



HAL
open science

Recherche de compagnons de faible masse par Optique Adaptative

Guillaume Montagnier

► **To cite this version:**

Guillaume Montagnier. Recherche de compagnons de faible masse par Optique Adaptative. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT: . tel-00714874

HAL Id: tel-00714874

<https://theses.hal.science/tel-00714874v1>

Submitted on 5 Jul 2012

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.

Recherche de compagnons de faible masse

Par Optique Adaptative

THÈSE

présentée par

Guillaume MONTAGNIER

(Grenoble, France)

le 18 décembre 2008

pour obtenir le titre de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Discipline : ASTROPHYSIQUE ET MILIEUX DILUÉS

DOCTEUR ÈS SCIENCES, UNIVERSITÉ DE GENÈVE

Mention : ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

COMPOSITION DU JURY :

Dr. Jérôme BOUVIER	Président
Pr. René DOYON	Rapporteur
Pr. Eduardo MARTÍN	Rapporteur
Dr. Jean-Luc BEUZIT	Directeur de thèse
Pr. Stéphane UDRY	Directeur de thèse
Dr. Damien SÉGRANSAN	Co-directeur de thèse

Table des matières

1	Recherche de compagnons de faible masse	5
1.1	Questions astrophysiques	5
1.1.1	Multiplicité des étoiles	5
1.1.2	Les objets sub-stellaires	8
1.2	Techniques et stratégies observationnelles	16
1.2.1	Imagerie à haute résolution et haut contraste	16
1.2.2	Mesure de vitesses radiales	29
1.2.3	Grandeurs physiques accessibles	33
2	Observations, réduction et analyse de données	39
2.1	Reduction de données d'imagerie différentielle	39
2.1.1	Observations	39
2.1.2	Réduction des données	40
2.2	Analyse de données	41
2.2.1	Analyse des images	41
2.2.2	Interprétations des vitesses radiales	48
2.2.3	Combinaison de ces deux techniques d'observations	52
3	Caractérisation du désert des naines brunes à longue période autour de naines G et K du voisinage solaire	57
3.1	Introduction	57
3.2	Exploring the brown dwarf desert using CORALIE and NACO/SDI	57
4	Recherche de compagnons de faible masse autour des naines M	89
4.1	Les naines M	89
4.2	Caractérisation d'objets sub-stellaires autour de deux naines M à dérive	89

4.2.1	Caractérisation du compagnon à longue période de GJ 436	90
4.2.2	Caractérisation du compagnon sub-stellaire de GJ849	97
4.2.3	Caractéristiques de l'étoile GJ 849	97
4.2.4	Vitesses radiales de l'étoile GJ 849	97
4.2.5	Observations et analyse des données	97
4.2.6	Conclusion	100
5	Vers la détection directe d'exoplanètes...	101
5.1	L'instrument SPHERE	102
5.1.1	Programme scientifique	102
5.1.2	Besoins scientifiques et modes observationnels	103
5.1.3	Description de l'instrument	104
5.2	Stabilisation de la pupille de SPHERE	110
5.3	Conclusion	127
6	Bilan et perspectives	129
A	Nouvelles découvertes : Five new very low mass binaries	131
B	Découverte de deux planètes à orbite excentrique	137
	Bibliographie	156

Table des figures

1.1	Relation Masse - Luminosité des étoiles de la séquence principale	6
1.2	Distribution de masse des objets sub-stellaires détectés par vitesses radiales.	9
1.3	Distribution de masse et distribution mass-période des exoplanètes.	11
1.4	Spectres de naines M, L et T.	15
1.5	Schéma de principe de l'Optique Adaptative.	17
1.6	Réponse impulsionnelle d'un télescope avec obstruction centrale dans le cas idéal et avec un système d'optique adaptative	19
1.7	Schéma de principe d'un analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann. . .	20
1.8	Principe d'un coronographe à masque focal.	23
1.9	Images des masques de phase de type Roddier et à 4 quadrants.	24
1.10	Performances du coronographe à quatre quadrants et du coronographe Lyot à pupille apodisée.	24
1.11	Spectres d'objets froids et absorption du méthane.	27
1.12	Rapport de flux dans les spectres F1 et F3 de NACO-SDI en fonction du type spectral de la naine brune.	28
1.13	Vitesses radiales de l'étoile 51 Peg.	30
1.14	Illustration de la construction de la fonction de corrélation entre un spectre et un masque binaire.	32
1.15	Orientation d'une orbite dans l'espace vue par un observateur.	35
1.16	Exemple de l'ajustement d'une keplerienne sur les vitesses radiales de HD156846. .	37
2.1	Disposition des imagerie des 4 filtres de NACO/SDI.	40
2.2	Schéma résumant la réduction de données en imagerie différentielle simultanée. . . .	42
2.3	Comparaison des performances de trois techniques à haut contraste.	44
2.4	Comparaison de limites de détection en masse pour différents âges.	45
2.5	Modélisation de la réponse impulsionnelle différentielle.	47
2.6	Performances de l'imageur différentiel simultané de NAOS-CONICA (NACO-SDI). .	49

2.7	Distribution des inclinaisons des orbites.	50
2.8	Dérive et distribution d'orbites dans le plan (m_2, P) pour le compagnon de l'étoile G1849.	53
2.9	Distribution d'orbites pour le compagnon de l'étoile G1849 dans les plan $(m_2, \text{Separation})$ et (m_2, P) , et en tenant compte des limites de détection d'OA.	54
4.1	Position des naines M dans le diagramme HR.	90
4.2	Vitesses radiales de l'étoile GJ 849.	98
4.3	Limites de détection de nos observations à haut contraste de GJ 849.	99
5.1	Vue d'ensemble de SPHERE sur une plate-forme Nasmyth d'un UT.	105
5.2	Concept global de l'instrument SPHERE.	106
5.3	Diagramme des boucles du système d'optique adaptative et miroir déformable de SPHERE.	107
5.4	Photo et performance du coronographe à masque de phase quatre quadrant achromatique de SPHERE.	108
5.5	Performance de IRDIS avec un coronographe quatre quadrant achromatique.	109
5.6	Maquette de l'IFS de SPHERE et simulation d'une image brute de l'IFS.	109
5.7	Schéma de principe et maquette du polarimètre ZIMPOL.	110
5.8	Photo de l'expérience en laboratoire optique pour valider le concept d'asservissement de la pupille de SPHERE.	111
5.9	Comparaison des limites de détection de quelques instruments à haut contraste SPHERE.	128

Merci à...

*mes directeurs de thèse Damien, Jean-Luc et Stéphane,
Jérôme Bouvier et mes deux rapporteurs de thèse Eduardo Martín et René Doyon pour leurs
commentaires pertinents lors de ma soutenance,
mes collaborateurs et amis pour leur contribution dans ce travail,
ma famille et mes amis qui se sont déplacés nombreux lors de ma soutenance,
Tereza, qui m'a soutenu tout au long de ce travail.*

Introduction

Je présente dans ce manuscrit le travail effectué pendant la préparation de mon doctorat qui s'est déroulée en cotutelle entre le Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG) et l'Observatoire de Genève entre 2004 et 2008.

Pendant cette période, le domaine de la recherche de planètes extra-solaires a continuellement progressé. Au moment de commencer ma thèse, environ 130 planètes extra-solaires avaient été découvertes depuis la détection de la première planète autour de l'étoile 51 Peg par Mayor & Queloz (1995). Aujourd'hui (fin 2008), elle sont plus de 320. Alors qu'au début, les planètes extra-solaires n'étaient découvertes que par la méthode des vitesses radiales (voir section 1.2.2), de grands relevés photométriques les découvrent aujourd'hui en grand nombre par la méthode des transits. Les spectroscopistes se rapprochent maintenant de plus en plus des planètes de la masse de la Terre ($4 M_{\oplus}$, Mayor et al. 2008).

Cette période a aussi vu pour la première fois des détections directes de compagnons de masse planétaire (Chauvin et al. 2004; Neuhäuser et al. 2005; Lafrenière et al. 2008). La détection directe est une méthode qui permet de caractériser les objets détectés de façon plus poussée car c'est la seule technique permettant d'obtenir des spectres de ces derniers. De nombreux projets d'instruments destinés à la détection directe de planètes extra-solaires, dits « Planet Finder », ont vu le jour au cours de ces dernières années (par exemple Beuzit et al. 2008; Macintosh et al. 2006).

Ma thèse a été influencée par cette progression dans le domaine de la recherche de planètes extra-solaires. J'ai commencé ma thèse au LAOG sur le projet instrumental « SPHERE ». Mon travail devait porter initialement sur la participation au développement de SPHERE avec une composante astrophysique plus secondaire. En raison des contraintes dans l'agenda d'un tel projet, qui ne sont pas toujours compatibles avec l'emploi du temps d'un doctorant, ma thèse s'est davantage orientée vers des thématiques astrophysiques. Donc, après avoir participé à certains aspects du développement de SPHERE, je me suis dirigé vers la recherche de compagnons de faible masse de naines du voisinage solaire en imagerie à haut contraste, le mode principal du futur instrument. La double direction de thèse avec l'Observatoire de Genève m'a permis d'acquérir une expertise sur la méthode des vitesses radiales. Je me suis servi des vitesses radiales pour sélectionner les meilleurs candidats afin de découvrir et caractériser des compagnons de faible masse ou sub-stellaires en imagerie.

Les travaux réalisés au cours de ma thèse sont exposés de la façon suivante. Le chapitre 1 décrit dans un premier temps les enjeux de la recherche de compagnons d'étoiles (section 1.1). Il présente ensuite la technique d'observation adoptée pour la recherche des compagnons (imagerie à haut contraste, section 1.2.1) et la méthode des vitesses radiales (section 1.2.2) qui nous a permis de choisir les étoiles cibles de nos observations et de mieux contraindre les compagnons de faible masse. Dans le chapitre 2,

je présente la réduction et l'analyse de données employées au cours de mes travaux. Le chapitre 3 est consacré à l'étude du désert des naines brunes à grande séparation autour des étoiles de type G et K du voisinage solaire. Le chapitre 4 présente nos observations sur la recherche de compagnons sub-stellaires autour de deux naines M à dérive. Le chapitre 5 décrit l'instrument SPHERE ainsi qu'un travail instrumental que j'ai réalisé en début de thèse qui permet de minimiser une partie des aberrations quasi-statiques dans le chemin optique de l'instrument. Enfin, les annexes A et B décrivent des résultats publiés qui ne sont pas exposés dans le manuscrit.

Tous ces sujets sont motivés par un but commun, qui est la préparation scientifique et le développement des méthodes d'observation pour la détection directe de compagnons naines brunes et de planètes extra-solaires.

Recherche de compagnons de faible masse

1.1 Questions astrophysiques

La recherche de compagnons d'étoiles est essentiellement motivée par les deux thèmes astrophysiques que je développe dans cette première section : l'étude de la multiplicité des étoiles et la recherche de compagnons sub-stellaires.

1.1.1 Multiplicité des étoiles

Ce que nous apprend la multiplicité...

Un système multiple est un groupe d'objets stellaires ou sub-stellaires gravitationnellement liés. Le taux de multiplicité stellaire d'un échantillon d'étoiles est défini comme le rapport entre le nombre de systèmes multiples et le nombre total d'étoiles de cet échantillon. La multiplicité est un paramètre clé pour répondre à beaucoup de problématiques astrophysiques.

Une première question importante est de savoir si les étoiles de faible masse et les naines brunes découvertes lors des études de multiplicité contribuent de manière significative à la « masse manquante » de la galaxie. Les incertitudes sur la fonction de masse locale nous empêche de répondre à cette question, même si les relevés récents comme DENIS ou 2MASS tendent à nous faire penser que ces objets ne contribuent que faiblement à la masse manquante.

L'étude de la multiplicité est le seul moyen de caractériser les objets de faible masse. En effet, lorsqu'un système est à la fois détectable en imagerie et en spectroscopie, la masse des composantes du système peuvent être déterminées de façon très précise en suivant l'orbite. La masse est la caractéristique la plus fondamentale d'une étoile car elle détermine son évolution, quel carburant elle va brûler, sa couleur et sa durée de vie. La masse d'une étoile est difficile à déterminer contrairement à sa luminosité. Le plus facile pour remonter à la masse est donc de passer par des relations Masse - Luminosité. La caractérisation des étoiles binaires est particulièrement importante pour calibrer la relation Masse - Luminosité, car des masses dynamiques peuvent ainsi être calculées. Cette relation est maintenant bien connue pour les étoiles de la séquence principale (voir Henry 2004 pour une revue et la figure 1.1). Elle est relativement bien contrainte depuis les travaux de Andersen (1991) pour les étoiles de type solaire et les étoiles de masse intermédiaire et a récemment été améliorée pour les plus précoces par Malkov (2007). Sur le bas de la séquence principale, la relation Masse - Luminosité a

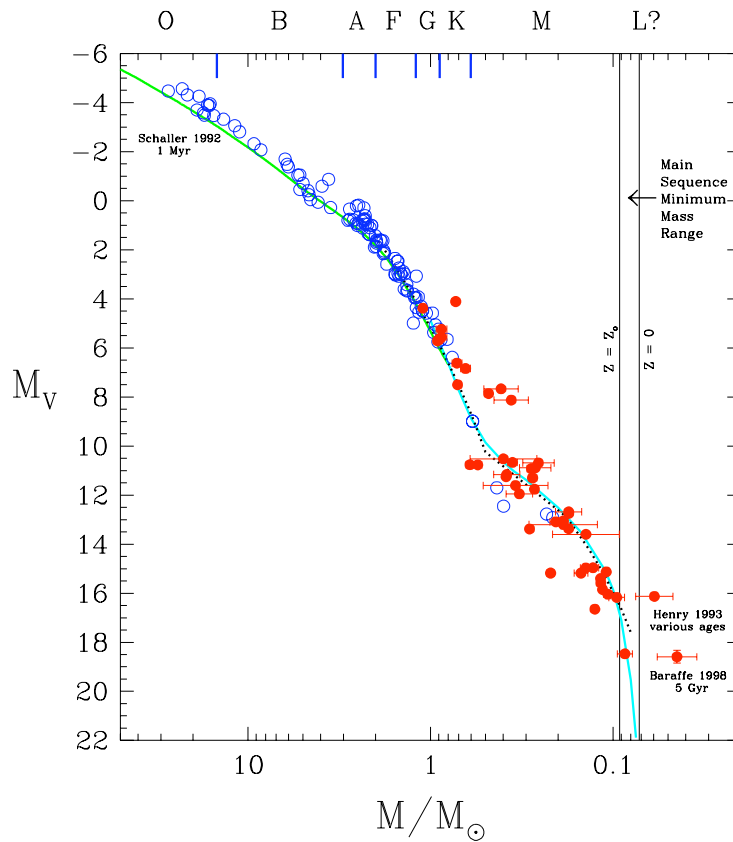


FIGURE 1.1 – Relation Masse - Luminosité des étoiles de la séquence principale selon Henry (2004). Les cercles vides représentent des binaires à éclipse alors que les cercles pleins sont des binaires astrométriques. Les modèles théoriques de Schaller et al. (1992) pour les étoiles précoces et de Baraffe et al. (1998) pour les plus tardives sont représentés. Une relation empirique de Henry & McCarthy (1993) est également représentée en pointillé.

fait l'objet de nombreux travaux (voir par exemple Henry & McCarthy 1993, Delfosse et al. 2000) mais elle reste améliorable. En effet malgré leur nombre (les naines rouges représentent plus de 70% des étoiles), les étoiles du bas de la séquence principale sont très difficiles à observer car moins lumineuses. La métallicité des ces étoiles est un paramètre à prendre en compte également, bien qu'elle joue un rôle moins important que pour les étoiles plus massives. Un travail récent de Xia et al. (2008) améliore la relation dans ce domaine de masse en tenant compte de la métallicité. En revanche, aucune relation Masse - Luminosité n'a été calibrée pour les objets sub-stellaires car ces objets sont très faibles donc très difficiles à observer et très peu nombreux. De plus, les objets sub-stellaires ne sont pas en équilibre stable car au cours de leur vie car il n'y a pas de réactions de fusion de l'hydrogène de façon durable. Ces objets refroidissent tout au long de leur vie. Il faut donc introduire le paramètre de l'âge dans ces relations, qui est très dur à déterminer.

La connaissance de la statistique de multiplicité des étoiles donne également une forte contrainte sur les théories de formation et évolution stellaires. Je développerai plus amplement ce point plus loin dans cette section.

La multiplicité : état des lieux

Le taux de multiplicité des étoiles est supérieur à 50%. D'après les observations, ce taux semble augmenter avec la masse de l'étoile primaire.

Aux deux extrêmes de la séquence principale, la multiplicité n'est pas bien définie. Les étoiles de types O et B ($T_{eff} \gtrsim 10000\text{K}$) ont un taux de multiplicité supérieur aux étoiles de type solaire (70 à 80%) mais leur statistique est difficile à déterminer en raison de leur faible nombre et de leur grande distance. Les seules études sur ces étoiles massives se font par astrométrie (imagerie) car ces étoiles sont trop actives pour être observées par vitesses radiales (faible précision des vitesses). La grande distance de ces étoiles rend donc les systèmes difficiles à résoudre. A l'autre extrême, la difficulté de l'étude de la statistique des étoiles de faible masse vient de leur faible luminosité. Les estimations de multiplicité varient de 25% (Leinert et al. 1997) à 42% (Fischer & Marcy 1992) en passant par $26 \pm \%$ (Marchal et al. 2003; Delfosse et al. 2004) suivant les références. Cette incertitude s'explique par la définition des échantillons d'étoiles observées, soit trop petits soit biaisés.

