreur en bande i' et z'

Estimation statistique des contaminants pour l'échantillon dont le suivi photométrique est complet pour $i' - z' > 2.0$: rejet des M8.5-L6

Le cas est plus simple lorsque l'on considère l'échantillon complet à $i' - z' > 2.0$ puisque l'essentiel des contaminants vient des objets avec $1.7 < i' - z' < 2.0$ qui sont identifiés par le pipeline standard d'analyse du CFBDS. La contamination par les M8.5-L4 est beaucoup moins significative pour cet échantillon puisque le domaine de couleur de ces contaminants est séparé de celui de l'échantillon par 0.3 magnitude. Comme le nombre de contaminants attendu est alors notablement inférieur au nombre d'objets valides de l'échantillon (Voir figure 4.7; on verra dans la section suivante que environ 20% des objets sont des contaminants), l'incertitude sur la correction de la contamination est une incertitude d'ordre 1. Sur ces patches dont le suivi photométrique en J est complet pour tous les objets avec $i' - z' > 2.0$, la couleur $z' - J$ permet d'éliminer proprement la contamination par les naines M plus précoces que M8, les quasars et les artefacts de détection sur ce domaine de couleur. Sur le domaine $1.7 < i' - z' < 2.0$ le suivi photométrique de ces patches n'est pas complet, mais l'analyse d'autres patches dont le suivi photométrique est complet pour $i' - z' > 1.7$, présenté dans la section 4.1.3, permet d'établir que 35% des candidats avec $1.7 < i' - z' < 2.0$ sont des naines ultrafroides de type M8.5 à L6.

Cet échantillon de contaminants potentiels est donc constitué d'objets possédant réellement une couleur $i' - z'$ comprise entre 1.7 et 2.0, mais aussi d'objets plus bleus le polluant du fait des erreurs photométriques. Il conviendrait donc de corriger cette pollution.

Un traitement simple, de la contamination de l'échantillon final néglige cependant cette correction d'ordre deux, concernant la contamination de nos contaminants, ainsi que la contamination directe par les M8.5-L4. Ces omissions entraînent deux imprécisions :

- On surestime modérément le nombre de contaminants avec $1.7 < i' - z' < 2.0$ qui peuvent diffuser assez facilement à $i' - z' > 2.0$.
- On sous-estime modérément la contamination car on néglige aussi celle qui provient des nombreux objets avec $1.3 < i' - z' < 1.7$, qui diffusent rarement à $i' - z' > 2.0$.

L'importance de ces erreurs sur la correction de la contamination est fortement atténuée car ces imprécisions se compensent et sont de même ordre de grandeur. On peut quantifier simplement cet effet en suivant le raisonnement suivant, utilisant seulement la couleur $i' - z'$:

4 Les naines brunes découvertes par le CFBDS et la fonction de luminosité du champ

TAB. 4.5: Pourcentage de contaminants d'un domaine de couleur à un autre, sur la base de l'analyse statistique d'un échantillon d'étoiles artificielles limité à la magnitude mesurée $z'=22.5$, supposant une fonction de luminosité constante. (Cf section 4.2.2). La probabilité associée est précisée entre parenthèse.

Domaine de couleur simulé	Nombre d'objets	Contaminants dans $1.7 < i' - z' < 1.8$	Contaminants dans $i' - z' > 1.7$	Contaminants dans $i' - z' > 2.0$
$1.3 < i' - z' < 1.7$	122637	11097(9.1%)	21195($P_{17} = 17.3\%$)	3277($P_{20} = 2.7\%$)
$1.7 < i' - z' < 2.0$	86300	-	-	19254($P' = 22.3\%$)
$1.7 < i' - z' < 1.8$	29796	-	-	2730(8.2%)
$1.8 < i' - z' < 2.0$	56504	-	-	16524(29.2%)

- Supposons que N objets occupent l'intervalle de couleur [1.3-1.7]
- Soit P_{17} la probabilité que la couleur mesurée pour un de ces objets, du fait de l'erreur photométrique, soit supérieure à 1.7.
- Soit P_{20} la probabilité que la couleur mesurée pour un de ces objets, du fait de l'erreur photométrique, soit supérieure à 2.0.
- Soit N_c le nombre d'objets appartenant à [1.3-1.7] contaminant l'intervalle [1.7-2.0]. On a alors : $N_c = N.(P_{17} - P_{20})$.
- Soit P' la probabilité pour qu'un objet occupant l'intervalle de couleur [1.7-2.0] soit mesuré avec une couleur supérieure à 2.0.
- En négligeant la contamination de l'intervalle de couleur [1.3-1.7] dans notre échantillon, on perd alors $N.P_{20}$ contaminants.
- En négligeant la contamination de l'intervalle de couleur [1.3-1.7] dans l'intervalle [1.7-2.0] on surestime le nombre de contaminants dans notre échantillon à $i' - z' > 2.0$. On "gagne" alors $N_c.P'$ contaminants.
- L'erreur finale N_E sur le nombre de contaminants est alors :

$$N_E = N_c.P' - N.P_{20} = N.(P_{17} - P_{20}).P' - N.P_{20}$$
D'où on trouve finalement :

$$N_E = N.(P_{17}.P' - P_{20}(1 + P'))$$
La probabilité pour qu'un des N objets issus de l'intervalle [1.3-1.7] soit faussement compté comme un contaminant est alors :

$$P_E = |(P_{17}.P' - P_{20}(1 + P'))|$$
- L'étude de cette contamination avec les étoiles artificielles, présentée dans la table 4.5 permet de connaître P_{17} , P_{20} et P' . Seul N reste un inconnu.

L'application numérique montre cette double omission surestime le nombre de contaminants, avec $P_E=0.0056$. P_{20} , qui vaut 0.027, est 5 fois plus grand que P_E . Un calcul plus rigoureux est possible, en tenant en compte le fait que la majorité de la contamination du domaine [1.3-1.7] sur le domaine [1.7-2.0] est en fait localisée dans le sous-domaine [1.7-1.8]. En utilisant les données de la table 4.5, on trouve que l'erreur est encore plus faible, avec $P_E=0.0035$ traduisant maintenant une sous-estimation de la contamination. On pourrait encore raffiner le calcul en distinguant plus de domaines de couleur, mais nous avons maintenant une estimation correcte de l'ordre de grandeur de notre erreur. Ces calculs montrent que notre approche prend mieux en compte la contamination provenant de l'ensemble des naines M8.5-L4 qu'une estimation directe de nombre de contaminants dont l'incertitude serait de 15%.

Cette estimation peut se faire comme décrit précédemment pour l'échantillon dont le suivi photométrique est complet, à partir de la fonction de luminosité de Cruz et al. (2007). Cela revient à faire une estimation directe de N . Cependant, les incertitudes statistiques sur cette fonction de luminosité sont comprises entre 25% et 50%. Même si on considère qu'aucune erreur systématique n'affecte cette étude, notre correction de la contamination par omission de calcul est donc bien meilleure qu'une étude directe de la contamination utilisant la meilleure fonction de luminosité disponible pour les naines brunes du champ. Le calcul précédent, en sus de montrer que notre (non-)estimation de la contamination par les naines M8.5-L4 est acceptable, illustre de manière frappante le besoin d'améliorer notre connaissance de la fonction de luminosité pour les naines brunes du champ. La manière la plus précise d'estimer la contamination est sans doute de combiner les deux méthodes précédentes. Il faut pour cela calculer plus précisément la valeur de P_E et corriger la sous-estimation du nombre de contaminants en remontant à N_E à partir d'une valeur de N calculé avec la fonction de Cruz et al. (2007). Cela sera fait dans un second temps, après la présente thèse.

Dans tous les cas on dispose de l'échantillon de contaminants avec $1.7 < i' - z' < 2.0$, identifiés par le pipeline du CFBDS et susceptibles de diffuser dans notre échantillon avec $i' - z' > 2.0$. On modélise cette contamination de la manière décrite précédemment, par tirage de Monte-Carlo à partir de la probabilité de diffusion d'erreur. La contamination par les naines plus précoces que M8, les quasars et les artefacts, qui représentent les 65% restants des candidats avec $1.7 < i' - z' < 2.0$, est déjà contrôlée par le suivi photométrique en bande J . Comme seuls 35% des candidats avec $1.7 < i' - z' < 2.0$ de notre échantillon de contaminants sont vraiment des naines ultra-froides, on affecte un poids de 0.35 à chaque contaminant identifié. Cela permet de ne pas compter deux fois la même contamination tout en assurant une répartition plus régulière des contaminants, puisqu'ils sont sélectionnés à partir d'un échantillon plus large.

Je récapitule ci-dessous notre estimation du nombre de contaminants dans notre échantillon :

- La contamination par les quasars, les artefacts et les naines plus précoces que M8 est éliminée efficacement sur la base de la couleur $z' - J$.
- La contamination par les naines M8.5-L4 est correctement prise en compte. Nous sous-estimons le nombre de contaminants de 3.5 millièmes du nombre total de naines M8.5-L4 présentes sur nos images. Ce nombre, probablement dix à cinquante fois plus grand que le nombre d'objets de notre échantillon, n'est pas connu avec précision, mais l'erreur induite sur notre fonction de luminosité est donc de l'ordre de quelques pourcents.
- La contamination par les naines L4-L6, issues du domaine de couleur $[1.7-2.0]$ est bien prise en compte.

Ces opérations permettent d'évaluer le nombre final de contaminants à 30 objets parmi les 97 naines L et T identifiées sur la base de leur couleur $z' - J$ dans l'échantillon de 244 candidats naines brunes avec $i' - z' > 2.0$ et dont le suivi photométrique est complet.

4.3 Fonction de luminosité

4.3.1 Relations couleur-magnitude

J'ai utilisé les spectres publiquement disponibles dans les bandes i' , z' et J de 32 naines brunes dont la parallaxe est connue, afin de déterminer les magnitudes absolues synthétiques des naines L et T dans le système photométrique de MegaCam. Cela nous a permis de déterminer les relations couleur-magnitude des naines brunes adaptées aux objets découverts par le CFBDS. Ces relations sont illustrées par les diagrammes couleur-magnitude de la figure 4.9. La couleur $i' - z'$ y apparaît comme un bon traceur de la luminosité pour les naines M et L, plus pertinent que la couleur $z' - J$ même lorsque l'on tient compte de la précision photométrique qui est en moyenne trois fois meilleure en J qu'en i' . Dans le domaine des naines T, la couleur $i' - z'$ devient difficile à relier à la luminosité absolue des objets, mais la couleur $z' - J$ permet alors de déterminer une relation couleur-magnitude fiable. Cependant cette relation est presque constante pour les naines T précoces, à cause du phénomène bien connu du "*Jbump*", (Dahn et al. 2002). Cette expression traduit la remontée du flux en bande J (et en bande z') entre L8 et T4, à contre-sens de l'évolution classique où le flux diminue quand le type spectral augmente. Il est probable que cela entraîne une bosse dans notre fonction de luminosité en J autour de $J=14$, et, dans une moindre mesure, dans notre fonction de luminosité en z' , autour de $z'=17-17.5$, des objets de types spectraux très différents s'accumulant à cette luminosité

Nous utiliserons donc la couleur $i' - z'$ pour déterminer la luminosité des naines L ($i' - z' < 2.6$) et la couleur $z' - J$ pour obtenir la luminosité des naines T ($i' - z' > 2.6$). Il est important de noter que cette fonction de luminosité est encore préliminaire et sera probablement raffinée dans un futur proche, avant la publication de l'article associé (Reylé, Delorme et al, en préparation).

4.3.2 Fonction de luminosité

L'échantillon de naines brunes du CFBDS

Afin d'obtenir la première fonction de luminosité des naines brunes découvertes dans le CFBDS, nous avons décidé d'utiliser notre échantillon complet pour $i' - z' > 2.0$, tel que défini et présenté dans la section 4.1.4. Cet échantillon qui comptabilise uniquement les objets les plus rouges identifiés dans le CFBDS, naines L tardives et T sonde donc un domaine de la fonction de luminosité extrêmement mal connu. Il a de plus l'avantage d'avoir bénéficié d'un suivi photométrique prioritaire, qui est complet sur une grande surface, 520 champs Megacam, soit environ $440^{\circ 2}$. Cet échantillon regroupe un grand nombre de candidats, 244 en tout, dont près de 100 naines brunes. Les "patches" du CFBDS utilisés pour construire cet échantillon sont précisés dans la table 4.6 et la nature des candidats qui y sont identifiés est rappelée dans la table 4.7.

Comme nous l'avons vu précédemment, du fait de la dispersion d'erreur photométrique, cet échantillon contient de nombreux contaminants dont la couleur $i' - z'$ réelle est inférieure à 2.0. Le suivi photométrique en bande J permet d'éliminer de notre échantillon la contamination par les quasars, les naines M plus précoces que M8 ainsi que par des fausses détections. La contamination par les naines M8.5 et L jusqu'à L6, dont la couleur $z' - J$ est indifférentiable de celle des naines L tardives et des T précoces, est traité séparément, comme expliqué dans la section 4.2.4. Pour chaque patch, sur chaque intervalle de

TAB. 4.6: Patches utilisé pour construire l'échantillon complet à $i' - z' > 2.0$. Tous les candidats dont la couleur $i' - z'$ est supérieure à 2.0 dans ces patches ont été observés en bande J , permettant de préciser leur nature.

patch	survey	alpha (hh :mm)	delta (deg)	Nbre de champs
patch0047	RCS-2	00 :47	+00	56
patch0310	RCS-2	03 :10	-16	66
patch0357	RCS-2	03 :57	-07	32
patch1040	RCS-2	10 :55	+57	36
patch1237	CFHTLS	08 :30	+197	11
patch1319	CFHTLS	09 :15	+17	18
patch1512	CFHTLS	10 :30	+11	16
patch1514	RCS-2	15 :14	+06	57
patch1645	RCS-2	16 :45	+40	33
patch2017	CFHTLS	13 :35	-08	15
patch2143	RCS-2	21 :43	-01	94
patch2265	CFHTLS	15 :00	-17	16
patch3071	CFHTLS	19 :30	-22	15
patch3303	CFHTLS	22 :10	-18	16
patch3400	CFHTLS	22 :30	+03	22
patchAND	CFHTLS	00 :45	+34	17

magnitude apparente et de couleur le nombre de candidat est pondéré de la façon suivante :

$$N_{ij} = \frac{n_{ij} - cont_{ij}}{comp_{ij}} \quad (4.1)$$

où n_{ij} est le nombre initial de candidats identifiés dans l'intervalle de couleur-magnitude (i, j) considéré et $cont_{ij}$ et $comp_{ij}$ sont respectivement la contamination et la complétude dans ce même intervalle. Les données issues des différents patches sont ensuite combinées pour définir la répartition finale de notre échantillon en couleur et en magnitude.

La figure 4.10 représente une estimation de la distance des 97 naines ultra-froides de notre échantillon, avec et sans la prise en compte de la contamination par les naines M8.5 à L précoces. Il est intéressant de noter le faible nombre d'objets observés à une distance supérieure à 120 parsec. On a vu dans le chapitre 2 que la distance maximale de détection des naines T précoces est d'environ 160 parsecs à $z'=22.5$, avec une complétude d'environ 50%, ce qui peut faire penser à un réel déficit d'objets entre 120 et 160 parsecs. Cependant cette limite de détection à 160 parsecs est valable seulement pour les objets au pic de luminosité du "*Jbump*" et de son équivalent en bande z' . La limite de détection des autres naines L tardives et T précoces sélectionnées par notre échantillon s'échelonne entre 100 et 160 parsecs, en bon accord avec la distribution des distances observées. Enfin la distance de détection inférieure à 160 parsecs implique de manière statistique que la plupart de ces objets sont relativement jeunes et appartiennent au disque mince de la Voie Lactée. Une exception remarquable sera détaillée dans le chapitre suivant puisque nous avons identifié une naine T sous-métallique appartenant probablement au disque épais (Delfosse et al, soumis) parmi les objets de cet échantillon.

TAB. 4.7: Classification préliminaire de notre échantillon sur la base des couleurs $i' - z'$ et $z' - J$ des candidats. Notez que l'essentiel de la contamination qui reste à corriger est constituée de naines de type M8.5 ou L précoces venant contaminer les 56 naines L tardives que nous avons identifiées.

Type	nombre	pourcentage
Naines T tardives	13	5%
Naines T précoces	28	11%
Naines L tardives	56	23%
Naines <M8	77	32%
quasars	8	3%
artefacts	62	26%
total	244	

La fonction de luminosité des naines brunes du CFBDS

Une fois l'échantillon bien défini et corrigé, une suite d'opérations simples permet d'aboutir à la fonction de luminosité :

- La relation couleur-magnitude permet d'associer chaque intervalle de couleur à une luminosité absolue précise. Cette luminosité absolue permet d'établir la distance maximale de détection associée à notre échantillon limité à la magnitude $z'=22.5$.
- Avec la surface précise couverte par notre échantillon ($435^\circ 2$) et la distance limite de détection, on peut remonter au volume V_i sondé par notre échantillon du CFBDS pour une couleur, et donc une magnitude absolue, donnée.
- Ce volume géométrique est corrigé pour tenir compte de la hauteur d'échelle du disque mince, qui traduit la décroissance de la densité stellaire à mesure qu'on s'éloigne du plan galactique. Cette correction qui utilise la loi de densité décrite par Robin et al. (2003) est inférieure à 10% de la valeur du volume. On obtient alors le volume généralisé $V_g i$.
- La densité de naines brunes associée s'exprime alors $d_i = \frac{N_{ij}}{V_g i}$
- En additionnant les d_i par intervalle de 1 en magnitude absolue on obtient alors la fonction de luminosité des naines brunes du champ, corrigée de la complétude et de la contamination visible sur la figure 4.11, en $objets.pc^{-3}.mag^{-1}$.

Cette fonction de luminosité est préliminaire : deux corrections secondaires mais qui restent significatives sont encore à prendre en compte. La première est la correction du biais de Malmquist (Stobie et al. 1989), dû à la dispersion intrinsèque de la relation couleur-luminosité. Les objets les plus lumineux à une couleur donnée sont alors sur-représentés. Une seconde amélioration nécessaire est de prendre en compte la contamination interne entre les objets de notre échantillon final. Cela sera fait dans un futur proche en utilisant la distribution d'erreur décrite dans la section précédente. La principale source d'erreur reste cependant la grande incertitude de la relation couleur-luminosité, particulièrement pour les naines T tardives.

Comparaison avec les fonctions de luminosité de Cruz et de Metchev

La comparaison avec des fonctions luminosité préexistantes est le moyen le plus direct de vérifier la cohérence de nos résultats. Cette comparaison elle-même est cependant loin d'être

directe car les échantillons considérés sont de nature très différentes. Notre échantillon est constitué de naines L et T identifiées sur leurs couleurs $i' - z'$ et $z' - J$, alors que Metchev et al. (2008) considère uniquement des naines T, et Cruz et al. (2007) uniquement des naines L. Le principal problème vient du fait que le " J bump" se produit justement à la transition entre naines L et T : les naines L7 ont alors la même magnitude absolue que les naines T3 en z' et que les naines T5-T6 en J . Comme ces objets très différents se retrouvent dans le même intervalle de la fonction de luminosité, cela rend impossible une comparaison directe des fonctions de luminosité.

Il est toutefois possible de dépasser cette difficulté en distinguant les naines T des naines L dans notre échantillon de naines brunes du CFBDS. Cette distinction peut se faire de manière très efficace en utilisant le saut d'une demi-magnitude dans la couleur $i' - z$ entre les naines T0 et les naines T0.5 (voir fig. 2.3). On peut alors identifier facilement dans le CFBDS les naines plus tardives que T0 en sélectionnant uniquement les objets avec $i' - z' > 2.6$. Dans le cas des objets non détectés en i' dont la couleur $i' - z'$ est juste une limite inférieure, j'utilise le critère $z' - J > 3.5$, qui permet de sélectionner efficacement les naines T.

Type Spectral	L6-L8	T0.5-T5.5	T6-T8
Metchev et Cruz($10^{-3}.pc^3$)	$> 1.5 \pm 0.2$	$2.3^{+0.9}_{-0.9}$	$4.7^{+3.1}_{-2.8}$
CFBDS($10^{-3}.pc^3$)	2.1 ± 0.6	3.0 ± 0.5	4.75 ± 3.3

TAB. 4.8: Comparaison des densités des naines brunes du champ, d'après le CFBDS et d'après les résultats de Cruz et al. (2007) et Metchev et al. (2008)

La table 4.8 permet de confirmer la validité de notre approche, en illustrant le bon accord de notre fonction de luminosité préliminaire avec les résultats trouvés par Cruz et al. (2007) et Metchev et al. (2008), sur les intervalles où ces résultats très hétérogènes sont comparables. Il est aussi intéressant de noter que les marges d'erreurs de notre étude préliminaire sont elles aussi comparables à celles des résultats antérieurs. La fonction de luminosité finale déduite du CFBDS sera donc probablement notablement plus précise que celles déjà publiées.

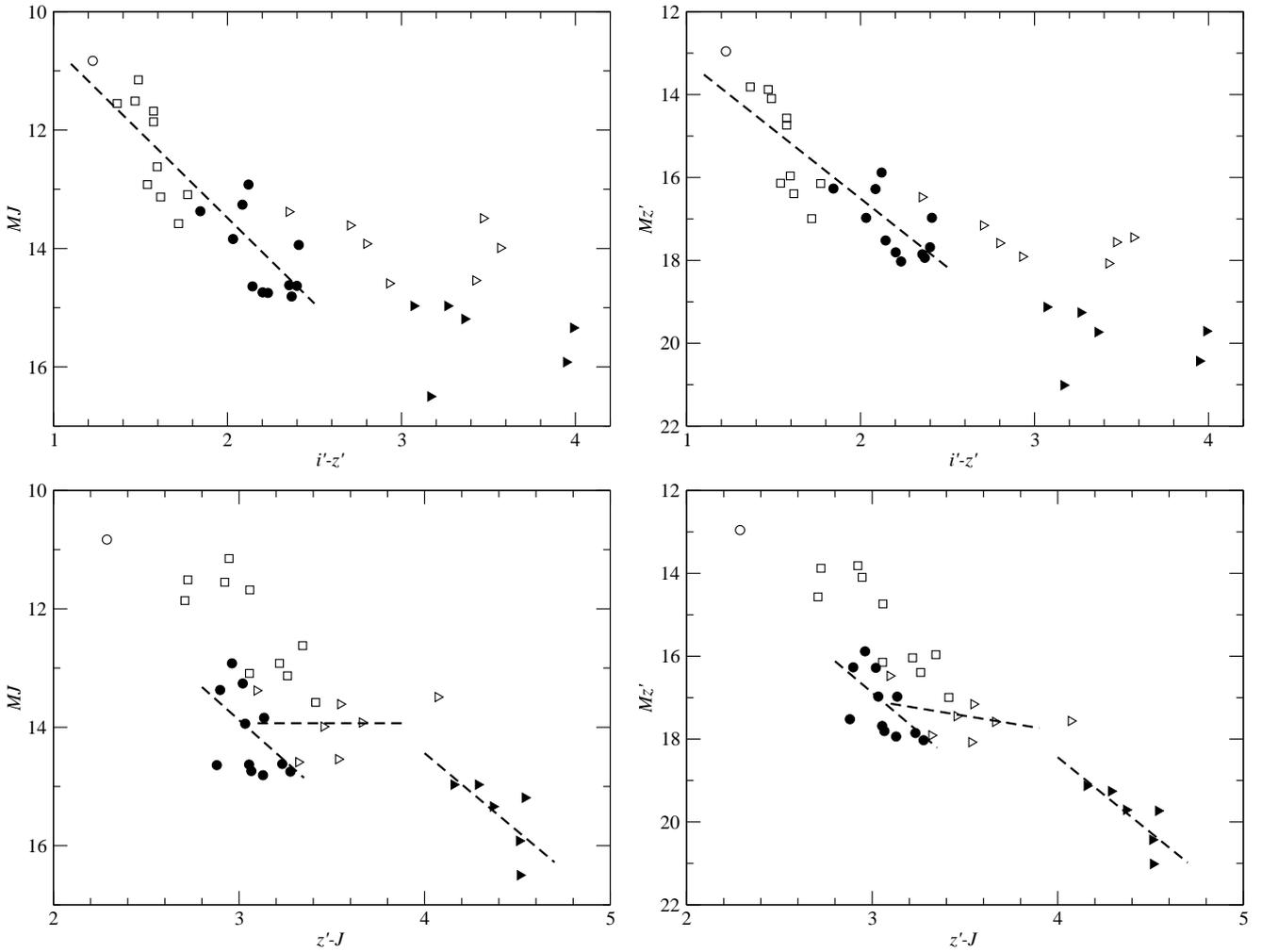


FIG. 4.9: Diagrammes couleur-magnitude des naines brunes dans le système photométrique du CFBDS. Les cercles vides représentent les naines M7-M8, les carrés vides les naines M8.5-L4.5, les cercles pleins les naines L5-L9.5, les triangles vides les naines T0-T4.5, tandis que les triangles pleins identifient les naines plus tardives que T5. Les tirets identifient les relations couleur-magnitude dérivées selon le domaine de type spectral.

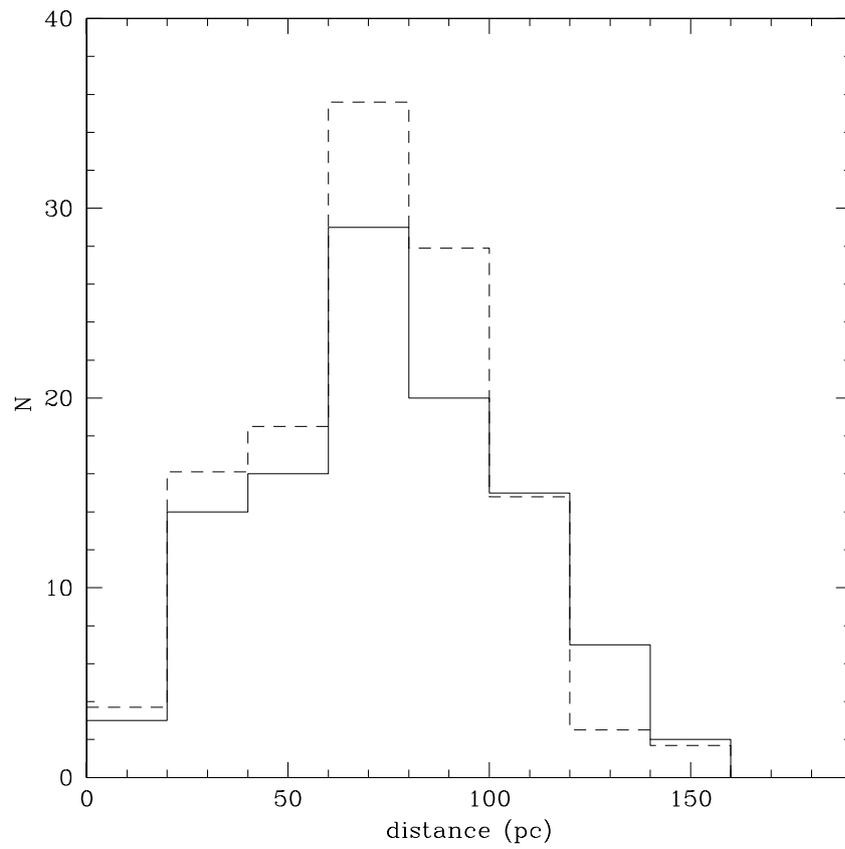


FIG. 4.10: Distribution des distances photométriques des objets de l'échantillon avec (tirets) et sans (ligne pleine) correction de la contamination et de la complétude.

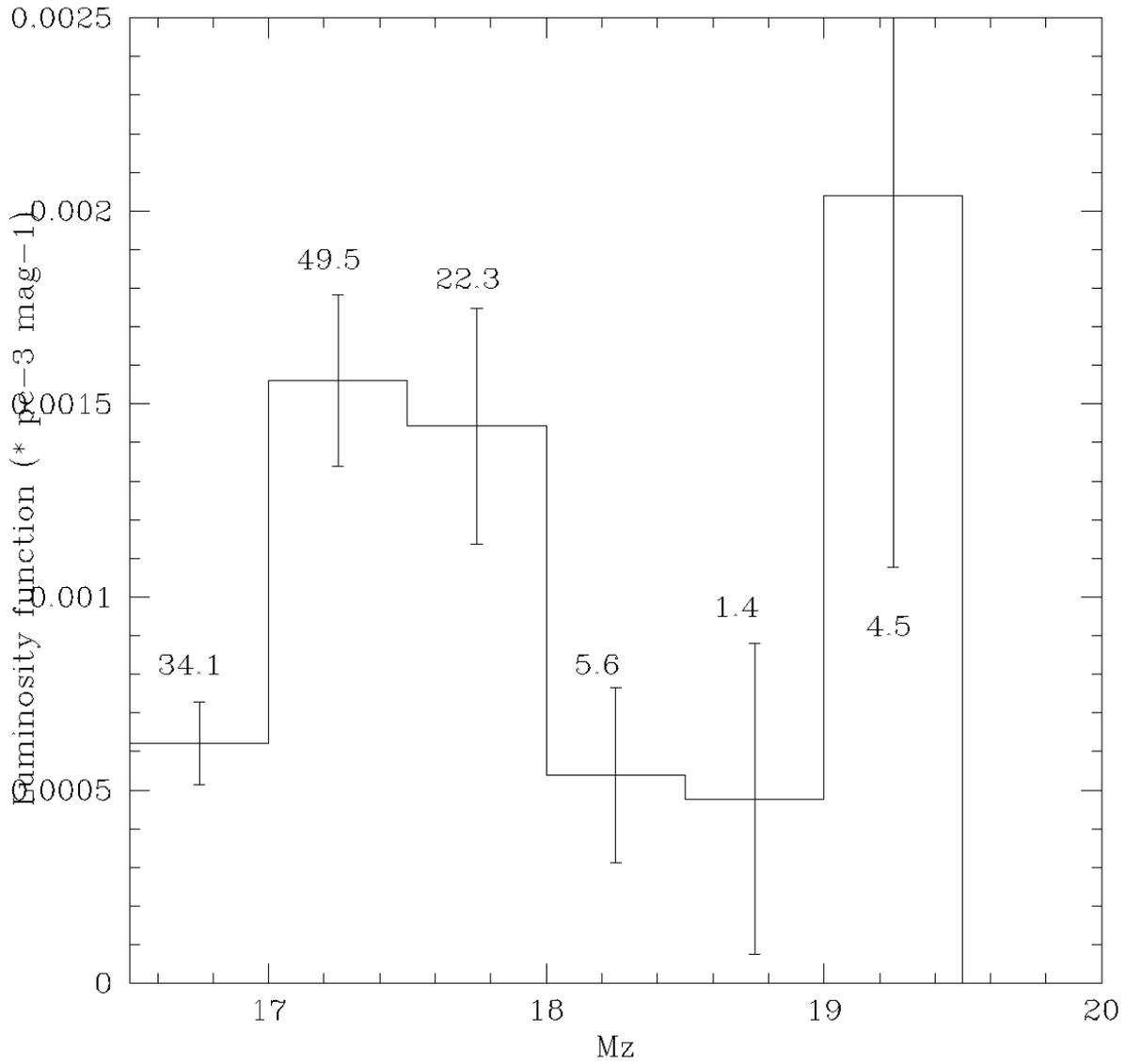


FIG. 4.11: Fonction de luminosité en bande z' des naines brunes du champ, après correction de la complétude et de la contamination. Le nombre corrigé d'objets par intervalle de magnitude est précisé.

5 Suivi spectroscopique des naines T

5.1 Les informations contenues dans le spectre des naines brunes froides

5.1.1 Température, métallicité et gravité

La température, la métallicité et la gravité sont les principaux paramètres physiques qui influent sur les spectres des naines brunes. Je décris ici l'impact de ces paramètres sur leur spectre émergent, ce qui guidera l'analyse des spectres des objets découverts par le CFBDS présentée dans la section suivante.

Température

Lorsque la température de la photosphère diminue, les processus chimiques dominants sont affectés. Certaines molécules sont plus facilement créées, d'autres plus facilement détruites et la composition chimique se retrouve modifiée. Ainsi dans la photosphère des naines L, au dessus de 1300K, le carbone est principalement stocké sous forme de CO. A mesure que la température diminue, la molécule carbonée dominante devient progressivement CH₄. Un changement similaire est attendu à plus basse température, en dessous de 600K : la principale molécule de stockage de l'azote aux températures des naines L et T, N₂, est progressivement supplantée par l'ammoniac, NH₃. Les variations de température sont donc qualitativement assez faciles à repérer dans le spectre des naines brunes.

La signature spectrale de la température à grande échelle est évidente sur un grand domaine spectral : la séquence spectrale des naines T est une séquence à température effective décroissante. Toutefois cette décroissance n'est pas monotone, puisque la température varie peu (<200K) entre L7.5 et T4.5 (Cushing et al. 2008), alors qu'elle chute de 1200K à 700K entre T4.5 et T8. Pour les naines T précoces une forte modification du spectre est déclenchée par une faible variation de température parce que cette dernière entraîne la sédimentation des nuages de poussières sous la photosphère. D'autres paramètres, comme la métallicité, la gravité de surface ou la vitesse de rotation de l'objet, peuvent également avoir un impact sur la sédimentation. Sur le domaine spectral T, la chute de la température se manifeste par le renforcement des bandes du méthane et de l'eau (voir figure 5.2) et la disparition progressive des raies d'hydrures métalliques et des métaux alcalins. La baisse de température et l'augmentation de l'absorption par H₂ et CH₄ qui s'ensuivent ont les signatures spectrales suivantes en proche infrarouge :

- Le spectre NIR subit un bleuissement général
- Les pics de flux en bande *J* et *H* deviennent plus étroits.
- La hauteur du pic en bande *K* diminue.

Comme nous le verrons plus loin, la diminution du flux en bande *K* est un effet de pression, qui peut être due à une gravité élevée ou provoqué indirectement par la baisse de température : à basse température le flux émerge de zones plus profondes de l'astre, donc

5 Suivi spectroscopique des naines T

à plus forte pression.

Les difficultés surviennent quand il s'agit de quantifier les différences de température entre deux objets, ou d'affecter une température absolue à un objet. Cette analyse fait appel à des modèles d'atmosphère. La figure 5.1 illustre trois modèles de spectres à des températures différentes. Même si les spectres synthétiques reproduisent bien l'allure générale du spectre, de petites imperfections subsistent, et ne peuvent pas être complètement résolues en agissant sur d'autres paramètres, comme la métallicité ou la gravité. Ces limitations des modèles peuvent provenir de la modélisation elle-même (par exemple l'absence de prise en compte des effets de chimie hors-équilibre), ou bien de l'incomplétude des données expérimentales qu'ils utilisent, notamment sur la position et l'intensité précises des raies.

Dans la figure 5.1 aucun des trois modèles, à différentes températures, n'apparaît franchement plus proche du spectre observé. L'incertitude sur la température obtenue par cette comparaison directe avec les modèles est donc de plus de 100K. Le panneau inférieur de la figure 5.3 montre l'évolution du spectre NIR sur une plus grande plage de température et met en évidence les principales modifications du spectre, en particulier la diminution du flux en H et en K .

Leggett et al. (2007) ont montré que des données spectroscopiques ou photométriques dans l'infra-rouge moyen -MIR-, où la distribution spectrale d'énergie des naines T permet une bien meilleure estimation de leur température. Actuellement, ces données en MIR ne peuvent être obtenues qu'en utilisant le télescope spatial Spitzer, ce qui limite fortement le nombre d'observations possibles. Il est donc important d'affiner cette analyse par d'autres moyens, notamment avec les indices spectraux définis dans la section suivante. Ces derniers permettent aussi de contraindre plus finement les autres paramètres physiques.

Gravité

La gravité a deux effets principaux sur le spectre des naines brunes. Le premier est l'élargissement par pression des raies électroniques des métaux alcalins et alcalino-terreux lors des collisions. La force électrique des nuages électroniques des atomes en collision modifie les niveaux d'énergie des raies. Comme cette modification dépend des paramètres variables de chaque collision, l'effet observé n'est pas un décalage des raies, mais plutôt un élargissement. Ainsi l'absorption par le doublet du potassium à $0.77\mu\text{m}$ élargi par pression est presque intégralement responsable de la forme du spectre des naines brunes dans le rouge lointain. La raie élargie absorbe le flux en i' et en z' , mais comme le doublet est centré sur la bande i' , celle-ci est plus affectée. Ceci entraîne un rougissement de la couleur $i' - z'$, qui est donc un traceur de gravité.

Le second effet de la gravité se manifeste fortement en deçà de 1000-1200K, par une diminution du flux sur toute la bande K (Cf panneau du milieu de la figure 5.3). Cela est provoqué par l'absorption induite par les collisions du H_2 , ou CIA (Collision Induced Absorption). Comme H_2 est une molécule symétrique, elle n'a pas de moments dipolaires spontanés, et donc pas de transitions associées. La molécule de dihydrogène acquiert par contre un moment dipolaire temporaire lorsque des collisions déforment son nuage électronique. Le CIA est ainsi une absorption par des transitions dipolaires induites par les collisions. Elle n'est significative qu'en deçà d'une certaine température au-delà de laquelle l'absorption par H_2O domine et cache l'effet du CIA.

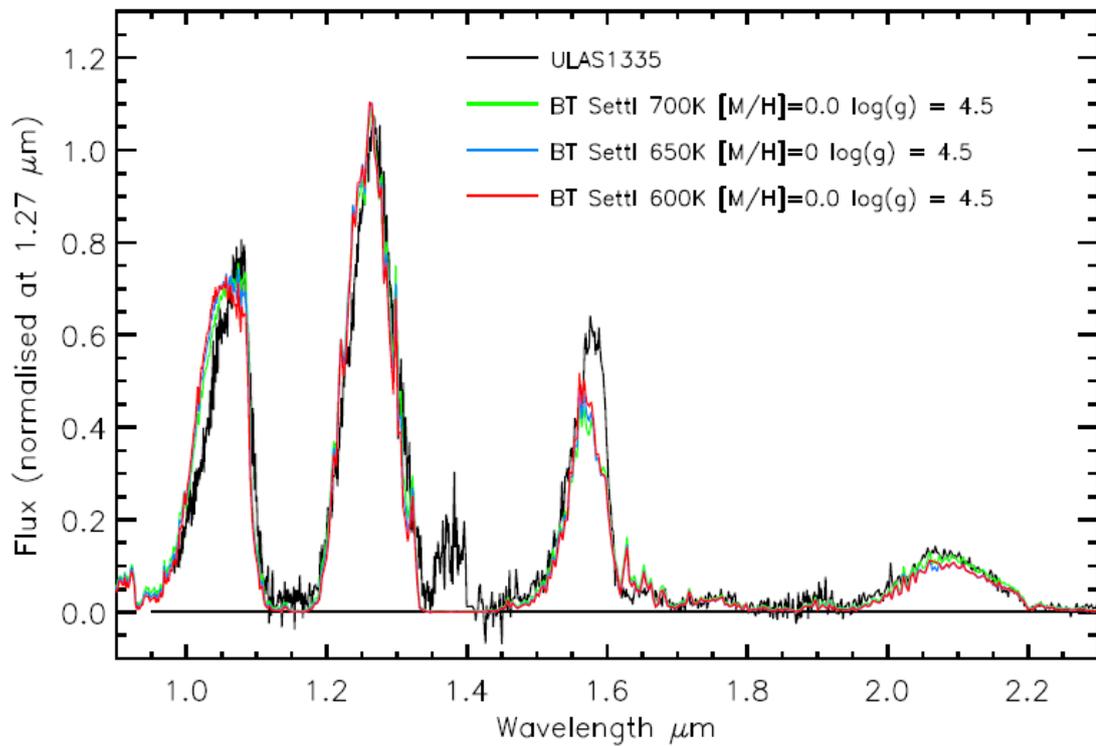


FIG. 5.1: D'après Burningham et al. (2008). Le spectre d'une naine brune ultra-froide comparé aux spectres modélisés par BT-settl pour trois températures différentes, pour une métallicité solaire et une gravité de $\log g=4.5$.

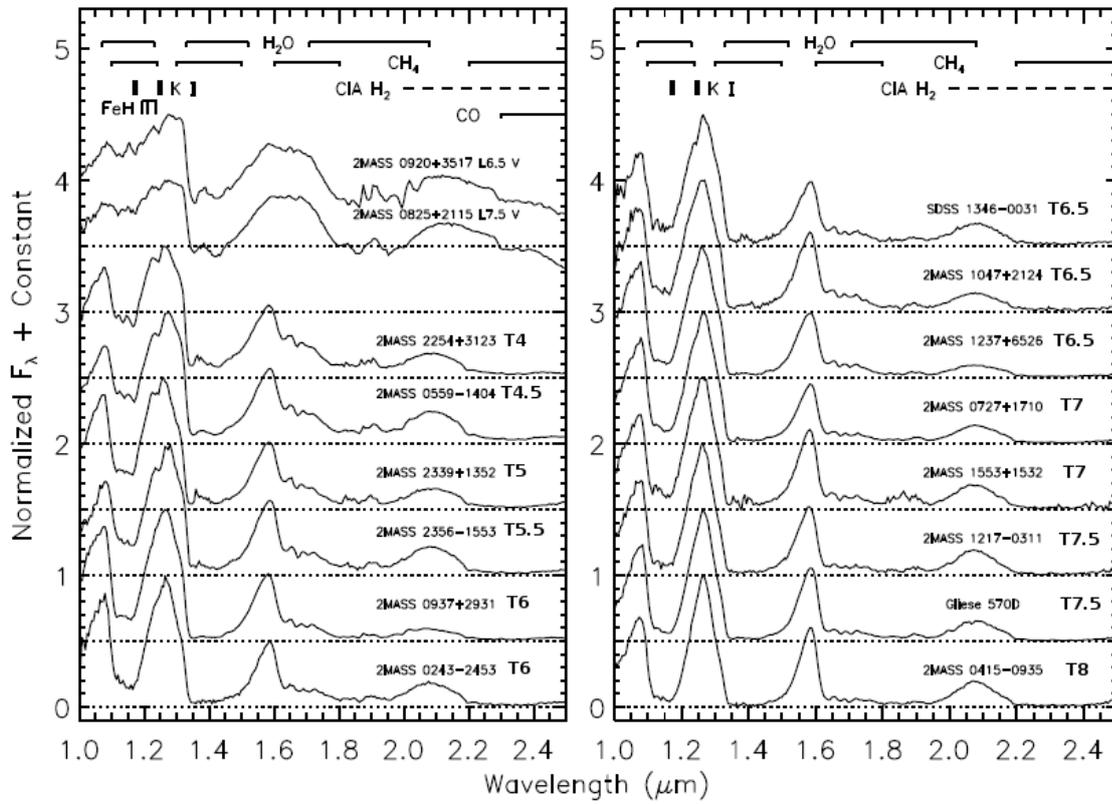


FIG. 5.2: Séquence spectrale de $1.0\mu\text{m}$ à $2.5\mu\text{m}$, des naines L tardives aux naines T tardives. Le domaine de longueur d'onde et la nature des principales bandes d'absorption sont précisés. D'après Burgasser et al. (2002)

5.1 Les informations contenues dans le spectre des naines brunes froides

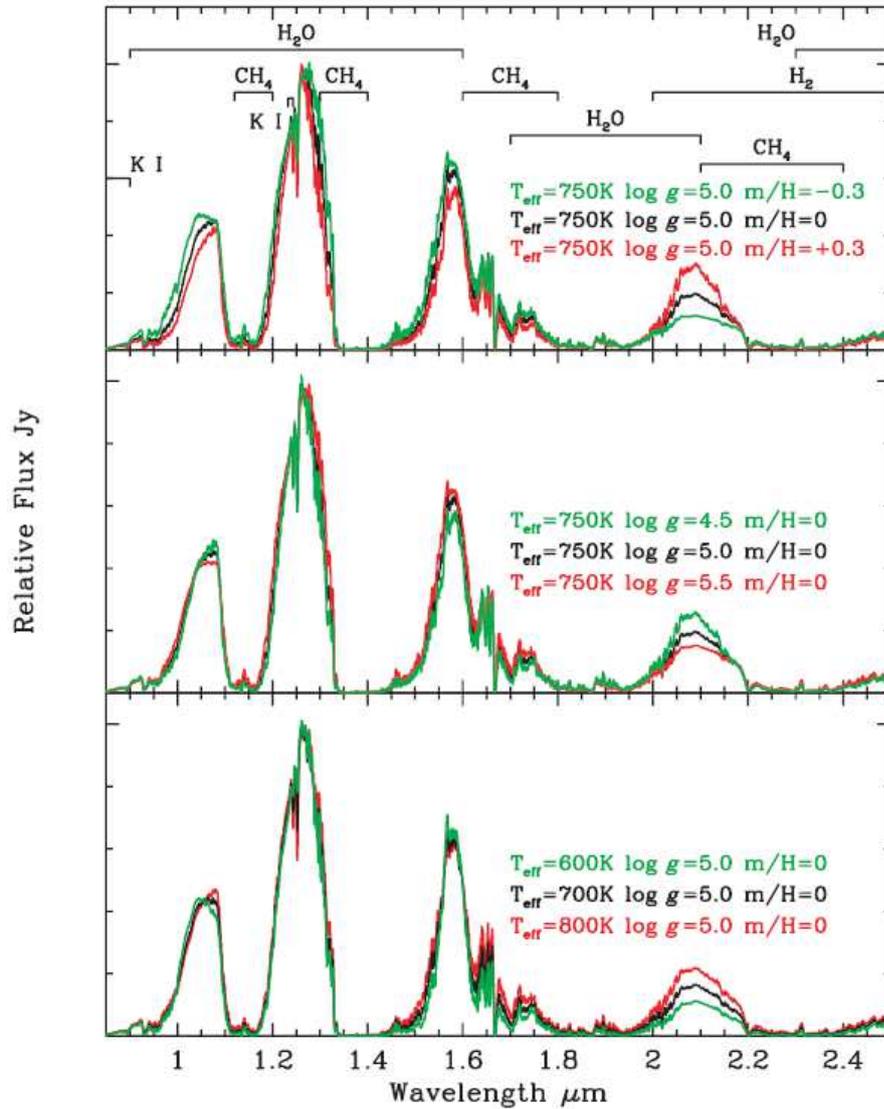


FIG. 5.3: D'après Leggett et al. (2007). Les trois panneaux représentent des modèles de naines T de Marley et al. (2002), avec un seul paramètre variable. Sur le panneau supérieur seule la métallicité varie, sur le panneau du milieu la gravité et sur celui du bas, la température. Les principales bandes d'absorption sont indiquées.

Métallicité

La métallicité influe doublement sur le spectre des naines brunes. Tout d'abord la structure interne de ces objets en dépend, comme par exemple la masse limite de fusion de l'hydrogène qui est plus élevée pour des objets sous-métalliques. Par ailleurs, la métallicité influe directement sur la quantité de métaux dans la photosphère des naines brunes. Cela affecte à la fois les raies atomiques de ces éléments, et la formation des molécules et des poussières.

Réduire la métallicité a un effet sur la chimie de C, N et O qualitativement similaire à une augmentation de la gravité : la quantité de poussières et d' H_2O réduit, ce qui entraîne une diminution de l'épaisseur optique dans l'atmosphère. La photosphère descend donc dans des couches plus profondes, soumises à une gravité plus élevée. Il est alors difficile de distinguer les effets de métallicité de ceux de la gravité à partir des bandes de CH_4 , H_2O ou NH_3 . De même, la pression plus élevée de la photosphère d'un objet sous-métallique augmente l'absorption induite par les collisions du H_2 . Cependant, les abondances des molécules composées de deux éléments lourds (comme CO) diminuent beaucoup plus vite que celles composées d'un seul, comme FeH, H_2O ou CH_4 . Leurs abondances relatives sont donc des traceurs de métallicité intéressants. Les raies des métaux, notamment le doublet du potassium à $1.25\mu\text{m}$ s'atténuent aussi lorsque la métallicité décroît et peuvent aussi constituer des indicateurs intéressants de la métallicité des naines T. Un autre traceur est l'affaiblissement de l'absorption par les ailes élargies par la pression du doublet du potassium à $0.77\mu\text{m}$ qui libère du flux dans le bleu de la bande Y. Le décalage résultant vers le bleu du pic de la bande Y constitue peut être l'un des indices de sous-métallicité les plus forts (Leggett et al. 2007; Burgasser et al. 2006a).

Le panneau supérieur de la figure 5.3 montre des spectres modélisés pour des métallicités variables et résume les effets d'une baisse de la métallicité tels que prévus par les modèles sur la distribution spectrale d'énergie des naines T :

- Le pic en bande Y est décalé vers le bleu.
- Le pic en bande J est décalé vers le rouge.
- Le flux en bande K est atténué.

Il faut toutefois souligner qu'aucune naine T significativement sous(ou sur)-métallique n'avait encore été identifiée avant celle dont je discute à la fin de ce chapitre et que les prédictions de ces modèles à métallicité variable ne sont donc pas contraintes pour les naines T. Par ailleurs aucun des modèles de la figure 5.4 ne rend compte de la forme du pic en bande Y du spectre observé à métallicité solaire. Ce décalage a déjà été discuté par Burgasser et al. (2006a) : les modèles ont des difficultés à rendre compte quantitativement de ces variations de la bande Y. Les modèles ont donc besoin de nouvelles observations, à plus faible métallicité, pour être mieux contraints.

5.1.2 Les indices spectraux

Les bandes d'absorption moléculaires qui dominent le spectre des naines T sont les principales sondes de leurs paramètres physiques. Comme elles affectent principalement des domaines de longueurs d'onde réduits et relativement bien définis (cf figure 1.4), il est possible de déterminer des intervalles spectraux sur lesquels leur signature est maximale. En comparant le flux sur un domaine de longueur d'onde où l'absorption d'une molécule est maximale et le flux sur un intervalle proche, de même largeur, sur lequel cette molécule ne produit pas d'absorption, on obtient une mesure auto-calibrée de l'intensité de la bande

5.1 Les informations contenues dans le spectre des naines brunes froides

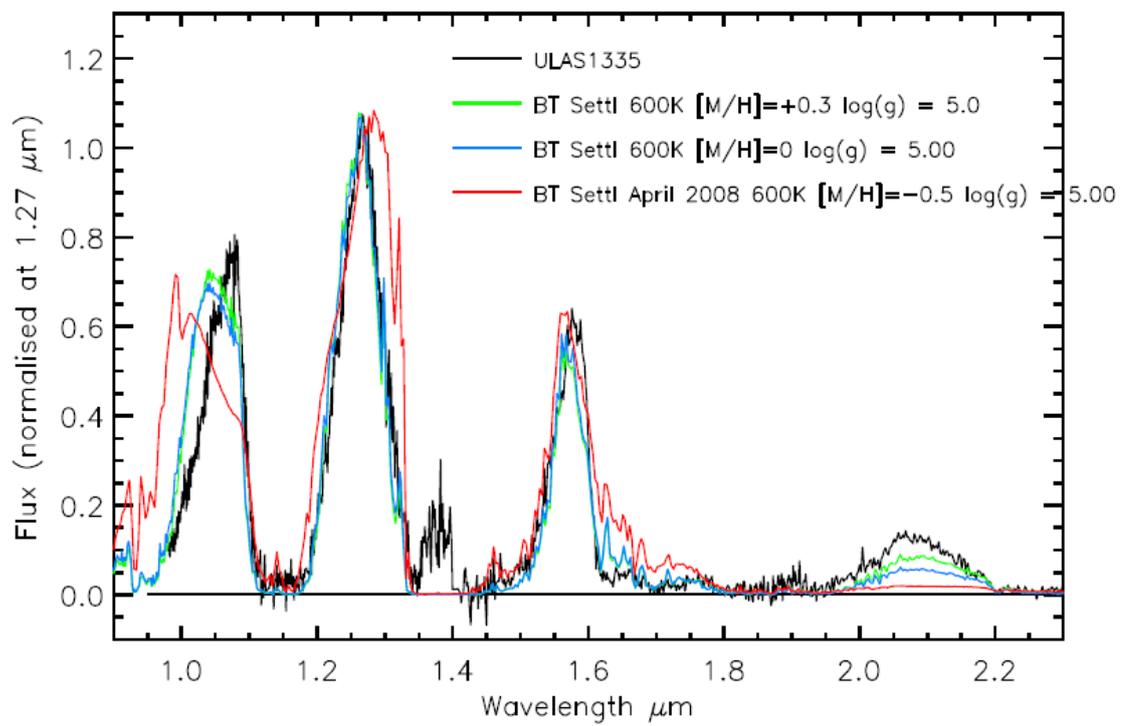


FIG. 5.4: D'après Burningham et al. (2008) Le spectre d'une naine brune ultra-froide comparé aux spectres modélisés par BT-settl pour trois métallicités différentes, pour une température de 600K et une gravité telle que $\log g=5.0$.

5 Suivi spectroscopique des naines T

Indice spectral	Longueur d'onde du numérateur	Longueur d'onde du dénominateur	Absorption ciblée	Paramètre physique
	μm			
H ₂ O- <i>J</i> ¹	1.14-1.165	1.26-1.285	H ₂ O à 1.15 μm	Température
CH ₄ - <i>J</i> ¹	1.315-1.34	1.26-1.285	CH ₄ à 1.32 μm	Température
H ₂ O- <i>H</i> ¹	1.48-1.52	1.56-1.60	H ₂ O à 1.4 μm	Température
CH ₄ - <i>H</i> ¹	1.635-1.675	1.56-1.60	CH ₄ à 1.65 μm	Température
H ₂ O- <i>K</i> ¹	1.9755-1.995	2.08-2.10	H ₂ à 1.9 μm	Température
CH ₄ - <i>K</i> ¹	2.215-2.255	2.08-2.12	CH ₄ à 2.2 μm	Température
<i>K/J</i> ¹	2.06-2.10	1.25-1.29	CIA par H ₂ en bande <i>K</i>	Gravité
<i>W_J</i> ²	1.18-1.23	1.26-1.285	CH ₄ et H ₂ O	Température
NH ₃ - <i>H</i> ³	1.53-1.56	1.57-1.60	NH ₃ , à 1.55 μm à confirmer	Température

TAB. 5.1: Définition des plages de longueurs d'onde couvertes par les différents indices spectraux.

¹ D'après Burgasser et al. (2006b)

² D'après Warren et al. (2007)

³ D'après Delorme et al. (2008a)

d'absorption considérée. Les indices spectraux, en général, mesurent ainsi un rapport de flux entre une zone d'absorption maximale et une zone sans absorption.

Définition des indices

La définition des bornes d'intégration en longueur d'onde du numérateur et du dénominateur d'un indice spectral est choisie pour optimiser le signal sur bruit. On sélectionne ainsi pour le dénominateur un intervalle où la molécule ciblée est la seule à produire une absorption significative. Pour le numérateur, l'intervalle est défini pour couvrir une zone autant que possible libre de toute absorption. L'idéal d'un indice ciblant spécifiquement une molécule ne peut pas être atteint dans le spectre encombré des naines T : les raies d'absorption de molécules différentes se recouvrent. Chaque indice a cependant pour objectif d'explorer l'absorption par une molécule dans une bande précise, ainsi que les paramètres physiques et chimiques associés. La table 5.1 récapitule les différents indices spectraux utilisés dans l'étude des naines T, la principale molécule absorbante et le paramètre physique auquel l'indice est le plus sensible.

La valeur de ces indices extraits du spectre d'une naine brune permet de fixer son type spectral avec une assez bonne précision, typiquement de ± 0.5 , lorsque le spectre a un bon rapport signal sur bruit. La figure 5.5 illustre la relation entre le type spectral et la valeur de plusieurs de ces indices. Même si la plupart d'entre eux est sensible à la température, leur domaine de sensibilité et leur réponse à une variation de température n'est pas la même. Plusieurs de ces indices saturent dans certains domaines de température, tandis que d'autres sont dégénérés en fonction du type spectral. Ainsi CH₄-*K* et CH₄-*J* gardent la même valeur entre T0 et T2, et tous les indices saturent pour des types spectraux plus tardifs que T8, à l'exception de *W_J* et *K/J* (Warren et al. 2007; Delorme et al. 2008a). La gamme d'indices utilisable pour l'étude des naines brunes les plus froides connues est donc, pour le moment, réduite. Cela nous a amené à définir un nouvel indice qui ne sature pas pour les objets les plus froids connus à ce jour, NH₃-*H* (Delorme et al. 2008a, présenté à

5.1 Les informations contenues dans le spectre des naines brunes froides

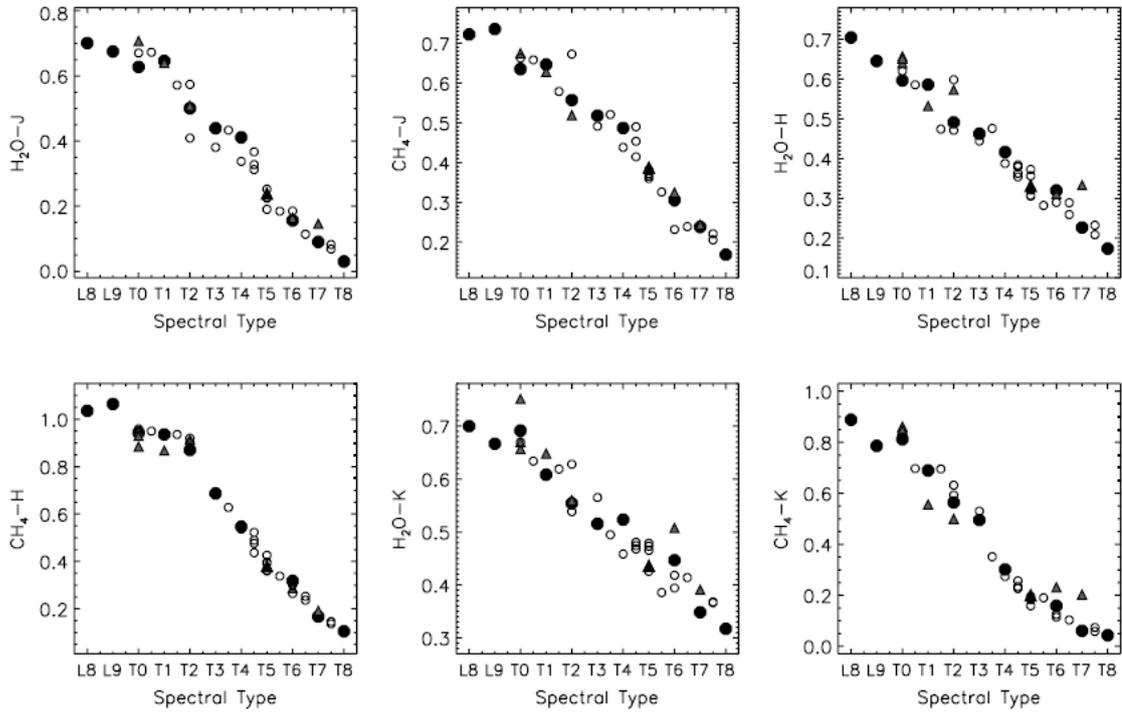


FIG. 5.5: Evolution des indices spectraux définis par Burgasser et al. (2006b) en fonction du type spectral.

la fin de ce chapitre). Cet indice mesure une bande d'absorption de l'ammoniac qui semble apparaître autour de $\sim 650K$.

Contraindre les paramètres physiques avec les indices spectraux

Nous avons vu que l'absorption de H_2 en bande K (CIA), ainsi que les raies d'absorption du potassium en bande J sont plus sensibles à la gravité de la photosphère que les bandes d'absorption de CH_4 et H_2O . Ces dernières se renforcent par contre considérablement quand la température décroît. En comparant l'intensité relative de ces absorptions il est théoriquement possible de lever la dégénérescence entre gravité et température et de déterminer ces paramètres en utilisant des modèles d'atmosphères froides. La mise en oeuvre de cette méthode fait appel à des modèles d'atmosphère et est contrariée par l'incomplétude des opacités moléculaires qu'ils utilisent. Cela introduit en effet des erreurs systématiques dans les modèles. Pour les corriger on utilise un objet de référence réel dont la température est bien contrainte, en général grâce à l'utilisation de photométrie en infra-rouge moyen. On utilise ensuite les modèles pour mesurer différentiellement température et gravité par rapport à cette référence. Cette méthode, mise en oeuvre par Burgasser et al. (2006a), est fiable quand la température et la gravité des objets étudiés sont proches de ceux de l'objet de référence, ce qui permet une correction correcte des erreurs systématiques. Comme explicité par Leggett et al. (2007), cette analyse suppose que la métallicité des objets est similaire à celle de la référence. Cette méthode permet cependant d'obtenir de bonnes mesures relatives de la gravité et de la température effective des naines brunes observées.

La démarche générale permettant de remonter aux paramètres intrinsèques des naines

5 Suivi spectroscopique des naines T

brunes observées est donc la suivante :

- On mesure les indices spectraux à partir du spectre observé. Cela permet notamment d'attribuer un type spectral précis.
- On remonte des indices spectraux à des combinaisons (température effective/gravité) physiquement cohérentes à partir des modèles d'atmosphères recalés sur des objets de référence étudiés en détail.
- On définit une plage, en général assez large, d'âges et de masses reproduisant la température et la gravité dérivée du spectre par comparaison avec des modèles de structure stellaire.

L'extraction de ces paramètres physiques à partir des indices spectraux utilise le plus souvent deux indices, l'un plus sensible à la température, l'autre plus sensible à la gravité. À partir des modèles d'atmosphère, on calcule ces indices pour une grille de température/gravité et on recale cette grille sur un objet de référence bien connu (figure 5.6). En positionnant les objets observés sur ce graphe, on peut alors leur affecter une température et une gravité relativement fiables.

5.2 Observations et réduction des spectres des objets découverts

5.2.1 Observations

Contraintes observationnelles et stratégie

Comme les candidats issus du CFBDS sont détectés sur des images relativement profondes, ils sont généralement peu brillants et leur suivi spectroscopique demande des observations assez longues avec un télescope de 8 à 10 mètres. Les magnitudes J , H , K des naines T détectées par le CFBDS varient le plus souvent entre 17.5 et 18.5. L'obtention d'un spectre avec un signal sur bruit permettant de déterminer précisément leur type spectral demande des temps de pose variant entre 40 minutes en bande J et 150 minutes en bande K . Un bon signal sur bruit est nominalelement de 20 en J et H et de 10 en K , tel que calculé avec les calculateurs de temps de pose mis à disposition par les observatoires, pour un flux réparti sur toute la bande passante du spectre (voir par exemple <http://www.eso.org/observing/etc/>). Il faut souligner que le flux des naines T ne se répartit pas également sur tout le spectre mais se concentre sur d'étroites bandes sur lesquelles le signal sur bruit est donc bien meilleur que la valeur moyenne prédite par les calculateurs de temps de pose.

Les spectres présentés ci-après ont été obtenus avec GNIRS (Gemini South), NIRI (Gemini North) et ISAAC (VLT). NIRI, le spectrographe à fente de Gemini Nord et ISAAC, celui du VLT ont des caractéristiques similaires. La principale différence est que NIRI dispose d'un grisme "bleu" qui inclut la bande Y en même temps que la bande J .

GNIRS, le spectrographe à grisme de Gemini Sud permettait par contre d'obtenir en une seule observation un spectre complet de $0.9\mu\text{m}$ à $2.5\mu\text{m}$. Sa mise hors service suite à un accident nous a privé de sa couverture globale du spectre NIR et nous a obligé à des compromis sur les bandes observées avec NIRI et ISAAC.

Pour les observations avec le VLT, le spectre en bande H donne clairement le meilleur rapport entre le temps d'observation et la qualité des informations spectrales. La bande H contient de profondes raies du CH_4 et de l'eau, et les indices spectraux associés permettent

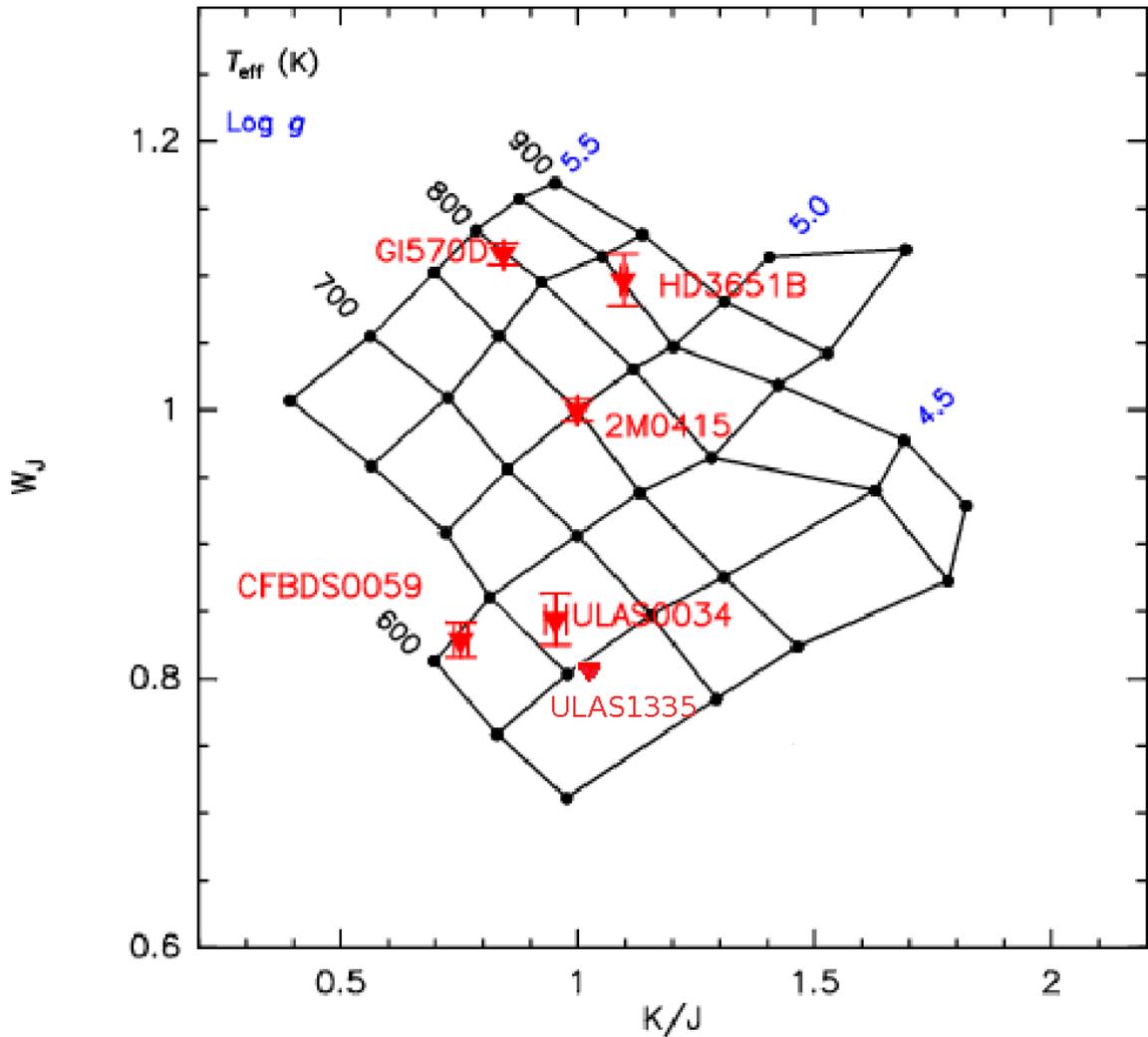


FIG. 5.6: Graphes des indices spectraux K/J et W_J de naines brunes ultra-froides. La grille en température et gravité est issue du modèle BT-settl recalé sur la naine brune de référence 2MASS0415 (T8). D'après Delorme et al. (2008a)

TAB. 5.2: Caractéristiques des observations spectroscopiques que nous avons demandées avec ISAAC sur le VLT pour des magnitudes J , H et K typiques de nos candidates T tardives. Le temps de télescope total est le temps réel demandé, tenant en compte tous les temps morts dus aux mouvements du télescope et à l'acquisition de la cible -ou "overheads"- nécessaires pour mener à bien les observations.