Pour ce qui est des étoiles de type solaire (naines G & K), la statistique de multiplicité est bien connue (Duquennoy & Mayor 1991; Halbwachs et al. 2003), de plus une statistique des éléments orbitaux des binaires a pu être faite. Pour ce type d'étoile, le taux de multiplicité est de 58%. Ce que l'on peut remarquer en premier lieu, c'est que les naines brunes en orbites autour des étoiles de type solaire sont rares, alors que l'on trouve plus couramment des naines brunes doubles (Basri 2000; Bouy et al. 2003; Martín et al. 2003) ou des naines brunes en orbite autour d'étoiles de très faible masse (Close et al. 2003; Biller et al. 2006). Ce déficit de naines brunes autour de ces étoiles a été nommé « désert des naines brunes ». La distribution des périodes des binaires G & K est relativement plate en échelle logarithmique pour les périodes et peut être modélisée par une gaussienne centrée sur une période médiane de 180 ans. Cela signifie qu'il n'y a pas d'échelle privilégiée pour la formation des binaires. La distribution des excentricités ne semble pas privilégier les orbites circulaires. D'après les observations, elle croît légèrement pour une valeur médiane de 0,55. Pour ce qui est du rapport de masse entre les deux composantes d'une étoile binaire, la distribution est relativement plate pour $0,1 \lesssim M_2/M_\odot \lesssim 1$ alors que l'on s'attendrait plutôt à avoir un plus grand nombre de compagnons avec une masse inférieure à $0,3M_\odot$ si la distribution suivait la fonction de masse initiale de la galaxie. Il semble aussi que les binaires de masses voisines soient privilégiées (même si cet effet est accentué par le choix des échantillons observés en fonction de la magnitude).

La multiplicité : un paramètre important de l'évolution stellaire

Ces statistiques ont des conséquences sur notre compréhension des théories de la formation et de l'évolution stellaire (voir les revues Larson 2001; Goodwin et al. 2007).

Les étoiles proviennent de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire provoqué par une instabilité gravitationnelle. Au cours de cet effondrement, ce nuage peut se fragmenter en plusieurs cœurs pré-stellaires et donner naissance à un système multiple. Cette fragmentation peut arriver à différents instants. Premièrement, elle peut se passer au moment même de la contraction du nuage. Le nuage se divise en plusieurs fragments se condensant dont les centres sont séparés de plusieurs milliers d'unités astronomiques. La première phase de la condensation s'arrête lorsque le gaz n'est plus optiquement mince. L'effondrement gravitationnel s'arrête alors et la température augmente, empêchant la fragmentation. Un autre processus pouvant conduire à la formation de binaires serrées pourrait aussi avoir lieu par fragmentation du disque autour d'une étoile jeune (Bonnell & Bate 1994).

Ensuite, certaines composantes sont éjectées sous l'influence des interactions gravitationnelles.

Ce qui est frappant lorsqu'on observe les statistiques de multiplicité, c'est que la plupart des étoiles se trouvent dans des systèmes multiples, et ceci n'est qu'une valeur inférieure de la fraction des étoiles qui se forment dans des systèmes multiples. De plus, une augmentation du taux de multiplicité avec la masse est attendue si la plupart des étoiles sont formées dans des systèmes multiples, car les étoiles massives resteraient préférentiellement dans des binaires alors que les moins massives seraient plus facilement éjectées ; or c'est bien ce qui est observé. Certains auteurs (par exemple Goodwin & Kroupa 2005) affirment même que les résultats de leur simulations de dégénérescence de systèmes faiblement multiples ($N=2,3$) sont compatibles avec les statistiques de multiplicité et donc que toutes les étoiles se forment dans des systèmes multiples. Un système initialement binaire le resterait alors qu'un système triple éjecterait l'étoile de plus faible masse. Les étoiles seules pourraient donc provenir uniquement de leur éjection depuis un système multiple. Cet argument s'appuie aussi sur le fait que les taux de multiplicité sont plus grands dans les amas jeunes que pour les étoiles du champ. Si ce résultat se vérifie, cela voudrait dire qu'un mécanisme différent n'est pas nécessaire pour expliquer la formation des étoiles seules.

On peut également remarquer d'après la statistique des paramètres orbitaux des binaires qu'il n'y a pas d'échelle privilégiée. Par conséquent, il n'y a pas de modèle standard pour la formation des binaires. Toute étude sur la formation des étoiles doit donc être abordée d'un point de vue statistique, d'où l'importance des études de multiplicité.

1.1.2 Les objets sub-stellaires

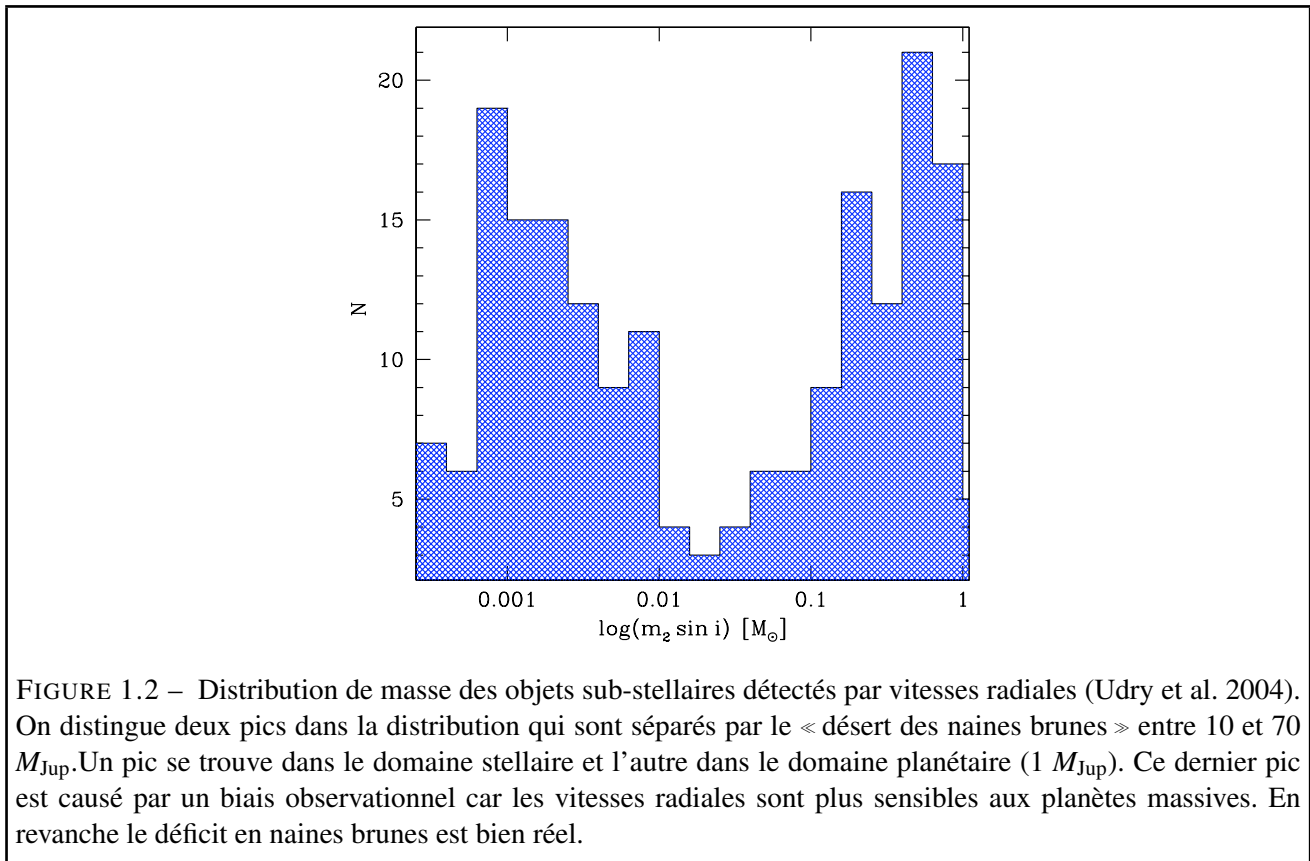
La recherche de compagnons de faible masse est également motivée par la recherche de systèmes analogues au notre afin de comprendre les origines de la formation du système solaire. Il est en effet difficile d'établir des scénarios fiables avec un seul exemple. Les découvertes d'objets sub-stellaires en orbite autour d'autres étoiles depuis le début des années 1990 ont à la fois remis en cause les modèles communément admis sur la formation des systèmes planétaires et ont fait découvrir de nouveaux objets (par exemple : les naines brunes et les Jupiters chauds).

Planète ou naine brune ?

La définition admise par l'UAI¹ pour distinguer les étoiles, des naines brunes et des planètes s'appuie sur la masse de l'objet. Une naine brune est suffisamment massive pour déclencher des réactions de fusion du deutérium mais pas assez pour brûler de l'hydrogène. Cette définition donne une limite de masse de $13,6 M_{\text{Jup}} \leq M \leq 72-75 M_{\text{Jup}}$ pour les naines brunes. En revanche, les planètes, qui ne sont capables de déclencher aucune réaction nucléaire, ont une masse inférieure à $13,6 M_{\text{Jup}}$. Cette définition est très pratique pour désigner la nature d'un compagnon sub-stellaire découvert mais ne prend pas du tout en compte sa nature physique ainsi que les processus de formation.

Les observations en vitesses radiales montrent qu'il y a une coupure (Mayor & Udry 2000; Udry et al. 2004) dans la distribution de masse des compagnons d'étoiles (figure 1.2). Cette coupure entre 10 et 20 masses joviennes semble séparer les deux processus de formation. Les planètes se forment dans des disques proto-planétaires autour des étoiles alors que les naines brunes ont le même processus de formation que les étoiles, c'est à dire par effondrement gravitationnel. Les naines brunes semblent donc être la queue de la distribution de la population stellaire. De part et d'autre des deux distributions (planètes vs naines brunes) et du point de vue de la formation, rien ne dit que l'on ne peut pas

1. Union Astronomique Internationale.



trouver des naines brunes de $10 M_{\text{Jup}}$ ou des planètes de $20 M_{\text{Jup}}$. Par exemple, Chauvin et al. (2004) ont découvert un compagnon de masse planétaire autour de la naine brune 2MASSWJ 1207334-393254 âgée de 10 milliards d'années.. Suivant les hypothèses utilisées, la masse de compagnon va de $4 \pm 1 M_{\text{Jup}}$ (Ducourant et al. 2008) à $8 \pm 2 M_{\text{Jup}}$ (Mohanty et al. 2007). Ce compagnon n'a clairement pas pu se former dans un disque proto-planétaire mais par effondrement gravitationnel car le disque de cette naine brune n'était pas suffisamment massif pour créer un tel compagnon. En effet, ce compagnon se trouve à une distance $\gtrsim 55$ AU autour d'une naine brune de $\sim 25 M_{\text{Jup}}$, par conséquent il ne pouvait y avoir suffisamment de matière à cette distance pour créer un compagnon aussi massif. Du point de vue de sa masse, cet objet pourrait être une planète (les modèles théoriques restent incertains à cet âge) alors qu'il est une naine brune du point de vue de sa formation (Chabrier et al. 2007).

Les planètes

Les observations : état des lieux Depuis la découverte d'une probable naine brune de $11 M_{\text{Jup}}$ autour de l'étoile HD 114762 par Latham et al. (1989) puis de la première exoplanète autour de l'étoile 51 Peg ($0,468 M_{\text{Jup}}$, fig. 1.13, Mayor & Queloz 1995), plus de 300 exoplanètes ont été détectées, et pour la plupart grâce à la technique des vitesses radiales (section 1.2.2). Les premières découvertes de planètes géantes à faible séparation, favorisées par la technique spectroscopique, ont bouleversé les théories de formation qui étaient fondées sur la seule connaissance du système solaire. Depuis, une grande variété d'exoplanètes à été détecté dont je vais résumer les principales propriétés (Udry & Santos 2007).

D'après les grands relevés systématiques en vitesse, un minimum de 6 à 7 % des étoiles naines du

voisinage solaire abritent des planètes plus massives que $0,5M_{\text{Jup}}$ et plus proches que 4-5 AU. Environ un sixième d'entre elles sont très proches de leur étoile parent (Jupiters chauds). Des résultats récents avec le spectroscopie HARPS montrent que 30% des étoiles observées dans leur programme de haute précision ont des planètes en dessous de $30 M_{\oplus}$ à des périodes plus courtes que 50 jours (Lovis et al 2008, "Transiting planets" symposium, Boston).

Un nombre croissant (30) de systèmes multiples sont détectés. Certains d'entre eux ont jusqu'à 4 (μ Ara, Pepe et al. 2007) ou 5 (55 Cnc, Fischer et al. 2008). Ces systèmes représentent 12 % des étoiles hôtes. Certains de ces systèmes sont hiérarchisés, avec des orbites planétaires bien espacées, d'autres sont des systèmes résonants.

Parmi toutes les exoplanètes détectées, plus de 30 d'entre elles se trouvent dans des systèmes stellaires binaires. Malgré la petite taille de l'échantillon à l'heure actuelle, il semble qu'il y ait des différences entre les planètes trouvées autour d'étoiles simples et celles trouvées autour des binaires. Par exemple, une grande majorité de planètes massives à courte période se trouvent dans des binaires ou des systèmes stellaires multiples (Zucker & Mazeh 2002). Par ailleurs, il apparaît que la présence d'un compagnon stellaire à moins de 100 AU inhibe la formation planétaire (Eggenberger et al. 2004).

La distribution de masse des planètes se caractérise par un grand nombre de planètes entre 1 et $5 M_{\text{Jup}}$. Elle présente une longue queue en direction du désert des naines brunes : aucune limite ne semble clairement définie au delà de $15M_{\text{Jup}}$. Il y a probablement un recouvrement entre les distributions de planètes et de binaires dans le régime 10-20 M_{Jup} .

Avec les relevés de vitesses radiales à haute précision, une nouvelle population de planètes solides (courte période et très faible masse) commence à apparaître à plus faible masse (par exemple: Lovis et al. 2006; Udry et al. 2007; Mayor et al. 2008). La détection de planètes de très faible masse si près des limites de détection prouve que ce type d'objet est très courant. La technique des micro-lentilles prouve que des planètes sont également fréquentes à plus grande séparation (Beaulieu et al. 2006). Un déficit commence à apparaître entre la population des géantes gazeuses et cette population de super-terres (fig. 1.3a).

Les distributions des éléments orbitaux des planètes offrent des caractéristiques méritant d'être soulignées.

En premier lieu, la distribution des périodes des exoplanètes présente deux caractéristiques essentielles, une accumulation de planètes autour de 3 jours de période et une distribution uniforme pour des séparation croissant linéairement. Les nombreuses planètes géantes à courte période (Jupiters chauds, $P < 10$ jours n'étaient pas prévues avant la découverte de la première exoplanète. On pense que ces planètes migrent depuis leur lieu de naissance pour se rapprocher de leur étoile hôte (Lin et al. 1996) et qu'un mécanisme les stoppe pour ne pas tomber dedans. A grande séparation, une extrapolation de la distribution uniforme pourrait doubler le taux de planète par étoile. Cette extrapolation nous indique qu'il existerait une population de planètes aussi massives que Jupiter entre 3 et 20 AU. Aussi, il existe une corrélation entre les périodes orbitales et les masses des exoplanètes (Fig. 1.3b). A courte période ($P < 100$ jours), on remarque une pénurie de planètes plus massives que $\sim 2 M_{\text{Jup}}$. Une autre caractéristique intéressante de cette distribution est l'augmentation de la masse maximale des planètes détectées avec la séparation. Plus de planètes massives sont attendues à grande séparation car la quantité de matière à accréter dans un disque proto-planétaire est plus importante le long d'une telle orbite. Cette propriété est particulièrement intéressante pour les futurs programmes de recherche de planète par imagerie. On s'attend à trouver des compagnons plus massifs à grande séparation, plus facile à détecter en imagerie à haut contraste.