Bande	Magnitude	Temps de pose individuel (s)	Temps de pose total (mn)	Temps de télescope total (mn)
J	18.0	190	40	57
H	18.0	140	60	105
K	18.5	130	150	220

une bonne classification des naines T. Par ailleurs nous avons montré (Delorme et al. 2008a) que les premières traces d'absorption par le NH_3 dans le spectre NIR apparaissent probablement dans cette bande. L'obtention d'un spectre H avec un bon signal sur bruit demande généralement une heure de pose avec ISAAC sur le VLT. Les observations avec NIRI en bande H ont les mêmes avantages et demandent le même temps de pause, ce qui les rend également intéressantes. La possibilité d'obtenir les spectres Y et J en même temps avec NIRI relativise toutefois les avantages d'observations en bande H : les bandes Y et J comportent d'excellents traceurs de métallicité, absents en bande H .

Nous avons donc obtenu en priorité des spectres H pour le plus grand nombre possible de naines T découvertes avec le CFBDS. Ceux-ci sont présentés dans la section "Observations spectroscopiques de 24 nouvelles naines T". Nous obtenons immédiatement des observations complémentaires en bandes J et K pour les candidats les plus prometteurs d'après leurs couleurs $i' - z'$ et $z' - J$. Cette stratégie a permis de caractériser un nombre significatif de naines T, mais a le défaut de fournir une couverture spectrale partielle pour nombre d'entre elles. Si un objet qui a été observé seulement en H apparaît particulièrement intéressant, nous le réobservons à d'autres longueurs d'onde, mais cela induit en général au moins un semestre de décalage par rapport au premier spectre obtenu. Néanmoins, ce choix nous a permis de tirer le meilleur parti du temps d'observation limité disponible avec des télescopes de 8 mètres.

Observations avec le VLT et Gemini

La procédure observationnelle est la suivante : les objets sont positionnés sur la fente à l'aide d'une carte de champ, et éventuellement par référence à une étoile voisine plus brillante s'ils sont particulièrement faibles. Dans ce dernier cas, qui concerne les objets dont la magnitude J est supérieure à 18, la fente est dirigée vers la référence, puis inclinée d'un angle que l'on calcule pour que la cible scientifique soit alignée sur la fente. Une fois notre objet bien positionné il est observé avec une séquence de plusieurs observations de type "AB", qui consistent à décaler la cible d'une trentaine de secondes d'arc sur la fente entre la pose A et la pose B. Cette technique d'observation, similaire au "dithering" utilisé en imagerie, permet de s'affranchir de l'essentiel du fond de ciel en soustrayant chaque image A par l'image B associée, comme décrit dans la section suivante. Le temps de pose de chaque exposition est limité par le fond de ciel qui sature rapidement les détecteurs (voir table 5.2). Des séquences AB d'observation sont répétées jusqu'à atteindre le temps de pose nécessaire pour obtenir un bon rapport signal sur bruit.

Nous avons ainsi obtenu les spectres de 24 naines T avec ISAAC sur le VLT, NIRI sur Gemini North et GNIRS -avant sa mise hors-service- sur Gemini South. Deux programmes d'observation sont actuellement en cours sur le VLT et Gemini North et nous avons soumis des demandes afin de doubler notre échantillon de naines brunes froides observées en spectroscopie proche infra-rouge.

5.2.2 Réduction des données

Les images obtenues par un spectrographe, comme celles obtenues par un imageur, ont deux dimensions. Une image possède deux dimensions spatiales, tandis qu'un spectre possède une dimension spatiale -colinéaire à la fente pour un spectrographe à fente- et une dimension spectrale, celle des longueurs d'onde. La réduction des données spectroscopiques est plus délicate, particulièrement en infrarouge, mais elle suit les mêmes principes généraux. Il est ainsi nécessaire d'appliquer une correction de champ plat, de soustraire le fond du ciel, de coadditionner plusieurs images à court temps de pose et d'appliquer une calibration photométrique. Toutes ces étapes se retrouvent dans la réduction de données en imagerie, mais demandent des techniques parfois différentes, qui sont décrites ci-dessous. Enfin la réduction de données en spectroscopie remplace l'étape de calibration astrométrique par une calibration en longueur d'onde.

Au cours de ma thèse je n'ai été amené à faire de la réduction de données spectroscopiques que pour avoir une idée rapide de l'allure de spectres que nous venions d'observer. Etienne Artigau, de Gemini South, a mis en place le pipeline IDL propre et final de réduction des spectres issus du CFBDS que je décris ci-dessous.

La correction de champ plat est appliquée aux spectres bruts à partir d'images de calibration obtenues juste avant ou juste après les observations scientifiques. Les spectres, sont observés en séquence AB, où la source est légèrement décalée le long de la fente entre les images A et B. Ces images AB sont soustraites deux à deux. L'image résultante contient donc une trace positive et une trace négative du spectre séparées par le décalage appliqué entre A et B. Cette opération élimine l'essentiel du signal du fond thermique du ciel, des raies d'émission telluriques, du courant d'obscurité et des mauvais pixels.

L'étape suivante consiste à extraire les traces des spectres. On identifie précisément leurs positions en intégrant le flux parallèlement à la dimension spectrale. La courbure du spectre est mesurée à l'aide de la trace à très haut signal sur bruit d'une étoile de calibration, en général de type A précoce, observée à la même masse d'air juste avant ou juste après la cible. Cette courbure est modélisée par un polynôme qui décrit la position du centre de chacune des traces en fonction de la longueur d'onde. On extrait alors le flux de chaque trace par un ajustement gaussien centré à chaque longueur d'onde sur la position prédite par le polynôme modélisé précédemment. Les traces extraites de toutes les paires AB de spectres bruts sont alors combinées en appliquant un filtre médian.

La dernière opération pour obtenir le spectre de science final est de corriger le spectre de l'absorption de l'atmosphère. Celle-ci varie selon la longueur d'onde et modifie donc la forme du spectre. Cette absorption est déterminée à partir du spectre de l'étoile de référence dont le spectre intrinsèque est bien modélisé en NIR par un corps noir à $\sim 10000\text{K}$, aux raies de l'hydrogène près. Ces dernières sont éliminées du spectre observé par interpolation. Le rapport entre le continuum observé de l'étoile A0 et sa modélisation correspond à l'absorption atmosphérique. En divisant le spectre de notre objet scientifique par cette absorption on obtient alors le spectre réduit final.

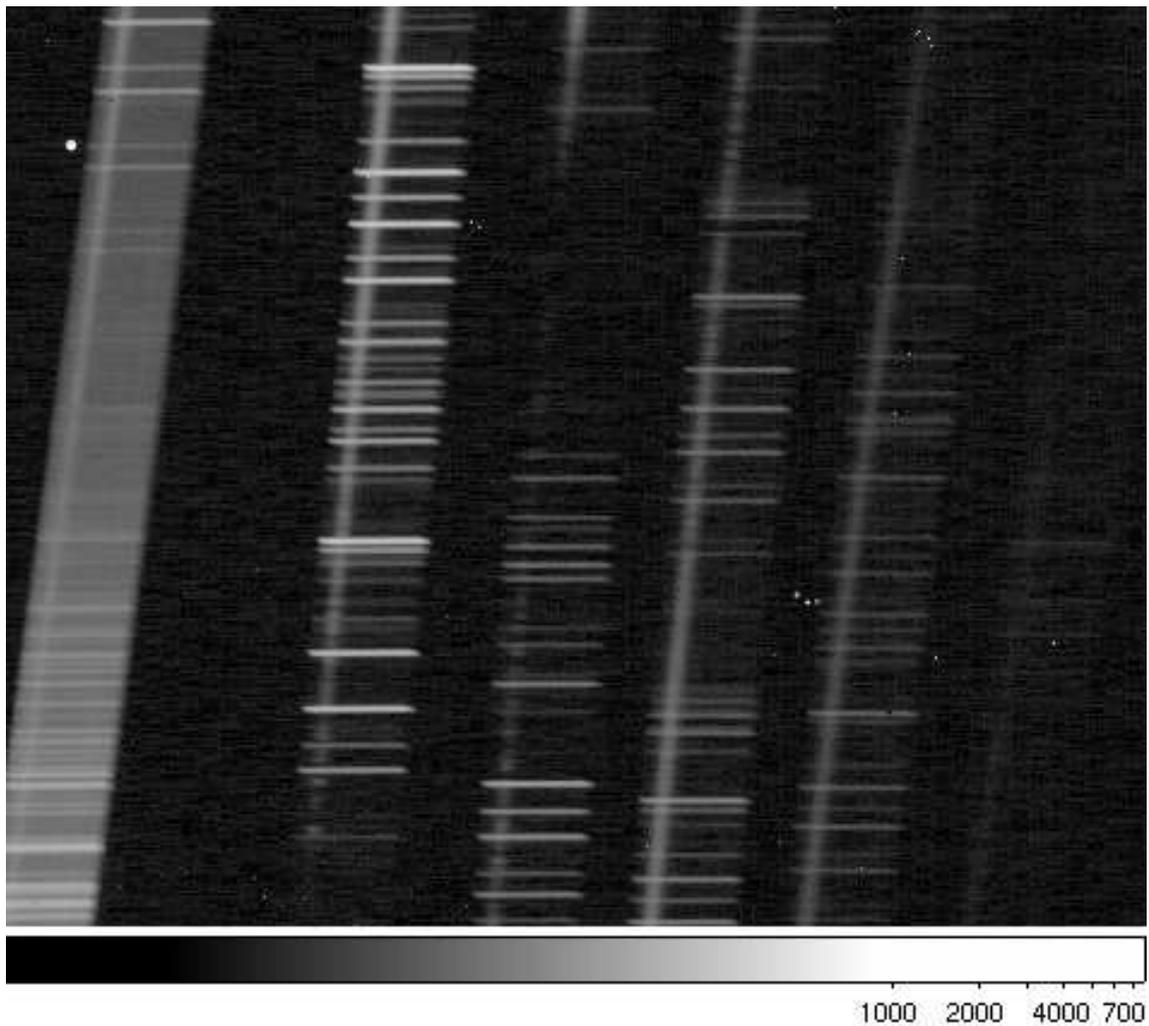


FIG. 5.7: Spectre brut GNIRS d'une naine brune très brillante issue du programme SIMP (Artigau et al. 2006). Les naines brunes découvertes par le CFBDS sont trop faibles pour apparaître sur les images brutes. Cette image montre 5 ordres du spectre de GNIRS sur lesquels sont visibles à la fois la trace verticale du spectre de l'objet de science et les nombreuses raies OH du ciel qui coupent le spectre à des longueurs d'onde précises.

La calibration spectrale utilise le spectre d'une lampe à argon, dont les raies sont localisées à une longueur d'onde bien déterminée. Un ajustement plus fin est obtenu à partir des nombreuses raies OH telluriques visibles sur les spectres bruts des images de sciences (voir 5.7)

Cette procédure est utilisée pour réduire les images de spectroscopie longue fente venant de ISAAC sur le VLT et NIRI sur Gemini nord. Elle est légèrement adaptée pour les spectres obtenus avec GNIRS, qui est un spectrographe multi-ordre couvrant en une seule pose tout le domaine entre 0.9 et 2.5 μm . Dans ce cas, les 5 ordres exploitables sont extraits et traités comme 5 spectres individuels.

5.3 Observations spectroscopiques de 18 nouvelles naines T

Les résultats des observations spectroscopiques des naines T découvertes dans le CFBDS sont présentés dans l'article suivant, qui sera bientôt soumis à *Astrophysical Journal*.

18 new T brown dwarfs from the Canada-France Brown Dwarf Survey

Albert al.

`albert@cfht.hawaii.edu`

Canada-France-Hawaii Telescope Corp., 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 96743,
USA

Received _____; accepted _____

ABSTRACT

The i' and z' imaging for the 900 square degrees Canada-France Brown Dwarfs Survey (CFBDS) is nearing completion. The ongoing J -band follow-up has currently identified 60 T dwarf candidates, of which two dozen have near-infrared spectra obtained with with NIRI and GNIRS at Gemini. All are confirmed as T dwarfs. Four of these were previously published (Delorme et al. 2008a,b), and we present here the 18 new discoveries. The spectral types of these 22 objects range from T0 to T9/Y and 4 have a type of T7 or later. We also present proper motions and near-infrared photometry.

Subject headings: Brown Dwarf, Survey, Spectroscopy, Spectral Type T, CFBDS, Proper motion, Gemini, GNIRS, NIRI

1. Introduction

Thirteen years of Brown Dwarfs (BD) discoveries have led to spectacular advances, in understanding their galactic distribution and number density (Chabrier et al, 2003), the mechanisms involved in their formation (Bouvier & Kroupa, Reipurth), the physics of their atmosphere (Allard, Burrows, Marley) and their evolution (Baraffe & Chabrier). Large scale near infrared (NIR) and optical surveys like 2MASS, DENIS and SDSS were instrumental in this success, by providing a large sample of bright BD of different temperatures and masses over the high latitude sky. These surveys in particular identified enough BDs to define classification schemes for two new spectral types: the GD 165-1-like L dwarfs (Kirkpatrick et al. 1999; Martín et al. 1999) and the GJ229B-like T dwarfs (Burgasser et al. 2002).

A second generation of surveys, with more limited sky coverage but much improved sensitivities – the UKIDSS LAS (4000 sq. deg. to $J = 19.5$) and the present CFBDS survey (900 sq. deg. to $z' = 22.5$) – has started probing more distant or cooler BDs. Two of their major objectives are 1) to study the galactic distribution of BDs into the thick disk or the halo; 2) to discover objects cooler than the latest known T-dwarfs objects to study the physics of their atmosphere. Model predict that the near-infrared (NIR) spectra of BDs cooler than T8 will display ammonia (NH_3) absorption bands (Burrows et al. 2006; Allard et al. 2003), and be different enough to require a new spectral type for which the letter Y has been been reserved (Leggett et al. 2007; Kirkpatrick et al. 2000). Prior to these new surveys the effective temperature at which this transtion occurs was unclear. Evidence for a NIR NH_3 band at $1.57 \mu\text{m}$ was recently found in the spectrum of CFBDS0059 (Delorme et al. 2008a), and with hindsight in the spectrum of ULAS0034 (Warren et al. 2007). With estimated effective temperature of respectively 620 K and 670 K, CFBDS0059 and ULAS0034 probably represent T/Y transition objects, although their exact position relative to the transition remains a matter of minro controversy. Burningham et al. (2008) suggest

that these and a possibly cooler object, ULAS 1335 should be assigned spectral type T9 rather than Y0.

As of June 12th 2008, the known dwarfs with spectroscopic L or T types (as opposed to just photometry) numbered 686 (Gelino - the Dwarf Archive compendium). Most were discovered in the first generation large area surveys. Together, the UKIDSS LAS (Lodieu et al. 2007; Warren et al. 2007; Pinfield et al. 2008; Burningham et al. 2008) and CFBDS surveys (Delorme et al. 2008a,b) have now (including the present paper) confirmed 47 new T dwarfs and brought the total number of known T dwarfs to 165. We present here the NIR spectra of 22 T-type BDs identified in the analysis of the first third of the 900 sq. deg. CFBDS. CFBDS J005910.90-011401.3, (hereafter CFBDS0059) is one of the coolest few BD known, and we published a detailed analysis in Delorme et al. (2008a), and three others were briefly presented in the CFBDS description paper Delorme et al. (2008b). The other 18 spectra are new. We also present J -band photometry, used to confirm initial $i' - z'$ candidates, for all candidates and WIRCam NIR photometry in the MKO system for some. Section 4 presents astrometry and spectral type indices.

2. Observations

The CFBDS is a 900 square degrees survey in the i' and z' filters conducted with MegaCam (ref) at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT). An in-depth description of its observing and data analysis strategy can be found in Delorme et al. (2008b).

In summary, BDs are initially selected on the basis of their red $i' - z'$ color. A 10 sigma detection in z' is required but no constraint is set on i' (several of the latest T dwarfs only have upper limits in the i'). We rely on two existing surveys, the Very Wide Component of the CFHT Legacy Survey (Cuillandre & Bertin, 2006 - CFHTLS thereafter) in the i'

band and the Red-sequence Cluster Survey (RCS-2, Yee et al., 2007) in the z' -band that we complement with new MegaCam data in respectively the z' -band and i' -band. These two surveys together contribute a total of ≈ 720 sq. deg. of i' and z' coverage. We also use the significantly deeper i' and z' images from the CFHTLS-Wide and CFHTLS-Deep surveys, which cover 190 sq. deg.

The reddest sources are followed-up with pointed J -band imaging (at ESO-NTT, NOT, Kitt-Peak 2.1m, Mac Donald Observatory 2.7m) to discriminate actual brown dwarfs from artifacts, and astrophysical contaminants, such as $z=6$ quasars. The latter have similar $i' - z'$ colors to T dwarfs but their $z' - J$ colors are approximately one magnitude bluer. Willott et al. (2005) published an analysis of the first 4 high redshift quasars found in our survey. Figure 1 summarizes the photometric properties of the candidates with follow-up spectroscopy.

Follow-up spectroscopy of T dwarf candidates with very red $i' - z'$ (Vega) ≥ 2.65 and $z-J$ (Vega) ≥ 2.6 colors (or $i' - z'$ (AB) ≥ 2.5 and $z_{AB} - J_{Vega} \geq 3.15$) was then carried out at Gemini. Before the unfortunate accident that put GNIRS at Gemini-South out of commission, it was our instrument of choice and we used its cross-dispersed mode to obtain full 0.9-2.4 micron spectra. We afterwards switched to using NIRI at Gemini-North, first obtaining an H -band spectrum to determine spectral types, and later securing additional coverage in the J band and occasionally the K band for selected targets (mostly later than T6 objects). The spectroscopic observations generally focused on the candidates with the reddest $z' - J$ color available in our constantly expanding list of candidates at the time when we prepared the queue observations

Throughout this paper, we consistently use Vega magnitudes for the NIR photometry (J, J_s, H, K_s) and AB magnitudes for the i' and z' optical photometry. In spite of its internal inconsistency, this mixed system is commonly used when discussing BD photometry, and

therefore convenient in comparison to the literature.

2.1. Gemini-South GNIRS Spectroscopy

Spectroscopic campaigns with GNIRS (Elias 2006) on Gemini South were conducted during semesters 2006A and 2007A in queue service mode (Table 1), using the cross-dispersed mode. The six candidates observed with GNIRS were confirmed as T dwarfs. CFBDS J095914+023655 ($T_{3.0\pm 0.5}$), CFBDS J100113+022622 ($T_{5\pm 1}$) and CFBDS J193430–214221 ($T_{3.5\pm 0.5}$) were previously published in Delorme et al. (2008b) while CFBDS J151115+060742 (drawn from a RCS-2 field) is an independent rediscovery of SDSS J151114.66+060742.9 ($T_{0\pm 2}$, Chiu et al. 2006) for which we provide an improved spectrum and a more accurate spectral type. CFBDS J152656+034536 and CFBDS J150001–182407 are new discoveries, and were respectively drawn from CFHTLS (Very Wide) and RCS-2 fields.

The 0.68" slit width, the short camera, and the 31.7 l/mm grating, together result in a resolving power of 900, with full wavelength coverage between 0.9 and 2.4 microns. A-B (not ABBA) sequences were used, with individual 100-second exposures for SDSS J151114.66+060742.9 and 10-minute exposures for CFBDS J152656+034536 and CFBDS J150001–182407. An A-type star was observed immediately before each sequence for relative flux calibration and telluric absorption correction. The spectra were extracted and calibrated using our own IDL procedures. The reduction proceeds as follows. The sequence of spectral images are flat fielded using an internal flat taken immediately after the science frames. The five useful cross-dispersed orders are then extracted in five individual images that are corrected for distortion in the spectral dimension. For most objects, the trace over many wavelengths intervals is too faint to determine trace position, so its curvature is derived from the reference star spectrum. These individual order frames

Table 1: Spectroscopic observations at Gemini.

Designation	Instrument	Queue	Date	Grism	Integration Time	N dithers
CFBDS J005910.83–011401.3	NIRI	07A-Q201	2007/07/30	<i>H</i>	16×300s	6
...	NIRI	07B-Q3	2007/09/02	<i>J</i>	9×300s	8
...	NIRI	07B-Q3	2007/09/02	<i>K</i>	9×300s	8
CFBDS J025401.67–182529.2	NIRI	07B-Q3	2008/01/12	<i>H</i>	17×285s	12
...	NIRI	07B-Q3	2008/01/14	<i>J</i>	17×285s	12
...	NIRI	07B-Q3	2008/02/21	<i>K</i>	11×285s	11
...	NIRI	07B-Q3	2008/02/23	<i>K</i>	6×285s	6
CFBDS J030225.88–144125.4	NIRI	07B-Q3	2008/01/07	<i>H</i>	9×285s	8
CFBDS J030226.67–143719.2	NIRI	07B-Q2	2008/01/10	<i>J</i>	6×285s	6
...	NIRI	07B-Q2	2008/01/12	<i>H</i>	9×285s	8
CFBDS J090449.60+165347.0	NIRI	07B-Q3	2008/01/25	<i>H</i>	17×285s	12
CFBDS J095914.80+023655.2	GNIRS	06A-Q-16	2006/03/15	XD	12×600s	2
...	GNIRS	06A-Q-16	2006/03/19	XD	12×600s	2
CFBDS J100113.05+022622.3	GNIRS	06A-Q-16	2006/03/09	XD	12×600s	2
...	GNIRS	06A-Q-16	2006/03/15	XD	10×600s	2
CFBDS J102841.01+565401.9	NIRI	07B-Q2	2007/11/17	<i>H</i>	12×300s	2
...	NIRI	07B-Q2	2008/01/27	<i>J</i>	10×285s	10
...	NIRI	07B-Q3	2008/02/21	<i>H</i>	9×285s	8
...	NIRI	07B-Q3	2008/05/03	<i>H</i>	7×285s	7
CFBDS J104209.98+580856.6	NIRI	07B-Q2	2007/11/11	<i>H</i>	6×300s	2
...	NIRI	07A-Q201	2008/01/07	<i>H</i>	16×300s	8
...	NIRI	07B-Q2	2008/01/13	<i>J</i>	9×285s	8
...	NIRI	07B-Q3	2008/01/25	<i>K</i>	9×285s	8
...	NIRI	07B-Q3	2008/02/21	<i>J</i>	9×285s	8
CFBDS J145044.96+092108.7	NIRI	08A-Q106	2008/06/16	<i>H</i>	17×285s	12
CFBDS J145847.93+061402.8	NIRI	08A-Q106	2008/06/17	<i>H</i>	4×285s	4
...	NIRI	08A-Q106	2008/06/26	<i>H</i>	10×285s	9
CFBDS J145935.30+085751.5	NIRI	07B-Q3	2007/08/13	<i>H</i>	7×300s	2
CFBDS J150000.50–182407.3	GNIRS	07A-Q201	2007/03/31	XD	8×600s	2
...	GNIRS	07A-Q201	2007/04/04	XD	4×600s	2
CFBDS J151803.64+071645.9	NIRI	07B-Q2	2007/07/29	<i>H</i>	15×300s	2
CFBDS J152655.80+034536.2	GNIRS	07A-Q201	2007/03/26	XD	6×600s	2
...	GNIRS	07A-Q201	2007/03/31	XD	3×600s	2
...	GNIRS	07A-Q201	2007/04/04	XD	8×600s	2
CFBDS J193430.36–214221.0	GNIRS	06A-Q-16	2006/07/20	XD	8×300s	2
...	NIRI	08A-Q106	2008/06/28	<i>H</i>	9×285s	7
CFBDS J204803.61–183212.7	NIRI	07A-Q201	2007/06/21	<i>H</i>	8×300s	2
CFBDS J212243.69+042941.9	NIRI	08A-Q106	2008/06/04	<i>H</i>	10×285s	10
...	NIRI	08A-Q106	2008/06/11	<i>H</i>	2×285s	2
CFBDS J212702.19+002344.7	NIRI	07A-Q201	2007/07/17	<i>H</i>	14×300s	2
CFBDS J223856.30+034947.0	NIRI	07A-Q201	2007/07/18	<i>H</i>	16×300s	2
CFBDS J232304.41–015232.3	NIRI	07A-Q201	2007/07/24	<i>H</i>	12×300s	2
CFBDS J232620.21–025643.7	NIRI	07A-Q201	2007/07/25	<i>H</i>	14×300s	6

are then pair-subtracted, effectively removing most of the sky, dark current and hot pixels contributions. Each frame is then collapsed along the spectral dimension to determine the positive and negative traces positions. The spectrum is then extracted using positive and negative extraction boxes that have identical but opposite integrals; this minimizes the contribution from residual sky line that would remain from the pair subtraction. The same operation is performed on the A0 telluric calibration star. Spectra derived from individual image pairs are then median-combined into final target and calibration star spectra. A telluric absorption spectrum is then derived using the calibration star spectra. A black body spectrum with a temperature of 10 000 K is assumed for the A0 stars and hydrogen-lines are interpolated over. The target spectrum is then divided by the derived telluric transmission spectrum. A first order wavelength calibration is obtained from an argon-lamp spectrum, and fine-tuned by registering the bright OH-lines obtained from a sum of the pair of images of interest.

2.2. Gemini-North NIRI Spectroscopy

Following the catastrophic failure of GNIRS, our spectroscopic follow-up program was carried over to Gemini North on NIRI (ref) for semesters 2007A, 2007B and 2008A. All of the 22 candidates observed with NIRI were confirmed to be T dwarfs. They all are new discoveries except CFBDS J005910–011401, a T-Y transition object, which was previously published in Delorme et al. (2008a). For nine targets, we limited our follow-up to *H*-band spectroscopy to confirm the spectral type based on the CH₄ absorption band. For candidates confirmed to be of late T spectral types, we also obtained *J*-band and sometimes *K*-band spectroscopy.

All NIRI spectroscopy made use of the low resolution f/6 camera with the 6-pixel (0.75”) centered slit with the *H* and *K* grisms and the 6-pixel (0.696”) blue slit with the

J grism. The total integration time varied between 40 and 80 minutes with individual exposure times of 285 and 300 seconds. The processing recipes used for the NIRI data followed closely those of the GNIRS data but were adapted to reflect a different observing strategy which was to use multiple dithers along the slit (usually 6 or more) separated by a few arc seconds (typically 2-3"). This yielded spectra with a better signal to noise ratio and allowed better removal of cosmic rays and hot pixels than simple repeats of an AB dither. The spectral resolutions ($\lambda/\Delta\lambda$) of the final spectra are approximately 480, 520 and 520 for the *J*, *H* and *K* bands respectively.

Figures 2 and 3 present the *H*-band spectra between 1.4 and 1.8 μm for the 28 T-type brown dwarfs identified in the CFBDS and followed-up spectroscopically at Gemini.

Figure 4 presents the full 1-2.5 microns spectra for targets that have full NIR spectral coverage.

2.3. WIRCam Supplemental Photometry

All candidates isolated based on their very red $i' - z'$ colors were followed-up in *J* at different observatories (mostly SOFI at the NTT and NOTCam at the NOT but also SQUIID at Kitt Peak) to discriminate between T dwarfs and quasars. However, for several targets, further NIR photometry was obtained with WIRCam (Puget et al. 2004) in *Y*, *J*, *H* and/or *K_s* to anchor the spectroscopic data, determine spectroscopic parallaxes and identify color trends or peculiarities within the CFBDS sample. Targets were positioned in the center of the north-east detector (array #60) and observed with a dithered pattern of 5 to 18 positions with an amplitude of 60". Data was preprocessed by the Iiwi pipeline at CFHT and stacked using the suite of Bertin softwares (SExtractor (Bertin & Arnouts 1996), scamp (Bertin 2006) and swarp (Bertin et al. 2002)). The final photometry was

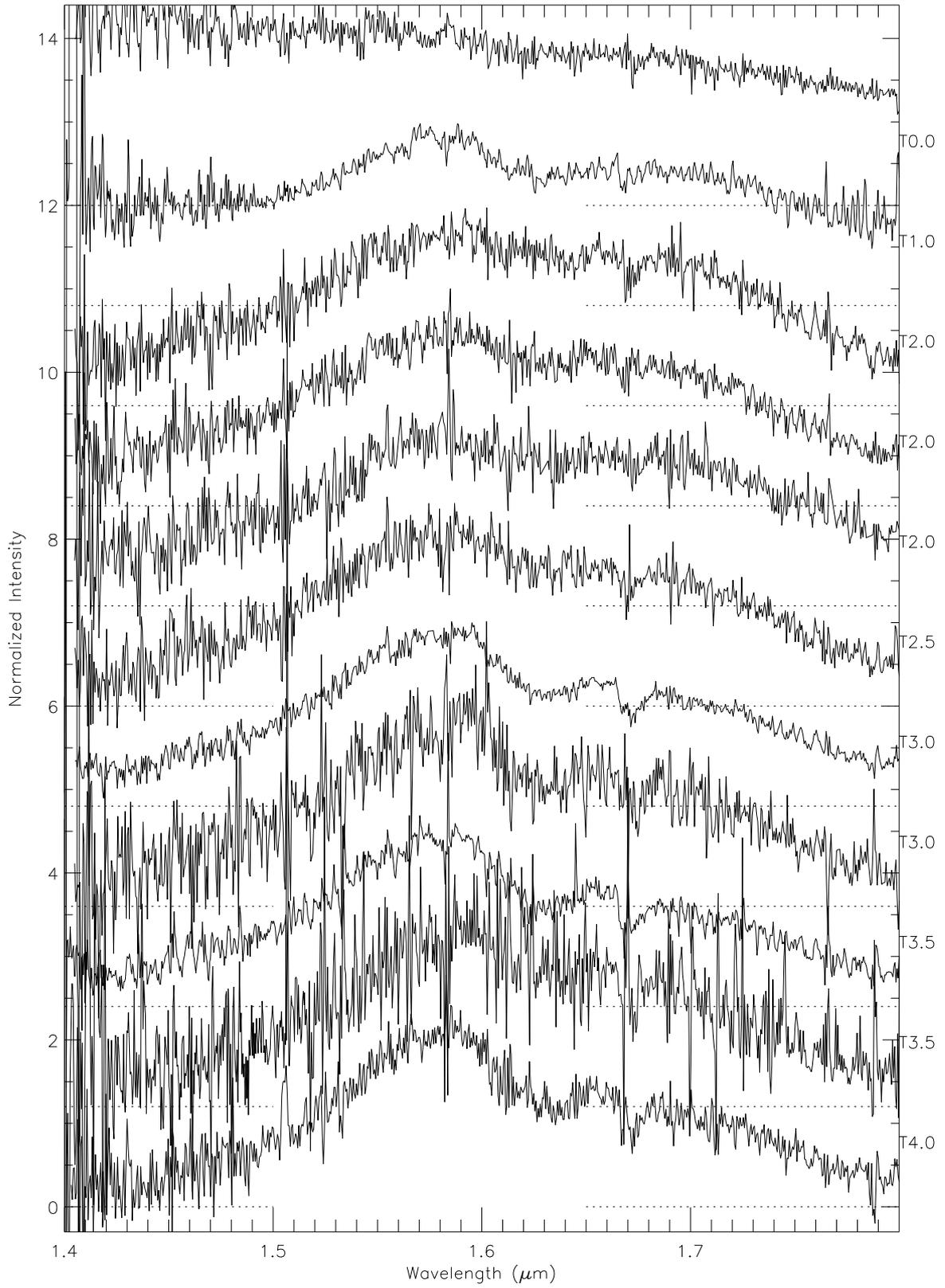


Fig. 2.— *H*-band spectra for the BDs of early T types.

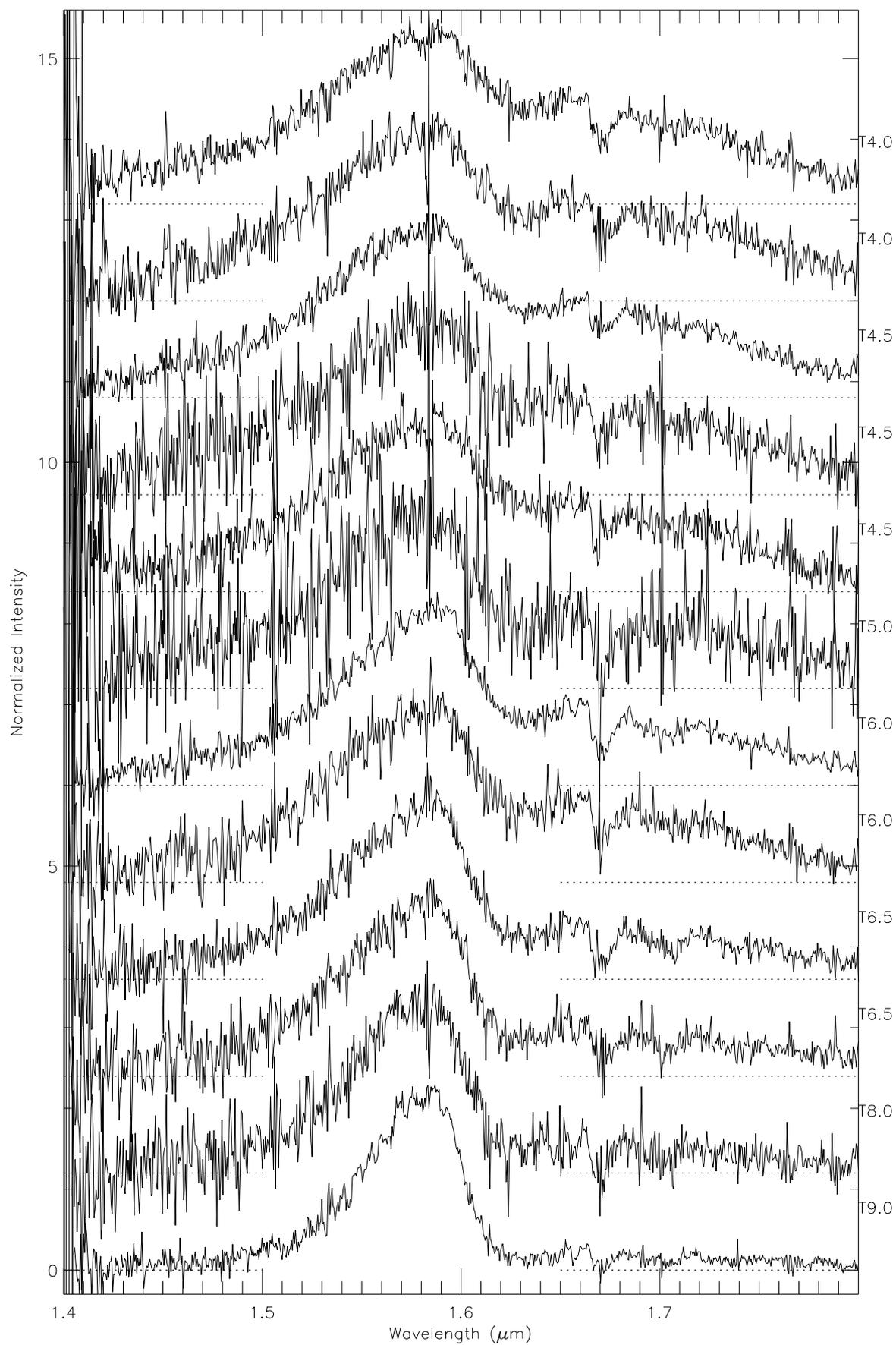


Fig. 3.— *H*-band spectra for the BDs of late T types.

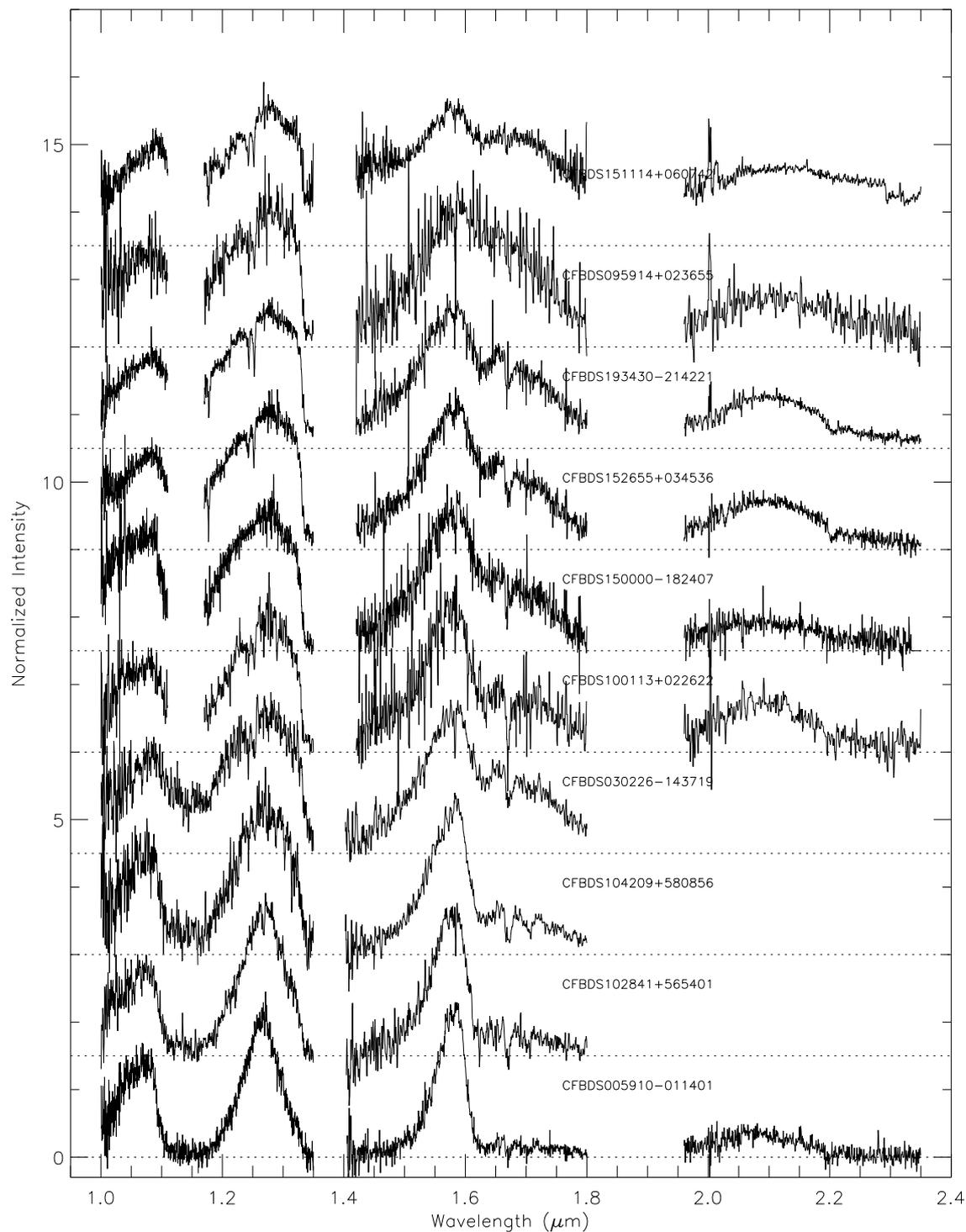


Fig. 4.— Near-IR spectra for the GNIRS targets and for promising candidates having complementary J and/or K spectra.

measured using the FLUX_AUTO keyword output by SExtractor and was calibrated with a weighted average of the 2MASS stars present in the field, except for the Y filter which was anchored on the observation of a few CALSPEC standards without color correction. Table 2 is a summary of all photometric measurements available, including the i' -band (a 5-sigma upper limit is given in case of no detection) and z' -band photometry as well as the NIR obtained with other instruments. For the Megacam i' and z' discovery images as well as for the non-WIRCcam images, the photometry is measured with the PSF-fitting addition to SExtractor as explained in Delorme et al. (2008b).

3. Analysis

3.1. Spectral types and indices

The determination of spectral types from the Gemini spectra followed the unified scheme of Burgasser et al. (2006) which is based on five spectral indices (H_2O-J , $CH_4 - J$, H_2O-H , $CH_4 - H$ and $CH_4 - K$). All spectral indices that could be measured are presented in table 3. In addition, we measured the K/J index that is a good proxy for gravity in late T dwarfs, the W_J indice presented in Warren et al. (2007) and the $NH_3 - H$ indice presented in Delorme et al. (2008a). The latter is sensitive to ammonia absorption in dwarfs of type T8 or later. To attenuate the effect of bad pixels, we first applied a median smoothing filter of 7 pixels on the spectra before measuring the indices. For spectra where observations used multiple dithers, thus less affected by bad pixels, we verified that smoothing the spectra has negligible impact on the indices to within 10%. The measured index was converted to a decimal spectral type using the ranges provided in Burgasser et al. table 5, interpolating linearly. Finally, the adopted spectral type is a straight mean of the types as determined from the available indices. We did not use a more complicated method like assigning weights to each index based on the size of the subtype-defining range because it typically

Table 2: Optical and NIR photometry of the spectroscopic sample. Lower limits in i are for $5\text{-}\sigma$ detections. In accordance with most of the literature, NIR magnitudes are in the Vega system while optical magnitudes are in the AB system.

Designation	i' (AB) Megacam	z' (AB) Megacam	J (Vega)	Y (Vega) WIRCam	J (Vega) WIRCam	H (Vega) WIRCam	K_s (Vega) WIRCam
CFBDS J005910-011401	$> 25.2 \pm 0.2$	21.93 ± 0.05	18.08 (NTT)	-	-	-	-
CFBDS J025401-182529	$> 24.9 \pm 0.2$	22.18 ± 0.09	18.20 (NTT)	-	got data	got data	got data
CFBDS J030225-144125	$> 24.9 \pm 0.2$	21.70 ± 0.06	17.49 (NTT)	18.92 ± 0.03	17.75 ± 0.03	17.97 ± 0.04	18.15 ± 0.06
CFBDS J030226-143719	24.67 ± 0.17	21.26 ± 0.04	17.44 (NTT)	18.84 ± 0.03	17.50 ± 0.03	17.41 ± 0.03	17.37 ± 0.03
CFBDS J090449+165347	$> 24.9 \pm 0.2$	21.68 ± 0.03	18.06 (KPeak)	19.24 ± 0.03	-	-	-
CFBDS J095914+023655	$> 27.1 \pm 0.2$	23.52 ± 0.03	19.35 (?)	20.79 ± 0.09	-	-	-
CFBDS J100113+022622	26.09 ± 0.11	22.80 ± 0.02	18.75 (?)	19.98 ± 0.06	-	-	-
CFBDS J102841+565401	$> 25.0 \pm 0.2$	22.25 ± 0.08	18.20 (NOT)	18.85 ± 0.02	17.98 ± 0.04	18.38 ± 0.08	18.85 ± 0.09
CFBDS J104209+580856	$> 24.8 \pm 0.2$	21.84 ± 0.04	17.66 (NOT)	18.85 ± 0.03	17.77 ± 0.03	18.21 ± 0.05	17.77 ± 0.04
CFBDS J145044+092108							
CFBDS J145847+061402							
CFBDS J145935+085751	24.6 ± 0.16	21.69 ± 0.06	17.89 (NOT)	19.23 ± 0.04	-	-	-
CFBDS J150000-182407	$> 24.6 \pm 0.2$	21.63 ± 0.04	18.21 (KPeak)	18.80 ± 0.02	17.79 ± 0.03	17.90 ± 0.03	18.18 ± 0.04
CFBDS J151803+071645	24.68 ± 0.20	21.60 ± 0.04	18.08 (NTT)	19.39 ± 0.05	in Q	-	in Q
CFBDS J152655+034536	24.79 ± 0.19	21.53 ± 0.05	18.17 (NTT)	19.11 ± 0.04	in Q	in Q	in Q
CFBDS J193430-214221	24.14 ± 0.10	20.56 ± 0.02	16.77 (2MASS)	17.98 ± 0.01	-	-	-
CFBDS J204803-183212	23.81 ± 0.10	20.30 ± 0.02	16.89 (NTT)	17.75 ± 0.02	16.67 ± 0.02	16.55 ± 0.02	-
CFBDS J212702+002344	$> 24.9 \pm 0.2$	21.28 ± 0.04	18.13 (NTT)	-	-	-	-
CFBDS J223856+034947	$> 25.0 \pm 0.2$	21.56 ± 0.03	18.24 (NTT)	19.23 ± 0.03	18.18 ± 0.06	17.62 ± 0.03	17.30 ± 0.03
CFBDS J232304-015232	$> 24.9 \pm 0.2$	21.08 ± 0.03	17.6 (KPeak)	18.30 ± 0.02	17.23 ± 0.03	17.46 ± 0.04	17.30 ± 0.03
CFBDS J232620-025643	24.52 ± 0.12	21.34 ± 0.04	17.80 (NTT)	19.26 ± 0.06	17.79 ± 0.04	17.42 ± 0.03	17.10 ± 0.03

Note: The AB to Vega conversion for the Megacam i' and z' filters are -0.401 and -0.554, respectively, while the Vega to AB conversions for the WIRCam Y , J , H , K_s filters are +0.577, +0.924, +1.352, +1.824, respectively.

yields the same types to within a few tenths of a type.

3.2. Proper motions

Our proper motion measurements (Table 4) always use the z -band MegaCam images as the first epoch; the second epoch image is a WIRCam image (in the band with best image quality - usually K_s) when available, and we otherwise use the J -band image obtained for the initial photometric follow-up. The separation of two epochs is usually two or more years. We match the astrometric frames of the two instruments by interpolating the MegaCam image to the frame of the near-infrared image, using Scamp (Bertin 2006) to derive a polynomial mapping between bright unsaturated stars of the two images, and Swarp (Bertin et al. 2002) to produce the resampled images MegaCam images. We then used SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) to accurately measure the position of the T dwarfs (and its uncertainty) in both images for each epoch. The internal position uncertainty is almost always $< 0.01''$, after accounting for the contribution of the resampling of the MegaCam images. Our quoted uncertainties however are dominated the the systematic error on the z' positions introduced by differential atmospheric refraction (DAR): thanks to the very steep slope of T dwarf spectral energy distributions in the z' band, the z' filter has a much redder effective wavelength for the T dwarf target than for the field stars which provide the astrometric reference; the T dwarf therefore suffers significantly less refraction than its references. The effect would be twice larger in the i' filter, but we never use that band for astrometry since the T dwarf is at best weakly detected; at our accuracy level, DAR can be neglected in the NIR bands. We use the DAR table of Marchetti (????) and derive an upper bound on the error from the extreme assumption that the effective wavelength of the z' filter for the T dwarf is either identical to, or 1000 \AA redder than for the reference field stars. The typical DAR error on a z' position ranges from $0.01''$ and $0.07''$, depending on

Table 3: Spectral indices for the the unified scheme of Burgasser et al. (2006). Each index translates to a spectral type (between brackets), through linear interpolation of the ranges given in Burgasser et al. - table 5. The adopted spectral type is a straight average of the spectral indices that could be measured.

Designation	H ₂ O- <i>J</i>	CH ₄ - <i>J</i>	H ₂ O- <i>H</i>	CH ₄ - <i>H</i>	CH ₄ - <i>K</i>	<i>K/J</i>	W _{<i>J</i>}	NH ₃ - <i>H</i>	Spectral Type
CFBDS J005910-011401	0.037[T8.66]	0.175[T8.58]	0.125[>T8]	0.086[T8.81]	0.111[>T6]	—	0.257	0.544	T9.0
CFBDS J025401-182529	0.160[T6.40]	0.350[T6.13]	0.268[T6.87]	0.244[T7.06]	0.163[T6.35]	—	0.446	0.712	T6.5
CFBDS J030225-144125	—	—	0.306[T6.23]	0.434[T5.38]	—	—	—	0.760	T6.0
CFBDS J030226-143719	0.381[T3.99]	0.596[T2.82]	0.408[T4.37]	0.563[T4.31]	—	—	0.665	0.789	T4.0
CFBDS J090449+165347	—	—	0.407[T4.38]	0.596[T4.03]	—	—	—	0.766	T4.0
CFBDS J095914+023655	0.583[<T2]	0.554[T3.43]	0.438[T3.74]	0.789[T3.06]	0.544[T3.03]	0.206	0.666	0.751	T3.5
CFBDS J100113+022622	0.391[T3.85]	0.437[T5.14]	0.333[T5.75]	0.352[T6.07]	0.260[T4.81]	0.189	0.548	0.742	T5.0
CFBDS J102841+565401	0.043[T8.53]	0.257[T7.34]	0.179[T8.35]	0.147[T8.04]	—	—	0.336	0.673	T8.0
CFBDS J104209+580856	0.160[T6.40]	0.349[T6.16]	0.248[T7.21]	0.269[T6.83]	0.167[T6.25]	—	0.448	0.693	T6.5
CFBDS J145044+092108	—	—	0.483[T2.68]	0.690[T3.55]	—	—	—	0.777	T3.0
CFBDS J145847+061402	—	—	0.552[T1.69]	0.871[T2.41]	—	—	—	0.808	T2.0
CFBDS J145935+085751	—	—	0.405[T4.42]	0.528[T4.60]	—	—	—	0.782	T4.5
CFBDS J150000-182407	0.345[T4.81]	0.439[T5.12]	0.379[T4.85]	0.484[T4.97]	0.401[T3.74]	0.094	0.637	0.791	T4.5
CFBDS J151803+071645	—	—	0.521[T2.12]	0.799[T3.01]	—	—	—	0.868	T2.5
CFBDS J152655+034536	0.464[T2.86]	0.532[T3.80]	0.409[T4.35]	0.574[T4.22]	0.305[T4.41]	0.216	0.648	0.776	T4.0
CFBDS J193430-214221	0.505[T2.45]	0.588[T2.91]	0.477[T2.76]	0.624[T3.88]	0.339[T4.10]	0.246	0.679	0.819	T3.5
CFBDS J204803-183212	—	—	0.381[T4.82]	0.537[T4.53]	—	—	—	0.790	T4.5
CFBDS J212243+042942	—	—	0.571[T1.42]	0.864[T2.46]	—	—	—	0.859	T2.0
CFBDS J212702+002344	—	—	1.037[<T0]	0.885[T2.29]	—	—	—	1.045	T1.0?
CFBDS J223856+034947	—	—	0.561[T1.55]	0.848[T2.60]	—	—	—	0.846	T2.0
CFBDS J232304-015232	—	—	0.293[T6.45]	0.397[T5.69]	—	—	—	0.680	T6.0
CFBDS J232620-025643	—	—	0.491[T2.55]	0.676[T3.62]	—	—	—	0.836	T3.0

the airmass of the exposure, and dominates the error budget of the proper motions.

3.3. Comments on individual objects

1. CFBDS J030225–144125 and CFBDS J030226–143719

These two dwarfs, of spectral types T6 and T4, are separated by only 4 arc minutes on the sky (mostly along the North-South direction). The WIRCam J -band magnitudes of respectively 17.75 ± 0.03 and 17.50 ± 0.03 (Table 2) and absolute J magnitudes of 14.7 and 14.3 for T6 and T4 dwarfs (Knapp et al. (2004) - figure 8) result in spectroscopic distances of 41 pc and 44 pc. Their difference is well within the dispersion of the magnitude versus spectral type relation, suggesting that they might be form a bound pair. A few physical pairs of low-mass stars or brown dwarfs are separated by over 1000 AU (Artigau et al. 2007; Caballero 2007), but at 40 pc the separation of this CFBDS pair would be ~ 10000 AU. The two proper motions however are plainly incompatible, $(\mu\alpha, \mu\delta) = (+0.321 \pm 0.003, -0.179 \pm 0.003)$ vs $(\mu\alpha, \mu\delta) = (+0.081 \pm 0.003, -0.051 \pm 0.003)$, and the pair instead serves as a reminder that objects as rare as T dwarfs (with a density of about 1 per 20 square degree, to the CFBDS limiting magnitude) can occasionally pair within a few arcminutes.

2. CFBDS J102841+565402

This T8 dwarf has a strongly depressed K_s -band flux, with $J - K_s = -0.87$, compared to $J - K_s = \sim -0.5$ for typical late T dwarfs (Knapp et al. 2004). This depression reflects strong collision-induced H_2 absorption (CIA), which is direct evidence for high-gravity or/and low metallicity (Knapp et al. 2004). Its bluer than usual $Y - J$ color, $+0.87$, indicates that its Y -band flux is less strongly absorbed by the pressure-broadened wings of the $0.77\mu\text{m}$ potassium doublet than most T8 dwarfs, suggesting that it has low metallicity rather than high gravity. At the 17 pc photometric distance the

Table 4: Proper motions of the spectroscopic sample.

Designation	PM total (" / year)	PM alpha (" / year)	PM delta (" / year)	Baseline (days)	Instruments
CFBDS J005910–011401					
CFBDS J025401–182529					
CFBDS J030225–144125	0.368 ± 0.004	$+0.321 \pm 0.003$	-0.179 ± 0.003	1635	z Ks
CFBDS J030226–143719	0.096 ± 0.004	$+0.081 \pm 0.003$	-0.051 ± 0.003	1635	z Ks
CFBDS J090449+165347	0.225 ± 0.040	-0.169 ± 0.028	-0.148 ± 0.028	898	z Y
CFBDS J095914+023655					
CFBDS J100113+022622					
CFBDS J102841+565401	0.267 ± 0.037	$+0.264 \pm 0.026$	-0.043 ± 0.026	689	z Ks
CFBDS J104209+580856	0.055 ± 0.038	$+0.039 \pm 0.027$	$+0.039 \pm 0.027$	686	z Ks
CFBDS J145044+092108					
CFBDS J145847+061402					
CFBDS J145935+085751	0.157 ± 0.003	-0.137 ± 0.002	-0.077 ± 0.002	1426	z Y
CFBDS J150000–182407	0.727 ± 0.043	$+0.708 \pm 0.030$	-0.165 ± 0.030	1035	z z
...	0.647 ± 0.024	-0.637 ± 0.017	-0.117 ± 0.017	1081	z Y
CFBDS J151803+071645	0.058 ± 0.004	$+0.054 \pm 0.003$	-0.019 ± 0.003	1419	z Y
CFBDS J152655+034536	0.071 ± 0.005	-0.071 ± 0.003	-0.006 ± 0.003	1076	z Y
CFBDS J193430–214221	0.188 ± 0.002	-0.182 ± 0.002	-0.046 ± 0.002	1110	z Y
CFBDS J204803–183212	0.243 ± 0.038	$+0.076 \pm 0.027$	-0.231 ± 0.027	820	z Ks
...	0.256 ± 0.031	$+0.107 \pm 0.022$	-0.233 ± 0.022	993	z Y
CFBDS J212243+042942					
CFBDS J212702+002344	0.134 ± 0.009	$+0.132 \pm 0.006$	-0.020 ± 0.006	1204	z Ks
...	0.156 ± 0.008	$+0.155 \pm 0.005$	-0.017 ± 0.005	1377	z Y
CFBDS J223856+034947	0.210 ± 0.025	-0.125 ± 0.018	-0.168 ± 0.018	821	z Ks
...	0.195 ± 0.020	-0.110 ± 0.014	-0.161 ± 0.014	1021	z Y
CFBDS J232304–015232	0.095 ± 0.010	$+0.079 \pm 0.007$	-0.052 ± 0.007	1520	z Ks
...	0.102 ± 0.009	$+0.090 \pm 0.006$	-0.049 ± 0.006	1724	z Y
CFBDS J232620–025643	0.034 ± 0.013	-0.034 ± 0.009	$+0.003 \pm 0.009$	1206	z Ks
...	0.024 ± 0.011	-0.024 ± 0.008	$+0.002 \pm 0.008$	1404	z Y

$0.27''.\text{yr}^{-1}$ proper motion translates to a 22km.s^{-1} tangential velocity, which suggests that CFBDS J102841+565402 belongs to the thin disk.

CFBDS J102841+565402 is within $15''$ of a $r=15.736$ and $i=14.638$ star, bright enough for use as a reference star for the CFHT PUEO adaptive optics system. A 30-minute H -band integration on April 17 2008 produced an image with $\text{FWHM}=0.2''$ and no sign of any elongation. indicates that CFBDS1028 is not a binary brown dwarf.

3. CFBDS J104210+580857 and CFBDS J025401-182529

This T6.5 dwarf is located in the field of view of the Spitzer Wide-area InfraRed Extragalactic (SWIRE) survey and therefore has good IRAC and MIPS photometry. Its neutral $J - K_s = 0.00$ color contrasts with the typical $J - K_s \sim -0.4$ of late T dwarfs. Together with depressed emission in the $4.5\mu\text{m}$ IRAC channel, this is strong evidence for low gravity and/or high metallicity (Knapp et al. 2004). CFBDS J025401-182529 (T6.5) has a very similar near-infrared signature for low-gravity ($J - K = +0.05$, from NTT observations) but no confirmation from mid-infrared photometry. Both objects will be analysed in more detail in a forthcoming paper. For solar metallicities, the K/H and H_2O-J indices of the two objects translate to $\log g \sim 4.5-4.75$. For the Baraffe et al. (2003) evolution models these parameters correspond to ~ 15 Jupiter masses, just above the planetary domain, and an age of ~ 500 millions years. The the space velocity (6.2 km.s^{-1}) of CFBDS J104210+580857 derived from its $0.055''.\text{yr}^{-1}$ proper motion is certainly compatible with a young age.

4. CFBDS J150000–182407

As we discuss in detail in Delfosse et al (submitted), the usually strong $1.25\mu\text{m}$ K I doublet is weak and undetected in the J -band spectrum of this peculiar T4.5 dwarf, and its proper motion is most consistent with thick disk kinematics. Together with the broad blue shoulder of its Y -band peak, the upper limit on the K I doublet is evidence for $[\text{Fe}/\text{H}] = \sim -0.5$, and CFBDS J150000–182407

most likely is the first (mild) T subdwarf.

4. Conclusions

We have obtained near-infrared spectra for 22 T dwarfs discovered by the ongoing CFBDS survey (Delorme et al. 2008b), using GNIRS and NIRI on the Gemini North and South telescopes. 18 are new discoveries, and increase the current methane dwarf inventory by $\sim 15\%$. They include both one of the latest two brown dwarfs known (CFBDS J005910–011401, Delorme et al. 2008a) and the first likely T subdwarf (CFBDS J150000–182407, Delfosse et al. submitted). Their spectral types range from T0 to T9, and CFBDS J005910–011401 may be the Y brown dwarf (Delorme et al. 2008a). Their effective temperatures range from 1300K to 550-650K, and their gravity spans a decade, $\log g=4.5$ to $\log g=5.5$.

The time base of the observations allows us to measure accurate proper motions for all objects. The vast majority of the objects belong to the thin disk, but the proper motion of CFBDS150000–182407 indicates that it belongs in the thick disk, consistent with its $[\text{Fe}/\text{H}]\sim -0.5$ subsolar metallicity (Delfosse et al, submitted). The wide photometric coverage together with the more detailed but narrower spectroscopic coverage identifies several further objects of particular interest: one short period T dwarf binary (Liu et al, submitted), 2 young low gravity and/or high metallicity late T dwarfs (CFBDS J104210+580857 and CFBDS J025401-182529), and one old high-gravity or low metallicity late T dwarf (CFBDS J102841+565402). We plan in the near future to obtain spectra for an additional 30 strong T identified from i' , z' , J CFBDS photometry.

REFERENCES

- Allard, N. F., Allard, F., Hauschildt, P. H., Kielkopf, J. F., & Machin, L. 2003, *A&A*, 411, L473
- Artigau, É., Lafrenière, D., Doyon, R., Albert, L., Nadeau, D., & Robert, J. 2007, *ApJ*, 659, L49
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Bertin, E. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 351, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, ed. C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, 112–+
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., Missonnier, G., Didelon, P., & Morin, B. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 281, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, 228–+
- Burgasser, A. J., Geballe, T. R., Leggett, S. K., Kirkpatrick, J. D., & Golimowski, D. A. 2006, *ApJ*, 637, 1067
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., Reid, I. N., Burrows, A., Liebert, J., Matthews, K., Gizis, J. E., Dahn, C. C., Monet, D. G., Cutri, R. M., & Skrutskie, M. F. 2002, *ApJ*, 564, 421
- Burningham, B., Pinfield, D. J., Leggett, S. K., Tamura, M., Lucas, P. W., Homeier, D., Day-Jones, A., Jones, H. R. A., Clarke, J. R. A., Ishii, M., Kuzuhara, M., Lodieu,

- N., Zapatero Osorio, M. R., Venemans, B. P., Mortlock, D. J., Barrado y Navascues, D., Martin, E. L., & Magazzu, A. 2008, ArXiv e-prints, 806
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, ApJ, 640, 1063
- Caballero, J. A. 2007, ApJ, 667, 520
- Delorme, P., Delfosse, X., Albert, L., Artigau, E., Forveille, T., Reylé, C., Allard, F., Homeier, D., Robin, A. C., Willott, C. J., Liu, M. C., & Dupuy, T. J. 2008a, A&A, 482, 961
- Delorme, P., Willott, C. J., Forveille, T., Delfosse, X., Reylé, C., Bertin, E., Albert, L., Artigau, E., Robin, A. C., Allard, F., Doyon, R., & Hill, G. J. 2008b, A&A, 484, 469
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., Cutri, R. M., Nelson, B., Beichman, C. A., Dahn, C. C., Monet, D. G., Gizis, J. E., & Skrutskie, M. F. 1999, ApJ, 519, 802
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., Gizis, J. E., Burgasser, A. J., Monet, D. G., Dahn, C. C., Nelson, B., & Williams, R. J. 2000, AJ, 120, 447
- Knapp, G. R., Leggett, S. K., Fan, X., Marley, M. S., Geballe, T. R., Golimowski, D. A., Finkbeiner, D., Gunn, J. E., Hennawi, J., Ivezić, Z., Lupton, R. H., Schlegel, D. J., Strauss, M. A., Tsvetanov, Z. I., Chiu, K., Hoversten, E. A., Glazebrook, K., Zheng, W., Hendrickson, M., Williams, C. C., Uomoto, A., Vrba, F. J., Henden, A. A., Luginbuhl, C. B., Guetter, H. H., Munn, J. A., Canzian, B., Schneider, D. P., & Brinkmann, J. 2004, AJ, 127, 3553
- Leggett, S. K., Saumon, D., Marley, M. S., Geballe, T. R., Golimowski, D. A., Stephens, D., & Fan, X. 2007, ApJ, 655, 1079
- Lodieu, N., Pinfield, D. J., Leggett, S. K., Jameson, R. F., Mortlock, D. J., Warren, S. J., Burningham, B., Lucas, P. W., Chiu, K., Liu, M. C., Venemans, B. P., McMahon,

- R. G., Allard, F., Baraffe, I., Y Navascués, D. B., Carraro, G., Casewell, S. L., Chabrier, G., Chappelle, R. J., Clarke, F., Day-Jones, A. C., Deacon, N. R., Dobbie, P. D., Folkes, S. L., Hambly, N. C., Hewett, P. C., Hodgkin, S. T., Jones, H. R. A., Kendall, T. R., Magazzù, A., Martín, E. L., McCaughrean, M. J., Nakajima, T., Pavlenko, Y., Tamura, M., Tinney, C. G., & Zapatero Osorio, M. R. 2007, *MNRAS*, 379, 1423
- Marchetti, E. ????
- Martín, E. L., Delfosse, X., Basri, G., Goldman, B., Forveille, T., & Zapatero Osorio, M. R. 1999, *AJ*, 118, 2466
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Prato, L., & Kim, S. S. 2003, *ApJ*, 596, 561
- Pinfield, D. J., Burningham, B., Tamura, M., Leggett, S. K., Lodieu, N., Lucas, P. W., Mortlock, D. J., Warren, S. J., Homeier, D., Ishi, M., Deacon, N. R., McMahon, R. G., Hewett, P. C., Zapatero Osorio, M. R., Martin, E. L., Jones, H. R. A., Venemans, B. P., Day-Jones, A., Dobbie, P. D., Folkes, S. L., Dye, S., Allard, F., Baraffe, I., Barrado y Navascues, D., Casewell, S. L., Chiu, K., Chabrier, G., Clarke, F., Hodgkin, S. T., Magazzu, A., McCaughrean, M. J., Moraux, E., Nakajima, T., Pavlenko, Y., & Tinney, C. G. 2008, *ArXiv e-prints*, 806
- Puget, P., Stadler, E., Doyon, R., Gigan, P., Thibault, S., Luppino, G., Barrick, G., Benedict, T., Forveille, T., Rambold, W., Thomas, J., Vermeulen, T., Ward, J., Beuzit, J.-L., Feautrier, P., Magnard, Y., Mella, G., Preis, O., Vallee, P., Wang, S.-y., Lin, C.-J., Hall, D. N., & Hodapp, K. W. 2004, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5492, *Ground-based Instrumentation for Astronomy*. Edited by Alan F. M. Moorwood

and Iye Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 978-987 (2004)., ed.
A. F. M. Moorwood & M. Iye, 978–987

Warren, S. J., Mortlock, D. J., Leggett, S. K., Pinfield, D. J., Homeier, D., Dye, S.,
Jameson, R. F., Lodieu, N., Lucas, P. W., Adamson, A. J., Allard, F., Barrado Y
Navascués, D., Casali, M., Chiu, K., Hambly, N. C., Hewett, P. C., Hirst, P., Irwin,
M. J., Lawrence, A., Liu, M. C., Martín, E. L., Smart, R. L., Valdivielso, L., &
Venemans, B. P. 2007, MNRAS, 381, 1400

5.4 Les objets extrêmes

5.4.1 Système binaire serré T2.5-T6.5

Découverte

Nous avons tout d'abord repéré CFBDS2048 comme un candidat naine T intéressant, en suivant l'analyse standard des candidats naines brunes du CFBDS, sur la base de sa couleur $i' - z'$ de 3.51. Le suivi photométrique en bande J , en fixant sa couleur $z' - J$ à 3.87 a confirmé cette objet comme une naine T, peut-être tardive. CFBDS2048 a par conséquent été suivi en spectroscopie, l'analyse de son spectre l'identifiant comme une T4.5.

Nous avons communiqué ses coordonnées à Mike Liu de l'IFA à Hawaii, qui collabore avec nous et qui a pu observer CFBDS2048 avec l'optique adaptative asservie par étoile laser (LGS) du télescope Keck. Il a ainsi pu obtenir les images de la figure 5.8 qui identifient CFBDS2048 comme une naine T double à courte séparation (0.055") et à fort contraste. Chacune de ces particularités est individuellement rare, et leur combinaison fait de CFBDS2048 un objet extrêmement précieux, encore plus particulier que 2MASS J1534-2952AB, identifiée par Liu et al. (2008).