Enfin, les excentricités orbitales des exoplanètes sont significativement plus grandes que celles observées dans notre système solaire. Ces excentricités peuvent s'expliquer par des interactions gravitationnelles avec d'autres compagnons du système. Il est à noter que les quatre excentricités les plus

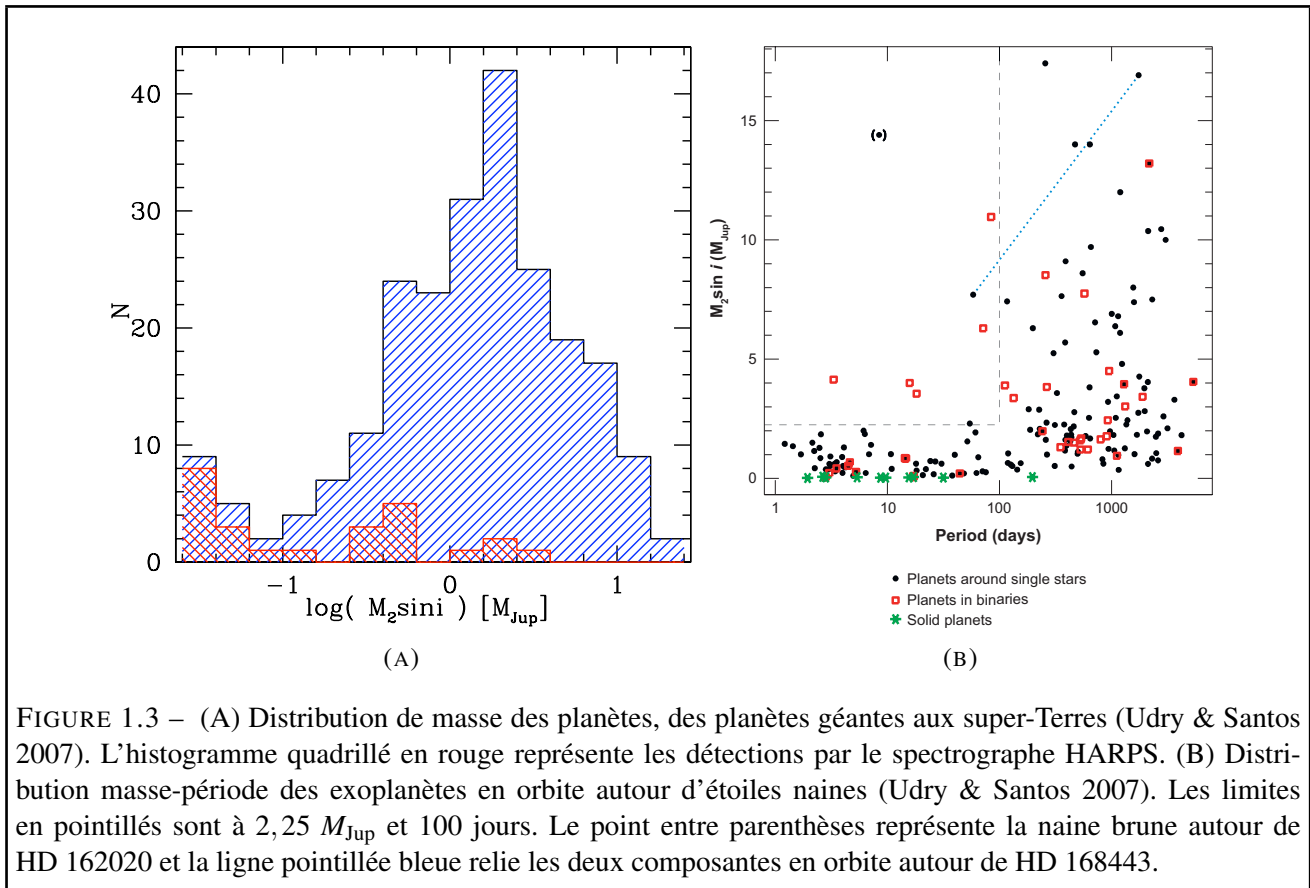


FIGURE 1.3 – (A) Distribution de masse des planètes, des planètes géantes aux super-Terres (Udry & Santos 2007). L’histogramme quadrillé en rouge représente les détections par le spectrographe HARPS. (B) Distribution masse-période des exoplanètes en orbite autour d’étoiles naines (Udry & Santos 2007). Les limites en pointillés sont à $2,25 M_{Jup}$ et 100 jours. Le point entre parenthèses représente la naine brune autour de HD 162020 et la ligne pointillée bleue relie les deux composantes en orbite autour de HD 168443.

grandes sont observés dans des systèmes binaires (voir par exemple Tamuz et al. 2008).

Les propriétés des étoiles hôtes ont aussi une influence sur les caractéristiques des planètes. La masse de l’étoile hôte a une influence sur le type de planète qu’elle abrite. Les planètes géantes sont détectées autour de naines aux masses allant de 0,3 à 1,4 masses solaires (types spectraux allant de F à M). Aucun Jupiter chaud n’a été détecté autour d’une naine M. Par ailleurs, plus de la moitié des planètes autour des naines M ont une masse inférieure à $25 M_{\oplus}$. La distribution de masse des planètes autour des naines M semble donc être directement liée à la masse de l’étoile. Autour des sous-géantes de masse intermédiaire, les planètes massives ($> 5 M_{Jup}$) sont plus fréquentes (Lovis & Mayor 2007). Même si les relevés sont incomplets, il est clair que la quantité de matière qu’une planète peut accréter est fortement corrélée avec la masse de la primaire.

Il existe également une forte corrélation entre la présence de planètes géantes avec la métallicité de l’étoile hôte. Cela s’explique dans le cadre du modèle par accréation de cœur par le fait que si la métallicité est grande, plus de particules sont disponibles dans le disque proto-planétaire pour la croissance des planétésimaux.

Le modèle standard : l’accréation de cœur Le scénario de formation des planètes le plus communément admis est basé sur l’accréation de cœur (Pollack et al. 1996), dans lequel les planètes se forment à partir de grains qui grossissent par accréation dans un disque protoplanétaire, formant des cœurs solides.

Tout d’abord, une étoile jeune se forme par l’effondrement gravitationnel et la fragmentation d’un nuage de gaz et de poussières. La conservation du moment cinétique initial de chacun des fragments conduit à la formation d’un disque de matière en rotation autour de l’étoile centrale en formation.

Ce disque protoplanétaire comprend deux composantes : un disque épais de gaz (stable dans les régions loin de l'étoile) dans lequel baigne un disque de matériaux solides. Ces matériaux solides sont constitués de silicates et de métaux comme le carbone ou le fer (qui se condensent partout dans le disque), et plus loin d'éléments plus volatiles (eau,, ammoniac, oxydes de carbone...) condensés sous forme de glaces.

Dans le disque protoplanétaire, les grains constitués de poussières ou de glaces commencent à s'agglomérer pour former des corps de plus en plus gros jusqu'à atteindre des tailles de l'ordre du kilomètre (planétésimaux). Ensuite, ces planétésimaux continuent à grossir par collisions inélastiques successives engendrées par les interactions gravitationnelles, jusqu'à former des embryons planétaires ou protoplanètes. Certains embryons deviennent assez importants pour dominer le processus d'accrétion. Dans la région interne du disque, ce processus mène à la formation de planètes telluriques. Dans la région externe du disque, où les matériaux sont disponibles en plus grande quantité, les embryons créés sont plus massifs. Au delà d'une certaine masse critique ($\sim 15 M_{\oplus}$), l'accrétion de gaz se produit même de façon emballée et aboutit à la formation de planètes géantes gazeuses comme Jupiter. Une fois que la planète en formation a accréte toute la matière à sa disposition, sa masse se stabilise.

Des mécanismes de migration (Lin et al. 1996) expliquent le grand nombre de planètes géantes détectées à courte période. Au cours de la phase d'accrétion, un embryon planétaire est en constante interaction avec le disque protoplanétaire. Cet échange de moment angulaire avec le disque produit la migration. La migration est arrêtée lorsque le disque se dissipe ou lorsque la planète tombe sur l'étoile.

Formation par instabilité gravitationnelle Un autre scénario de formation planétaire prédit que la formation d'une planète géante résulte d'une instabilité gravitationnelle dans le disque protoplanétaire (Boss 1997, 2006). Ce scénario a l'avantage de former des planètes plus rapidement que la formation par accrétion de cœur. Je ne décrirai pas plus amplement ce scénario car il semble peu réaliste puisqu'il nécessite un disque beaucoup trop froid et beaucoup plus massif.

Les naines brunes

Observation des naines brunes Les naines brunes ont été pour la première fois prédites dans les années 1960 (voir par exemple Kumar 1963) comme des « étoiles ratées » qui n'étaient pas suffisamment massives pour allumer les réactions de fusion de l'hydrogène. Les chercheurs pensaient déjà que ce type d'objets pouvait exister mais l'on prédisait que leur faible luminosité, en particulier dans le visible les rendrait difficiles à détecter. Il faudra attendre les années 1980 avec l'apparition des détecteurs infrarouges et l'augmentation constante des surfaces collectrices pour voir un nombre significatif de découvertes de naines M très tardives (voir par exemple Reid & Gilmore 1981; Probst & Liebert 1983; Hawkins & Bessell 1988; Bessell 1991). A ce moment là, on pensait que ces objets étaient simplement des étoiles de très faible masse, mais pas des naines brunes. La première naine L, GD 165B, a été trouvée en 1988, mais personne n'était sûr de sa nature (Becklin & Zuckerman 1988; Kirkpatrick et al. 1993).

Finalement en 1995, deux objets plus froids ont été détectés et admis dans la catégorie des naines brunes. Le premier, qui a été trouvé en orbite autour de l'étoile Gl 229 de type M3V, présente de fortes raies d'absorption du méthane (signature spectrale des naines T) et est considéré comme la première naine brune détectée dans le champ (Nakajima et al. 1995; Oppenheimer et al. 1995). Le deuxième, Teide 1, est une naine M tardive contenant du lithium qui a été découverte dans l'amas jeune des pléiades (Rebolo et al. 1995, 1996). Il s'agit de la première naine brune jeune détectée.

Suite à ces découvertes la classification spectrale allant de O à M a été étendue aux types spectraux L et T par Martín et al. (1997) et Kirkpatrick et al. (1999). Ces types spectraux tardifs sont décrit plus amplement dans la section 1.1.2.

Depuis ces premières découvertes, trois méthodes différentes de recherche de naines brunes sont employées avec succès. Tout d'abord, les naines brunes sont recherchées dans les zones de formation stellaires et les amas jeunes. Beaucoup de relevés systématiques permettent de trouver un grand nombre de naines brunes (voir la revue de Luhman et al. 2007). Ces études montrent que la fonction de masse initiale est continue à travers la limite de fusion de l'hydrogène ($M \sim 0.075M_{\odot}$), montrant que le processus de formation des naines brunes est très proche de celui des étoiles. Les naines brunes sont également recherchées en imagerie à haut contraste (utilisation de la coronographie comme pour la découverte de Gl 229B) autour d'étoiles naines du champ. Comme je l'ai déjà mentionné dans la section 1.1.1, il y a un déficit de naines brunes autour des étoiles de type solaire, plus fréquentes autour d'étoiles de faible masses ou comme binaires (voir les revues Burgasser et al. 2007; Luhman et al. 2007). Enfin, un grand nombre de naines brunes froides isolées sont découvertes dans le champ par des relevés systématiques grand champ comme DENIS (DEep Near Infrared Survey, Epchtein et al. 1997), 2MASS (2 Microns All Sky Survey, Skrutskie et al. 2006), SDSS (Sloan Digital Sky Survey, York et al. 2000), UKIDSS (UKIRT Infrared Deep Sky Survey, Lawrence et al. 2007), ou encore le CFBDS (Canada-France Brown Dwarf Survey, Delorme et al. 2008b) Ce dernier programme a conduit à la découverte de la naine brune la plus froide répertoriée à ce jour (CFBDS0059, ~ 620 K, Delorme et al. 2008a). C'est probablement la première naine Y découverte (présence de NH_3 dans l'atmosphère).

Aujourd'hui, on recense plus de 600 naines L et T dans le champ².

Formation des naines brunes Les propriétés statistiques des naines brunes semblent former un continuum avec celles des étoiles. Tout d'abord, la fonction de masse initiale est continue à travers la limite $M \sim 0.075 M_{\odot}$. Ensuite, les naines brunes forment un mélange homogène avec les étoiles dans les amas et leurs propriétés cinématiques sont semblables. Aussi, les statistiques de multiplicité des naines brunes ont les mêmes tendances que pour les étoiles. Il y a un déficit de binaires avec un rapport de masse inférieur à 0,1 à courte période ; le taux de multiplicité des naines brunes est de l'ordre de 10 à 30 % (Joergens 2008), sensiblement inférieur à celui des étoiles de faible masse. Enfin, des disques d'accrétion et des jets commencent à être observés autour des naines brunes.

Par conséquent, il est normal de penser que les naines brunes se forment de la même façon, c'est à dire par instabilité gravitationnelle et avec une composition chimique uniforme reflétant la composition chimique du milieu interstellaire dans lequel elles se forment. Voici les principaux scénarios de formation des naines brunes (Whitworth & Goodwin 2005).

Le premier scénario envisagé est la formation par fragmentation turbulente. Padoan & Nordlund (2002) ont montré par simulation, que lors de la contraction et de la fragmentation d'un nuage de gaz, un large spectre de cœurs protostellaires est formé. Leurs simulations montrent que ce scénario engendre un fonction de masse reflétant la fonction de masse initiale. La masse minimale des corps formés de cette façon atteint quelques masses de Jupiter (Whitworth & Goodwin 2005).

Un autre possibilité est la formation de naines brunes par fragmentation de disque de proto-étoile plus massive (i.e. plus massive qu'une naine brune). L'effondrement de gaz dans un tel disque mène à la formation de cœur protostellaire. Ce scénario explique le désert des naines brunes car ce type de formation n'est possible qu'à grande distance du cœur massif où règne une température élevée.

2. <http://www.dwarfarchives.org>

Reipurth & Clarke (2001) imaginent un scénario où l'accrétion de gaz et les interactions dynamiques sont en compétition. On considère encore un nuage en effondrement gravitationnel qui se fragmente en plusieurs cœurs protostellaires sur des échelles de temps de l'ordre de 10^5 ans. Ces cœurs, formant des systèmes multiples instables, interagissent gravitationnellement et sont éjectés. Une fois éjectée, une proto-étoile est alors isolée de tout réservoir de gaz et cesse d'accréter de la matière. Reipurth & Clarke (2001) donnent le nom d'« étoiles manquées » aux naines brunes. A travers de complexes simulations hydrodynamiques Bate et al. (2002) montrent que ce processus de fragmentation d'un nuage moléculaire dense et d'éjections dynamiques est efficace pour former un nombre équivalent de naines brunes et d'étoiles. Cette étude est très satisfaisante mais ne prédit pas la fréquence des naines brunes isolées, des naines brunes compagnon d'étoiles de différentes masses, des binaires de naines brunes ou des naines brunes abritant un disque circumstellaire.

Un quatrième mécanisme, indépendant des trois premiers est la formation par photo-érosion (Whitworth & Zinnecker 2004). Dans ce scénario, la proto-étoile est érodée par un rayonnement ionisant provenant d'une autre étoile. Ce scénario, bien que robuste semble très minoritaire et peu efficace car il nécessite que le cœur protostellaire se trouve à proximité d'une étoile de type OB et seulement un cœur plutôt massif va conduire à la formation d'une naine brune.

Aucun de ces mécanismes n'est exclusif. Il semble même que les trois premiers peuvent se passer consécutivement.

Les modèles d'atmosphère Une des problématiques des étoiles de faible masse et des objets sub-stellaires vient de la compréhension de la physique de ces objets. Il est très important de comprendre leur physique interne et atmosphérique afin d'en déduire les spectres et de relier les observations à leurs propriétés physiques fondamentales (température effective, masse). Les modèles qui découlent de ces théories sont particulièrement importants pour les observation spectroscopiques et en imagerie. Je vais ici décrire les propriétés spectrales des étoiles de faible masse et des objets sub-stellaires en donnant les caractéristiques des atmosphères de ces objets (voir Chabrier et al. 2005, pour une revue).

Les conditions typiques à l'intérieur des étoiles de faible masse ($M \leq 1M_{\odot}$) et des naines brunes ($M \leq 0.07M_{\odot}$) sont de $T_c \sim 10^4 - 10^7$ K et $\rho_c \sim 10 - 10^3$ g/cm³ pour des objets allant de l'ordre de la masse de Jupiter à celle du Soleil.

A leur surface, ces objets sont nettement plus froids ($T_{\text{eff}} < 5000$ K) et plus dilués ($\rho \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ g/cm³). Dans ces conditions, de nombreuses molécules se forment et les spectres de ces objets ne présentent pas de véritable continu mais sont caractérisés par de nombreuses raies d'absorption. En dessous de 5000 K commencent à se former des oxydes et des hydrures (TiO, VO, FeH, CaH, MgH) qui sont les absorbeurs les plus importants dans les longueurs d'ondes visibles alors que CO et H₂O dominent dans l'infrarouge. En dessous de ~ 2500 K, les métaux et silicates se condensent en grains (TiO \rightarrow CaTiO, Mg, Si \rightarrow MgSiO₃, Ca \rightarrow CaSiO₃ ou Ca₂SiO₄). Ces grains ne provoquent pas d'absorption spectrale et ont pour effet de rediffuser l'énergie. Cette absence de raie d'absorption des métaux dans le spectre de l'objet définit ce que l'on appelle le domaine des « naines L ». Le spectre de tels objets se rapproche de celui d'un corps noir. En dessous de 2000 K, la plupart du carbone se trouve sous la forme de monoxyde de carbone CO alors que l'oxygène est présent dans les monoxydes de titane TiO et de vanadium VaO (dominant les absorptions dans le visible) et dans la vapeur d'eau (visible dans l'infrarouge). En dessous de 1800 K, le CO cède la place au méthane CH₄ (bandes d'absorption à 1,6 et 2,2 μm). La présence de méthane définit le domaine des « naines T ». En dessous de 600 K (naines « Y »), apparaît la molécule d'ammoniac NH₃ et la vapeur d'eau se condense en nuages. La figure 1.4 illustre l'évolution des spectres des naines M, L et T avec les principales bandes d'absorption. Ces objets de faible température émettent la plupart de leur énergie

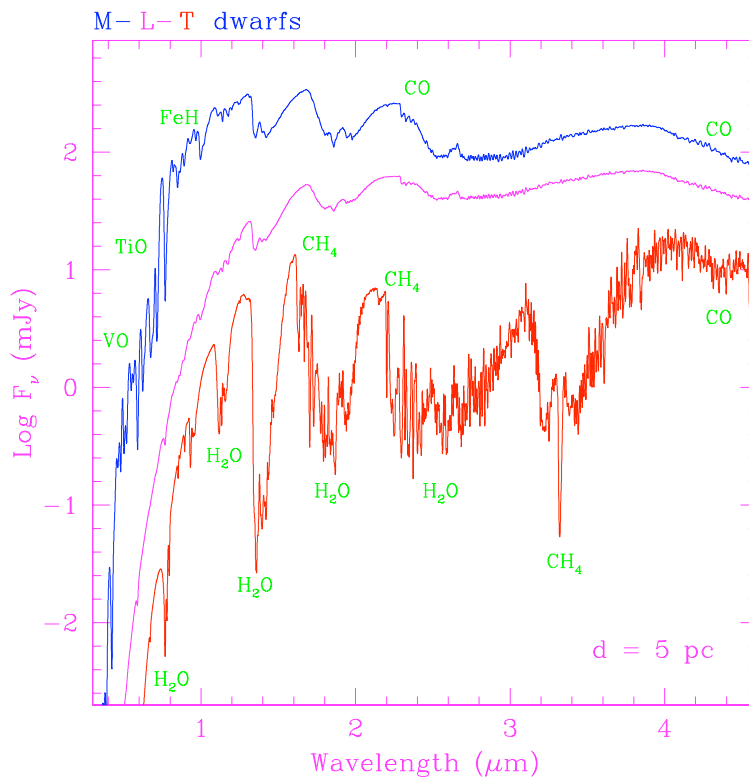


FIGURE 1.4 – Spectres des naines M, L et T selon les modèles d’atmosphère de Allard et al. (2001) (figure de Chabrier et al. 2005). De haut en bas, les spectres correspondent à des températures de $T_{\text{eff}} = 2500, 1800$ et 1000 K pour un âge de 5 Milliards d’années.

au delà de 1 micron. C’est pour cela que leur identification se fait préférentiellement dans l’infrarouge.