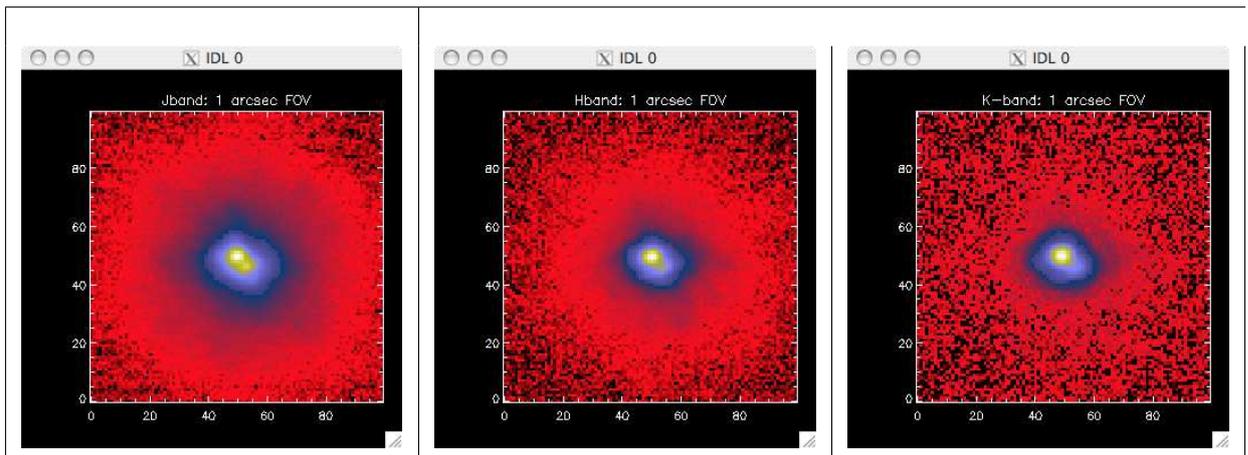


FIG. 5.8: Images de découvertes de CFBDS2048B (Liu et al, en préparation). On voit ici CFBDS2048 A et B observées avec le l'optique adaptative LGS du Keck en bande J (gauche), H (milieu), et K (droite).

Analyse

On voit clairement sur la figure 5.8 le contraste en bande J (0.5 mag), qui s'accroît pour les longueurs d'onde plus rouges. Cette tendance indique que CFBDS2048B est nettement plus tardive que la composante principale et compte parmi les naines T les plus tardives identifiées à ce jour. Le fort contraste (1.5 mag) en bande K , où la composante secondaire est presque indiscernable pointe vers une température effective beaucoup plus faible. Cet indice est d'autant plus fort car, selon toute vraisemblance, CFBDS2048 A et B ont le même âge et la même métallicité. Les caractéristiques photométriques de CFBDS2048 et de chacune de ses composantes sont détaillées sur la table 5.3. Elles indiquent un type spectral d'environ T2 à T3 pour CFBDS2048A et de T6 à T7 pour CFBDS2048B, d'après Knapp et al. (2004).

TAB. 5.3: Photométrie (Véga) proche infra-rouge et l'estimation de type spectral associée pour CFBDS2048AB et chacune de ses composantes.

Composante Considérée	J	H	K	$J - H$ et Type Sp.	$J - K_s$ et Type Sp.	$H - K_s$ et Type Sp.
Système AB	16.67±0.02	16.55±0.02	16.58±0.02	0.12(T4)	0.09(T5)	-0.03(T5)
A	17.20	16.86	16.82	0.34(T2)	0.38(T3)	0.04(T3)
B	17.70	18.06	18.32	-0.36(T6+)	-0.62(T7+)	-0.24(T6+)
Contraste	0.5	1.2	1.5	-	-	-

Cela traduit une différence de température effective de 400 à 500K (Cushing et al. 2008) entre les deux composantes. Cette différence significative dans les types spectraux des deux objets est supportée par le contraste de 1.0 magnitude observé avec le filtre " CH_4off " lors des mêmes observations LGS. Ce filtre de largeur moyenne, centré à $1.59\mu\text{m}$ sélectionne le pic de flux des naines brunes en bande H , en dehors des bandes d'absorption du méthane. La couleur $CH_4off - H$ est alors un bon traceur de l'absorption par cette molécule, et donc du type spectral des naines T. Le contraste supérieur observé en bande H (1.2 magnitude) montre que l'absorption par CH_4 est notablement plus intense sur CFBDS2048B que sur CFBDS2048A.

La distance photométrique corrigée de la binarité place ce système à 45 parsecs. La séparation projetée des deux objets est donc d'environ 2.5 UA. Un calcul simple sur la base des lois de Képler (Kepler et al. 1619) prédit une période orbitale d'une douzaine d'années. La parallaxe trigonométrique plus précise sera disponible en 1 à 2 an de suivi et permettra de préciser la distance et donc la séparation des composantes, ainsi que leur période orbitale. La courte séparation de ce système permettra de déterminer l'orbite de ce couple de naines brunes froides en 6 à 8 ans. Cette mesure donnera alors accès à la masse du système et permettra de déterminer avec précision les paramètres fondamentaux de ce couple de naines brunes, faisant de CFBDS2048 un standard pour l'étude des naines brunes ultra-froides.

5.4.2 Première détection d'une naine T sous-métallique

Découverte et photométrie

Le spectre d'une des naines T observée avec GNIRS a attiré notre attention après une analyse rapide de son spectre. Comme on peut le voir sur la figure 5.9, ce dernier présente plusieurs particularités qui le distinguent des autres naines ultra-froides découvertes par le CFBDS et observée avec le même instrument. Le spectre de cet objet, CFBDS1500, ne peut en aucun cas s'ajuster sur l'ensemble du spectre proche infra-rouge. Il se rapproche plus du spectre d'une T4-T5; mais pour un flux normalisé en J ; il présente trop de flux en Y , ce qui est le signe d'un type spectral plus précoce. A contrario, CFBDS1500 montre un déficit de flux dans les bandes H et K , ce qui est un indice d'un type spectral plus tardif. Une autre particularité intéressante est l'absence remarquable du doublet du potassium à $1.25\mu\text{m}$ dans le spectre de cet objet, alors que ce doublet est présent sur toutes les autres naines mid-T du CFBDS, même pour un signal sur bruit modeste. Toutes ces particularités sont aussi remarquables en comparant CFBDS1500 avec des naines T standards (voir figure 5.10). Comme nous l'avons vu dans la section 5.1.1, l'absence du doublet du potassium et le déficit de flux en bande K , tout comme l'excès de flux en bande Y sont autant d'indices

de sous métallicité. Les indices spectraux de cet objet, calibrés pour une métallicité solaire, (voir table 5.4) indiquent un type spectral de $T4\pm 1$

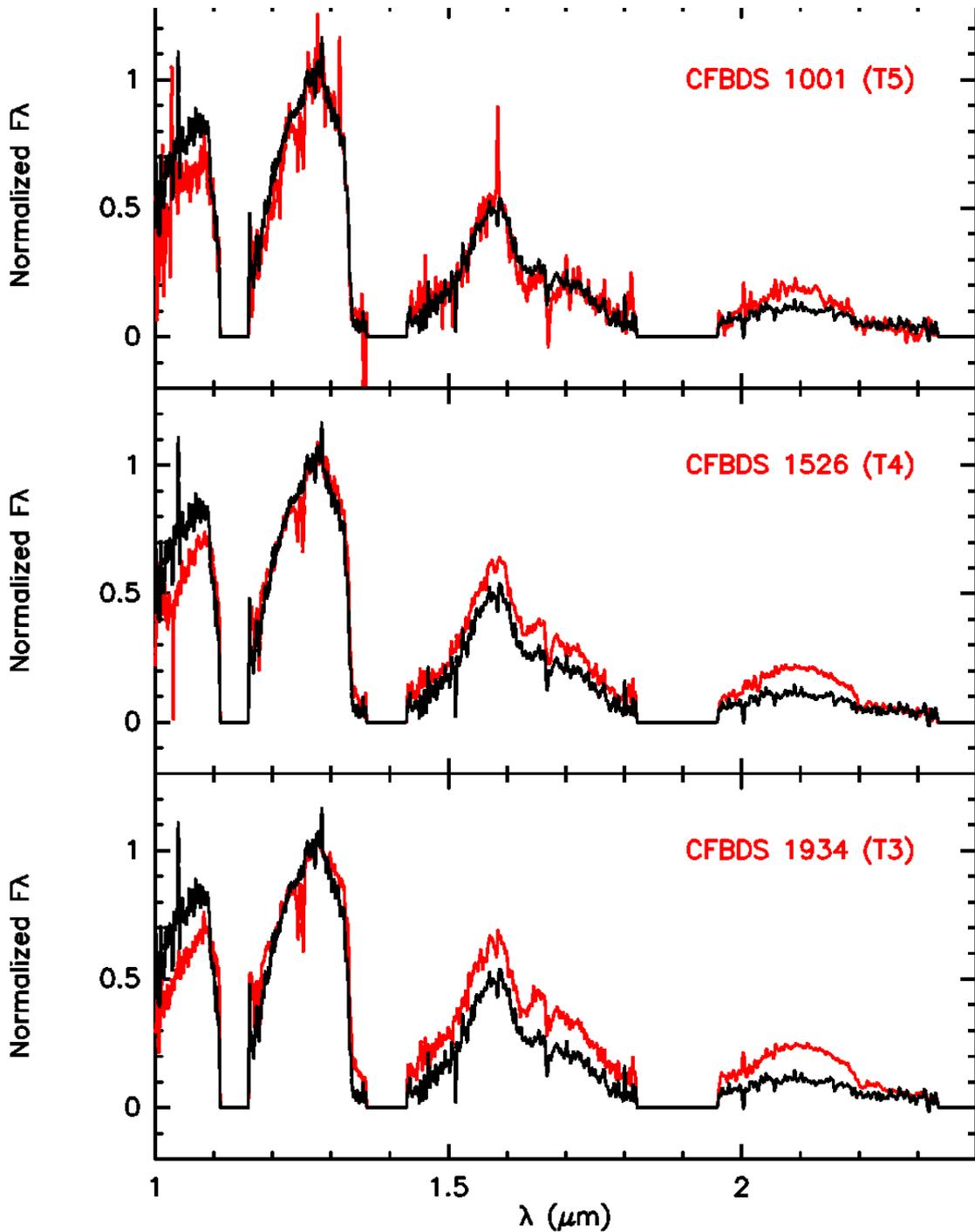


FIG. 5.9: Le spectre de CFBDS1500, en noir, comparé à ceux de naines T (de T3 à T5; en rouge) découvertes avec le CFBDS et dont le spectre a été obtenu avec le même instrument

La photométrie dans les bandes utilisées par le CFBDS, i' , z' et J , ne fait pas ressortir CFBDS1500 comme un objet particulier : comme on peut le voir sur la figure 5.11, CF-

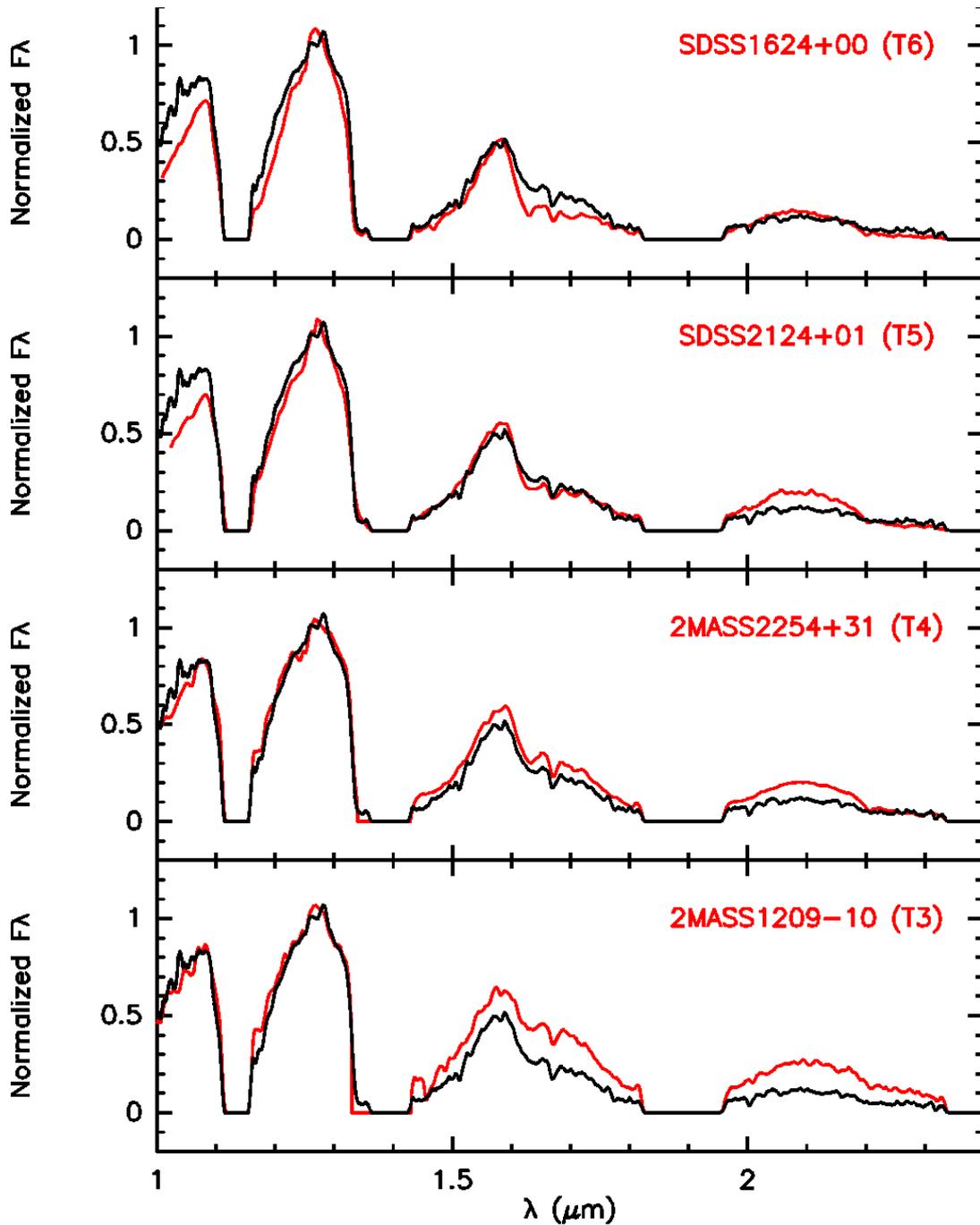


FIG. 5.10: Comparaison du spectre de CFBDS1500 (noir) avec 4 standards des types spectraux T3 à T6 (en rouge; spectres CGS4 UKIRT). La résolution du spectre de CFBDS1500 est dégradée pour égaler celle de CGS4 en le corrélant par une gaussienne de largeur $0.003 \mu\text{m}$. Les spectres sont normalisés en J .

BDS1500 est placée presque exactement sur la courbe des couleurs moyennes des naines mi-T. Le caractère "classique" de cet objet à ces longueurs d'onde ne nous a pas permis d'identifier CFBDS1500 comme une possible naine brune sous métallique avant d'avoir obtenu son spectre. A contrario, la figure 5.12 montre que cet objet se distingue clairement des

TAB. 5.4: Indices spectraux, tels que définis dans la section 5.1.2, mesurés pour CFBDS1500

indice	valeur	type
Spectral		spectral
H_2O-J	0.350	T4
CH_4-J	0.440	T5
H_2O-H	0.369	T5
CH_4-H	0.489	T4-T5
CH_4-K	0.405	T3
K/J	0.094	
K/H	0.230	
W_J	0.633	

autres naines brunes par des couleurs $H - K$ et $J - H$ atypiques.

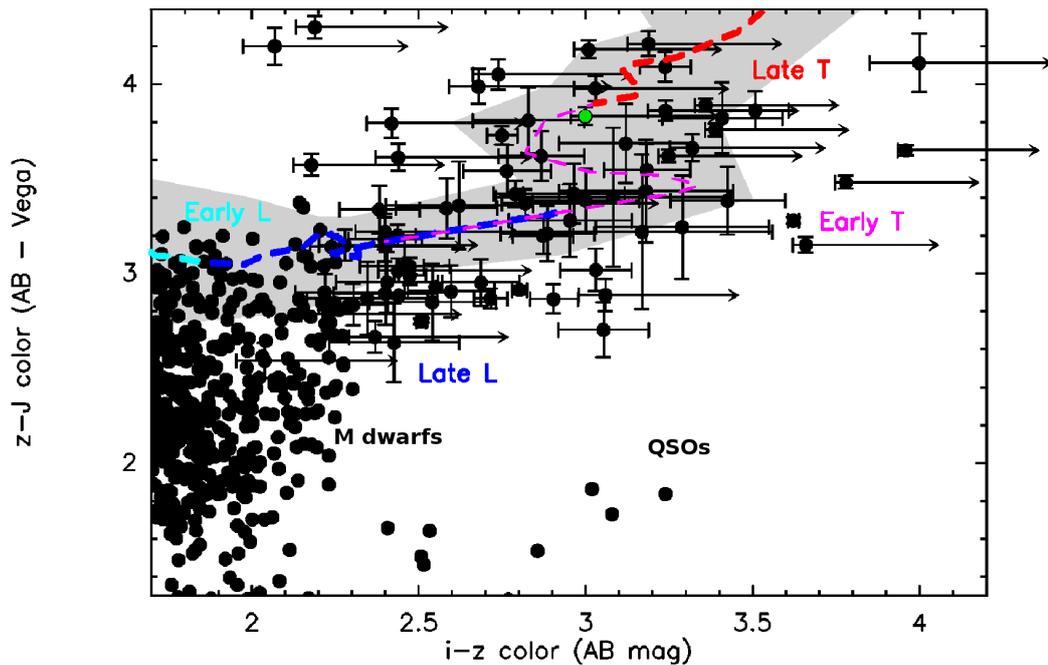


FIG. 5.11: Diagramme couleur-couleur, $i' - z' / z' - J$ des candidats naines brunes du CFBDS. CFBDS1500, identifiée par un point vert, ne se distingue aucunement des autres objets dans ces couleurs. Par souci de lisibilité seules les barres d'erreurs des objets les plus rouges en $z' - J$ sont représentées ici. La ligne en pointillés gras représente la moyenne des couleurs synthétiques de naines brunes connues (Cf section 2.3). La zone grisée correspond à la dispersion des couleurs individuelles de ces objets.

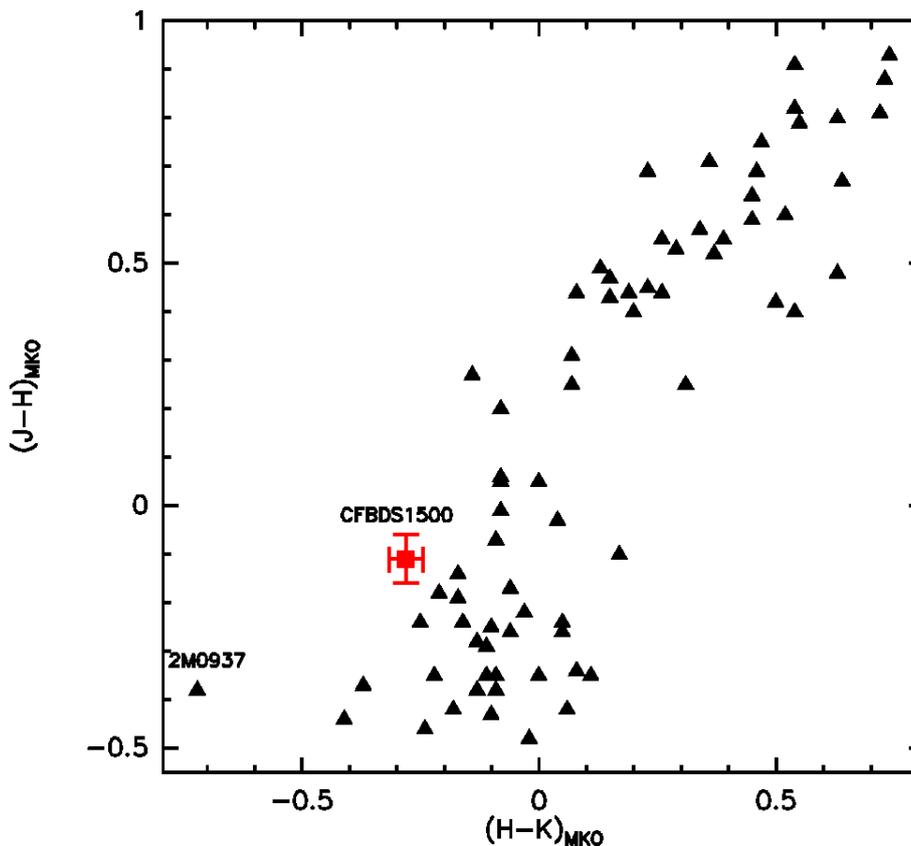


FIG. 5.12: Diagramme couleur-couleur $H - K/J - H$ de naines T connues dans le système photométrique MKO. Les triangles noirs représentent les naines T publiées par Knapp et al. (2004) and Chiu et al. (2006), le carré rouge identifie notre photométrie pour CFBDS1500.

Analyse spectrale de la sous-métallicité

Afin de quantifier la sous métallicité de CFBDS 1500, nous avons entrepris une analyse plus approfondie de cet objet, sur la base d'une étude multi-indices. La figure 5.13 place CFBDS 1500 sur une grille température/gravité issue des modèle de Burrows et al. (2006) en fonction de différents indices spectraux. Les modèles sont corrigés par des facteurs multiplicatifs (variant entre 0.88 et 1.3 suivant les indices) afin de les recalibrer sur les paramètres bien déterminés de SDSS1254 ($T=1200$; $\text{Log } g=4.75$; $M/H=0$, Cushing et al. 2008). Les autres objets identifiés sur cette figure sont 2M2254, la naine T4 standard utilisée pour la comparaison avec le spectre de CFBDS1500 et 2M0937 ($T\sim 800\text{K}$; $\text{Log } G\sim 5.4$; $M/H\sim -0.2$ d'après Burgasser et al. 2006a), la naine T de plus faible métallicité connue jusqu'à maintenant. Les indices mesurés pour CFBDS1500 et 2M0937 ne correspondent à aucun modèle à métallicité solaire; il faut faire appel à la grille sous-métallique pour faire correspondre modèle et mesures pour ces objets.

La figure 5.14 représente les mêmes indices, mais les grilles sont cette fois-ci à gravité constante, $\text{Log } g=5.5$. Comme on le verra dans la section suivante, la cinématique de CFBDS1500 fournit des indices forts pointant vers un objet très âgé, massif et donc à gravité élevée. Pour un âge de 10 milliards d'années, les modèles de Baraffe et al. (2003) convergent tous vers une gravité de $\text{log } g = [5.3; 5.5]$, avec une dérivée très faible dans le

domaine de température identifié pour CFBDS1500. Sur cette grille, elle aussi ancrée sur les paramètres de SDSS1254, T_{eff} et $[M/H]$ sont les variables. Nous trouvons alors pour 2M0937 des paramètres qui sont alors $T = 800$ et $[M/H] = -0.1$ - -0.2 ce qui est cohérent avec Burgasser et al. (2006b). Si la gravité de CFBDS1500 est bien de $\text{Log } g = 5.5$, ses paramètres sont alors $T_{\text{eff}} \sim 1025\text{K}$ et $[M/H] \sim -0.3$. Si sa gravité est un peu plus faible, (-5.4) la métallicité est encore moindre, autour de -0.4 .

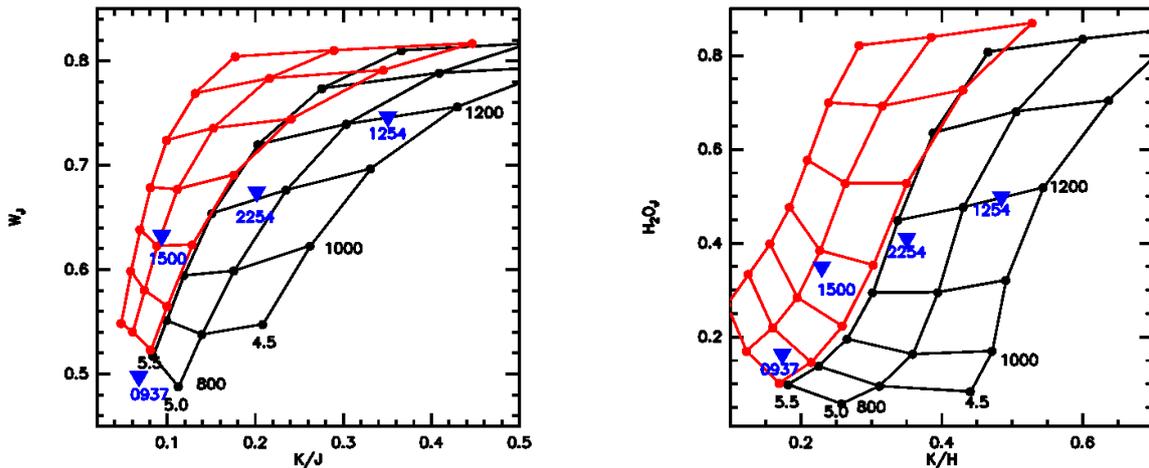


FIG. 5.13: Indices W_J versus K/J (gauche); H_2O-J versus K/H (droite). La grille noire est calculée pour les modèles de Burrows, Sudarsky & Hubeny 2006, à métallicité solaire, pour $[M/H]=0$. La grille rouge correspond au même modèle dans le cas d'un objet sous-métallique : $[M/H]=-0.5$. Température et gravité des modèles sont labélisés sur la grille à métallicité solaire. Les points bleus sont les indices spectroscopiques observationnels de SDSS1254; 2M2254; CFBDS1500 et 2M0937. Un facteur multiplicatif a été appliqué aux grilles des modèles pour ancrer SDSS1254 à $[T=1200; \text{Log}G=4.75; [M/H]=0]$, (Cushing et al. 2008)

Cette analyse identifie donc CFBDS1500 comme la naine T la plus sous-métallique identifiée à ce jour. Par comparaison avec la naine T4 à métallicité solaire dont le spectre est le plus proche, 2M2254 que nous allons maintenant utiliser pour évaluer les effets de la sous-métallicité, CFBDS1500 apparaît 100K plus froide, à un $\text{log } g$ plus fort (5.0- 5.2 pour 2M2254 contre 5.4-5.5 pour CFBDS1500). La figure 5.15, montre la similarité des spectres en bande J de ces deux objets, mais illustre surtout la disparition spectaculaire du doublet du potassium dans le spectre de CFBDS1500. La figure 5.16 montre les modèles associés aux paramètres identifiés pour ces deux objets, toujours dans la bande J . Deux différences principales ressortent :

- Une forte gravité ne peut pas expliquer la disparition du doublet du potassium. Cette caractéristique simple et remarquable ne peut s'expliquer que par la sous-métallicité.
- L'augmentation du flux sur le côté rouge de la bande J présente dans les modèles sous-métalliques, n'est pas observée.

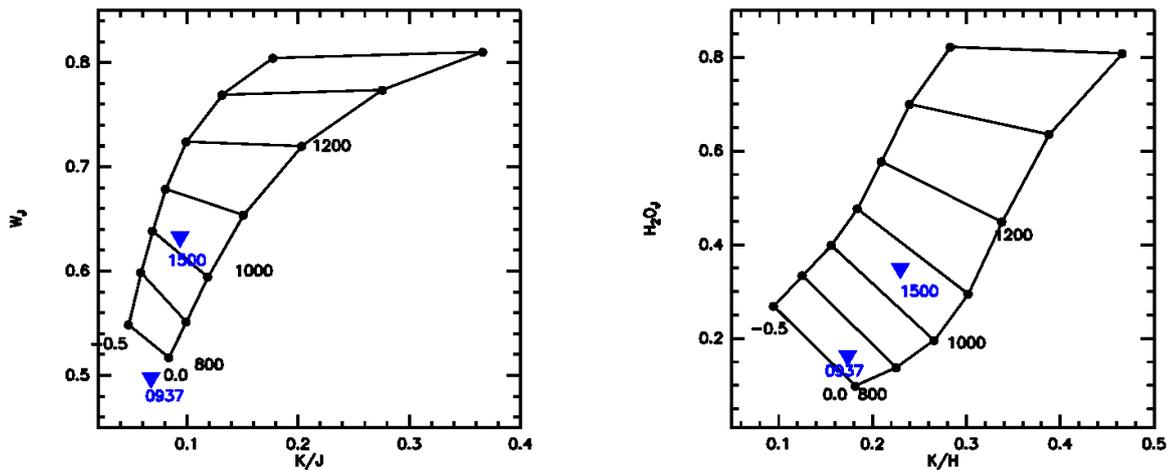


FIG. 5.14: Ces graphes sont similaires à ceux de la figure 5.13. Seuls les modèles à $\text{Log}G=5.5$ sont représentés ici ; les traces verticales sont à métallicité constantes (0.0 et -0.5).

Cinématique

L'obtention d'une deuxième époque d'observation en bande z' nous a permis de déterminer avec précision le mouvement propre de CFBDS1500, fournissant des indices indépendants de sous métallicité. Comme on peut le constater sur la figure 5.17, le mouvement propre de cet objet, ici visualisé sur une base de temps de 34 mois, est très important.

L'estimation de sa distance, qui permet de remonter au mouvement propre absolu, est très imprécise, à la fois de par la dispersion importante des magnitudes absolues des naines T, mais aussi de par notre méconnaissance des effets de la sous métallicité sur le flux des naines brunes. Si on assimile CFBDS1500 à une naine T4.5 et que l'on accepte une plage de variation de ± 0.5 magnitude, cela place CFBDS1500 à une distance variant de 40 à 65 parsecs. Cette plage de distance est associée à une plage de vitesse tangentielle absolue de $135\text{-}225 \text{ km.s}^{-1}$. L'exemple de 2MASS0937, qui, à température égale, est moins lumineuse de 0.5 mag qu'une T6, nous conduit à privilégier la luminosité la plus faible, et donc le mouvement propre le moins élevé pour CFBDS1500, plaçant l'objet à une distance de 40 à 50 parsecs.

Nous avons alors utilisé le modèle de population stellaire de Besançon (Robin et al. 2003) pour avoir une estimation des populations galactiques qui ont une distance et une vitesse similaire à CFBDS1500. Le résultat de cette modélisation est visible sur la figure 5.18 : à la position en ascension droite et déclinaison de CFBDS1500, tous les objets dont le mouvement propre est similaire appartiennent soit au disque épais soit au halo. La table 5.5 montre la statistique des objets de la Voie Lactée dont la cinématique est proche ($\pm 0.05''.\text{yr}^{-1}$) de celle de CFBDS1500, ainsi que les métallicités associées à chaque population. Cette modélisation fait ressortir CFBDS1500 comme appartenant probablement au disque épais. Son appartenance au halo est dynamiquement crédible, mais le spectre de CFBDS1500 ne montre pas d'indice d'une sous métallicité aussi extrême. La métallicité comprise dans la fourchette $[-0.3;-0.5]$ est compatible avec une appartenance au disque épais (à 1 sigma) et s'accorderait parfaitement avec une appartenance à la composante vieille du disque mince. Cette dernière possibilité est ouverte mais reste moins crédible car

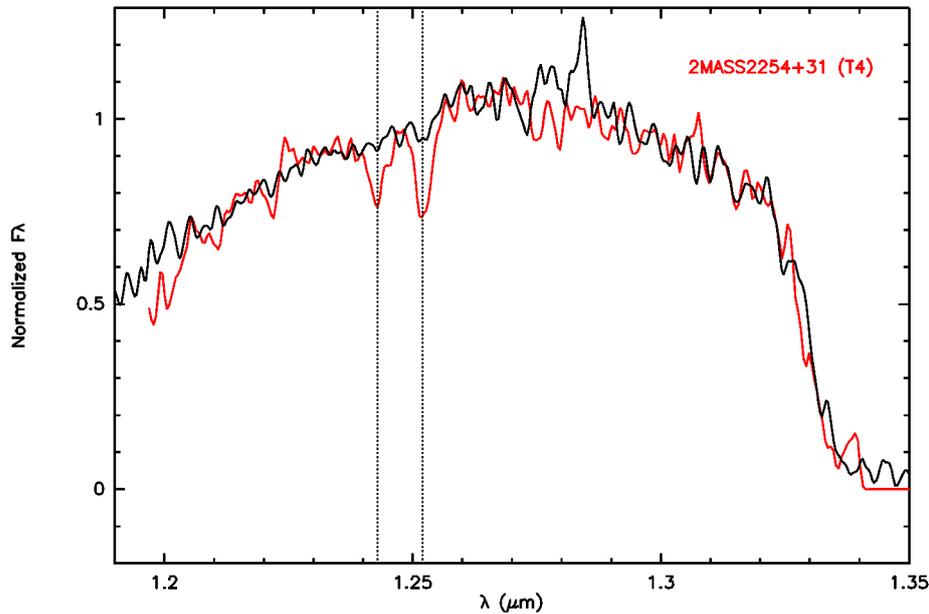


FIG. 5.15: Spectre de CFBDS1500 (en noir) comparé à celui de 2M2254, en rouge. La principale différence est la disparition du doublet du potassium, repéré par des lignes pointillées verticales.

la population galactique occupant un domaine cinématique proche de CFBDS1500 compte 15 fois plus d'objets du disque épais que de la vieille composante du disque mince.

TAB. 5.5: Statistiques des populations d'étoiles ayant une cinématique similaire à celle de CFBDS1500, et leurs caractéristiques principales.

Population	pourcentage	Age(Gyrs)	Métallicité(dex)
Disque mince, âge solaire	«1%	3-7	-0.1±0.17
Disque mince, vieille composante	4-5%	7-10	-0.37±0.20
Disque épais	75%	11	-0.78±0.30
Halo	20%	13	-1.78±0.5

Conclusion

L'analyse du spectre de CFBDS1500 montre que cet objet est sans aucun doute la naine T la plus sous-métallique découverte à ce jour. L'étude de son mouvement propre apporte une preuve indépendante de sa sous-métallicité, singularisant CFBDS1500 comme un objet âgé en tous cas de plus de 7 milliards d'années et appartenant probablement au disque épais de la galaxie, âgé de 11 milliard d'années. Cet objet, formé dans des conditions très différentes de celles qui existent actuellement dans les zones de formation stellaire est donc probablement à la fois la naine T la plus âgée identifiée à ce jour, mais aussi la seule qui n'appartient pas au disque mince de la Voie Lactée.

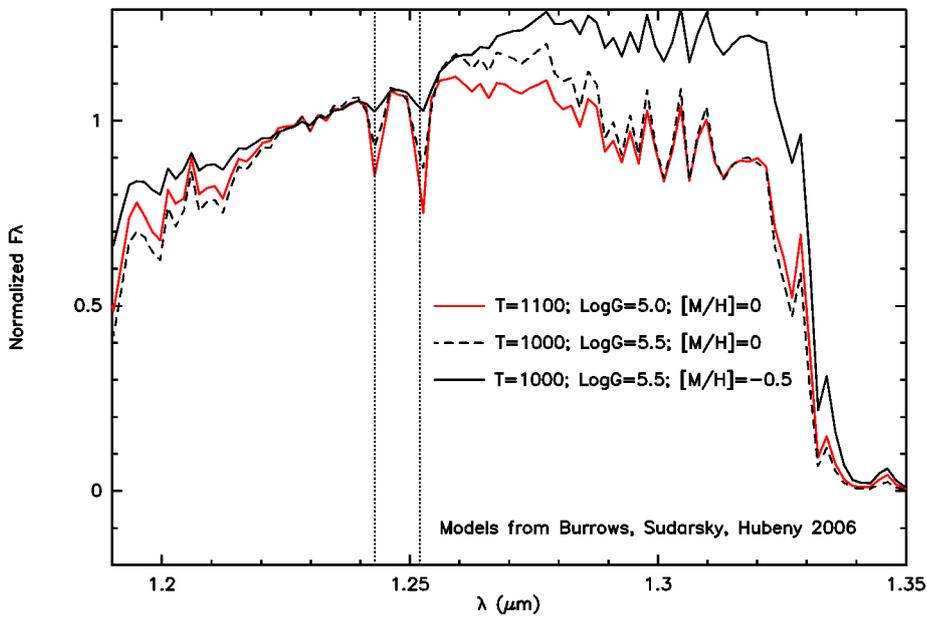


FIG. 5.16: Comparaison du modèle associé aux paramètres de 2M2254(1100K, $\log g=5.0$ et $[\text{M}/\text{H}]=0.0$) à deux modèles associés aux paramètres de CFBDS1500. Seul le modèle sous-métallique peut rendre compte de la disparition du doublet du potassium.

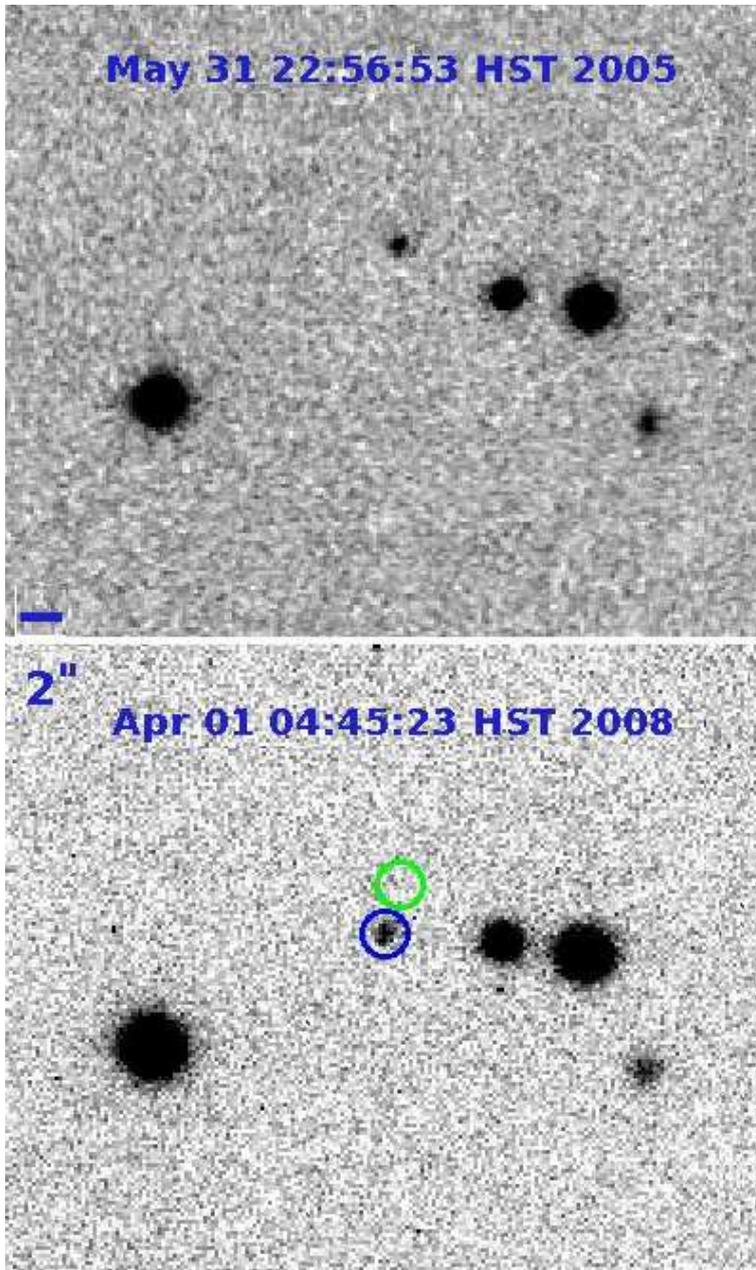


FIG. 5.17: CFBDS1500 à deux époques différentes, la position de l'objet sur la première image est matérialisée sur la deuxième image par un cercle vert.

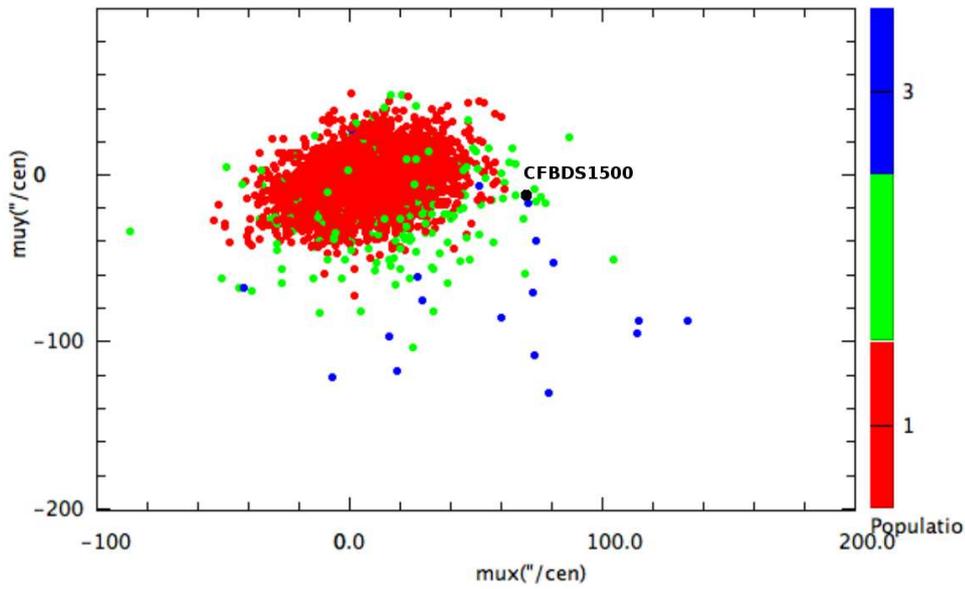


FIG. 5.18: Cinématique des étoiles de la Voie Lactée dans la direction de CFBDS1500, d'après le modèle de Besançon. Les objets du disque minces apparaissent en rouge, ceux du disque épais en vert et ceux du halo en bleu. La cinématique de CFBDS1500 est repérée par un point noir.

5.4.3 Première détection de l'ammoniac dans le spectre NIR

La détection de CFBDJ J005910.90-011401.3, la naine brune la plus tardive identifiée à ce jour, ainsi que l'identification des premières bandes d'absorption de l'ammoniac observées dans le spectre proche infra-rouge de naines brunes ultra-froides est présentée dans l'article suivant :

CFBDJ J005910.90-011401.3 : reaching the T-Y brown dwarf transition ?

CFBDS J005910.90-011401.3: reaching the T-Y brown dwarf transition? [★]

P. Delorme¹, X. Delfosse¹, L. Albert², E. Artigau³, T. Forveille^{1,4}, C. Reylé⁵, F. Allard⁶, D. Homeier⁷, A.C. Robin⁵, C.J. Willott⁸, Michael C. Liu⁴ ^{★★}, and T.J. Dupuy⁴

- ¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, UMR 571 Grenoble, France
² Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, 65-1238 Mamaloha Highway, Kamuela, HI 96743, U.S.A.
³ Gemini Observatory, Southern Operations Center, Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., Casilla 603, La Serena, Chile.
⁴ Institute for Astronomy, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822-1839, USA.
⁵ Observatoire de Besançon, Institut UTINAM, University of Franche-Comté, CNRS-UMR 6213, BP 1615, 25010 Besançon Cedex, France
⁶ Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, UMR 5574: CNRS, Université de Lyon, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France
⁷ Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen, Germany
⁸ Physics Department, University of Ottawa, 150 Louis Pasteur, MacDonald Hall, Ottawa, ON K1N 6N5, Canada

ABSTRACT

Aims. We report the discovery of CFBDS J005910.90-011401.3 (hereafter CFBDS0059), the coolest brown dwarf identified to date.
Methods. We found CFBDS0059 using i' and z' images from the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), and present optical and near-infrared photometry, Keck laser-guide-star adaptive optics imaging, and a complete near-infrared spectrum, from 1.0 to 2.2 μm .
Results. A side-to-side comparison of the near-infrared spectra of CFBDS0059 and ULAS J003402.77-005206.7 (hereafter ULAS0034), previously the coolest known brown dwarf, indicates that CFBDS0059 is $\sim 50 \pm 15\text{K}$ cooler. We estimate a temperature of $T_{\text{eff}} \sim 620\text{K}$ and gravity of $\log g \sim 4.75$. Evolutionary models translate these parameters into an age of 1-5 Gyr and a mass of 15 – 30 M_{Jup} . We estimate a photometric distance of $\sim 13\text{pc}$, which puts CFBDS0059 within easy reach of accurate parallax measurements. Its large proper motion suggests membership in the older population of the thin disk. The spectra of both CFBDS0059 and ULAS J0034 show probable absorption by a wide ammonia band on the blue side of the H -band flux peak. If, as we expect, that feature deepens further for still lower effective temperatures, its appearance will become a natural breakpoint for the transition between the T spectral class and the new Y spectral type. Together, CFBDS0059 and ULAS J0034 would then be the first Y0 dwarfs.

Key words. Low mass stars: brown dwarfs – spectroscopy – Surveys

Send offprint requests to: P. Delorme, e-mail: Philippe.Delorme@obs.ujf-grenoble.fr

[★] Based in part on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) of France, and the University of Hawaii. This work is based in part on data products produced at TERAPIX and the Canadian Astronomy Data Centre as part of the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey, a collaborative project of NRC and CNRS. Also 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 Science and Technology Facilities Council (United Kingdom), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), CNPq (Brazil) and SECYT (Argentina) under programs GN-2007A-Q-201 and GN-2007B-Q-3. Also based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Observatory under programmes 078.C-0629 and 078.A-0651. Some of the data presented herein were obtained at the W.M. Keck Observatory, which is operated as a scientific partnership among the California Institute of Technology, the University of California, and the National

1. Introduction

Observed stellar and substellar atmospheres cover a continuum of physical conditions from the hottest stars ($\sim 100\,000\text{K}$) to the coolest known brown dwarfs (previously ULAS J003402.77-005206.7 (hereafter ULAS0034), $>T8$ Warren et al. (2007)). There remains however a sizeable temperature gap between the 600-700 K ULAS0034 and the $\sim 100\text{K}$ giant planets of the Solar System. Many of the currently known extrasolar planets populate this temperature interval, characterized by complex atmospheric physics: matter and radiation in these cold, dense, and turbulent atmospheres couple into a very dynamical mix, where molecules and dust form and dissipate. Current atmosphere models are rather uncertain in this unexplored temperature range and they will significantly benefit from observational constraints. Two major physical transitions are expected to occur between $\sim 700\text{K}$ and $\sim 400\text{K}$ and strongly alter the emergent near-infrared spectra (Burrows et al. 2003): NH_3 becomes an abundant atmospheric constituent and its near-infrared bands become major spectral features, and water clouds form and deplete

Aeronautics and Space Administration. The Observatory was made possible by the generous financial support of the W.M. Keck Foundation.

^{★★} Alfred P. Sloan Research Fellow

H₂O from the gas phase. The corresponding near-infrared spectral changes are likely to be sufficiently drastic that the creation of a new spectral type will be warranted (Kirkpatrick 2000). Kirkpatrick et al. (1999); Kirkpatrick (2000) reserved the “Y” letter for the name of that putative new spectral type.

To help fill this temperature gap, we conduct the Canada France Brown Dwarf Survey (CFBDS, (Delorme et al. 2008)), which uses MegaCam (Boulade et al. 2003) i' and z' images to select very cool brown dwarfs (and high redshift quasars) on their very red $i' - z'$ colour. We present here our coolest brown dwarf discovery to date, CFBDS J005910.90-011401.3 (hereafter CFBDS0059), a $>T8$ dwarf with evidence of near-infrared NH₃ absorption. Section 2 describes its discovery, and presents our follow-up observations: i' , z' , Y , J , H and Ks photometry and astrometry of CFBDS0059 and (as a reference) ULAS0034, laser guide star adaptive optics imaging and a near infrared spectrum of the new brown dwarf. Section 3 discusses the kinematics and the dynamical population membership of CFBDS0059. Section 4 compares the spectrum of CFBDS0059 with those of Gl 570D (T7.5), 2MASS J0415-09 (T8) and ULAS0034, and in the light of synthetic spectra uses that comparison to determine its effective temperature, gravity and metallicity. We also examine in that section the new spectral features which appear below 700K, in particular an NH₃ band, and discuss new spectral indices for spectral classification beyond T8. Finally, section 5 summarizes our findings and sketches our near-future plans.

2. CFBDS

Field ultracool brown dwarfs are intrinsically very faint, and as a result they can only be identified in sensitive wide-field imaging surveys. They are most easily detected in the near infrared, and one could thus naively expect them to be most easily identified in that wavelength range. Brown dwarf spectra however very much differ from a black body, and their considerable structure from deep absorption lines and bands produces broad-band pure near-infrared colours that loop back to the blue. At modest signal to noise ratios, those colours are not very distinctive. Brown dwarfs are therefore more easily recognized by including at least one photometric band under 1 μ m. At those shorter wavelengths their spectra have extremely steep spectral slopes, and the resulting very red $i' - z'$ and $z' - J$ colours easily stand out.

As discussed in detail in Delorme et al. (2008), the CFBDS survey brown dwarf identification is a two-step process:

- we first select brown dwarfs candidates on their red $i' - z'$ colour in MegaCam images which cover several hundred square degrees.
- J -band pointed observations of these candidates then discriminate actual brown dwarfs from artefacts, and astrophysical contaminants.

The $i' - z'$ selection takes advantage of the wide field of the MegaCam camera¹ on the 3.6m CFHT telescope, and of the trove of deep observational material obtained with that instrument. We rely on existing i' images from the Very Wide component of the Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey (CFHTLS-VW) and, for different fields, on existing z' images from the Red sequence Cluster Survey 2 (RCS2). We then match those with either new z' or new i' exposures to obtain i' and z' pairs. The two parent surveys also obtain g' and r' images, which for the RCS2 survey are contemporaneous with the z' exposure.

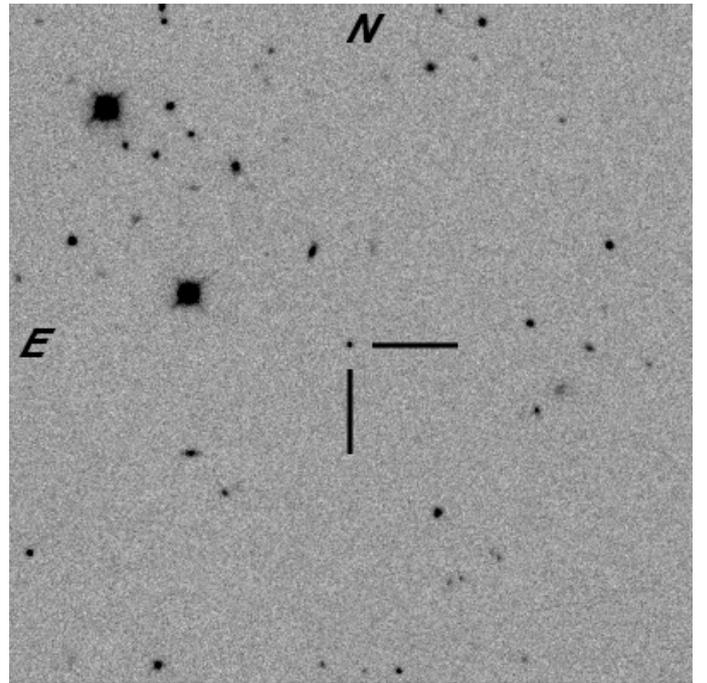


Fig. 1. Ks -band finder chart for CFBDS0059. The field of view is 2 by 2 arcminutes.

We don't use those as primary selection tools, but the contemporaneous exposures from the RCS2 survey provide a welcome check that an apparently red source was not, instead, a variable brighter at all wavelengths at the z' epochs. Since all our fields have low galactic extinction, the only other astrophysical point sources with a similarly red $i' - z'$ are quasars at redshifts of $z \approx 6$, which represent the other motivation of our program (e.g. Willott et al. 2007). We discriminate between quasars and brown dwarfs with J -band photometry obtained on several 2 to 4m-class telescopes (Delorme et al. 2008, for details). These targeted follow-up observations also reject a number of remaining unflagged artefacts and they provide a refined spectral type estimate, thanks to the much higher signal-to-noise ratio which we typically achieve on $z' - J$ than on $i' - z'$.

3. Observations

We first identified CFBDS0059 as a brown dwarf candidate when comparing a 360 s RCS2 z' exposure from 2005 December 27 with a 500 seconds CFBDS i' exposure from 2006 August 31. CFBDS0059 is undetected in the i' image to $i'_{AB} = 25.2$ (5σ), in spite of a strong z' detection ($z'_{AB} = 21.93 \pm 0.05$). The RCS2 survey obtains contemporaneous g' , r' and z' images, and we checked the g' and r' exposures for a counterpart. These images, which were obtained within 50 minutes of the z' observation, show no object at the position of CFBDS0059. This essentially excludes that the z' detection was due to a variable or slowly moving object with neutral colours. The $i'_{AB} - z'_{AB} > 3.2$ (5σ) lower limit was thus secure, and made CFBDS0059 a very strong candidate for follow-up.

3.1. J -band photometry and near-infrared spectroscopy

Our initial J -band imaging consists of five 20-second dithered exposures with the SOFI near-infrared camera on the ESO NTT telescope at La Silla on 2006 November 12. As discussed be-

¹ <http://www-dapnia.cea.fr/Sap/Phys/Sap/Activites/Projets/Megacam>

low, the photometric system of that instrument is non-standard. We used a modified version of the jitter utility within the ESO Eclipse package (Devillard 1997) to subtract the background and coadd the five exposures. We extracted photometry from the resulting image using PSF fitting within Source Extractor (Bertin & Arnouts (1996) and Bertin & Delorme, in preparation) and obtain $J_{Vega}=18.11\pm 0.06$. The resulting $z_{AB} - J_{AB} = 3.0$ colour confirmed CFBDS0059 as a strong very late-T dwarf candidate and we triggered H -band spectroscopic observations with NIRI (Hodapp et al. 2003) at Gemini-North. Those were obtained in queue mode on 2007 July 30 and immediately confirmed the very cool nature of CFBDS0059. We then requested J and K -band spectroscopy with the same instrument, which was obtained on 2007 September 1.

All spectra were obtained through a $\sim 0''.7$ -wide slit, which produces a resolving power of $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 500$. The object is dithered along the slit. The H -band spectrum is the sum of 16 300-second integrations, while the $Y + J$ and K band spectra each are the sum of 9 300-second integrations. Consecutive image pairs are pair subtracted, flat fielded using a median combined spectral flat and corrected for both spectral and spatial distortions. Spectra are extracted using a positive and a negative extraction box matched to the trace profile. A first wavelength calibration was obtained with argon lamp arc spectra taken at the end of the sequence, and the wavelength scale was then fine tuned to match the atmospheric OH-lines. Individual spectra extracted from image pairs were then normalized and median combined into final spectra. Per-pixel S/N of 25, 40 and 5 were achieved on the J , H and K -band peaks respectively. For all 3 wavelength settings the A0 star HIP10512 was observed immediately after the science observations to calibrate the instrumental spectral response and the telluric transmission.

3.2. Additional near-infrared and optical Photometry

The J filter of the SOFI camera on the NTT has a quite non-standard bandpass, for which the large colour corrections that result from the strong structure in T dwarf spectra (e.g. Stephens & Leggett 2004) have not been fully characterized. To compare the spectral energy distribution (SEDs) of CFBDS0059 and ULAS0034 (Warren et al. 2007) we therefore preferred to obtain additional near-infrared wide-band photometry with WIRCam (Puget et al. 2004) on CFHT, which uses standard Mauna Kea Observatory infrared filters (Simons & Tokunaga 2002; Tokunaga et al. 2002; Tokunaga & Vacca 2005, MKO system). The observations (2007 August 1st and 5th) used dithering patterns of ~ 60 arcsec amplitude for total (respectively individual) exposure times of 300 (60), 150 (30), 300 (15) and 720 (20) seconds for the Y , J , H and K_s bands. The skies were photometric and the seeing varied between 0.8 and 1.0".

Table 1 summarizes the magnitudes of CFBDS0059 and ULAS0034 in all available bands. The WIRCam photometry of ULAS0034 agrees with the Warren et al. (2007) measurements within better than 1σ for H band and within 1.5σ for J . The Warren et al. (2007) K -band measurement used a K filter, while our WIRCam measurement uses the narrower and bluer K_s filter. The 0.15 mag difference between these two observations is approximately consistent with the Stephens & Leggett (2004) prediction for the effect of these different filter bandpasses at late-T spectral types. Similarly, the better short-wavelength quantum efficiency of the WIRCam detector can qualitatively explain the 0.2 magnitude (2σ) discrepancy between our Y photometry and the Warren et al. (2007) WFCam measurement. The near-IR colours of the two brown dwarfs are similar, except $H-K_s$ which

Table 2. Astrometry of CFBDS0059. (Epoch: August 5th, 2007)

RA(J2000) hh:mm:ss	DEC(J2000) dd:mm:ss	μ_α "/yr	μ_δ "/yr
00:59:10.903	-01:14:01.13	0.94 ± 0.06	0.18 ± 0.06

is ~ 0.5 magnitude bluer for CFBDS0059 than for ULAS0034. We will interpret the implications of this low K_s flux when we examine the near-infrared spectrum.

3.3. Astrometry

CFBDS0059 and ULAS0034 are serendipitously just 6.3 degrees apart on the sky, and at similar photometric distances from Earth since they have similar spectral types and apparent magnitudes, and we initially entertained the idea that they might, perhaps, be part of a common moving group. The proper motion of CFBDS0059 however, measured between our 2005 Megacam z' and 2007 WIRCam K_s images, and uncorrected for its parallactic motion, is $\mu_\alpha = +0.94 \pm 0.06''/\text{yr}$, $\mu_\delta = +0.18 \pm 0.06''/\text{yr}$ (Table 2). ULAS0034 on the other hand moves by $\mu_\alpha = -0.12 \pm 0.05''/\text{yr}$ and $\mu_\delta = 0.35 \pm 0.005''/\text{yr}$ (Warren et al. 2007). The two proper motions are thus sufficiently different that the two brown dwarfs are clearly unrelated. We checked for main sequence common proper motion companions to CFBDS0059, which would have provided welcome age and metallicity constraints (e.g. Scholz et al. 2003) but did not find any match within a 10 arcminute radius.

3.4. Keck Laser Guide Star Adaptive Optics Imaging

To search for binarity, we imaged CFBDS0059 on 16 January 2008 UT using the laser guide star adaptive optics (LGS AO) system (van Dam et al. 2006; Wizinowich et al. 2006) of the 10-meter Keck II Telescope on Mauna Kea, Hawaii. Conditions were photometric with better than average seeing. We used the facility IR camera NIRC2 with its narrow field-of-view camera, which produces an image scale of 9.963 ± 0.011 mas/pixel (Pravdo et al. 2006) and a $10.2'' \times 10.2''$ field of view. The LGS provided the wavefront reference source for AO correction, with the exception of tip-tilt motion. The LGS brightness was equivalent to a $V \approx 9.8$ mag star, as measured by the flux incident on the AO wavefront sensor. Tip-tilt aberrations and quasi-static changes in the image of the LGS as seen by the wavefront sensor were measured contemporaneously with a second, lower-bandwidth wavefront sensor monitoring the $R = 14.6$ mag field star USNO-B1.0 0887-0010532 (Monet et al. 2003), located $32''$ away from CFBDS0059. The sodium laser beam was pointed at the centre of the NIRC2 field-of-view for all observations.

We obtained a series of dithered images, offsetting the telescope by a few arcseconds, with a total integration time of 1080s. We used the CH_4s filter, which has a central wavelength of $1.592 \mu\text{m}$ and a width of $0.126 \mu\text{m}$. This filter is positioned near the H -band flux peak emitted by late-T dwarfs. The images were reduced in a standard fashion. We constructed flat fields from the differences of images of the telescope dome interior with and without continuum lamp illumination. Then we created a master sky frame from the median average of the bias-subtracted, flat-fielded images and subtracted it from the individual images. Images were registered and stacked to form a final mosaic, with a full-width at half-maximum of $0.09''$ and a Strehl ratio of 0.05.

Table 1. Wide band i'_{AB} and z'_{AB} CFHT photometry measured with Megacam, MKO-system Y , J , H , and K_s measured with WIRCcam and associated colours. For comparison we include previous Y , J , H , and K photometry of ULAS0034.

Target	Spectral band						
	i'_{AB}	z'_{AB}	Y	J	H	K_s	K
CFBDS0059	$> 25.17 \pm 0.03$	21.93 ± 0.05	18.82 ± 0.02	18.06 ± 0.03	18.27 ± 0.05	18.63 ± 0.05	-
ULAS0034	$> 25.14 \pm 0.04$	22.11 ± 0.06	19.12 ± 0.03	18.21 ± 0.03	18.49 ± 0.05	18.33 ± 0.05	-
ULAS0034 ¹			18.90 ± 0.10	18.15 ± 0.03	18.49 ± 0.04	-	18.48 ± 0.05
	$z'_{AB} - Y$	$Y - J$	$J - H$	$H - K_s$	$H - K$		
CFBDS0059	3.11 ± 0.05	0.76 ± 0.04	-0.21 ± 0.06	-0.36 ± 0.07	-		
ULAS0034	2.99 ± 0.07	0.91 ± 0.04	-0.28 ± 0.06	0.16 ± 0.07	-		
ULAS0034 ¹		0.75 ± 0.10	-0.34 ± 0.05	-	0.01 ± 0.07		

¹ Photometry from Warren et al. (2007)

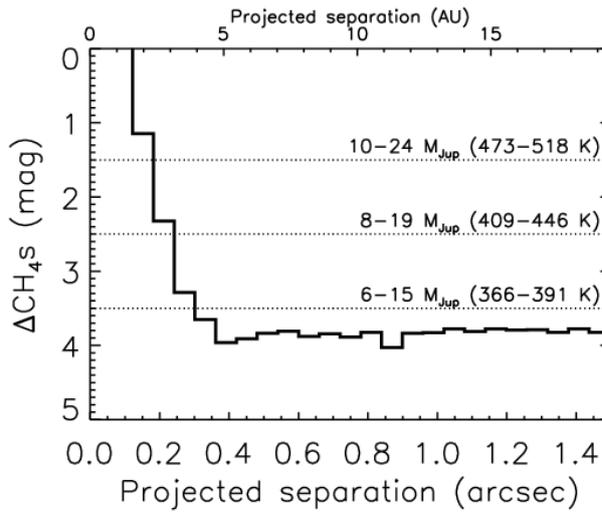


Fig. 2. Adaptive Optic detections limits as a function of the separation from CFBDS0059. Dashed lines show the equivalent mass and temperature for a given contrast. The first value assumes an age of 1 Gyr and the second an age of 5 Gyr.

No companions were clearly detected in a $6'' \times 6''$ region centred on CFBDS0059.

We determined upper limits from the direct imaging by first smoothing the final mosaic with an analytical representation of the PSF's radial profile, modeled as the sum of multiple gaussians. We then measured the standard deviation in concentric annuli centred on the science target, normalized by the peak flux of the targets, and adopted 10σ as the flux ratio limits for any companions. These limits were verified with implantation of fake companions into the image using translated and scaled versions of the science target.

Figure 2 presents the final upper limits on any companions. We employed the "COND" models of Baraffe et al. (2003) to convert the limits into companion masses, for assumed ages of 1 and 5 Gyr and a photometric distance estimate of 13 pc. We assumed any cooler companions would have similar ($CH4s - H$) colours to CFBDS0059.

4. Kinematics

We estimate a spectrophotometric distance for CFBDS0059 by adopting $M_J = 17.5 \pm 0.5$, based on an approximate T9/Y0 spectral type (discussed below) and on an extrapolation of the M_J versus spectral type relation of Knapp et al. (2004) beyond T8

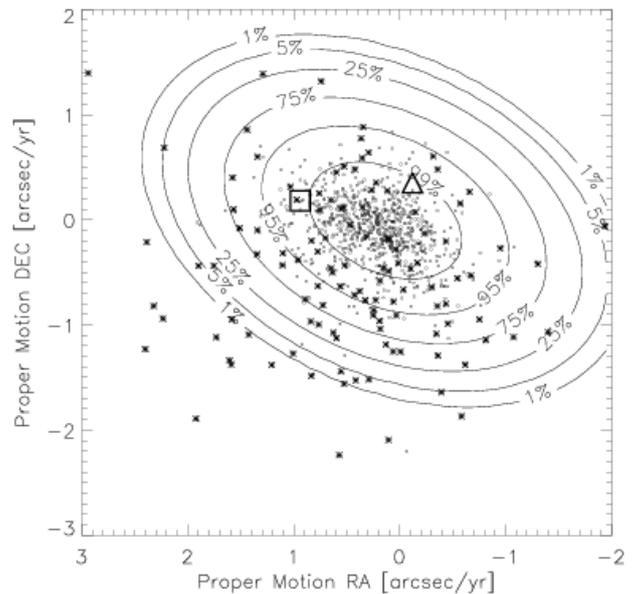


Fig. 3. Thin disk probability membership contours in proper motion space from the Besancon stellar population model. The contours are generated for synthetic stars with distances between 10 and 20 pc, belonging to the thin disk (small dots) and the thick disk (small stars, with the density of the latter increased by a factor of 10 for display purposes). Less than one halo star would appear on the plot. Based on their measured proper motion, the likelihood that CFBDS0059 (large open square) and ULAS0034 (large open triangle) belongs to the thin disk are 95% and > 99%.

(2MASSJ0415 – 0935, hereafter 2M0415). This extrapolation is consistent with the Chabrier et al. (2000) models which predict $\Delta J \sim 1.0$ between brown dwarfs of $T_{\text{eff}} \sim 750\text{K}$ and 625K (like 2M0415 and CFBDS0059). The resulting $d = 13 \pm 5$ pc has significant systematic uncertainties, because spectral typing beyond T8 is just being defined, and especially because the linear 1 magnitude/subtype decline seen at earlier subtypes may not continue beyond T8. The adaptive optics observations exclude any companion of similar luminosity beyond 1.2 AU, but CFBDS0059 could still of course be a tighter binary. Its small distance fortunately puts CFBDS0059 within easy reach of modern parallax measurements.

We use the Besancon stellar population model (Robin et al. 2003) to generate synthetic stars between 10 pc and 20 pc for the thin (dots) and thick (star symbol) disk populations at the

galactic position of CFBDS0059. Fig 3 shows their proper motions together with those of CFBDS0059 and ULAS0034. The contour lines show the probability that an object with a given proper motion belongs to the thin disk rather than the thick disk (halo membership probabilities are negligible). CFBDS0059, at its probable distance, is well within the 95% probability thin disk membership region, and ULAS0034 is within the 99% probability region. In spite of its somewhat high proper motion for an object beyond 10 pc, CFBDS0059 therefore most likely belongs to the thin disk. The mean age of the simulated stars in the region of the proper motion diagram occupied by CFBDS0059 is 4 Gyr, suggesting that it is an older member of the thin disk. That age is consistent with the 1 to 5 Gyr range derived below from comparison to COND evolutionary models (Baraffe et al. 2003). As any kinematic age for an individual star, this determination has large error bars, but it suggests that CFBDS0059 might be older than ULAS0034.