Les grains affectent l’atmosphère de différentes façons. Leur formation réduit à la fois la quantité du gaz correspondant, ce qui limite l’absorption et modifie l’équation d’état de l’atmosphère et donc le profil de température, mais aussi change les opacités et donc le spectre émergent. Enfin, la formation de grains fait augmenter la température des couches les plus hautes, où les bandes moléculaires se forment. Ceci entraîne un rougissement des naines M tardives et des naines L. Au contraire, les fortes bandes d’absorption du méthane dans l’infrarouge (bandes H, K et L) induisent une redistribution du flux aux longueurs d’ondes plus courtes (décalage vers le bleu). Les modèles du groupe lyonnais sur les objets de séquence principale (NEXTGEN, Baraffe et al. 1998) ont été mis à jour en tenant compte du processus de formation des grains dans deux configurations extrêmes. Dans le modèle « DUSTY » (Allard et al. 2001; Chabrier et al. 2000), toutes les espèces condensées sont présentes dans l’atmosphère. Ce modèle est valable pour des naines brunes avec une température de $1700 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 2500\text{K}$. Pour des températures plus basses, $T_{\text{eff}} \lesssim 1700\text{K}$, le modèle « condensed » (Allard et al. 2001; Baraffe et al. 2003) est considéré pour lequel tous les grains qui se sont formés ont plongé en dessous de la photosphère, stoppant ainsi le rougissement. Le modèle « DUSTY » reproduit bien les spectres et couleurs des « naines L » alors que le modèle « COND » correspond bien aux « naines T ».

1.2 Techniques et stratégies observationnelles

Pour rechercher des compagnons de faible masse, je me suis particulièrement intéressé à la technique de l'imagerie à haute résolution et à haut contraste. Néanmoins, la technique des vitesses radiales est complémentaire car elle permet d'optimiser la sélection des cibles à observer et permet d'obtenir des contraintes observationnelles plus poussées. Dans cette section, je fais une description de ces deux techniques.

1.2.1 Imagerie à haute résolution et haut contraste

Cette technique paraît la plus naturelle pour détecter un compagnon d'étoile : elle consiste à prendre une image du système. C'est aussi la seule technique qui permet de détecter directement les photons du compagnon observé et ainsi d'en faire un spectre pour analyser sa nature (éléments chimiques, atmosphère, température).

La difficulté de la recherche des compagnons de faible masse en imagerie vient de la présence de l'étoile au centre du champ de la caméra qui éblouit et empêche de sonder son voisinage. Pour ce faire, les imageurs à haute résolution et à haut contraste doivent avoir trois rôles :

- Corriger le front d'onde incident à l'aide d'un instrument d'optique adaptative,
- Atténuer la lumière cohérente de l'étoile dans la partie centrale du champ par coronagraphie,
- Éliminer les aberrations optiques et les résidus de correction.

Correction du front d'onde : l'Optique adaptative

La résolution des grands télescopes est fortement dégradée par la turbulence atmosphérique. Pour ne pas dépendre de cet effet, il faut soit envoyer le télescope dans l'espace soit utiliser un système d'optique adaptative. La première solution est très coûteuse et nous limite à envoyer dans l'espace des télescopes de relativement petite taille (2,5 m pour le télescope spatial Hubble à comparer aux 8 m des VLT). Pour les grands télescopes, la meilleure solution est donc l'optique adaptative (OA). La figure 1.5 illustre le principe de fonctionnement d'un tel système.

Effets de la turbulence atmosphérique L'atmosphère est un milieu sujet à des fluctuations qui varient très fortement sur des échelles spatiales de quelques millimètres (dissipation visqueuse) à quelques kilomètres (phénomènes météorologiques), et des échelles temporelles de quelques millisecondes à plusieurs jours. En particulier, en raison du chauffage inhomogène de l'atmosphère par le rayonnement solaire, un gradient de température est créé, ce qui a pour effet d'induire des variations d'indice de réfraction de l'air, perturbant le trajet de la lumière. Les variations de pression et de la teneur en vapeur d'eau contribuent également à cette fluctuation au second ordre. Selon Kolmogorov (1941), la turbulence est décrite par la présence de tourbillons de quelques centaines de mètres se scindant, par un phénomène de cascade, en tourbillons de tailles de plus en plus petites jusqu'à des échelles de l'ordre du millimètre.

Sans atmosphère, les rayons lumineux provenant d'une étoile, objet ponctuel situé à l'infini, nous parviennent sous la forme d'une surface d'onde plane. Les variations d'indice de réfraction de l'air créent des variations aléatoires (avance ou retard de phase) de la phase de l'onde qui arrive sur le télescope. Ces fluctuations se traduisent localement par une modification de la direction de propagation, elles ont des effets désastreux sur l'image formée au foyer d'un télescope : la résolution de

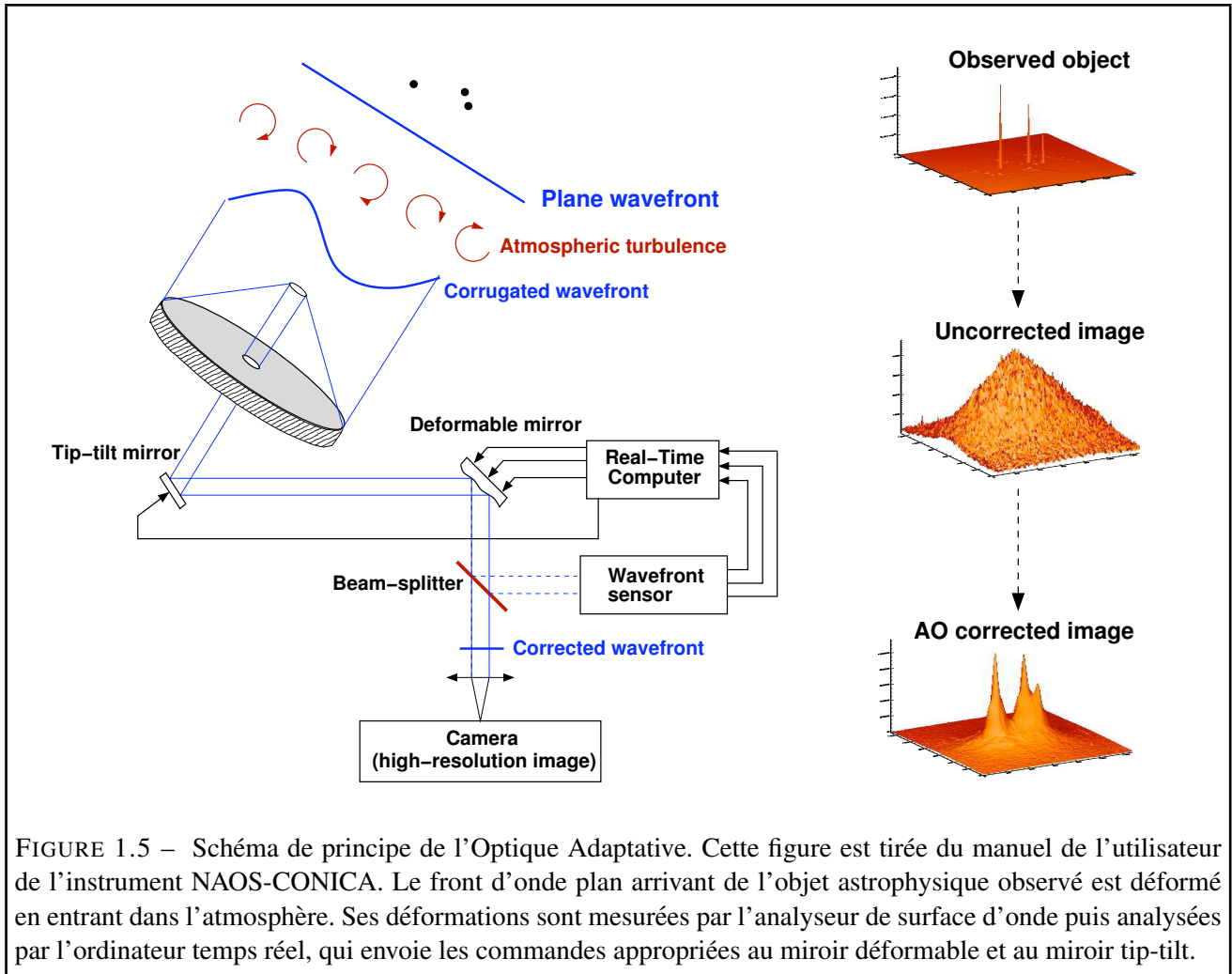


FIGURE 1.5 – Schéma de principe de l'Optique Adaptative. Cette figure est tirée du manuel de l'utilisateur de l'instrument NAOS-CONICA. Le front d'onde plan arrivant de l'objet astrophysique observé est déformé en entrant dans l'atmosphère. Ses déformations sont mesurées par l'analyseur de surface d'onde puis analysées par l'ordinateur temps réel, qui envoie les commandes appropriées au miroir déformable et au miroir tip-tilt.

λ (μm)	r_0 (cm)	α ($''$)	τ_0 (ms)
0,5 [V]	10	1	10
1,2 [J]	28	0,84	28
2,2 [K]	59	0,74	59
3,5 [L]	103	068	103

TABLE 1.1 – Paramètres de la turbulence en fonction de la longueur d’onde pour un vent de 10 m/s.

l’image est détériorée. En l’absence d’atmosphère turbulente, une source ponctuelle monochromatique forme dans le plan image d’un télescope d’ouverture circulaire D une figure de diffraction ou tache d’Airy (Fig.1.6).

La largeur à mi-hauteur de la tache centrale vaut λ/D . Cet angle définit conventionnellement la limite de résolution d’un télescope. En présence de turbulence atmosphérique, la résolution devient $\alpha = \text{FWHM} \simeq \lambda/r_0$ où r_0 est un paramètre introduit par Fried (1966) pour caractériser la turbulence. α est appelé *seeing* (Roddier 1981). Le paramètre de Fried est le diamètre équivalent d’un télescope qui n’est pas soumis à la turbulence atmosphérique donnant la même résolution qu’un grand télescope limité par la turbulence atmosphérique. Il varie avec la longueur d’onde comme $\lambda^{6/5}$. L’atmosphère perturbe donc davantage dans le visible qu’en infrarouge. La résolution, sans correction sera même légèrement améliorée vers les longueurs d’ondes infrarouges, contrairement aux images limitées par la diffraction. Un autre paramètre important de la turbulence est le temps de cohérence de l’atmosphère τ_0 défini par Roddier comme $\tau_0 \sim r_0/\bar{v}$ où \bar{v} est la vitesse moyenne du vent de toutes les couches turbulentes de l’atmosphère. Ce paramètre est très important car il donne la vitesse de variation de la turbulence et définit à quelle fréquence elle devra être corrigée. Le tableau 1.1 donne des valeurs typiques de r_0 , α et τ_0 pour différentes longueurs d’onde avec un vent de 10 m/s.

Dans le visible, la résolution dépasse donc rarement celle d’un télescope de ~ 10 cm d’ouverture. A titre de comparaison, il faut savoir que la résolution théorique d’un VLT dont le miroir fait 8,20 m de diamètre est de $0,02''$ à $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$.

Des traitements à posteriori permettent d’améliorer la qualité des images comme par exemple l’interférométrie des tavelures (Labeyrie 1970) ou la technique de « lucky imaging » (Law et al. 2006) , mais cela nécessite l’enregistrement d’un volume considérable de données et l’utilisation de traitements informatiques complexes. De plus la magnitude des objets observés est limitée. Une technique de compensation de la turbulence en temps réel permet d’améliorer la qualité de l’image jusqu’à atteindre les limites fixées par la diffraction : il s’agit de l’optique adaptative.

Principe de l’Optique Adaptative Un système d’OA est un système opto-mécanique qui compense en temps réel les déformations du front d’onde engendrées par l’atmosphère. On peut ainsi profiter pleinement du pouvoir de résolution théorique des grands télescopes, qui sans optique adaptative seraient limités à une résolution de l’ordre de la seconde d’arc. La figure 1.5 illustre le principe de fonctionnement d’un système d’optique adaptative. Il s’agit essentiellement d’une boucle d’asservissement comprenant trois éléments principaux :

- l’analyseur de surface d’onde³ qui permet de mesurer la fluctuation de la phase de l’onde au niveau de la pupille du télescope.

3. on le notera par la suite « ASO ».

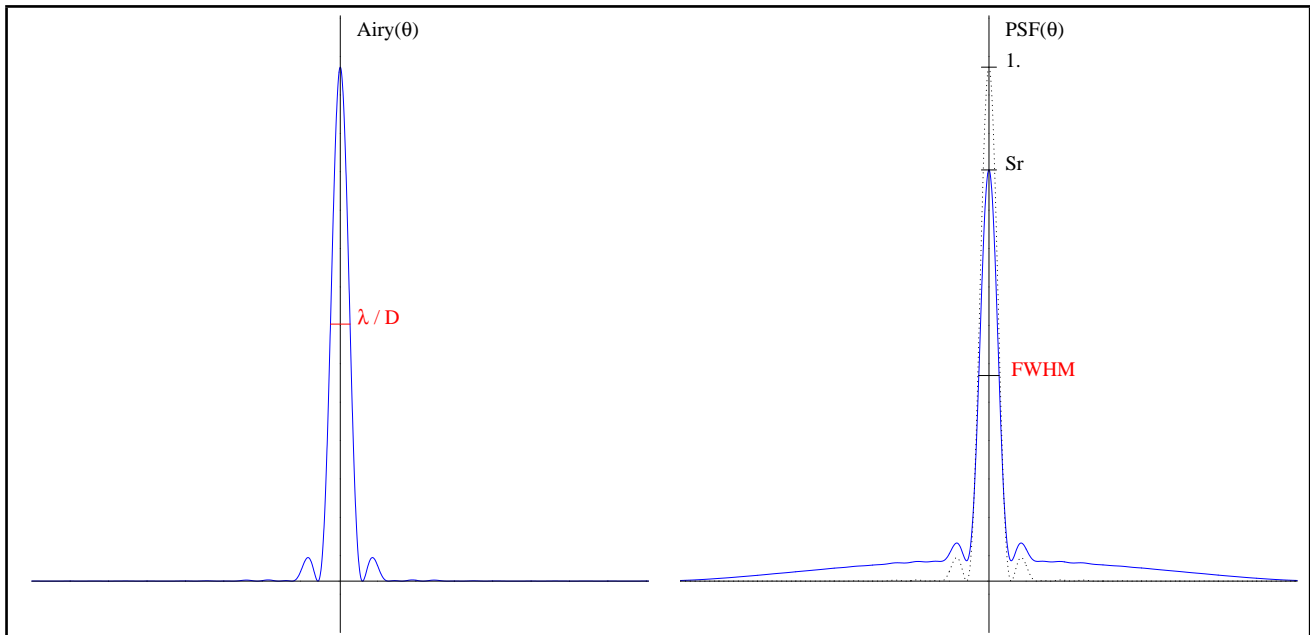


FIGURE 1.6 – Réponses impulsionnelles (ou PSF) d’un télescope avec une obstruction centrale de 30% (par exemple comme le CFHT). A gauche : PSF dans le cas idéal sans turbulence atmosphérique (tâche d’Airy). La largeur à mi-hauteur (FWHM : Full Width at Half Maximum) projetée sur le ciel est de l’ordre de λ/D où D est le diamètre du télescope. A droite : Réponse impulsionnelle après correction de l’optique adaptative. L’énergie totale se répartie entre le cœur cohérent (S_r) et le halo ($1-S_r$).

- l’élément correcteur constitué d’un composant optique actif (miroir déformable qui va introduire dans un plan conjugué à la pupille du télescope des variations de phase destinées à compenser exactement la déformation mesurée).
- le système de commande qui calcule en temps réel la correction à appliquer à partir des mesures de l’ASO et envoie les commandes correspondantes au miroir déformable.

La déformation du front d’onde est mesurée à l’instant t , la correction à apporter est ensuite calculée puis envoyée au miroir déformable à l’instant $t + dt$. Pour que la correction soit la plus efficace possible, le temps de réponse dt de la boucle d’asservissement doit être très inférieur au temps de cohérence τ_0 de la turbulence. Un tel système ne corrige que les défauts de phase et non les défauts d’amplitude (scintillation).

L’analyseur de surface d’onde est chargé de fournir en temps réel les mesures de la déformation du front d’onde. Les deux types d’analyseurs les plus utilisés sont le senseur de courbure (Roddiér & Roddiér 1988) et l’analyseur de type Shack-Hartmann (Tyson 1991).