5. Spectral comparison and atmospheric parameters

Fig 4 and Fig 5 present our spectrum of CFBDS0059, together with those of ULAS0034 (Warren et al. 2007, >T8), 2M0415 (Burgasser et al. 2003, T8) and Gl 570D (Burgasser et al. 2000, T7.5), which successively were the coolest known brown dwarfs. Thanks to their earlier discovery, 2M0415 and Gl 570 have the best characterized atmospheric parameters (Saumon et al. 2006, 2007), and they provide the most solid baseline for a differential study. The Warren et al. (2007) spectrum of ULAS0034, kindly communicated by S. Leggett, was obtained with GNIRS on Gemini South and its $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 500$ resolution matches that of our NIRS spectrum of CFBDS0059. We downloaded the Burgasser et al. (2003, 2002) OSIRIS spectra of the two other brown dwarfs from the Ultracool Dwarf Catalog², and degraded their original spectral resolution of $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 1200$ to match that of the GNIRS and NIRS spectra. Stronger telluric absorption from the lower altitude telescopes explains the wider blanked regions in the corresponding spectra, but doesn't measurably affect any comparison: as illustrated by CFBDS0059, late-T dwarfs have essentially negligible flux wherever telluric H₂O absorption matters. Because the OSIRIS spectra do not cover the Y band, we complement them by lower resolution spectra from Geballe et al. (2001) and Knapp et al. (2004) for $\lambda < 1.18\mu\text{m}$.

5.1. Atmospheric parameters

Atmospheric parameters of ultracool dwarfs are ideally determined from a combination of near and mid-IR information (e.g. Saumon et al. 2006, 2007), but low resolution near-infrared spectra alone provide a useful proxy when mid-IR photometry and spectra are not (yet) available (e.g. Burgasser et al. 2006a; Leggett et al. 2007). Burgasser et al. (2006a) used a grid of solar metallicity cool brown dwarfs to calibrate two spectral ratios, H₂O-*J* and *K/H*, which respectively measure the strength of H₂O absorption at $\sim 1.15\mu\text{m}$ and the flux ratio between the *K* and *H* peaks, to T_{eff} and $\log g$. Warren et al. (2007) however found that H₂O-*J* essentially saturates below $T_{\text{eff}} = 750\text{K}$, and therefore chose not to use this spectral index for spectral types later than T8. They demonstrate on the other hand that the combination of the *K/J* index with the width of *J*-band peak, parametrised by their W_J index, becomes a good T_{eff} and $\log g$

diagnostic at $T_{\text{eff}} \approx 900\text{K}$, and remains useful significantly below 750K. We adopt their method.

Table 3 lists our measurement of these two indices for CFBDS0059, and Fig 6 compares them with the Warren et al. (2007) measurements for Gl 570D, HD3651B, 2M0415 and ULAS0034. To derive T_{eff} and $\log g$ from the indices we use model indices from solar-abundance BT-settl atmospheric models (Warren et al. 2007; Allard et al. 2003, Allard et al. 2008 in prep). The model with NH₃ at chemical equilibrium abundance clearly produces too much absorption in the blue side of the *H*-band, confirming the finding of Saumon et al. (2006, 2007) that non-equilibrium processes keep the NH₃ partial pressure well below its equilibrium value. We then use models that keep the abundances of NH₃ and N₂ at a fixed value in all parts of the atmosphere where the reaction timescale exceeds the mixing timescale, which typically occurs at the 600-800K temperature level. These "quenched" models agree much better with the observed band shape.

As a first order correction for the remaining imperfections of the theoretical spectra, the model indices are shifted into agreement with the measurements of 2M0415 at the [$T_{\text{eff}}=750\text{K}$; $\log g=5.00$ and $[M/H]=0$] determined for that brown dwarf by Saumon et al. (2007). The $T_{\text{eff}}=800\text{K}$ and $\log g=5.35$ resulting from this calibration for Gl 570D are consistent with the $T_{\text{eff}}=800\text{-}820\text{K}$ and $\log g=5.1\text{-}5.25$ derived by Saumon et al. (2006) from a complete spectral analysis. For HD3651B (T7.5, Luhman et al. 2007), $T_{\text{eff}}=820\text{-}890\text{K}$ and $\sim \log g=5.1\text{-}5.3$ resulting from this calibration are roughly consistent with the $T_{\text{eff}}=780\text{-}840\text{K}$ and $\log g=5.1\text{-}5.5$ derived by Liu et al. (2007).

CFBDS0059 and ULAS0034 have very similar W_J indices, but the new brown dwarf has a significantly smaller *K/J* index. Visual comparison of the two spectra (Fig. 4) confirms that CFBDS0059 does have a weaker *K*-band peak than any of the 3 comparison cool brown dwarfs. As widely discussed in the recent literature (e.g. Liu et al. (2007), Fig. 3 in Burgasser et al. (2006a), or Fig. 3 in Leggett et al. (2007)), for a fixed metallicity a weaker *K*-band peak is evidence of either a lower temperature or a higher gravity. The W_J index lifts this degeneracy: it indicates, again assuming identical chemical compositions for the two brown dwarfs, that CFBDS0059 is cooler by $\sim 50 \pm 15\text{K}$ and has a $\sim 0.15 \pm 0.1$ higher $\log g$ than ULAS0034.

As also discussed by Warren et al. (2007), the above uncertainties only reflect the random errors in the spectral indices. They are appropriate when comparing two very similar objects, like CFBDS0059 and ULAS0034, since systematic errors then cancel out. They must on the other hand be increased to compute absolute effective temperatures and gravity: one then needs to account for the uncertainties on the 2M0415 parameters which anchor the Fig 6 grid ($T \sim \pm 25\text{K}$ and $\log g \sim \pm 0.2$; Saumon et al. (2007)), and for the uncertainties in the atmospheric models which may distort the grid between its anchor point [$T_{\text{eff}}=750\text{K}$; $\log g=5.00$ and $[M/H]=0$] and the $\sim 600\text{K}$ region of interest here. We conservatively adopt $T_{\text{eff}}=620 \pm 50\text{K}$ and $\log g=4.75 \pm 0.3$.

This 2-parameter analysis obviously cannot determine all three main atmospheric parameters (T_{eff} , $\log g$ and metallicity). As discussed by Warren et al. (2007), it actually determines the temperature with no ambiguity but leaves a combination of $[M/H]$ and $\log g$ undetermined, and they demonstrated that in the W_J versus J/K plot metallicity is degenerate with surface gravity, with $\Delta(\log g) \equiv -2\Delta[M/H]$. CFBDS0059 is thus definitely cooler than ULAS0034, but from W_J versus J/K diagram it can have either higher surface gravity or lower metallicity. This degeneracy affects the full JHK-band spectrum, where any metallicity vs gravity difference is at most very subtle. It is how-

² http://www.iac.es/galeria/ege/catalogo_espectral/index.html

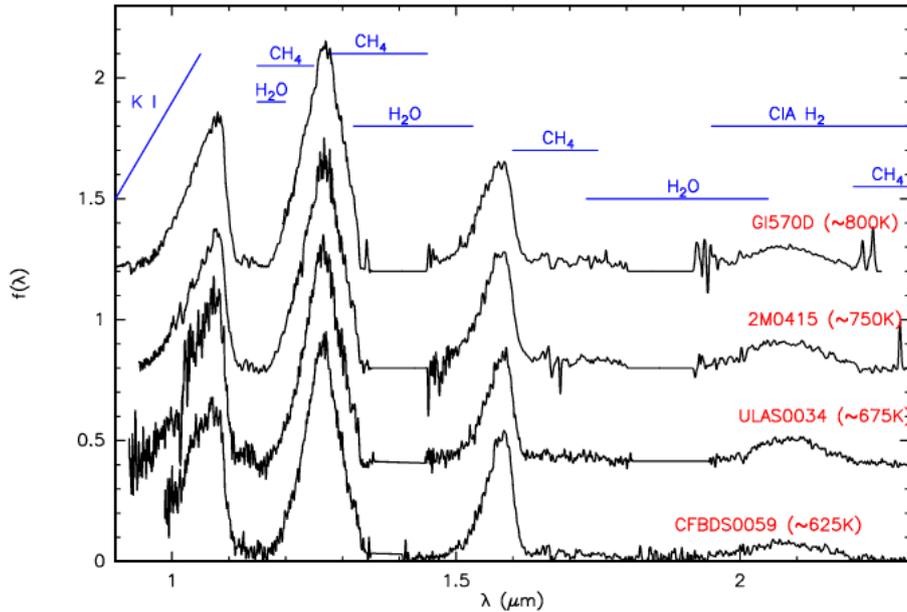


Fig. 4. $0.9 \mu\text{m} - 2.3 \mu\text{m}$ spectra of CFBDS0059 and the three other coolest brown dwarfs. The spectra are normalized to unit flux densities at their $1.27 \mu\text{m}$ peak, and vertically offset for clarity. The main T-dwarf spectral features are labeled. The temperatures of GI 570D and 2M0415 are from the careful spectroscopic analyses of Saumon et al. (2006) and Saumon et al. (2007). Those of CFBDS0059 and ULAS0034 are from our W_J versus J/K index (Fig. 6).

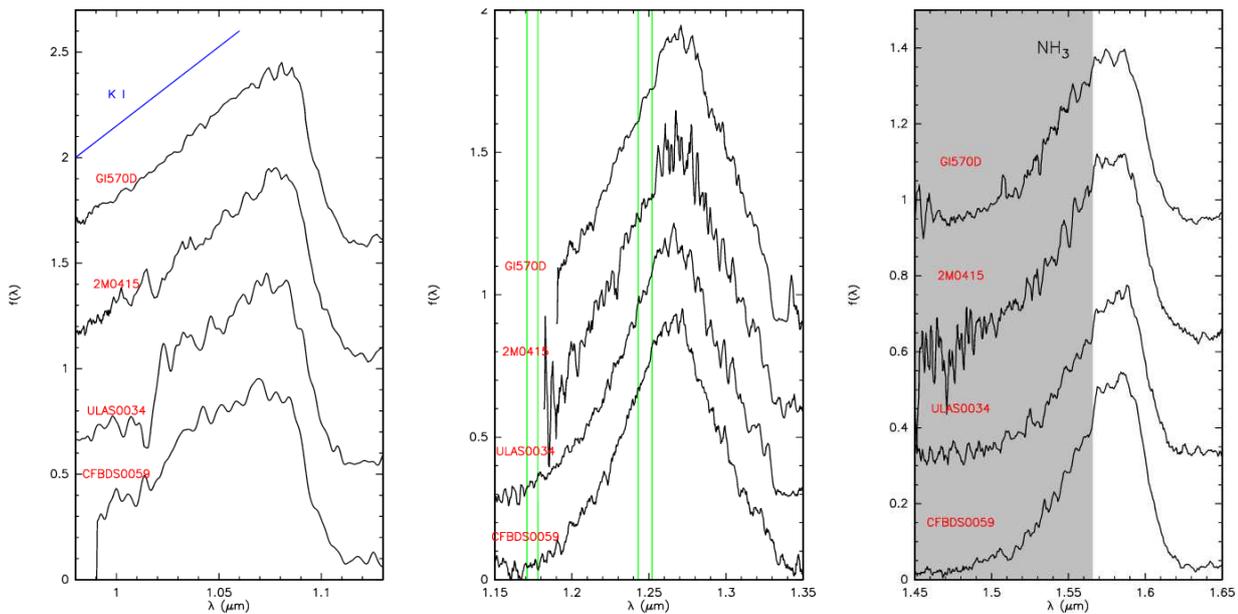


Fig. 5. Y , J and H -bands spectra of the four cool brown dwarfs. The green vertical lines in the $1.15 \mu\text{m} - 1.35 \mu\text{m}$ panel mark the two potassium doublets. The grey band in the $1.45 \mu\text{m} - 1.65 \mu\text{m}$ panel indicates the approximate limits of the new absorption bands, which we discuss in the text.

ever lifted by the shape of the Y -band peak (Figs. 3 of Burgasser et al. (2006a) or Leggett et al. (2007)), since lower metallicity shifts the Y -band flux density peak of submetallic brown dwarfs significantly blueward. Fig 5 shows no such shift, and the two objects therefore have similar metallicities.

Fig. 7 overlays the observed CFBDS0059 spectrum with the synthetic spectrum for the closest point of the solar metallicity atmospheric model grid. Except on the red side of the H -band, model and observations agree well, boosting our confidence in the derived atmospheric parameters. The main remaining predic-

tive shortcoming of the models is their overestimated absorption on the red side of the H -band peak. The principal opacity source in this region is the methane band centred at $1.67 \mu\text{m}$, for which comprehensive theoretical predictions are available, but only for transitions from the vibrational ground state (as will be discussed in detail in Homeier et al., in preparation). To make up for the missing absorption from higher bands, which constitutes a significant fraction of the opacity at brown dwarf temperatures, a constant empirical correction factor was used. This correction must in turn lead to some overestimate of the CH_4 absorption

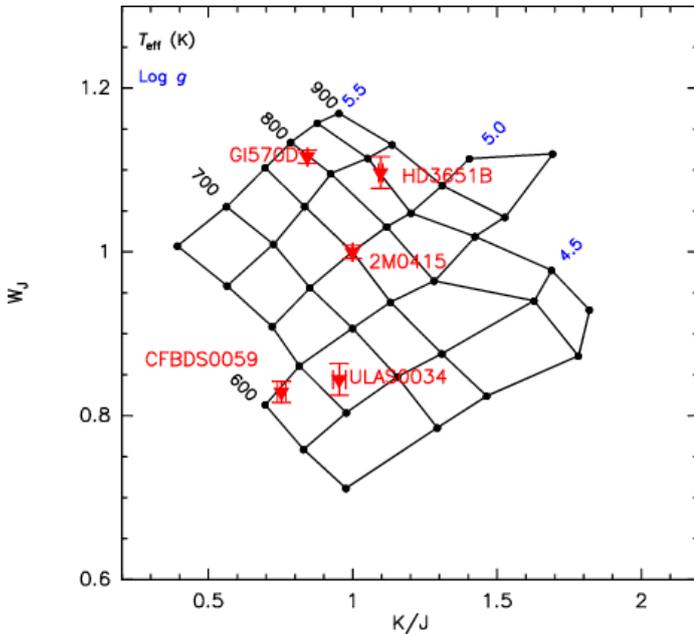


Fig. 6. W_J versus J/K indices. The grid represents indices measured on solar metallicity BT-settl model spectra, shifted into agreement of the $[T_{\text{eff}}=750\text{K}; \log g=5.00$ and $[M/H]=0]$ with the measured indices of 2M0415. The error bars represent the 1σ uncertainties of the measured spectral indices.

as we reach the lower end of the T dwarf temperature range. Another possible source of errors are uncertainties in the models' temperature profile. The BT-Settl models self-consistently describe gravitational settling, convective turbulence, advection, condensation, coalescence and coagulation of condensates to predict the formation and vertical extent of cloud layers (Allard et al. 2003; Helling et al. 2007). In late T dwarfs these clouds are predicted to reside deep in the optically thick part of the atmosphere. Their opacity is thus not directly visible in the spectrum, but it may still impact the thermal structure, and thus the relative abundance especially of temperature-sensitive species like CH_4 .

Another (less serious) disagreement between the models and the observed spectra occurs in the Y band. The models overestimate the flux on the blue side of the Y-peak, and they imperfectly reproduce the general shape of the peak. As discussed below, the opacities in that band are dominated by pressure-broadened wings of the $0.77 \mu\text{m}$ K I line on the blue side and CH_4 on the red side.

For Baraffe et al. (2003) evolutionary models, the $T_{\text{eff}} \approx 570\text{--}670\text{K}$ and $\log g \approx 4.45\text{--}5.05$ determined above translate into an age of 1-5 Gyr and a mass of $15M_{\text{Jup}}$ (for 1 Gyr) to $30M_{\text{Jup}}$ (for 5 Gyr). The kinematics of CFBDS0059 suggests that it belongs to an older population, and therefore slightly favour a higher mass and older age.

5.2. Individual spectral features

Fig. 5 zooms on the Y, J and H-band peaks of the four cool brown dwarf spectra. The published OSIRIS spectra of GI 570D and 2M0415 do not cover the Y band, which instead is plotted from the lower resolution spectra of Geballe et al. (2001) and Knapp et al. (2004). For easier comparison, the CFBDS0059 and ULAS0034 Y-band spectra are smoothed to that resolution.

Direct comparison of the four spectra can be used to shed light on incipient new features and atmospheric chemistry.

Features which are seen in both CFBDS0059 and ULAS0034 are likely to be real even when their significance is modest in each object, and those which are absent or weaker in the two hotter brown dwarfs, can reasonably be assigned to low temperature molecules. Conversely, features which disappear in the two cooler objects trace higher temperature species.

As discussed above, the Y-band spectra of CFBDS0059 and ULAS0034 do not differ much. Given the strong sensitivity of that band to $[M/H]$ that implies that the two objects have similar chemical compositions. The shape of the Y-band peaks of these two coolest brown dwarfs on the other hand differ from that of GI 570D and 2M0415, with the CFBDS0059 and ULAS0034 peaks extending further into the blue. The dominant absorbers in the blue wings of the Y-band peak is the pressure-broadened wing of the $0.77 \mu\text{m}$ K I line (e.g. Burgasser et al. 2006a), which must weaken as K I depletes from the gas phase under $T_{\text{eff}} \approx 700\text{K}$. As anticipated by Leggett et al. (2007), the slope of the blue side of the Y-band peak therefore shows good potential as an effective temperature diagnostics beyond spectral type T8.

The strength of the J-band K I doublet is a good gravity estimator in ultracool dwarfs (e.g. Knapp et al. 2004), because an increased pressure at a fixed temperature favors KCl over K (Lodders (1999)) and consequently weakens atomic potassium features. At $T_{\text{eff}} \sim 750\text{--}800\text{K}$ the the J-band K I doublets remain weakly visible and useful as a gravity proxy (Fig. 7 of Knapp et al. (2004)). At $T_{\text{eff}} < 700\text{K}$ on the other hand, the K I doublets have completely vanished at the resolution of the current spectra (Fig. 5), even at the probably lower gravity of ULAS0034. Potassium is thus mostly converted to KCl (or perhaps other compounds) in the relevant photospheric layers.

The strongest new feature is wide absorption on the blue side of the H-band, at $\lambda < 1.565 \mu\text{m}$. It is conspicuous in CFBDS0059 and well detected in ULAS0034, and with hindsight is weakly visible in the 2M0415 spectrum (Fig. 5). It is however clearly stronger at $T_{\text{eff}} < 700\text{K}$. To visually emphasize this broad feature, we bin the spectra to $R \approx 100$ and overlay the four H-band spectra (Fig. 8, left panel). Absorption sets in at $\sim 1.585 \mu\text{m}$ and becomes deeper for $\lambda < 1.565 \mu\text{m}$. These wavelengths overlap with strong H_2O and NH_3 bands. Either molecule could a priori be responsible for the absorption.

5.3. Near infrared ammonia signatures

Those molecules unfortunately have imperfect opacity data, and the NH_3 laboratory line lists in particular are incomplete below $1.7 \mu\text{m}$. Computed ammonia opacities are therefore strictly lower limits. Leggett et al. (2007) compare synthetic spectra computed with and without NH_3 opacity, using the Irwin et al. (1999) line list for $\lambda < 1.9 \mu\text{m}$, and find that ammonia absorption in cold brown dwarfs strongly depletes the blue wing of the H band (their Fig.10). Similarly, Fig. 9 of Saumon et al. (2000) plots synthetic H-band spectra with and without NH_3 opacity, and find differences in two wavelength ranges: the NH_3 -rich model is significantly more absorbed for $\lambda < 1.565 \mu\text{m}$ and it has weaker but significant absorption in the $[1.5725 - 1.585 \mu\text{m}]$ range.

Fig 8 right panel plots two BT-Settl models for $[T_{\text{eff}} = 600\text{K}; \log g = 4.75]$, without any near-infrared NH_3 opacity, and with NH_3 opacity for that molecule at its chemical equilibrium abundance. As discussed above the BT-Settl models do not reproduce the observed H-peak shape very well, and a quantitative comparison is thus difficult. The comparison of the two models nonetheless confirms the Saumon et al. (2000) conclusion that ammonia produces strong absorption below $\sim 1.57 \mu\text{m}$ and weaker resid-

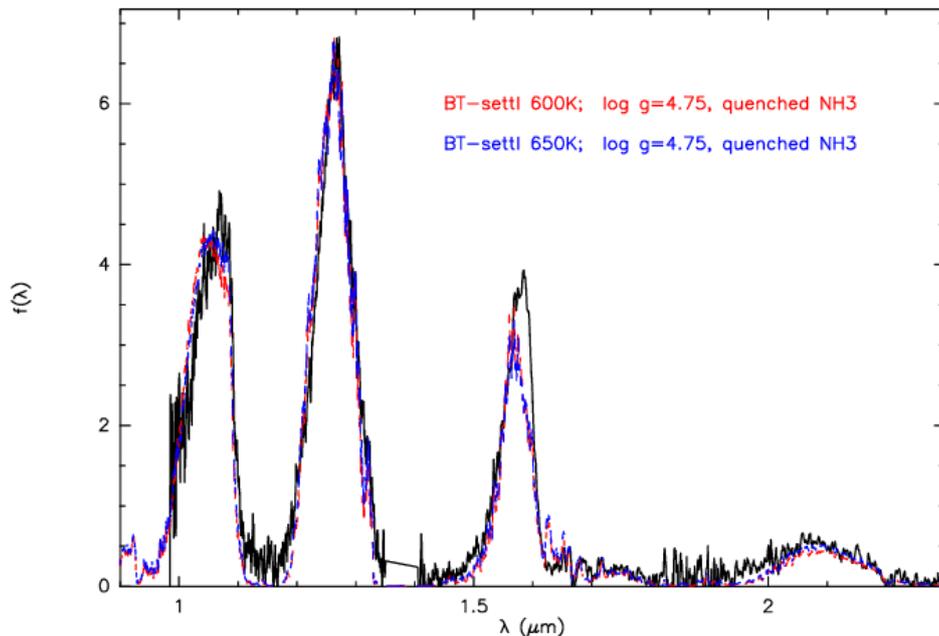


Fig. 7. Overlay of the CFBDS0059 spectrum with the solar metallicity [$T_{\text{eff}}=600\text{-}650\text{K}$; $\log g=4.75$] BT-settl synthetic spectrum. The two spectra are scaled to agree at their $1.27\mu\text{m}$ flux peak. The “quenched NH_3 ” models are chemical equilibrium models which enforce a constant abundance of ammonia in the cooler regions of the atmosphere

ual out to $1.595\mu\text{m}$. These model predictions qualitatively match the behaviour seen in Fig 8, left panel.

To emphasize the changes in brown dwarfs spectra when their effective temperature decreases from ~ 800 to ~ 600 K, we plot in Fig 9 the ratio of the spectra of CFBDS0059 and Gl 570D. The signal to noise ratio of the resulting K -band spectrum is too low for detailed analysis, and we therefore focus on the Y , J and H flux peaks. To avoid confusion from changes in the temperature-sensitive methane bands, we also mostly ignore the parts of the spectrum affected by CH_4 absorption bands, hatched in dark and light grey for respectively stronger and weaker bands. Fig. 10 shows the equivalent plot for ULAS0034, which is very similar.

The H -band spectrum ratio prominently shows the new absorption band, which outside the CH_4 band closely matches the 300 K NH_3 transmission spectrum of Irwin et al. (1999). Both spectra are strongly absorbed between 1.49 and $1.52\mu\text{m}$ and rebound from 1.52 to $1.57\mu\text{m}$. Water absorption, by contrast, is a poor match to the features of spectrum ratio. The strongest water absorption (as computed from the HITRAN molecular database for a 600 K temperature) occurs below $1.49\mu\text{m}$, at significantly bluer wavelengths than the CFBDS0059 absorption feature.

Some weaker but still significant bands of the Irwin et al. (1999) laboratory ammonia spectrum occur in the J band. Those again match features of the CFBDS0059/Gl 570D flux ratio, but that agreement is much less conclusive: water and ammonia absorptions overlap on the red side J -band peak, and CH_4 absorption affects the blue side of the peak. A $1.25\text{-}1.27\mu\text{m}$ feature is seen on both flux ratios and on the ammonia transmission, and could be due to ammonia since it is clear of any strong H_2O absorption band. The slight wavelength shift between the laboratory and observed features however leaves that association uncertain. Detailed synthetic spectra based on fully reliable opacities will be needed to decide whether NH_3 absorption matters

in the J band at the effective temperature of CFBDS0059. The main pattern in the Y -band is a blue slope, which reflects the weaker pressure-broadened K I wing in the cooler brown dwarf. The weak $1.03\mu\text{m}$ NH_3 band is not seen.

Ammonia is easily detected in mid-infrared SPITZER spectra for all spectral types cooler than $\sim T2$ (Roellig et al. 2004; Cushing et al. 2006), though significantly weaker than initially expected because mixing from lower atmospheric levels reduces its abundance in the high atmosphere below the local equilibrium value (Saumon et al. 2006). Weak near-infrared absorption by ammonia has been tentatively detected by Saumon et al. (2000) in the T7p dwarfs Gl 229B, but CFBDS0059 and ULAS0034 provide the first incontrovertible evidence of a strong near-infrared NH_3 band in brown dwarf spectra.

This conclusion contrasts with Warren et al. (2007) finding possible but inconclusive evidence of ammonia in ULAS0034. The main difference between the two analyses is that Warren et al. (2007) focused on a higher resolution search, at a necessarily lower signal to noise ratio, for individual NH_3 lines between 1.5 and $1.58\mu\text{m}$. We instead looked for the global signature of the absorption band, which only becomes obvious when looking at the full H -band spectrum.

5.4. Spectral type

Table 3 lists for CFBDS0059 the spectral indices used by the spectral classification scheme of Burgasser et al. (2006b), which refines the previous schemes of Geballe et al. (2002) and Burgasser et al. (2002). These indices would imply a T8 classification, identical to that of 2M0415. As discussed above however, the near-infrared spectrum of CFBDS0059 demonstrates that it is over 100 K cooler than 2M0415 and shows clearly different spectral features. Based on the new indices we present later, CFBDS0059 should be assigned a later spectral type. The al-

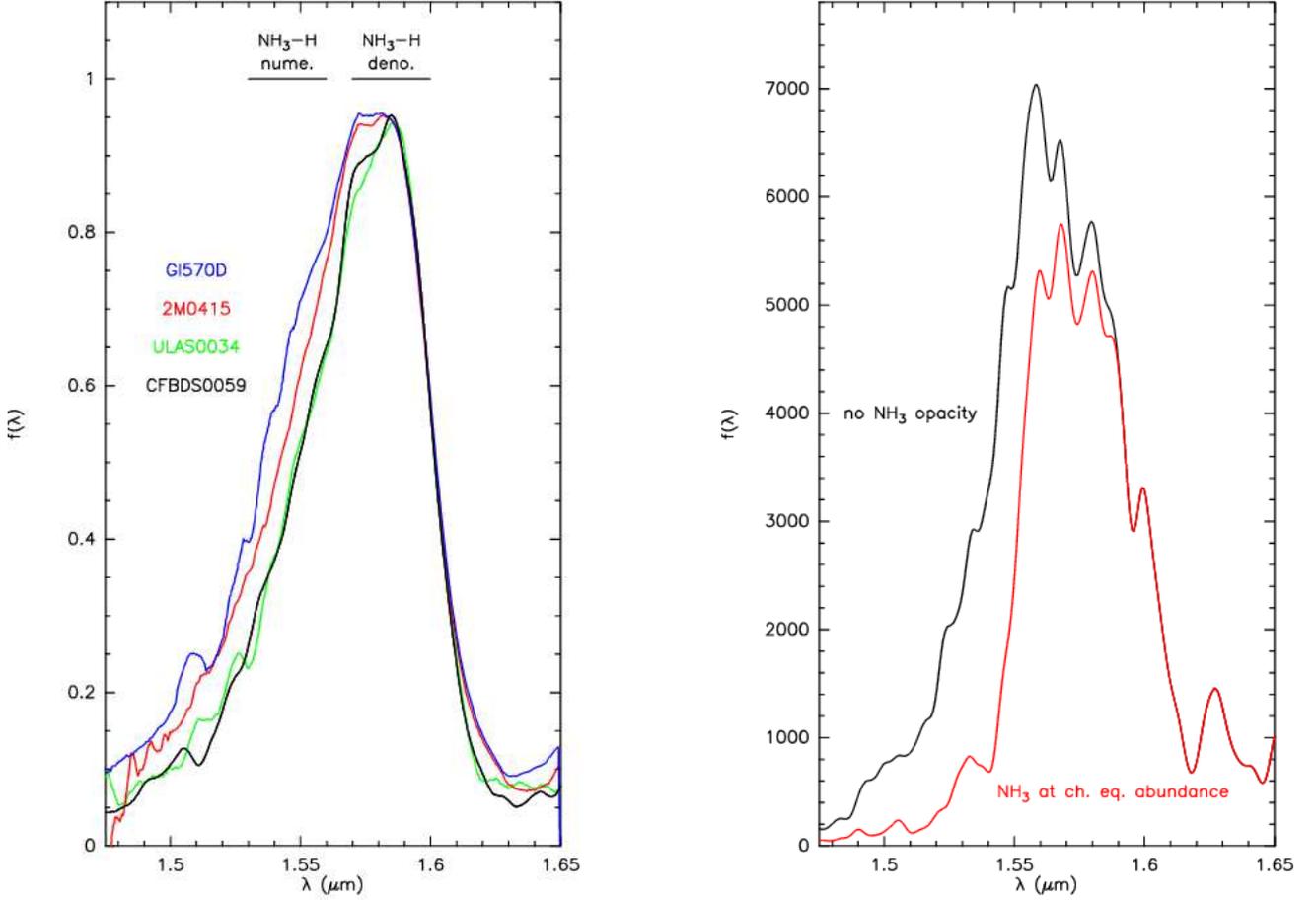


Fig. 8. **Left:** H -band spectrum of the four cool brown dwarfs binned to $R \sim 100$. The spectra are normalized at $\lambda = 1.59 \mu\text{m}$. The integration intervals for the numerator and denominator of our proposed $\text{NH}_3 - H$ index are marked. **Right:** BT-Settl synthetic spectra for $[T_{\text{eff}} = 600\text{K}; \log g = 4.75]$ with and without near-infrared NH_3 opacity; the NH_3 abundance is at its chemical equilibrium value.

most identical Burgasser et al. (2006b) indices of the two brown dwarfs instead reflect those indices measuring H_2O and CH_4 absorption bands which saturate and lose their effective temperature sensitivity at the T8 spectral type of 2M0415. Beyond T8 the Burgasser et al. (2006b) classification scheme therefore needs to be extended, with new spectral indicators that do not saturate until significantly later spectral types.

Fully defining this extension is beyond the scope of the present paper, since two known objects beyond T8 are not enough to explore spectral variability, but one can nonetheless start exploring. Since the main new feature is NH_3 absorption in the blue wings of the H -band peak, we define a new $\text{NH}_3 - H$ index as

$$\text{NH}_3 - H = \frac{\int_{1.53}^{1.56} f(\lambda) d\lambda}{\int_{1.57}^{1.60} f(\lambda) d\lambda}. \quad (1)$$

Its numerator and denominator range are plotted in Fig 8. The numerator integrates the flux within the main NH_3 band and its denominator measures the bulk of the H -band peak (we note that in cooler objects, the denominator could be affected by some NH_3 absorption; its integration boundaries might thus need to be refined after such objects have been discovered). We compute this index for GI 570D, HD3651B, 2M0415, ULAS0034

and CFBDS0059 (Table 4), and find that it strongly decreases from GI570D to ULAS0034 and CFBDS0059 (which have very similar $\text{NH}_3 - H$).

Over the limited effective temperature range spanned by GI570D, HD3651B, 2M0415, ULAS0034 and CFBDS0059, and as far as one can infer from just 5 examples, the $\text{NH}_3 - H$ and W_J indices correlate strongly (Fig. 11). The numerator of W_J is centred at wavelengths where both ammonia (Fig. 10 of Leggett et al. (2007)) and CH_4 have significant opacity, and future modeling work should be able to establish whether the two indices probe the same molecule or not. Since the near-infrared spectra of ULAS0034 and CFBDS0059 differ significantly more from that of the T8 2M0415 than the latter differs from the T7.5 GI570D (as quantitatively demonstrated by Fig. 11), it is natural to assign a full spectral subtype to the interval between the two coolest brown dwarfs and 2M0415. By that reasoning, and if ULAS0034 and CFBDS0059 are considered as T dwarfs, their spectral type should be T9, or perhaps slightly later.

The T spectral class however is quite unlikely to remain the last spectral type, since for sufficiently low effective temperatures atmospheric models predict major changes in visible and near-infrared brown dwarf spectra: NH_3 bands are predicted to appear in, and eventually to dominate, the near-infrared spectrum, the strong pressure-broadened optical lines of Na I and K I are predicted to disappear as those atomic species get incorpo-

Table 3. Measured spectral classification indices for CFBDS0059 and ULAS 0034.

Spectral indice	numerator wavelength μm	denominator wavelength μm	value	spectral type	value		spectral type
					CFBDS0059	ULAS0034	
H ₂ O- <i>J</i>	1.14-1.165	1.26-1.285	0.029±0.005	T8	0.012±0.007	>T8	>T8
CH ₄ - <i>J</i>	1.315-1.34	1.26-1.285	0.165±0.005	T8	0.014±0.009	>T8	>T8
H ₂ O- <i>H</i>	1.48-1.52	1.56-1.60	0.119±0.008	>T8	0.133±0.010	>T8	>T8
CH ₄ - <i>H</i>	1.635-1.675	1.56-1.60	0.084±0.002	T8	0.096±0.006	T8	T8
CH ₄ - <i>K</i>	2.215-2.255	2.08-2.12	0.128±0.037	>T7	0.091±0.015	>T7	>T7
<i>K/J</i>	2.06-2.10	1.25-1.29	0.101±0.002		0.128±0.003		
<i>W_J</i>	1.18-1.23	1.26-1.285	0.257±0.004		0.262±0.006		

Table 4. NH₃-*H* indices for the five brown dwarfs discussed in this paper.