Le senseur de courbure a été développé pour la première fois sur le système d’optique adaptative Hokupa’a du télescope de 3,6 m du Canada France Hawaii Telescope (CFHT) en 1994. Tout d’abord, le front d’onde est échantillonné spatialement à l’aide d’une matrice de micro-lentilles. A partir de l’acquisition de deux images defocalisées de chaque sous-pupille dans un premier plan intra-focal puis dans un second plan extra-focal, la mesure du contraste de l’intensité entre les deux images permet de remonter au Laplacien de la phase du front d’onde et donc à la distribution de phase (Véran et al. 1997). Un senseur de courbure équipe actuellement le système d’OA PUEO (Rigaut et al. 1998) ainsi que les systèmes MACAO au VLT (Arsenault et al. 2003).

L’ASO Schack-Hartmann est constitué d’une matrice de micro-lentilles et d’une matrice de détecteurs

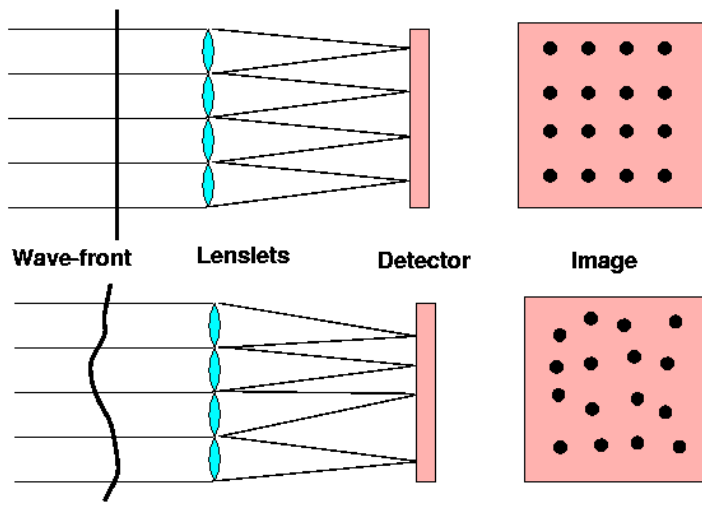


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann (figure de <http://www.ctio.noao.edu/~atokovin/tutorial/index.html>).

placée dans le plan contenant les foyers images des micro-lentilles. Les micro-lentilles se trouvent dans un plan conjugué de la pupille d'entrée du télescope. Chaque micro-lentille définit une sous-pupille et forme une image du champ à son propre foyer, centrée sur son axe optique. Lorsque le front d'onde est déformé, le déplacement de ces images par rapport à une position de référence, préalablement étalonnée, donne une mesure de la pente locale moyenne de la surface d'onde à l'entrée de la micro-lentille. Ce déplacement est mesuré sur les images prises par le détecteur. Le front d'onde peut ensuite être reconstruit à partir des mesures de pente locale. Le principe de l'ASO Shack-Hartmann est illustré sur la figure 1.7. Ce type d'ASO équipe l'instrument NACO (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003; Lagrange et al. 2003) et sera également sur SPHERE (voir sec. 5.2 et Beuzit et al. 2006). Cet analyseur présente certains avantages qui le rendent précieux pour une utilisation en astronomie où les photons sont souvent rares :

- le principe de détection est purement géométrique ce qui rend l'analyseur totalement achromatique, permettant la mesure sur une large bande spectrale, augmentant d'autant le nombre de photons disponibles.
- il est linéaire sur tout son domaine d'utilisation et possède une grande dynamique, adaptable en modifiant la focale des micro-lentilles.
- il permet une analyse sur des sources étendues moyennant une perte en rapport signal sur bruit.

Le miroir déformable corrige en temps réel les déformations du front d'onde incident. Deux types de miroirs déformables sont les plus utilisés dans les applications astronomiques : le miroir bimorphe (Roddiér & Roddiér 1988) et le miroir de type piézo-stacks (Tyson 1991).

Le miroir bimorphe se compose de deux couches de piézo-électriques polarisées de façon contraire. Des électrodes intercalées entre les deux couches jouent le rôle d'actuateurs. L'application d'une tension fait courber le miroir localement (contraction d'un feuillet et dilatation de l'autre). Ce type de miroir est utilisé sur les systèmes d'OA avec un ASO de type senseur de courbure car ils se couplent naturellement.

Le second type de miroir déformable, miroir piézo-stack, est composé d'une membrane réfléchissante montée sur des actionneurs piézo-électriques. Chaque actionneur est un empilement de cellules piézo-

électriques polarisées entre deux électrodes. L'application d'une tension sur une électrode va entraîner la dilatation ou la contraction de l'actionneur, permettant de déformer localement la surface du miroir. La commande du miroir se fait donc par l'application de tensions au niveau des actionneurs.

Dans un système d'OA, la correction du premier ordre de déformation du front d'onde (basculement) est généralement découplée de la correction des ordres suivants. C'est pour cela que la plupart du temps, il y a à la fois un miroir déformable et un miroir de basculement (miroir « tip-tilt »), le miroir déformable principal n'ayant généralement pas une assez grande course pour corriger le premier ordre.

La commande du miroir est déduite des mesures de l'ASO et du calculateur de front d'onde. Une matrice d'interaction D , déterminée pendant l'étalonnage du système en commandant individuellement les n actionneurs, est constituée des $2 \times m$ valeurs de pentes (en x et en y pour chaque sous-pupille, m étant le nombre de sous-pupilles). Cette matrice permet donc de relier un vecteur de mesures de pentes M à un vecteur de commande par la relation :

$$M = D \cdot C$$

La matrice d'interaction, de dimension $(n, 2 \times m)$, n'étant pas carrée, la relation précédente n'est pas directement inversible. En utilisant une technique des moindres carrés, on obtient :

$$C = ({}^t D \cdot D)^{-1} \cdot {}^t D \cdot M$$

Les modes de correction du système sont les vecteurs propres de la matrice ${}^t D \cdot D$. Le calculateur de commande détermine à chaque instant la commande C à partir des valeurs de M en utilisant la relation ci-dessus.

La vitesse de correction du système d'OA doit être plus rapide que la variation de la turbulence atmosphérique, donc le temps caractéristique de la boucle d'asservissement doit être inférieur au temps de cohérence de l'atmosphère.

Réponse impulsionnelle de l'optique adaptative La réponse impulsionnelle d'un télescope⁴ corrigé par optique adaptative est caractérisée par un pic central ressemblant à celui d'une PSF limitée par la seule diffraction, entouré par un large halo contenant l'énergie résiduelle due à l'erreur de phase (voir fig 1.6). Le rapport de Strehl est le rapport entre l'intensité du pic central de la PSF corrigée par optique adaptative et l'intensité du pic central de la fonction d'Airy :

$$Sr = \frac{PSF(0)}{Airy(0)}$$

Plus Sr est grand, meilleure est la correction du système d'OA et donc meilleure est la résolution. Par définition $S \leq 1$.

Tout le challenge de l'optique adaptative consiste à minimiser ce halo pour pouvoir observer un compagnon faible à côté d'une étoile brillante et donc à augmenter le rapport de Strehl.

4. appelée Point Spread Fonction (PSF) en anglais ou encore Fonction d'Étalement de Point (FÉP) en français. J'utiliserai la notation anglophone PSF dans la suite du manuscrit.

Atténuation du cœur cohérent : la coronographie

La technique de la coronographie a été introduite par l'astronome Bernard Lyot dans les années 1930 (Lyot 1939). Il a créé un dispositif pour observer la couronne solaire en l'absence d'éclipse totale du soleil. Ce coronographe consistait en un télescope équipé d'un masque opaque dont la taille était exactement celle du Soleil. La lumière provenant du Soleil était ainsi bloquée, permettant de voir la couronne qui est un million de fois moins brillante que la photosphère. Depuis, cette technique a été développée pour d'autres observations astronomiques puisqu'elle permet de sonder l'environnement faible et proche des étoiles. Cette technique a permis la découverte de disques de poussières (par exemple, Smith & Terrile 1984; Beuzit et al. 1997; Mouillet et al. 1997) et de compagnons de faible masse (par exemple Nakajima et al. 1995).

Il y a de nombreux concepts de coronographes. Les plus courants sont les coronographes à masque focal. Des descriptions détaillées du principe de la coronographie à masque focal peuvent être trouvées dans les articles de Malbet (1996), Sivaramakrishnan et al. (2001) ou encore Aime & Soummer (2003).

Un coronographe se compose d'un masque occultant placé dans un plan focal et d'un masque de Lyot (diaphragme) conjugué avec la pupille d'entrée du télescope. Un schéma de principe général est présenté sur la figure 1.8. La lumière de l'étoile passe par la pupille du télescope (a : aperture), ce qui donne une PSF en b. Le masque occultant (b : occulting mask) bloque une partie de la lumière de l'étoile centrale (d). Cette dernière étape a pour effet de bloquer la quasi-totalité de la lumière sur l'axe du coronographe dans le plan pupille suivant (e) mais aussi de rejeter la lumière restante sur les bords de la pupille (les hautes fréquences spatiales dans le plan focal se retrouvent sur les bords de la pupille car le passage d'un plan focal à un plan pupille se fait par une transformée de Fourier). Le masque de Lyot (f : Lyot stop) a pour effet de bloquer la lumière située sur les bord de la pupille afin de rétablir le contraste (g). Il s'agit d'un diaphragme de taille légèrement inférieure à la pupille. Le tout est focalisé sur le détecteur pour donner l'image finale (h).

Ce qui va changer d'un type de coronographe à l'autre, c'est la nature, la forme et la taille du masque occultant et du masque de Lyot. Par ailleurs, la taille d'un masque occultant va dépendre des caractéristiques et des performances du système d'OA qui est devant. De nombreux concepts de coronographe ont été proposés. Ces concepts incluent les masques d'amplitude ou de phase. Ils présentent des taux d'atténuation très variés et des sensibilités différentes vis à vis de la chromaticité, de la forme de la pupille d'entrée, des défauts de phase résiduels et des résidus de basculement du front d'onde (tip-tilt). Voici les coronographes les plus utilisés :

- Le coronographe de Lyot (Lyot 1939) consiste en un disque occulteur opaque et un diaphragme dans le plan suivant. C'est le système le plus simple mais possède une efficacité limitée. En particulier, le masque doit avoir une taille supérieure à 4 ou $5\lambda/D$ ce qui ne permet pas d'exploiter complètement la résolution du télescope et de sonder les régions les plus proches de l'étoile. C'est toutefois le plus robuste vis à vis des résidus de correction de phase de l'AO et est absolument achromatique. Une version plus performante avec une pupille d'entrée apodisée a également été proposée par Soummer et al. (2003).
- Le coronographe de phase proposé par Roddier & Roddier (1997), dans lequel le masque est remplacé par une pastille déphasant de π la partie centrale de la PSF (Fig. 1.9). la meilleure atténuation est obtenue pour une pastille de rayon $0,53\lambda/D$ pour une PSF théorique, ce qui est très voisin de la résolution d'un télescope. Il permet de réduire le halo d'un facteur ~ 100 , ce qui est impossible à réaliser avec un coronographe de Lyot. Néanmoins, il est fortement chromatique et son efficacité dépend fortement de la largeur spectrale utilisée. Une amélioration du coronographe

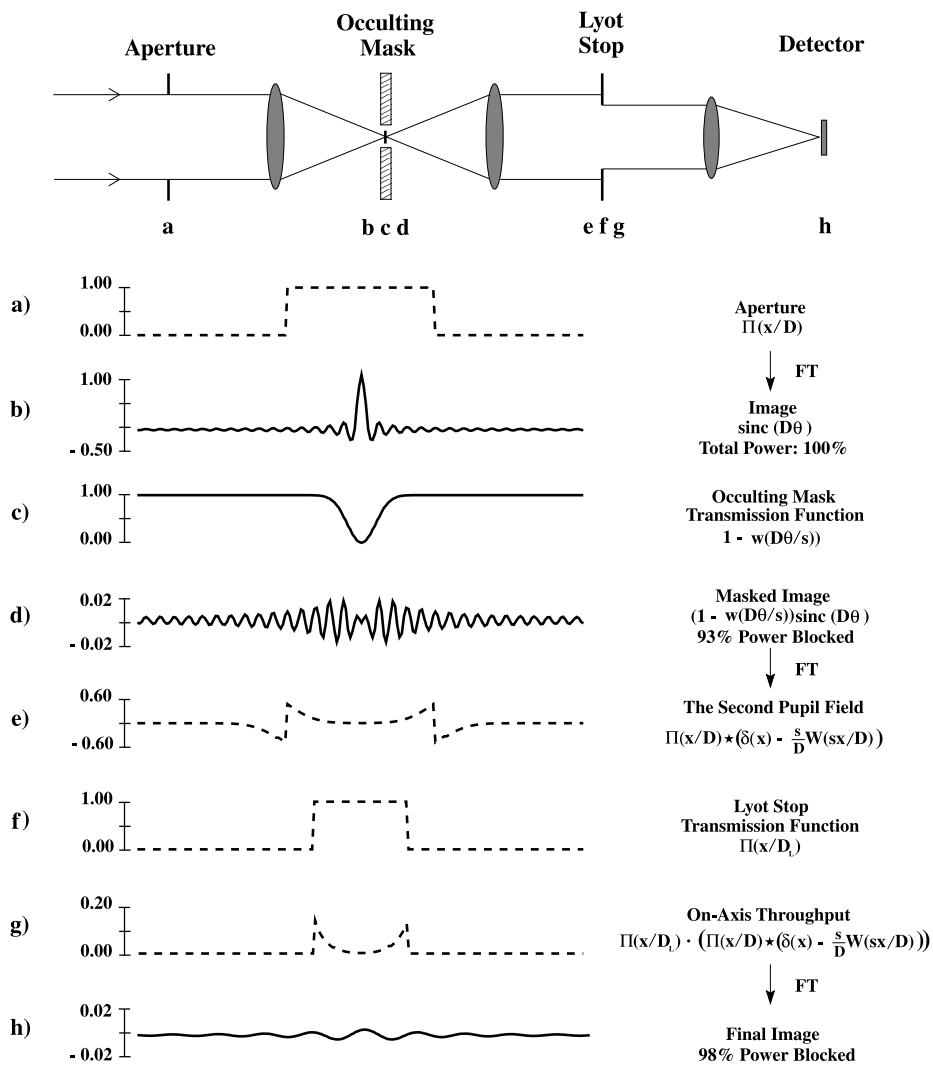


FIGURE 1.8 – Principe d'un coronographe à masque focal (figure de Sivaramakrishnan et al. 2001). Le profil des champs électromagnétiques ou des masques sont représentés : (a) pupille du télescope, (b) image avant le masque, (c) masque occultant, (d) image après le masque, (e) image avant le masque de Lyot, (f) masque de Lyot, (g) image après le masque de Lyot, (h) image finale. Sur ce schéma de principe, le masque occultant a un profil apodisé gaussien ($\exp^{-\theta^2/2}$).

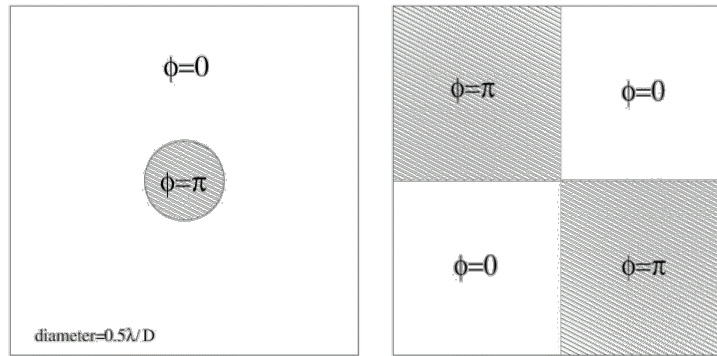


FIGURE 1.9 – Images des masques de phase de type Roddier (à gauche) et à 4 quadrants (à droite).

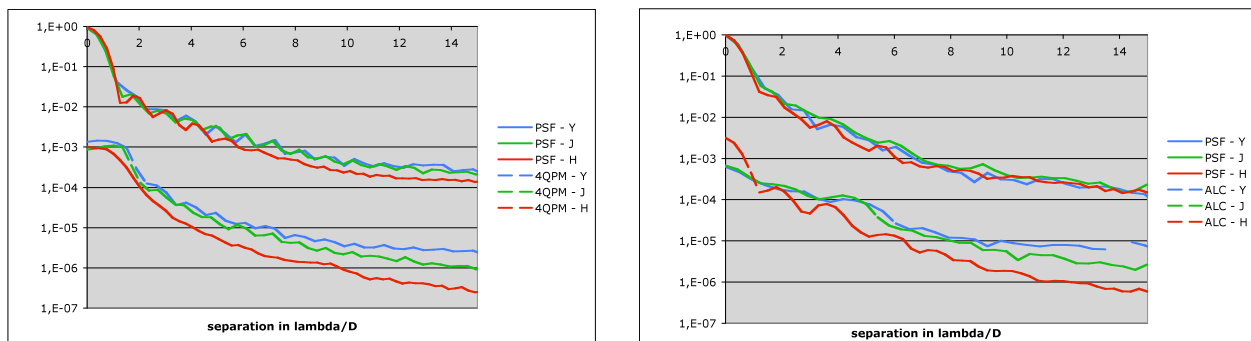


FIGURE 1.10 – Performances du coronographe à quatre quadrants (Rouan et al. 2000) et du coronographe Lyot à pupille apodisée (Soummer et al. 2003). Les atténuations sont de 10^{-5} pour le 4QPM en H et de 10^{-4} pour l'ALC à $4\lambda/D$

graphe de Roddier a été proposée par Aime & Soummer (2003), proposant une apodisation de la pupille et permet une extinction totale de la lumière de l'étoile.

- Le coronographe de phase à quatre quadrants (Rouan et al. 2000). Le masque de phase possède 4 quadrants, dont deux qui déphasent la phase de π (Fig. 1.9). Avec une correction du front d'onde idéale, il produit une extinction parfaite de l'étoile centrale. Ce coronographe possède un chromatisme du déphasage mais pas de chromatisme spatial (contrairement à celui de Roddier). Toutefois ses performances se dégradent rapidement dès que les conditions de turbulences se dégradent et l'étoile doit être parfaitement centrée sur le centre du masque. Il faut noter également qu'un concept de coronographe à quatre quadrants achromatique (Mawet et al. 2006) a été récemment développé et offre des performances similaires au coronographe 4 quadrant « classique ».

Le développement de SPHERE (voir sec. 5.2 et Beuzit et al. 2006, 2008) a permis de faire une comparaison des meilleurs coronographes actuels. La figure 1.10 montre les performances de certains d'entre eux. Une comparaison exhaustive des coronographes existant peut être trouvée dans la revue de Guyon et al. (2006).

Il faut noter également l'existence de coronographes interférentiels comme le Coronographe Interférentiel Achromatique Baudoz et al. (2000) ou le coronographe à franges noires (Mennesson et al. 2003).

Étalonnage de la réponse impulsionnelle : Imagerie différentielle simultanée multibande

Même si un télescope est capable de résoudre un système étoile-compagnon, l'important contraste entre les deux objets peut impliquer que le signal du compagnon soit enfoui dans la PSF.

On vient de voir qu'une façon d'augmenter le contraste dans le voisinage d'une étoile est d'atténuer la lumière centrale avec un coronographe. Ceci a pour effet de diminuer le bruit de photons et donc d'améliorer la détectabilité d'un compagnon noyé dans le bruit. Toutefois, les photons ne sont pas la seule source de bruit et une méthode consistant à améliorer le contraste est de soustraire les observations avec une PSF de l'étoile primaire.

Le défi consiste à évaluer le mieux possible la PSF de référence pour qu'elle soit identique à celle l'image scientifique. Une PSF dépend de la géométrie du télescope, du nombre de photons reçus, de la longueur d'onde et des erreurs du front d'onde. Ces paramètres évoluent au cours du temps, ce qui rend difficile l'estimation de la PSF.

Tout d'abord, le bruit de tavelures atmosphériques est généré lorsque le front d'onde traverse les couches turbulentes de l'atmosphère. Le système de OA a pour effet de corriger partiellement les erreurs de phase du front d'onde. Les erreurs de phase non corrigées par l'OA produisent des structures semblables aux compagnons que l'on veut détecter. Ces structures évoluent avec le temps et peuvent être supérieures au bruit de photon de plusieurs ordres de grandeur dans le cœur de la PSF. Leur évolution étant aléatoire, ces structures se moyennent avec avec le temps et le seuil de détection diminue selon $\sqrt{t/\tau_{ao}}$ où t est le temps d'intégration et τ_{ao} le temps de vie des structures (quelques 10 ms).

La PSF est également affectée par des aberrations optiques statiques qui proviennent des défauts de polissage des miroirs du télescope et des différents éléments optiques. Contrairement aux résidus de l'OA, ces défauts ne se moyennent pas avec le temps. Cette structure statique doit être soustraite, car une fois que les résidus de correction de l'OA sont moyennés ou soustraits, c'est elle qui limite les performances de détection.

Enfin, il existe des aberrations optiques quasi-statiques qui viennent de la déformation des éléments mécaniques du télescope ou de l'instrument au cours d'une observation, ou encore de l'évolution de la réfraction différentielle entre l'analyseur de surface d'onde et la caméra scientifique. Ces erreurs sont difficiles à supprimer car leur temps de vie est de l'ordre de la minute et sont donc différentes sur la pose scientifique et une pose de référence prise quelques minutes après.

Afin de limiter ces bruits qui affectent la PSF, Racine et al. (1999) et Marois et al. (2000) ont présenté la technique d'image différentielle simultanée multibande qui permet de soustraire ces structures. Le principe est d'acquérir simultanément une image d'une étoile dans différentes bandes spectrales afin d'atténuer la PSF et de faire apparaître un éventuel compagnon noyé dans les différents bruits. En choisissant judicieusement deux filtres de longueurs d'onde voisines - le compagnon froid est brillant dans l'un et faible dans l'autre - et en faisant la différence entre les deux images, la PSF de l'étoile centrale est fortement atténuée alors que le compagnon apparaît. Une signature spectrale très intéressante pour l'imagerie différentielle simultanée multibande est l'absorption de la molécule de méthane dans l'atmosphère des naines brunes et des planètes massives ($T_{eff} < 1700$ K soit des naines brunes de types spectraux plus tardifs que T3). Cette transition se trouve aux alentours de $1,6 \mu\text{m}$, c'est à dire que pour $\lambda < 1,6 \mu\text{m}$, un objet froid va être plus brillant que pour $\lambda > 1,6 \mu\text{m}$. En revanche, l'étoile primaire, qui ne possède pas d'absorption à cette longueur d'onde aura la même magnitude dans les deux bandes. La signature spectrale du méthane est illustrée par les figures 1.11 et 1.12 où les spectres d'objets froids sont représentés avec les bandes spectrales de la caméra SDI

(Simultaneous Differential Imager) de NACO.

A cause de la chromaticité de la diffraction, les PSF doivent être remises à l'échelle avant d'effectuer une soustraction. En effet, la taille de la PSF et des tavelures ainsi que l'écartement entre les tavelures sont proportionnels à λ/D . Si l'on veut par exemple faire la différence entre deux images prises simultanément dans les bandes F1 et F3 il faut tout d'abord remettre une des deux images à l'échelle de l'autre. On peut par exemple changer l'échelle de l'image en bande F1 en la multipliant par le facteur λ_3/λ_1 . Si un compagnon est présent, sa position est la même sur toutes les images. Il va bouger lors du changement d'échelle et son déplacement d'une image à l'autre est proportionnel à sa séparation avec l'étoile centrale ainsi qu'à la différence de longueur d'onde $\Delta\lambda/\lambda$ entre les deux bandes spectrales. La soustraction des PSF après changement d'échelle va donc laisser un signal positif et négatif où l'intensité relative entre le signal positif et négatif dépend du type spectral du compagnon. Ce décalage chromatique est très intéressant car un compagnon sera visible même s'il ne possède pas de signature spectrale dans la bande du méthane.

Cette technique a été mise en application sur la caméra TRIDENT (Marois et al. 2005), au télescope du MMT (Multiple Mirror Telescope en Arizona, Close et al. 2005) et sur l'instrument NACO au VLT (Lenzen et al. 2004). Une description des observations, de la réduction et de l'analyse de données de la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande avec l'instrument NACO-SDI est détaillée dans la section 2.1.

Une limitation de l'imagerie différentielle simultanée multibande est la soustraction des aberrations optiques quasi-statiques. Si les aberrations statiques peuvent être facilement soustraites en effectuant l'observation d'une étoile de référence, les aberrations quasi-statiques ne le sont que partiellement. Si la partie chromatique de ces aberrations est enlevée lors de la soustraction entre deux bandes, la partie achromatique est partiellement atténuée en raison du décalage chromatique. Afin de régler ce problème, Marois et al. (2006) a introduit l'Imagerie Différentielle Angulaire (ADI : Angular Differential Imaging). Cette technique consiste à faire une séquence d'observation en fixant la pupille du télescope et par conséquent toutes les aberrations statiques. Au cours de l'observation, le champ va tourner et donc un compagnon va sembler tourner autour de l'étoile primaire du point de vue de l'observateur. Le calcul de la médiane de toutes les images obtenues va ainsi donner une PSF de référence contenant toutes les aberrations statiques et quasi-statiques sans le compagnon. Après avoir soustrait cette PSF de référence à toutes les images de la séquence, l'image finale est obtenue en co-additionnant toutes les images après les avoir calibrées angulairement. Des résultats sur cette technique sont présentés dans Lafrenière et al. (2007). Dans l'idéal, pour faire de l'imagerie à haut contraste, on peut combiner les deux techniques d'imagerie différentielle simultanée multibande et d'imagerie différentielle angulaire : c'est ce qui est prévu de faire sur l'instrument SPHERE (voir sec. 5.2 et Beuzit et al. 2006) et ce sera bientôt possible avec l'instrument NACO.

Instruments et modes utilisés

Au cours de ma thèse, j'ai intensivement utilisés deux instruments d'OA : PUEO au CFHT et NAOS-CONICA au VLT.

NACO L'instrument NACO (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003; Lagrange et al. 2003), installé au VLT, est composé d'une OA « NAOS » (Nasmyth Adaptive Optics System) et de la caméra infrarouge « CONICA ». NAOS est composé d'un miroir de basculement, d'un miroir déformable piézo-électrique CILAS à 185 actionneurs et de deux analyseurs de surface d'onde de type Shack-Hartmann (un visible et un infrarouge) qui peuvent avoir jusqu'à 144 sous-pupilles. L'analyseur vi-

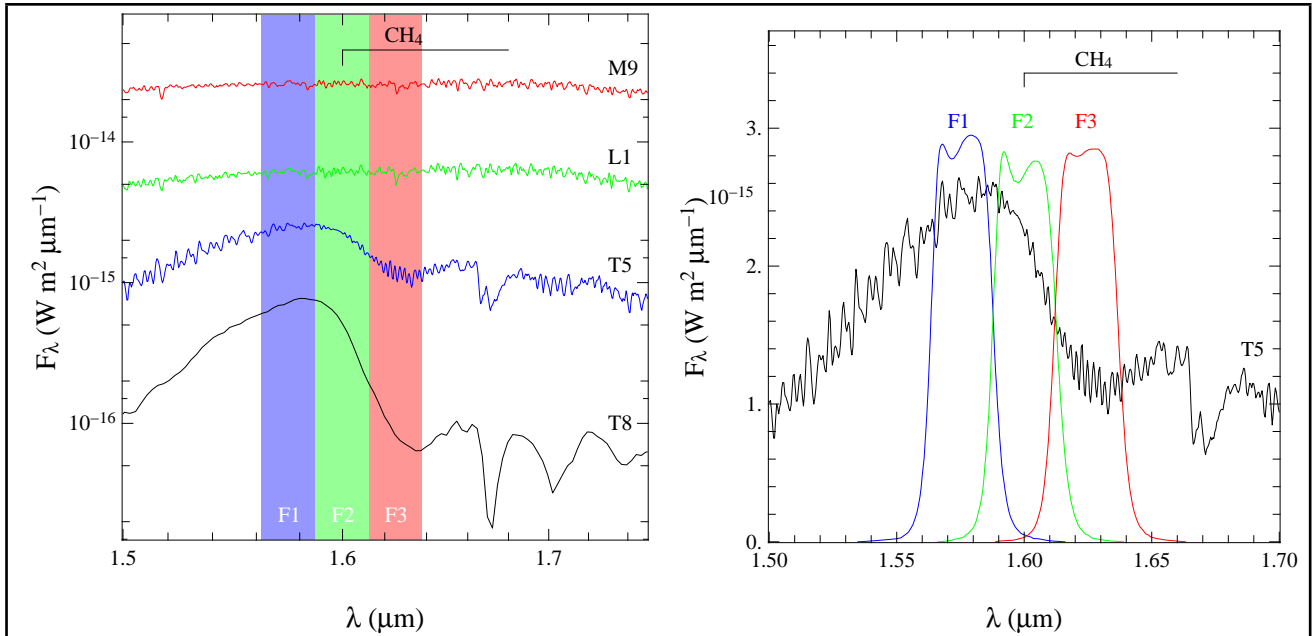


FIGURE 1.11 – A gauche : Spectres d’objets froids normalisés à 10 parsec en échelle logarithmique. Les trois bandes spectrales représentées sont celles de la caméra SDI (Simultaneous Differential Imager) de NACO. Alors que les spectres sont plats pour des objets stellaires et sub-stellaires jusqu’aux naines T précoces, on observe une absorption due aux molécules de méthane au delà. La M9 et la T1 ont la même magnitude dans les bandes F1 et F3 alors que la T5 et la T8 ont une magnitude plus grande en F3 qu’en F1.

A droite : Le spectre d’une naine T5 est représenté avec les profils réels des filtres SDI. Les trois filtres SDI F1, F2 et F3 ont une largeur spectrale de $0,025 \mu\text{m}$ et des longueurs d’onde centrales de $\lambda_1 = 1,575 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1,600 \mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 1,625 \mu\text{m}$

Les spectres utilisés sont des spectres observés d’objets froids de types spectraux M9, L1, T5 (LHS2065, 2MASSJ1439+1929 et 2MASSJ0559-1404; Cushing et al. 2005), et T8 (2MASS0415-09; Knapp et al. 2004) .

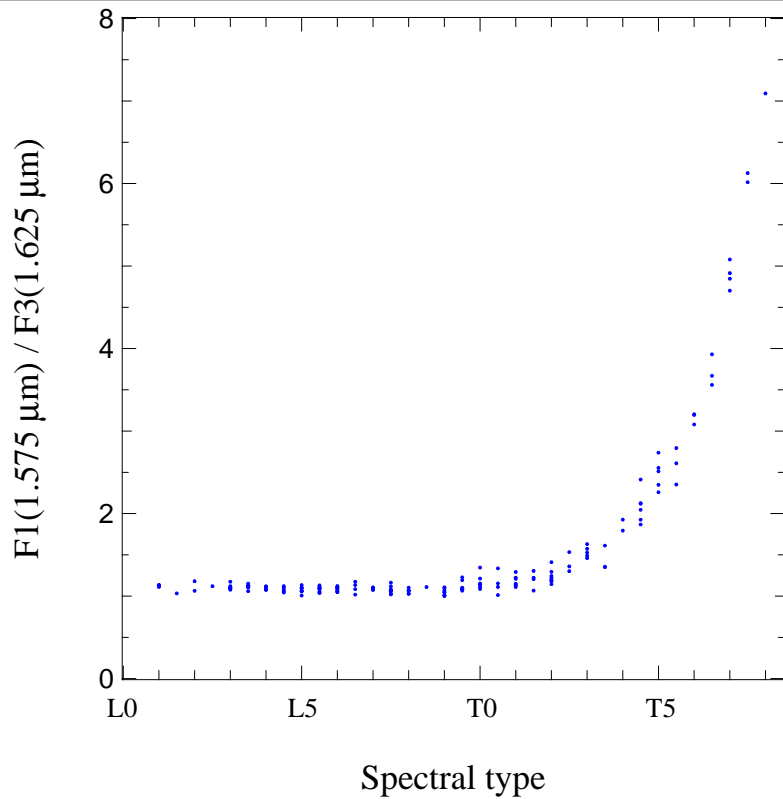


FIGURE 1.12 – Rapport de flux dans les spectres F1 et F3 de NACO-SDI en fonction du type spectral de la naine brune. L'absorption du méthane commence à être efficace à partir du type spectral T3. Ces rapports de flux ont été calculés à partir de spectres observés (<http://www.jach.hawaii.edu/~sk1/LTdata.html>; Geballe et al. 2001; Leggett et al. 2002; Knapp et al. 2004; Chiu et al. 2006) et des profils réels des filtres F1 et F3 de NACO-SDI.

sible permet d'avoir les meilleures corrections sur les objets brillants alors que l'analyseur infrarouge permet d'asservir l'AO sur des objets plus froids. Sur des objets brillants et par bonnes conditions atmosphériques les rapports de Strehl obtenus sont supérieurs à 50%. Cet instrument comprend de multiples modes : nombreux filtres (large bande et bande étroite dans les bandes J, H, Ks, L' et M'), coronographes (Lyot, 4QPM en H et Ks), un spectrographe, un imageur différentiel multibande (SDI), un polarimètre. Ce grand nombre de mode en fait un instrument très polyvalent.

J'ai essentiellement utilisé cet instrument pour faire de l'imagerie à haut contraste en utilisant le mode SDI et les divers coronographes.

PUEO L'instrument (Rigaut et al. 1998) PUEO, installé au CFHT, est composé d'un miroir de basculement, d'un miroir déformable bimorphe à 19 actionneurs, d'un analyseur de surface d'onde de type senseur de courbure à 19 sous-pupilles et de la caméra infrarouge KIR (Doyon et al. 1998). Cet instrument très robuste ne possède qu'un mode d'imagerie classique dans les bandes J, H et K. La seule manière de réaliser de l'imagerie à haut contraste est de saturer l'étoile primaire, ce qui permet de sonder l'environnement lointain des étoiles. Les rapports de Strehl obtenus avec cet instrument sont également supérieurs à 50 %.

1.2.2 Mesure de vitesses radiales

Dans cette section, je décris brièvement la technique des vitesses radiales. Je me positionne comme un utilisateur des mesures de vitesses et non comme un spécialiste de la technique. Par conséquent, je ne m'attarderai pas sur les sous-produits des vitesses radiales (rotation stellaire, métallicité, activité, champ magnétique...) ou sur le calcul des erreurs.

Spectroscopie Doppler

La technique dite des vitesses radiales consiste à mesurer la projection sur l'axe de visée de la variation de vitesse d'une étoile. Dans certains cas, cette variation de vitesse, peut être expliquée par la présence d'un compagnon en orbite autour de l'étoile. L'étoile et son compagnon étant tous deux en orbite autour du centre de gravité du système, toute variation de vitesse trahit la présence d'un deuxième corps. Cette technique, appliquée depuis plus de 100 ans dans le cadre des étoiles binaires, connaît un grand succès depuis la découverte de la première planète en orbite autour d'une étoile de séquence principale par Mayor & Queloz (1995) (figure 1.13). C'est la technique qui à permis de découvrir le plus grand nombre de planètes.