	GI570D	HD3651B	2M0415	ULAS0034	CFBDS0059
NH ₃ - <i>H</i>	0.672±0.008	0.66±0.005	0.625±0.003	0.516±0.008	0.526±0.005
Spec. Type	T7.5 ⁽¹⁾	T7.5 ⁽¹⁾	T8 ⁽¹⁾	T9 or Y0 ⁽²⁾	T9 or Y0 ⁽²⁾

¹ Spectral classification follows Burgasser et al. (2006b)

² Spectral classification is derived from the NH₃-*H* and *W_J* indices discussed in the text.

rated into molecules and solids, and water clouds are predicted to form and to largely deplete water from the gas phase (Burrows et al. 2003; Kirkpatrick 2005). Since spectral classification, for mostly practical reasons, is traditionally based on optical and near-infrared spectra, such a major transition will justify the introduction of a new spectral type, for which the Y letter has long been reserved (Kirkpatrick et al. 1999; Kirkpatrick 2000). If the $\lambda \sim 1.55 \mu\text{m}$ NH₃ band keeps deepening as the effective temperature decreases further, and eventually becomes a major spectral feature, its appearance at $T_{\text{eff}} \simeq 650$ K will become a natural transition between the T and Y spectral classes. ULAS0034 and CFBDS0059 would then be the first Y dwarfs, and the prototypes for Y0 brown dwarfs, rather than T9. That decision will to some extent remain a matter of convention, but it must in any case wait until larger numbers of similarly cool brown dwarfs can document spectral trends in finer detail, and preferably over a wider effective temperature range.

6. Summary and conclusions

We have reported the discovery of CFBDS0059, a very cool brown dwarf, discovered in the CFBDS survey (Delorme et al. 2008). Its effective temperature is $\sim 50 \pm 15$ K cooler than that of ULAS0034, most likely making it the coolest brown dwarf known at the present time. High spatial resolution imaging establishes that CFBDS0059 has no similarly bright companion beyond 0.09", and no companion with a contrast under 3.5 magnitude beyond 0.3" (respectively 1.2 and 3.9 AU at the 13 pc photometric distance). Its kinematics suggest, with significant error bars, a ~ 4 Gyr age at which CFBDS0059 would be a $\sim 30 M_{\text{Jup}}$ brown dwarf. The atmospheric parameters of CFBDS0059 however are compatible with any age from 5 Gyr down to 1 Gyr, for which its mass would be $\sim 15 M_{\text{Jup}}$. A trigonometric parallax measurement together with mid-infrared photometry and spectroscopy with SPITZER will significantly refine its physical parameters, as demonstrated by Saumon et al. (2007) for slightly warmer brown dwarfs.

We assign absorption in the blue wing of the *H*-band peaks of both ULAS 0034 and CFBDS 0059 to an NH₃ band. If that assignment is confirmed, and if, as we expect, the band deepens at still lower effective temperatures, its development

would naturally define the scale of the proposed Y spectral class. ULAS 0034 and CFBDS 0059 would then become the prototypes of the Y0 sub-class.

The CFBDS survey has to date identified two brown dwarfs later than T8, CFBDS0059 and ULAS0034 (which we identified independently of Warren et al. (2007), Delorme et al. (2008)) in the analysis of approximately 40% of its final 1000 square degree coverage. We therefore expect to find another few similarly cool objects, and hopefully one significantly cooler one.

CFBDS0059 and ULAS0034 provide a peek into the atmospheric physics for conditions that start approaching those in giant planets, and the future discoveries that can be expected from CFBDS, ULAS, and Pan-STARRS will further close the remaining gap. They also bring into a sharper light the remaining imperfections of the atmospheric models, and emphasize in particular the importance of more complete opacity data. Our analysis relies on a room temperature absorption NH₃ spectrum, but higher excitation bands than can be excited at 300 K must matter in $T_{\text{eff}} = 600$ K brown dwarfs. The eventual identification of ammonia absorption in the *J* band will also need complete opacity information for H₂O and CH₄ and full spectral synthesis, since the bands of the three molecules overlap in that spectral range.

The spectral indices that define the T dwarf spectral class saturate below 700 K, which means that new ones will be needed at lower effective temperatures. We introduce one here, NH₃-*H*, which measures the likely NH₃ absorption in the *H* band. Together with the *W_J* index of Warren et al. (2007) and the slope of the blue side of the *Y*-band peak (Leggett et al. 2007), it will hopefully define a good effective temperature sequence. Metallicity and gravity diagnostics are less immediately apparent, but will need to be identified as well.

Acknowledgements. We are grateful to our referee, Sandy Leggett, for her very detailed report and numerous suggestions which significantly improved this paper. We would like to thank the observers and queue coordinators who carried out our service observations at CFHT (programs 05BC05,06AC20,07BD97) and Gemini-North (GN-2007A-Q-201, GN-2007B-Q-3). We also thank the NTT and Keck Observatory support astronomers for their help during the observations which led to these results. We thank S. Leggett and S. Warren for providing their spectrum of ULAS0034 in a convenient numerical format, and Sandy Leggett for communicating spectra of 2M0415 and GI 570D and the room temperature absorption spectrum of NH₃. We would also like to thank David Ehrenreich for providing us the computed 600 K water absorption. Financial support from the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France, is

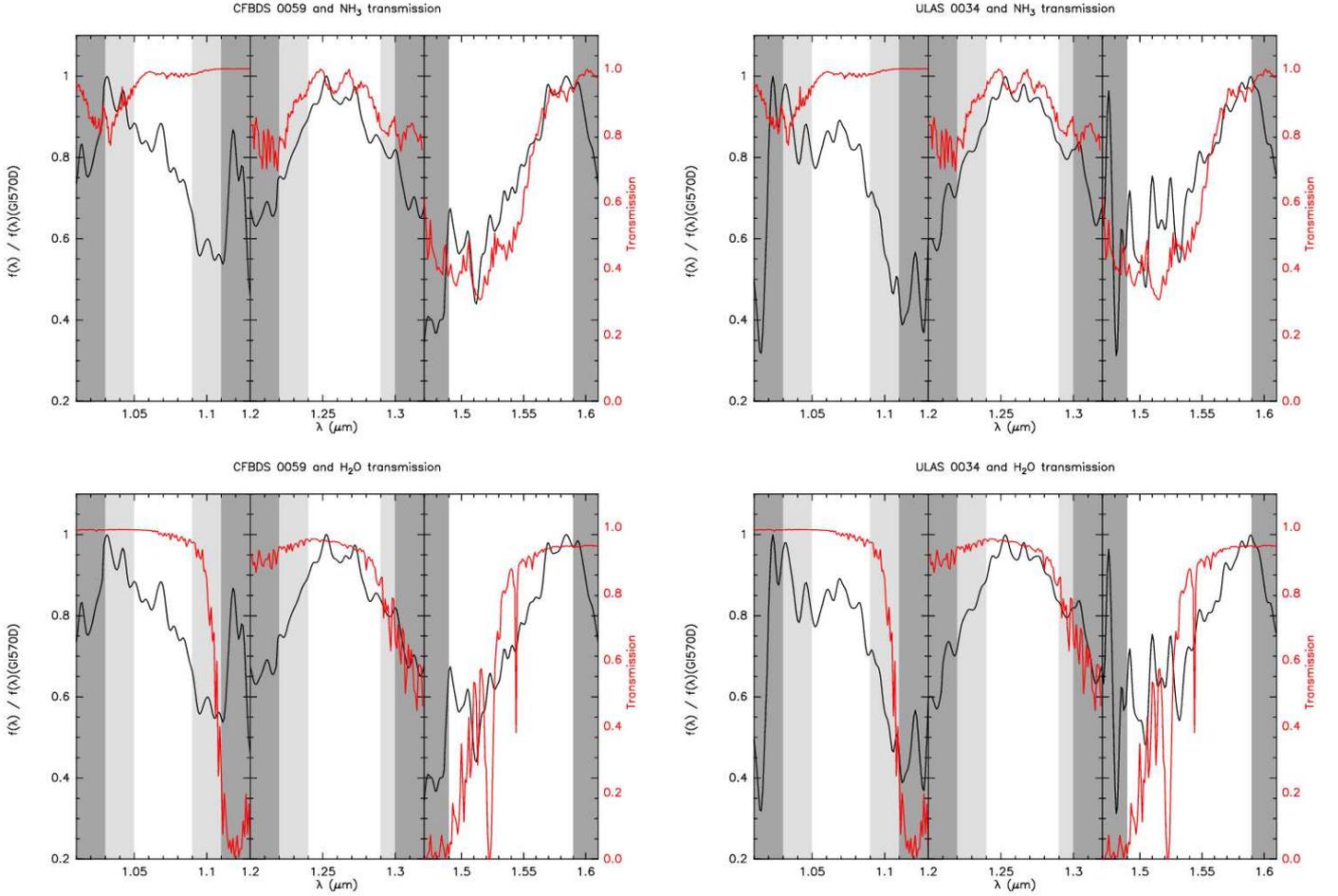


Fig. 9. Flux ratio between CFBDS0059 and G1 570D (black), together with the laboratory room temperature transmission spectrum of NH₃ (Irwin et al. 1999) (red, top panel) and the 600 K H₂O transmission spectrum computed from the HITRAN molecular database (red, bottom panel). The grey bands mark the parts of the spectrum affected by strong (dark grey) or moderate (light grey) CH₄ absorption.

Fig. 10. Flux ratio between ULAS0034 and G1 570D (black). The overlays repeat those of Fig 9.

gratefully acknowledged. MCL acknowledges support for this work from NSF grant AST-0507833 and an Alfred P. Sloan Research Fellowship.

References

Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., et al. 2003, in IAU Symposium, Vol. 211, Brown Dwarfs, ed. E. Martín, 325–+

Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, A&A, 402, 701

Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393

Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 72-81 (2003), ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 72–81

Burgasser, A. J., Burrows, A., & Kirkpatrick, J. D. 2006a, ApJ, 639, 1095

Burgasser, A. J., Geballe, T. R., Leggett, S. K., Kirkpatrick, J. D., & Golimowski, D. A. 2006b, ApJ, 637, 1067

Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., et al. 2002, ApJ, 564, 421

Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Cutri, R. M., et al. 2000, ApJ, 531, L57

Burgasser, A. J., McElwain, M. W., & Kirkpatrick, J. D. 2003, AJ, 126, 2487

Burrows, A., Sudarsky, D., & Lunine, J. I. 2003, ApJ, 596, 587

Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, ApJ, 542, 464

Cushing, M. C., Roellig, T. L., Marley, M. S., et al. 2006, ApJ, 648, 614

Delorme, P., Willott, C. J., Forveille, T., et al. 2008, A&A(submitted), 0, 0

Devillard, N. 1997, The Messenger, 87, 19

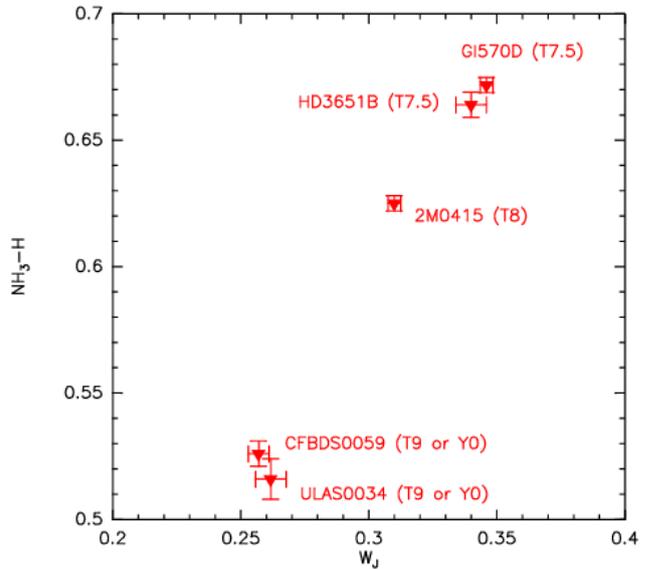


Fig. 11. NH₃-H index versus W_j index. The error bars represent the 1 σ uncertainties of the measured spectral indices.

- Geballe, T. R., Knapp, G. R., Leggett, S. K., et al. 2002, *ApJ*, 564, 466
- Geballe, T. R., Saumon, D., Leggett, S. K., et al. 2001, *ApJ*, 556, 373
- Helling, C., Ackerman, A., Allard, F., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 711
- Hodapp, K. W., Jensen, J. B., Irwin, E. M., et al. 2003, *PASP*, 115, 1388
- Irwin, P. G. J., Calcutt, S. B., Sihra, K., et al. 1999, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 62, 193
- Kirkpatrick, J. D. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 212, *From Giant Planets to Cool Stars*, ed. C. A. Griffith & M. S. Marley, 20–+
- Kirkpatrick, J. D. 2005, *ARA&A*, 43, 195
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 1999, *ApJ*, 519, 802
- Knapp, G. R., Leggett, S. K., Fan, X., et al. 2004, *AJ*, 127, 3553
- Leggett, S. K., Marley, M. S., Freedman, R., et al. 2007, *ApJ*, 667, 537
- Liu, M. C., Leggett, S. K., & Chiu, K. 2007, *ApJ*, 660, 1507
- Lodders, K. 1999, *ApJ*, 519, 793
- Luhman, K. L., Patten, B. M., Marengo, M., et al. 2007, *ApJ*, 654, 570
- Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. 2003, *AJ*, 125, 984
- Pravdo, S. H., Shaklan, S. B., Wiktorowicz, S. J., et al. 2006, *ApJ*, 649, 389
- Puget, P., Stadler, E., Doyon, R., et al. 2004, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 5492, *Ground-based Instrumentation for Astronomy*. Edited by Alan F. M. Moorwood and Iye Masanori. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5492, pp. 978-987 (2004)., ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 978–987
- Robin, A. C., Reyl , C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Roellig, T. L., Van Cleve, J. E., Sloan, G. C., et al. 2004, *ApJS*, 154, 418
- Saumon, D., Geballe, T. R., Leggett, S. K., et al. 2000, *ApJ*, 541, 374
- Saumon, D., Marley, M. S., Cushing, M. C., et al. 2006, *ApJ*, 647, 552
- Saumon, D., Marley, M. S., Leggett, S. K., et al. 2007, *ApJ*, 656, 1136
- Scholz, R.-D., McCaughrean, M. J., Lodieu, N., & Kuhlbrodt, B. 2003, *A&A*, 398, L29
- Simons, D. A. & Tokunaga, A. 2002, *PASP*, 114, 169
- Stephens, D. C. & Leggett, S. K. 2004, *PASP*, 116, 9
- Tokunaga, A. T., Simons, D. A., & Vacca, W. D. 2002, *PASP*, 114, 180
- Tokunaga, A. T. & Vacca, W. D. 2005, *PASP*, 117, 421
- van Dam, M. A., Bouchez, A. H., Le Mignant, D., et al. 2006, *PASP*, 118, 310
- Warren, S. J., Mortlock, D. J., Leggett, S. K., et al. 2007, *MNRAS*, 381, 1400
- Willott, C. J., Delorme, P., Omont, A., et al. 2007, *AJ*, 134, 2435
- Wizinowich, P. L., Le Mignant, D., Bouchez, A. H., et al. 2006, *PASP*, 118, 297

5 *Suivi spectroscopique des naines T*

Conclusions et perspectives

Ces trois années occupées par la recherche de naines brunes dans les relevés grand champ m'ont permis d'acquérir un ensemble de compétences pratiques associées aux diverses tâches que j'ai dû apprendre et mener à bien pendant ma thèse.

En premier lieu je suis devenu familier de la physique des objets substellaires, en particulier de l'analyse des atmosphères les plus froides connues hors du système solaire. La découverte de CFBDS0059, une naine brune plus froide que de nombreuses planètes extrasolaires, et surtout des premières bandes d'absorption de l'ammoniac dans son spectre proche infra-rouge, a inauguré le débat sur les critères définissant le type spectral des naines Y, le chaînon manquant entre les étoiles et les planètes géantes. De même, l'identification de la première naine T sous métallique, CFBDS1500, appartenant au disque épais, a permis de sonder un nouveau domaine d'atmosphère, cette fois-ci en explorant une composition chimique inédite pour un objet aussi froid. Cette série de jalons que le CFBDS a posé dans des domaines pionniers de la recherche de naines brunes se poursuit encore, comme en témoigne la découverte récente de CFBDS2048, la seule naine T binaire connue avec un contraste significatif et une orbite suffisamment serrée pour espérer obtenir des masses dynamiques dans un avenir proche. La détermination précise des paramètres physiques de ce couple de naines T en fera une référence pour la calibration des modèles et des observations de naines brunes ultra-froides.

Ces résultats marquants ont été rendus possibles par la mise en place du pipeline d'analyse d'image et de sélection des candidats que j'ai mis au point. Ce travail m'a amené à renforcer mes compétences de programmation en shell, en C et en fortran et à approfondir mon expérience en matière d'ajustement de fonction d'étalement du point, ou fit de PSF. Le pipeline final permet d'optimiser le rapport entre la fiabilité et l'exhaustivité des détections en permettant une identification efficace des candidats naines brunes tout en réduisant au maximum le nombre de fausses détections. Son automatisation presque complète permet de minimiser le temps humain nécessaire à l'analyse des images grand champ. Dans sa version actuelle une seule journée est nécessaire pour analyser 30 degrés carrés, identifiant en moyenne 50 candidats parmi plus de 2 millions de sources astrophysiques.

Le grand nombre de nouvelles naines L et T identifiées par le CFBDS, plus de 220, soit plus de 30% de l'ensemble des naines brunes découvertes de par le monde, permet d'explorer la fonction de luminosité, et dans le futur la fonction de masse, des naines brunes du champ sur la base d'un échantillon de taille inégale. L'homogénéité et la simplicité des critères d'analyse utilisés pour identifier ces objets permettent une analyse statistique fiable sans faire systématiquement appel aux observations spectroscopiques, gourmandes en temps de télescope, sur lesquelles repose l'analyse des autres échantillons de naines ultra-froides. Cependant, il reste encore du travail avant de pouvoir finaliser la construction de la fonction de luminosité et déterminer la fonction de masse des naines brunes du champ jusqu'à la limite du domaine planétaire sur laquelle sont situés les objets les moins massifs identifiés par le CFBDS. Les nombreuses observations nécessaires au suivi photométrique et spectroscopique des objets découverts m'ont aussi permis d'acquérir une expérience plus technique sur leur préparation et leur réalisation, notamment lors des nombreuses nuits

5 *Suivi spectroscopique des naines T*

passées aux télescopes.

Tous ces résultats ont été obtenus par l'intermédiaire d'un travail d'équipe, combinant les efforts de chercheurs issus de plusieurs laboratoires français ainsi que du Chili (Gemini South), d'Hawaii (CFHT) et du Canada (Université d'Ottawa). En tant que principal responsable de l'analyse des images du CFBDS, j'ai consacré une part significative de mon temps, d'abord sous la direction puis avec le soutien de mes directeurs de thèse, pour faire grandir cette collaboration et en coordonner les efforts.

Enfin un aspect important de ma thèse, en investissement personnel comme en temps de travail, n'a pas été abordé dans ce manuscrit : mon travail d'enseignant en tant que moniteur de l'université Joseph Fourier, ainsi que mon implication dans les actions de diffusion du savoir à destination du grand public. Ces actions m'ont permis de garder un contact plus étroit avec la physique fondamentale, ainsi qu'avec les gens pour qui les naines brunes n'ont rien à voir avec l'astrophysique.

Au cours de ces trois années de thèse, la collaboration pour la recherche de naines brunes dans les images grand champ issues du Canada-France-Hawaii Telescope s'est formée sous le nom de CFBDS, et elle est parvenue à maturité, amenant aux résultats décrits ci-avant. L'étape la plus longue, l'analyse des images optiques, est complète à 80% et touche maintenant à sa fin. Cependant, l'exploitation des résultats par les suivis photométrique et spectroscopique promet de nouvelles découvertes excitantes.

La fin de la thèse ne signifie pas la fin de mon travail au sein de cette collaboration. Je compte poursuivre mon implication dans l'analyse et l'exploitation des découvertes de ce relevé, particulièrement dans plusieurs directions distinctes :

- Le premier est l'analyse d'objets extrêmes, afin de continuer l'exploration de l'espace des paramètres (chimie, température, météorologie) des atmosphères froides. L'obtention prochaine du spectre MIR de CFBDS0059 avec le télescope spatial Spitzer permettra de préciser sa température et confirmer la relation entre la nouvelle absorption observée en bande H et l'ammoniac. Cette information combinée avec les spectres MIR de ULAS0034 et ULAS1335 apportera des données concrètes au débat en cours concernant la nature -naines T très tardives ou premières naines Y- de ces objets. Par ailleurs, l'identification de nouveaux objets, peut-être encore plus exceptionnels, permettra de pousser encore plus loin notre étude des objets extrêmes. Ce projet compte une part de chance puisqu'il repose sur la possible identification de nouvelles naines T atypiques au cours de la fin de l'analyse du CFBDS. Cependant je force un peu la chance : j'ai demandé et obtenu des observations dédiées à la recherche de ces objets, sur $180^{\circ 2}$ de champs couverts par le CFBDS, en bande J avec WIRCAM. Ces images en proche infra-rouge sont beaucoup plus sensibles aux objets les plus froids connus. Leur combinaison avec les images profondes en rouge lointain issues du CFBDS offre un moyen simple pour identifier des naines T très tardives ou des naines Y (leur absence complique fortement l'analyse du relevé UKIDSS, d'après Pinfield et al. 2008) sur la base de leur couleur $z' - J$. Plus encore que ces images J légèrement plus profondes que celles de UKIDSS, c'est cette relative simplicité d'analyse qui devrait nous permettre de détecter rapidement plusieurs objets encore plus froids que CFBDS0059. L'analyse des images J WIRCAM est en cours et l'identification et le suivi des candidats qu'elles contiennent est ma priorité dans les prochains mois.
- La seconde part de mon implication dans la phase finale de l'exploitation du CFBDS est la détermination de la fonction de masse des naines brunes du champ, qui apportera des informations plus précieuses sur les modes de formation des objets substellaires et

leur histoire que celles données par la fonction de luminosité présentée dans cette thèse. Plusieurs améliorations sont en cours, la première étant simplement l'augmentation de la taille de notre échantillon par la poursuite du suivi photométrique en bande J . Le doublement attendu du nombre d'objets identifiés entraînera mécaniquement une diminution de 40% des erreurs statistiques. Une autre amélioration vise à diminuer les erreurs systématiques qui affectent encore notre étude, avec la mise au point d'une estimation plus fine de la contamination de notre échantillon de naines brunes par les naines ultra-froides de type M8.5 à L4. Une fois cette contamination prise en compte de manière fiable il sera possible d'étendre notre échantillon à l'ensemble des objets sélectionnés par le CFBDs, avec $i' - z' > 1.7$ sur lequel la contamination est beaucoup plus importante que sur l'échantillon d'objets rouges présenté dans le chapitre 4 de cette thèse. Cela permettra d'augmenter encore la taille de notre échantillon, mais aussi d'étendre le domaine de masse et d'âge exploré à l'ensemble du domaine des naines brunes du champ connues, de la masse limite de fusion de l'hydrogène jusqu'à une quinzaine de masses de Jupiter. La fonction de masse des naines brunes déterminée sur la base de cet échantillon d'une taille près de 10 fois supérieure à ceux considérés par les publications les plus récentes apportera des contraintes d'une précision sans précédent sur le nombre et la formation des naines brunes.

- Une autre possibilité de recherche offerte par le CFBDs est l'exploitation de l'immense quantité de données obtenues pour des projets de science opportuniste. Ces projets dont le format est particulièrement adapté à des stages que je pourrais encadrer visent principalement à découvrir des compagnons de plus faible masse autour des objets identifiés sur la base des images du suivi photométrique en bande J . Il est aussi possible de rechercher des objets à plus grande séparation, probablement plus massifs que nos candidats, ayant un mouvement propre commun avec les naines brunes identifiées.

Par ailleurs, la maturité et l'efficacité du pipeline mis en place me permettent maintenant d'élargir mes activités de recherche au-delà du CFBDs sans remettre en question mon niveau d'implication dans ce dernier projet. Je compte donc mettre à profit mon prochain emploi post-doctoral à l'université de Saint-Andrews pour développer de nouvelles collaborations, notamment en m'intéressant à un autre type d'atmosphères froides : celles des exoplanètes.

5 *Suivi spectroscopique des naines T*

Bibliographie

- Allard, F. & Barman, T. S. 2004, in IAU Symposium, Vol. 213, Bioastronomy 2002 : Life Among the Stars, ed. R. Norris & F. Stootman, 119–+
- Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., et al. 2003, in IAU Symposium, Vol. 211, Brown Dwarfs, ed. E. Martín, 325–+
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Andersen, J. 1991, *A&A Rev.*, 3, 91
- Artigau, É., Doyon, R., Lafrenière, D., et al. 2006, *ApJ*, 651, L57
- Artigau, É., Lafrenière, D., Doyon, R., et al. 2007, *ApJ*, 659, L49
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, *A&A*, 382, 563
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Bate, M. R. & Bonnell, I. A. 2005, *MNRAS*, 356, 1201
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2002, *MNRAS*, 332, L65
- Bertin, E. 2006, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 351, Astronomical Data Analysis Software and Systems XV, ed. C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, 112–+
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bertin, E., Delorme, P., Baillard, A., Marmo, C., & Semah, G. 2008, *A&A*(in press)
- Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2002, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 281, Astronomical Data Analysis Software and Systems XI, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, 228–+
- Billères, M., Delfosse, X., Beuzit, J.-L., et al. 2005, *A&A*, 440, L55
- Bonnell, I. A., Clark, P. C., & Bate, M. R. 2008, ArXiv e-prints, 807
- Bouy, H., Martín, E. L., Brandner, W., et al. 2008, *A&A*, 481, 757
- Burgasser, A. J. 2001, ArXiv Astrophysics e-prints
- Burgasser, A. J., Burrows, A., & Kirkpatrick, J. D. 2006a, *ApJ*, 639, 1095
- Burgasser, A. J., Cruz, K. L., & Kirkpatrick, J. D. 2007, *ApJ*, 657, 494

Bibliographie

- Burgasser, A. J., Geballe, T. R., Leggett, S. K., Kirkpatrick, J. D., & Golimowski, D. A. 2006b, *ApJ*, 637, 1067
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., et al. 2002, *ApJ*, 564, 421
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Burrows, A., et al. 2003a, *ApJ*, 592, 1186
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Cutri, R. M., et al. 2000, *ApJ*, 531, L57
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Lepine, S., et al. 2004, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 205,
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Liebert, J., & Burrows, A. 2003b, *ApJ*, 594, 510
- Burningham, B., Pinfield, D. J., Leggett, S. K., et al. 2008, ArXiv e-prints, 806
- Burrows, A., Marley, M. S., & Sharp, C. M. 2000, *ApJ*, 531, 438
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, *ApJ*, 640, 1063
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints
- Chabrier, G., Baraffe, I., & Plez, B. 1996, *ApJ*, 459, L91+
- Chiu, K., Fan, X., Leggett, S. K., et al. 2006, *AJ*, 131, 2722
- Cruz, K. L., Reid, I. N., Kirkpatrick, J. D., et al. 2007, *AJ*, 133, 439
- Cushing, M. C., Marley, M. S., Saumon, D., et al. 2008, *ApJ*, 678, 1372
- Dahn, C. C., Harris, H. C., Vrba, F. J., et al. 2002, *AJ*, 124, 1170
- Delfosse, X., Tinney, C. G., Forveille, T., et al. 1997, *A&A*, 327, L25
- Delorme, P., Delfosse, X., Albert, L., et al. 2008a, *A&A*(in press), 802
- Delorme, P., Willott, C. J., Forveille, T., et al. 2008b, *A&A*(in press), 0, 0
- Epchtein, N., de Batz, B., Capoani, L., et al. 1997, *The Messenger*, 87, 27
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, *AJ*, 132, 117
- Fan, X., Strauss, M. A., Richards, G. T., et al. 2001, *AJ*, 121, 31
- Forveille, T., Ségransan, D., Delorme, P., et al. 2004, *A&A*, 427, L1
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, *AJ*, 111, 1748
- Geballe, T. R., Saumon, D., Leggett, S. K., et al. 2001, *ApJ*, 556, 373
- Golimowski, D. A., Leggett, S. K., Marley, M. S., et al. 2004, *AJ*, 127, 3516
- Halbwachs, J. L., Arenou, F., Mayor, M., Udry, S., & Queloz, D. 2000, *A&A*, 355, 581

- Hawley, S. L., Covey, K. R., Knapp, G. R., et al. 2002, *AJ*, 123, 3409
- Kepler, J., Ptolemaeus, C., & Fludd, R. 1619, *Harmonices mundi libri v. quorum primus geometricus, de figurarum regularium, quae proportionibus harmonicis constituunt, ortu demonstrationibus, secundus architectonicus, SEU EX geometria figurata, de figurarum regularium congruentia in plano vel solido : tertius proprie harmonicus, de proportionum harmonicarum ortu EX figuris* (Lincii Austriae, sumptibus G. Tampachii, excudebat I. Planckus, 1619.)
- Kirkpatrick, J. D., Allard, F., Bida, T., et al. 1999, *ApJ*, 519, 834
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 2000, *AJ*, 120, 447
- Knapp, G. R. et al. 2004, *Astron. J.*, 127, 3553
- Kroupa, P. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 134, Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, ed. R. Rebolo, E. L. Martin, & M. R. Zapatero Osorio, 483–+
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Kulkarni, S. R. 1997, *Science*, 276, 1350
- Kumar, S. S. 1963, *ApJ*, 137, 1121
- Lépine, S., Rich, R. M., & Shara, M. M. 2003, *ApJ*, 591, L49
- Larson, R. B. 1999, in *Star Formation 1999, Proceedings of Star Formation 1999, held in Nagoya, Japan, June 21 - 25, 1999*, Editor : T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, p. 336-340, ed. T. Nakamoto, 336–340
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 1599
- Leggett, S. K., Hauschildt, P. H., Allard, F., Geballe, T. R., & Baron, E. 2002, *MNRAS*, 332, 78
- Leggett, S. K., Saumon, D., Marley, M. S., et al. 2007, *ApJ*, 655, 1079
- Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Ireland, M. J. 2008, *ArXiv e-prints*, 807
- Marley, M. S., Seager, S., Saumon, D., et al. 2002, *ApJ*, 568, 335
- Martín, E. L., Delfosse, X., Basri, G., et al. 1999, *AJ*, 118, 2466
- Maxted, P. F. L. & Jeffries, R. D. 2005, *MNRAS*, 362, L45
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McCarthy, C. & Zuckerman, B. 2004, *AJ*, 127, 2871
- Metchev, S. A., Kirkpatrick, J. D., Berriman, G. B., &Looper, D. 2008, *ApJ*, 676, 1281
- Moffat, A. F. J. 1969, *A&A*, 3, 455

Bibliographie

- Monet, D. 1996, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 28, Bulletin of the American Astronomical Society, 905–+
- Montagnier, G., Ségransan, D., Beuzit, J.-L., et al. 2006, *A&A*, 460, L19
- Moraux, E., Bouvier, J., Stauffer, J. R., Barrado y Navascués, D., & Cuillandre, J.-C. 2007, *A&A*, 471, 499
- Moraux, E., Kroupa, P., & Bouvier, J. 2004, *A&A*, 426, 75
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995, *Nature*, 378, 463
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2002, *ApJ*, 576, 870
- Phan-Bao, N., Crifo, F., Delfosse, X., et al. 2003, *A&A*, 401, 959
- Pinfield, D. J., Burningham, B., Tamura, M., et al. 2008, ArXiv e-prints, 806
- Rebolo, R., Martin, E. L., & Magazzu, A. 1992, *ApJ*, 389, L83
- Reid, I. N., Cruz, K. L., Burgasser, A. J., & Liu, M. C. 2008, *AJ*, 135, 580
- Reid, I. N. & Gizis, J. E. 1997, *AJ*, 113, 2246
- Reipurth, B. & Clarke, C. 2001, *AJ*, 122, 432
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Roellig, T. L., Van Cleve, J. E., Sloan, G. C., et al. 2004, *ApJS*, 154, 418
- Saumon, D., Marley, M. S., Cushing, M. C., et al. 2006, *ApJ*, 647, 552
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Stobie, R. S., Ishida, K., & Peacock, J. A. 1989, *MNRAS*, 238, 709
- Udry, S. & Santos, N. C. 2007, *ARA&A*, 45, 397
- Warren, S. J., Mortlock, D. J., Leggett, S. K., et al. 2007, *MNRAS*, 381, 1400
- Whitworth, A. P. & Zinnecker, H. 2004, *A&A*, 427, 299
- Willott, C. J., Delfosse, X., Forveille, T., Delorme, P., & Gwyn, S. D. J. 2005, *ApJ*, 633, 630
- Willott, C. J., Delorme, P., Omont, A., et al. 2007, *AJ*, 134, 2435
- Yee, H. K. C., Gladders, M. D., Gilbank, D. G., et al. 2007, ArXiv Astrophysics e-prints
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579
- Zapatero Osorio, M. R., Béjar, V. J. S., Rebolo, R., Martín, E. L., & Basri, G. 1999, *ApJ*, 524, L115
- Zheng, Z., Flynn, C., Gould, A., Bahcall, J. N., & Salim, S. 2001, *ApJ*, 555, 393
- Zuckerman, B. & Becklin, E. E. 1992, *ApJ*, 386, 260