Le principe de la mesure de vitesses radiales est basé sur l'effet Doppler-Fizeau. Ce principe est le suivant : la fréquence (ou longueur d'onde) d'une onde mesurée par un observateur et émise par une source dépend de la vitesse relative entre la source et l'observateur. Cet effet à été présenté en 1842 par le physicien autrichien Christian Doppler à propos des ondes sonores, puis fut étendu aux ondes électromagnétiques par le français Hippolyte Fizeau. Dans le cas des ondes électromagnétiques, la loi de décalage Doppler-Fizeau peut s'écrire dans le cas non relativiste :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \simeq \frac{v}{c} \quad (1.1)$$

où $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ est le décalage Doppler, λ_0 la longueur d'onde de la source, λ la longueur d'onde mesurée par l'observateur, v la vitesse relative entre la source et l'observateur et c la vitesse de la

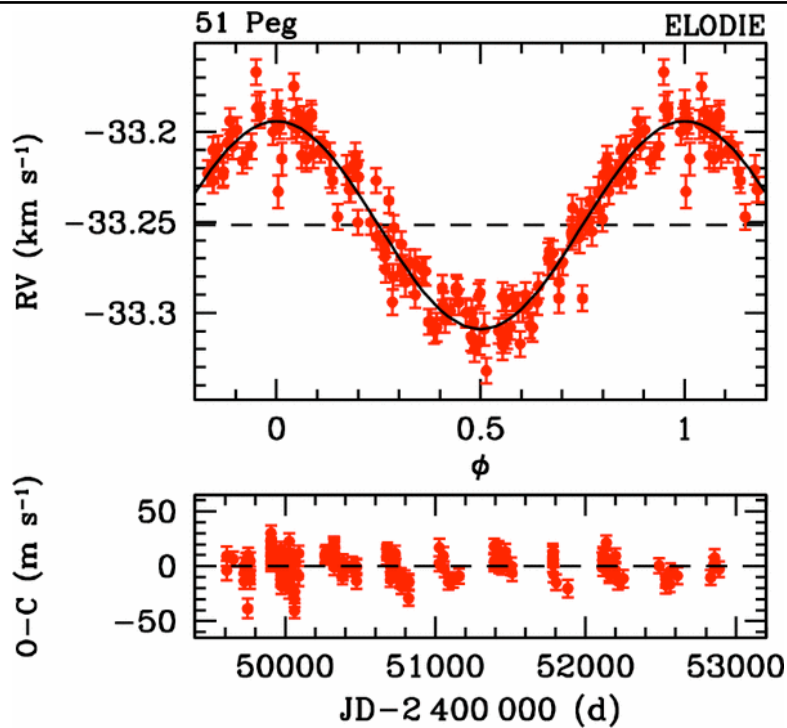


FIGURE 1.13 – Vitesses radiales de l'étoile 51 Peg en phase avec une période de 4,2 jours (Mayor & Queloz 1995). 51 Peg b est la première planète détectée autour d'une étoile de la séquence principale. Elle est moitié moins massive que Jupiter et distante de 0,05 UA de son étoile.

lumière dans le vide ($c \simeq 2,997 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Si v est négative, alors $\Delta\lambda$ est négatif donc la longueur d'onde est plus courte : la lumière est décalée vers le bleu. Dans le cas contraire, elle est décalée vers le rouge. Un spectre est une fonction $S(\lambda)$ où S est la mesure de l'intensité du signal en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas d'une source lumineuse, un spectre s'obtient en dispersant un signal polychromatique à l'aide d'un système optique (prisme ou réseau). L'obtention d'un spectre se fait à l'aide d'un spectrographe.

Dans le cas d'une étoile, le spectre électromagnétique comprend deux composantes : le continuum thermique qui dépend de la température effective de l'étoile et le spectre de raie (essentiellement en absorption). Le continuum ne contient que très peu d'information Doppler alors que le spectre de raie est directement affecté par cet effet. Les raies d'absorption sont produites par l'absorption de photons dans la photosphère de l'étoile. Ces absorptions se font à des longueurs d'onde correspondant à des multiples des transitions électroniques des éléments présents dans la photosphère. Les longueurs d'ondes de ces raies d'absorption sont précisément connues (par exemple grâce à des mesures en laboratoire). Dans le cas d'un spectre stellaire, la mesure des longueurs d'onde des raies dépend de la vitesse relative entre l'observateur et l'étoile, i.e. de la vitesse radiale.

La mesure précise de la position des raies d'un spectre stellaire, après avoir fait une calibration en longueur d'onde par comparaison avec un spectre de référence (lampe ou cellule à gaz), permet donc d'obtenir une mesure de la vitesse radiale de cette étoile après avoir éliminé l'effet de la vitesse de l'observateur. Le principal effet sur la vitesse de l'observateur est le mouvement orbital de la Terre ($30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ d'amplitude au maximum pour une période d'un an). La rotation de la Terre affecte également la mesure des vitesses. Enfin, il faut aussi considérer l'influence de tous les autres corps du système solaire (Lune et autres planètes). Ces corrections sont connues grâce aux éphémérides (par exemple

les éphémérides calculés au JPL⁵).

Pour donner une idée des ordres de grandeur des précisions requises pour détecter des planètes, il faut garder à l'esprit que la première planète détectée autour de 51 Peg (figure 1.13) induit une variation vitesse sur son étoile d'une demi-amplitude de 56 m/s sur une période de 4,2 jours, ce qui en fait maintenant une planète "facile" à détecter par vitesses radiales. A titre de comparaison, Jupiter induit une variation de vitesse sur le Soleil d'une demi-amplitude de 12 m/s sur 11 ans et la Terre une amplitude de 9 cm/s sur un an.

La mesure des vitesses à haute précision n'est pas une tâche facile.

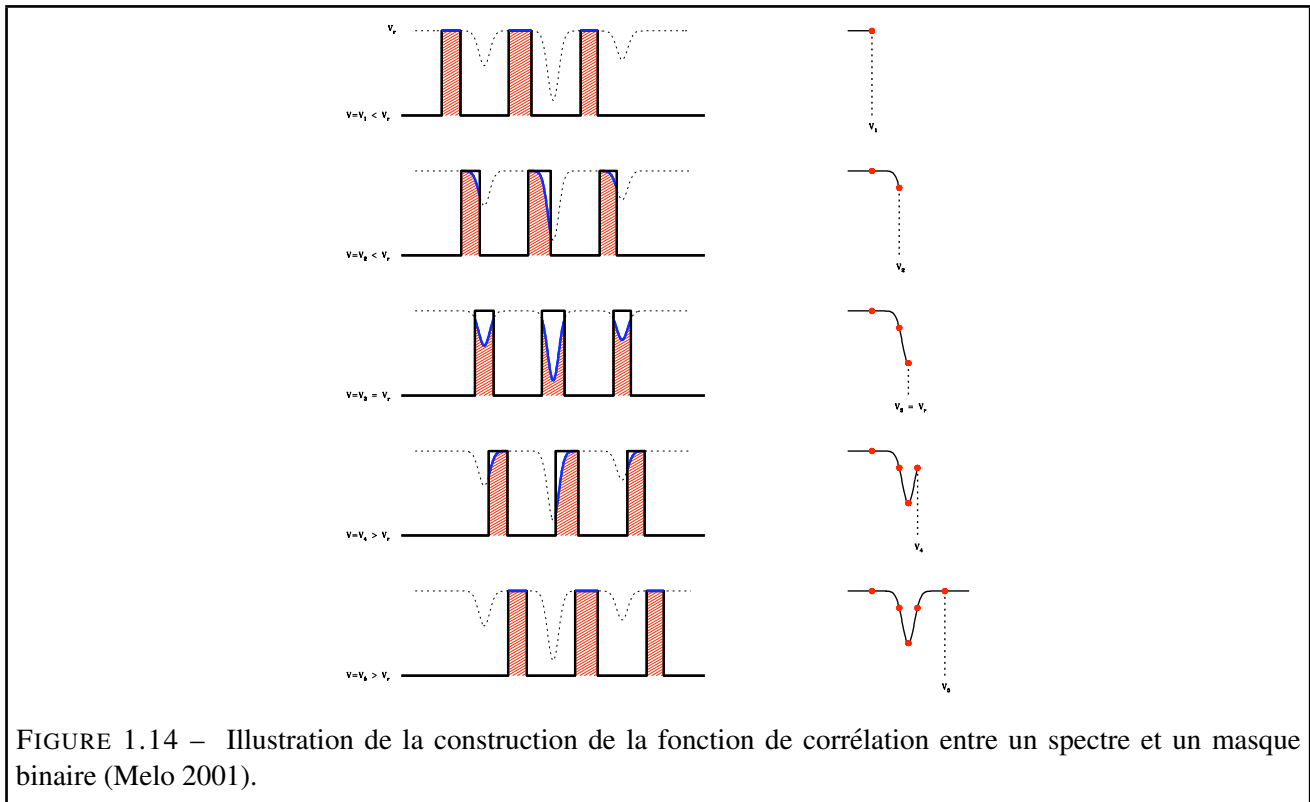
Mesure des vitesses à partir d'un spectre

Plusieurs techniques sont utilisées pour extraire le contenu en information Doppler dans un spectre stellaire. Je vais en décrire deux d'entre elles, les seules utilisées par notre groupe et nos collaborateurs : la technique de la corrélation croisée avec un masque binaire pour les étoiles de type solaire et de type plus tardif, la méthode inter-spectrale de Fourier pour les étoiles chaudes (A-F).

Technique de la corrélation croisée avec un masque binaire Celle de la corrélation croisée numérique avec un masque binaire est la plus largement utilisée. Elle mesure le décalage du spectre par rapport à un masque binaire représentatif du spectre de raies d'absorption de l'étoile au repos, en effectuant une corrélation entre le spectre et le masque. On obtient ainsi une fonction de corrélation (CCF : Cross Correlation Function), qui représente une raie moyenne des raies du spectre. La figure 1.14 illustre la construction de la CCF avec un masque binaire. La vitesse radiale V_r peut alors être mesurée comme étant le barycentre de la CCF. Cette méthode, à la fois très simple et très robuste, a conduit à la plupart des découvertes de planètes. Toutefois, elle nécessite un grand nombre de raies d'absorption dans le spectre. Elle s'applique donc essentiellement à des étoiles de type solaire ou plus tardives.

Méthode inter-spectrale de Fourier Pour les étoiles de types spectraux plus précoces, l'extraction de l'information Doppler est encore plus difficile car leurs spectres possèdent peu de raies qui se superposent le plus souvent car la vitesse de rotation de ces étoiles est élevée (la rotation d'une étoile induit un élargissement des raies contenues dans son spectre). Pour ce type d'étoiles, la technique de la corrélation croisée avec un masque binaire montre ses limites. Une nouvelle technique a été introduite par Alain Chelli (Chelli 2000) puis développée et appliquée aux étoiles de types A-F par Franck Galland (Galland et al. 2005). Elle consiste à calculer la corrélation dans l'espace de Fourier entre le spectre d'une étoile et son spectre de référence (calculé comme la moyenne ou la médiane de tous les spectres obtenus sur cette même étoile). L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'affranchir des trop hautes (bruit) et trop basses (effets instrumentaux) fréquences contenues dans les spectres car le travail s'effectue dans le plan de Fourier. Cette méthode permet d'obtenir le même type de performance en terme de limites de détection qu'avec la technique de corrélation croisée pour les étoiles de type solaire et plus tardives, mais devient plus efficace pour les étoiles plus massives. Toutefois, elle n'est utilisée que dans le cas des étoiles massives car elle est plus difficile à mettre en œuvre que la technique de la corrélation croisée

5. Jet Propulsion Laboratory



Les spectrographes

La plupart des spectrographes utilisés pour mesurer des vitesses radiales sont de type « échelle ». Ces spectrographes permettent d'avoir la plus grande étendue spectrale et donc d'obtenir un maximum de raies d'absorption dans le spectre stellaire. Contrairement aux spectrographes classiques qui produisent un spectre uni-dimensionnel, les spectrographes échelles possèdent deux éléments dispersifs : un réseau disperse la lumière dans une direction puis un « cross-disperseur » disperse la lumière dans la direction perpendiculaire. Le résultat est un découpage du spectre linéaire de grande dimension en plusieurs spectres (appelés ordres) empilés les uns sur les autres. Le tout est ensuite enregistré sur un détecteur à deux dimensions, comme par exemple une caméra CCD pour les spectrographes visibles.

La calibration précise en longueur d'onde se fait au moyen d'un spectre de référence. Elle doit se faire de manière très rigoureuse car de nombreux facteurs peuvent affecter la stabilité en vitesse d'un spectrographe. Par exemple, des variations de température ou de pression font varier l'indice de réfraction de l'air. Des changements de température peuvent également produire des dilatations ou contractions dans l'instrument. Ces effets doivent être parfaitement calibrés pour avoir la meilleure précision possible. Deux méthodes de calibration sont actuellement utilisées : la méthode du *thorium simultané* et celle de la *cellule à iode*.

Dans la méthode du thorium simultané, le spectrographe doit être alimenté par deux fibres optiques. La première est illuminée par la source alors que la deuxième est éclairée par une lampe Thorium-Argon. Sur le détecteur, on obtient ainsi les deux spectres en parallèle. Les raies en émission du spectre de la lampe Thorium-Argon servent de référence à la mesure du décalage Doppler sur le spectre de l'étoile. La dérive en vitesse sur les deux spectres est supposée identique. C'est le cas lorsque le spectrographe est bien stabilisé en température.

La méthode de la cellule à iode consiste à faire passer la lumière de l'étoile à travers une cellule d'iode

moléculaire (I_2). Le spectre de l'étoile est alors modulé par le spectre en absorption de la cellule à iode. Pour retrouver le spectre de l'étoile, il faut parfaitement connaître la réponse du spectrographe pour déconvoluer le spectre final par le spectre de la cellule. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas d'avoir un spectrographe stabilisé en pression et en température. Le gros inconvénient est que la cellule absorbe la moitié du flux et limite le domaine spectral à 1/3 du domaine visible. Un autre inconvénient est que la superposition du spectre de la cellule fait perdre de l'information spectroscopique et limite les précisions à 2 à 3 m/s (par exemple sur le High Resolution Spectrograph au Hobby-Eberly Telescope, Tull 1998; Cochran et al. 2004) contre moins d'1 m/s pour les meilleurs instruments avec thorium simultané (HARPS, Mayor et al. 2003). Cette superposition des spectres de la cellule avec le spectre stellaire nécessite un meilleur signal sur bruit : on estime qu'il faut un rapport signal sur bruit 10 à 20 fois supérieur que dans la méthode du thorium simultané (communication privée, F. Pepe).

Voici une courte description de quelques spectrographes, dont j'ai exploité les données :

HIRES (Vogt et al. 1994) est un spectrographe échelle de résolution 70000 installé au foyer du télescope de 10 m de l'observatoire W. M. Keck à Hawaii. Il utilise une cellule à iode pour s'affranchir des dérives instrumentales. La précision de cet instrument est de 3 m/s. Il est le fer de lance des « chasseurs de planètes » américains.

Elodie (Baranne et al. 1996) était un spectrographe échelle à fibre optique de résolution 42000, climatisé. Il était installé au foyer du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute Provence. Il a fonctionné jusqu'en 2006. Il utilisait la méthode du Thorium simultané pour s'affranchir des dérives instrumentales. Sa précision de 10 m/s dès 1993 a permis à Michel Mayor et Didier Queloz de découvrir la première planète extra-solaire (Mayor & Queloz 1995).

Coralie (Queloz et al. 2000) est un spectrographe échelle alimenté par fibres optiques de résolution 50000, climatisé. Il est installé au foyer du télescope suisse Euler à l'observatoire de la Silla au Chili. Les dérives instrumentales sont corrigées par thorium simultané. Sa précision est d'environ 5 m/s.

HARPS (Mayor et al. 2003) est un spectrographe échelle alimenté par fibres optiques de résolution 120000, climatisé et sous vide. Il est installé au foyer du télescope de 3,6 m de l'observatoire de la Silla. Il est ce qui se fait de mieux actuellement en matière de spectrographes dédiés aux vitesses radiales. Sur les étoiles les moins actives, sa précision est inférieure au mètre par seconde. HARPS a permis à la fois d'observer les plus petites planètes ($4M_{\oplus}$ et $5M_{\oplus}$, Mayor et al. 2008; Udry et al. 2007) et d'obtenir les meilleures précisions sur les vitesses (~ 60 cm de dispersion sur les résidus par Lovis et al. 2006).

Sophie (Bouchy & The Sophie Team 2006) est un spectrographe échelle alimenté par fibres optiques de résolution 75000, contrôlé en température et en pression. Ce spectrographe remplace depuis l'automne 2006 le spectrographe Elodie à l'observatoire de Haute Provence. La précision attendue est de 2-3 m/s.

1.2.3 Grandeurs physiques accessibles

Dans cette section, nous nous intéresserons au système composé d'une étoile et d'un compagnon. Nous allons décrire, quelles sont les grandeurs accessibles grâce aux observations en vitesses radiales et en imagerie à haut contraste.

Paramètres orbitaux

Un développement complet des équations mentionnées dans cette section est proposé par Hilditch (2001).

Mouvement Keplerien : Considérons un système composé d'un compagnon (planète ou étoile) en orbite autour d'une étoile. Depuis Kepler, nous savons que les deux corps décrivent des mouvements elliptiques coplanaires. En se plaçant dans le référentiel de l'étoile et dans le plan de l'orbite, le mouvement du compagnon peut être décrit par l'équation :

$$r(\theta) = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta} \quad (1.2)$$

où r est la distance entre l'étoile et le compagnon, θ est l'angle position (ou anomalie vraie), a le demi-grand axe de l'ellipse et e l'excentricité. L'excentricité d'une ellipse peut être définie à partir de son demi-grand axe a et son demi-petit axe b par la relation :

$$e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} \quad (1.3)$$

Plaçons nous maintenant du point de vue de l'observateur qui regarde le système de l'extérieur. La figure 1.15 représente l'orientation d'une orbite vue par un observateur. Les paramètres clés définissant cette orientation sont :

- l'inclinaison i est l'angle que fait l'orbite avec le plan du ciel.
- la longitude du nœud ascendant Ω : pour des binaires visuelles, c'est l'angle défini dans le plan du ciel entre la direction du nord céleste (axe des x) et la position du nœud ascendant. Le nœud ascendant est le point d'intersection entre le plan Π (plan du ciel contenant l'étoile) et l'orbite du compagnon, où le compagnon s'éloigne de l'observateur. L'intersection entre le plan Π et l'orbite du compagnon définit en fait deux points (nœud ascendant et nœud descendant) par lesquels passe la ligne des nœuds.
- la longitude du périastre ω est l'angle défini dans le plan de l'orbite entre la ligne des nœuds et le périastre.

La projection de l'orbite sur le trièdre direct (x, y, z) peut s'écrire alors :

$$x = r \cdot [\cos \Omega \cos(\theta + \omega) - \sin \Omega \sin(\theta + \omega) \cos i] \quad (1.4)$$

$$y = r \cdot [\sin \Omega \cos(\theta + \omega) + \cos \Omega \sin(\theta + \omega) \cos i] \quad (1.5)$$

$$z = r \cdot [\sin(\theta + \omega) \sin i] \quad (1.6)$$

avec r défini par l'équation 1.2 et θ qui se définit comme :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \cdot \tan\left(\frac{E}{2}\right) \quad (1.7)$$

où E est l'anomalie excentrique, solution de l'équation de Kepler :

$$E - e \cdot \sin E = 2\pi \cdot \left(\frac{t - T_0}{P}\right) = M \quad (1.8)$$

T_0 est le temps de passage au périastre, P la période orbitale et M est appelé anomalie moyenne.

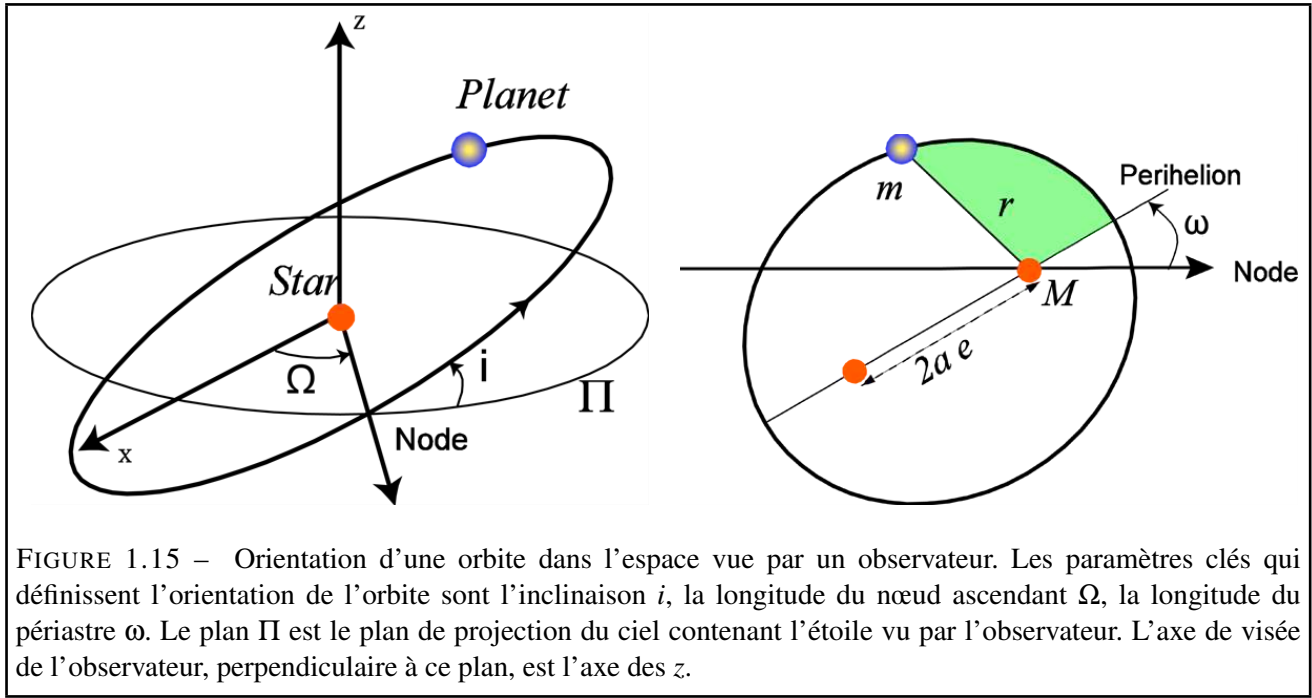


FIGURE 1.15 – Orientation d’une orbite dans l’espace vue par un observateur. Les paramètres clés qui définissent l’orientation de l’orbite sont l’inclinaison i , la longitude du nœud ascendant Ω , la longitude du périastre ω . Le plan Π est le plan de projection du ciel contenant l’étoile vu par l’observateur. L’axe de visée de l’observateur, perpendiculaire à ce plan, est l’axe des z .

Vitesses radiales : La vitesse radiale est par définition la projection de la vitesse d’un objet sur la ligne de visée, donc nous nous intéresserons ici qu’à la projection sur l’axe z (équation 1.6). En dérivant l’équation 1.6 par rapport et en tenant compte de la deuxième loi de Kepler ($r^2\dot{\theta} = 2\pi\frac{a^2\sqrt{1-e^2}}{P}$), on arrive à l’équation générale des vitesses radiales :

$$V_r = K \cdot (\cos(\theta + \omega) + e \cdot \cos \omega) + \gamma \quad \text{avec} \quad K = \frac{2\pi \cdot a \cdot \sin i}{P \cdot \sqrt{1 - e^2}} \quad (1.9)$$

Le terme γ , appelé vitesse systémique, a été rajouté pour tenir compte de la vitesse moyenne de l’étoile. K est la demi-amplitude. Dans la méthode des vitesses radiales, l’idée est d’observer une étoile pour détecter son mouvement sur la ligne de visée trahissant éventuellement la présence d’un compagnon en orbite. Par conséquent, il faut considérer le mouvement des deux corps autour du centre de gravité du système. Les vitesses doivent donc être exprimées dans le repère barycentrique. J’utilise l’indice 1 pour l’étoile et 2 pour le compagnon. La vitesse radiale de l’étoile a la même forme que dans l’équation 1.9 mais avec la demi-amplitude K_1 :

$$K_1 = \frac{2\pi \cdot a_1 \cdot \sin i}{P \cdot \sqrt{1 - e^2}} \quad (1.10)$$

La troisième loi de Kepler ($G(m_1 + m_2) = \frac{4\pi^2 a^3}{P^2}$) et les équations de changement de repère ($m_1 a_1 = m_2 a_2 = (m_1 + m_2) a$) permettent d’établir une relation entre K_1 et les masses des composantes, appelée fonction de masse :

$$f(m_2) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{PK_1^3 (1 - e^2)^{3/2}}{2\pi G} \quad (1.11)$$

L’ajustement de ce modèle keplerien aux mesures des vitesses radiales permet d’obtenir les paramètres K_1 , ω , e , P , T_0 et γ . Tout le jeu consiste à trouver le jeu de paramètres qui permet de faire coller le modèle aux observations. Les équations utilisées pour calculer les vitesses du modèle sont

résumées dans l'encadré de la page 36. La méthode la plus couramment consiste à minimiser une grandeur appelée χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n_{\text{obs}}} \frac{(V_{r,\text{obs}}(t_i) - V_r(t_i, K_1, \omega, e, P, T_0, \gamma))^2}{\sigma^2(t_i)} \quad (1.12)$$

où $V_{r,\text{obs}}$ sont les vitesses radiales observées aux n_{obs} dates t_i et V_r le modèle Keplerien, $\sigma(t_i)$ sont les erreurs sur les vitesses observées. L'algorithme de Levenberg-Marquardt (Press et al. 1992), permet de rapidement trouver la meilleure solution, c'est à dire les paramètres qui permettent de minimiser χ^2 .

En supposant la masse de l'étoile m_1 connue et dans le cas où la masse du compagnon est négligeable par rapport à la masse de l'étoile ($m_1 \gg m_2$), on connaît également la masse projetée du compagnon et le demi-grand axe du système :

$$m_2 \sin i \simeq K_1 (1 - e^2)^{1/2} \left(\frac{m_1^2 P}{2\pi G} \right)^{1/3} \quad \text{et} \quad a \simeq \left(\frac{P^2 G m_1}{4\pi^2} \right)^{1/3} \quad (1.13)$$

Il faut noter, qu'avec la technique des vitesses radiales, les seuls paramètres non déterminés sont Ω et i . L'indétermination de i a une conséquence sur la détermination de la masse du compagnon : seule la valeur de $m_2 \sin i$ est connue donc nous n'avons accès qu'à sa masse minimale.

POUR RÉSUMER : équations relatives à la technique des vitesses radiales :

$$V_r = K_1 \cdot (\cos(\theta + \omega) + e \cdot \cos \omega) + \gamma = \left(\frac{2\pi G \cdot f(m_2)}{P(1 - e^2)^{1/3}} \right)^{1/3} \cdot (\cos(\theta + \omega) + e \cdot \cos \omega) + \gamma$$

avec θ qui vérifie :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \cdot \tan\left(\frac{E}{2}\right)$$

et E solution de l'équation de Kepler :

$$E - e \cdot \sin E = 2\pi \cdot \left(\frac{t - T_0}{P} \right)$$

et

$$f(m_2) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2} \simeq \frac{m_2^3 \sin^3 i}{m_1^2} \quad \text{si} \quad m_2 \ll m_1 \quad (\text{i.e. : si le compagnon est une planète})$$

ENCADRÉ 1 – Equations des vitesses radiales

La figure 1.16 illustre l'ajustement d'une keplerienne sur des données réelles de vitesses radiales (Tamuz et al. 2008).

Imagerie : Le seul moyen de lever les indéterminations en vitesses radiales (i et Ω) est d'effectuer une mesure astrométrique du système. Ω n'est pas un paramètre fondamental car il dépend du point

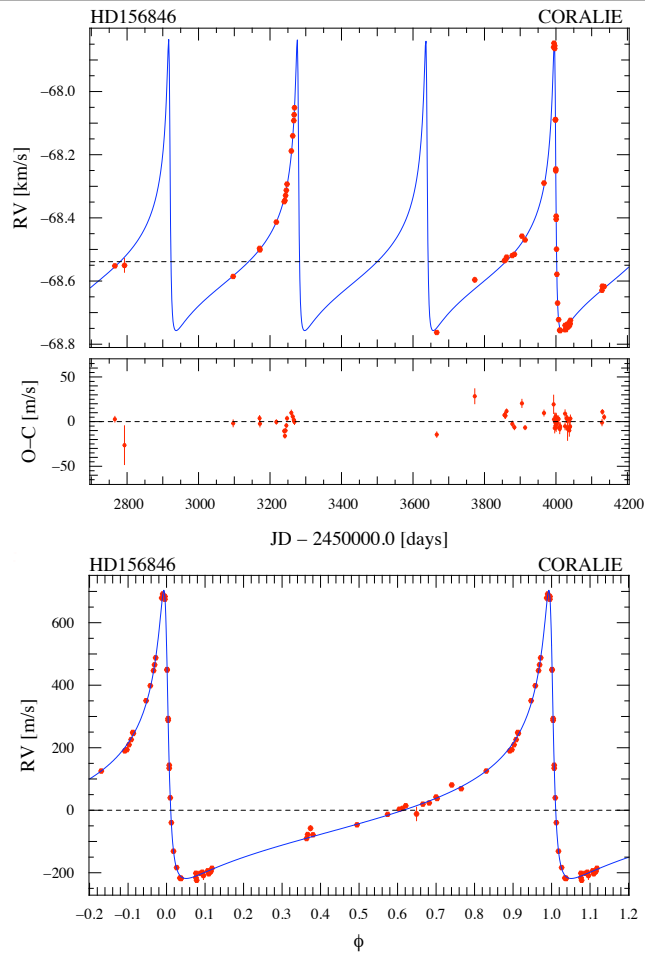


FIGURE 1.16 – Exemple de l’ajustement d’une keplerienne sur les vitesses radiales de l’étoile HD156846 obtenues avec le spectrographe CORALIE sur le Télescope Euler à l’observatoire de la Silla (Tamuz et al. 2008). Cet ajustement a permis de déterminer les paramètres orbitaux de la planète HD156846 : $P = 526,62 \pm 0,3$ jours, $K = 97,1 \pm 3,8$ m/s, $e = 0,8472 \pm 0,0016$, $\omega = 52,23^\circ \pm 0,41^\circ$ et $T_0 = 3998,09 \pm 0,05$; ce qui permet de déduire $m_2 \sin i = 10,45 \pm 0,05 M_{Jup}$ et $a = 0,09930$ UA.

de vue de l'observateur (rotation autour de l'axe de visée), en revanche la connaissance de i permet d'avoir accès aux masses réelles. Lors de la détection d'un compagnon en imagerie, la mesure de x et y (équations 1.4 et 1.5) peut être faite. Si l'on arrive à suivre l'orbite du système en astrométrie avec un bon échantillonnage, il est alors possible de déterminer les 7 paramètres fondamentaux de l'orbite : $f(m)$, ω , e , P , T_0 , i et Ω . En pratique, il est encore difficile de faire des mesures astrométriques précises en imagerie pendant toute une orbite pour des périodes compatibles avec les durées humaines. Le plus facile pour déterminer tous les paramètres est de combiner les données en vitesses radiales avec quelques données astrométriques pour les périodes les plus courtes observables en imagerie.

Le calcul de la séparation ρ entre l'étoile et son compagnon permet de supprimer le paramètre Ω des équations :

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} = r \cdot \sqrt{\cos^2(\theta + \omega) + \sin^2(\theta + \omega) \cdot \cos^2 i} \quad (1.14)$$

Par conséquent, une seule mesure astrométrique peut en théorie permettre de déterminer l'inclinaison du système.

Masses photométriques

En cas de détection par imagerie, il est également possible d'estimer la masse d'un compagnon à partir de la mesure photométrique. En effectuant des mesures de photométrie d'ouverture ou en ajustant une PSF de référence sur l'étoile et son compagnon, le rapport de flux entre les deux objets est estimé. Ces mesures faites sur des données d'AO permettent d'obtenir des magnitudes relatives avec une précision de l'ordre de 0,1 magnitude. La magnitude absolue du compagnon est déduite à partir de la magnitude observée de l'étoile primaire (trouvée par exemple dans le catalogue 2MASS, Skrutskie et al. 2006), de sa parallaxe (disponible dans le catalogue Hipparcos pour la plupart des étoiles, Perryman & ESA 1997) et de la magnitude relative mesurée. Ensuite, la masse peut être reliée à la magnitude absolue de l'objet par l'intermédiaire d'une relation masse-luminosité. Les modèles que nous utilisons pour calculer les masses sont les modèles NEXTGEN (Baraffe et al. 1998) pour $T_{\text{eff}} > 2700$ K, DUSTY (Allard et al. 2001; Chabrier et al. 2000) pour $1700 < T_{\text{eff}} < 2700$ K et COND (Allard et al. 2001) en dessous. Les tables de couleurs pour les différents modèles peuvent être téléchargées sur le site <http://phoenix.ens-lyon.fr/simulator> dans différents systèmes photométriques.

Pour les étoiles de très faible masse (de 0,07 à 0,2 M_{\odot}), le calcul de masses photométriques est assez précis en utilisant des magnitudes infrarouges. D'après des études qui comparent les modèles avec les observations, les masses calculées à partir de ces modèles ont des barres d'erreur inférieures à 10% (Delfosse et al. 2000).

Pour les objets sub-stellaires, ce calcul de masse n'est qu'une estimation car les modèles n'ont pas été vérifiés par des mesures de masses dynamiques (les seuls compagnons sub-stellaires découverts ont une trop longue période). Par ailleurs, on sait que les modèles d'atmosphère en dessous 600 K ne sont pas valides car ils ne tiennent pas compte de toutes les molécules qui apparaissent en dessous de cette température. De plus l'âge est un paramètre important qui augmente l'incertitude car il est très difficile à estimer.

Observations, réduction et analyse de données

2.1 Réduction de données d'imagerie différentielle

La technique de l'imagerie différentielle permet d'obtenir les meilleurs contrastes dans le halo de la PSF de l'optique adaptative. Au cours de ma thèse, j'ai eu l'occasion d'utiliser le mode d'imagerie différentielle simultanée (SDI : Simultaneous Differential Imager) de l'instrument NAOS+CONICA installé sur le VLT. Je vais décrire dans cette section les séquences d'observations utilisées ainsi que la réduction de données employée.

2.1.1 Observations

Nous avons obtenu du temps de télescope pour observer 38 étoiles (36 étoiles de type solaire à dérive de l'échantillon CORALIE et 2 naines M à dérive) en mode service avec l'instrument NACO+SDI. Pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit possible, nous avons demandé que la partie centrale de la PSF de l'étoile soit saturée (idéalement une saturation sur 0,1 à 0,2 secondes d'arc). En raison du mode d'observation en service et des règles strictes de l'ESO quant à la saturation de la caméra CONICA, nous n'avons pas pu saturer autant que nos concurrents (Mugrauer & Neuhauser 2005; Biller et al. 2007). Les contrastes obtenus sont toutefois très satisfaisants.

Les observations sont composées de deux séquences d'une heure pour chaque étoile pour obtenir un temps d'intégration total d'environ 40 minutes sur chacune d'elles. Chaque séquence se compose de cinq sous-séquences à des positions aléatoires espacées d'environ 0,5". Nous effectuons ces petites translations afin de s'affranchir de la présence d'éventuels mauvais pixels. Ces translations sont fixées à seulement 0,5" contrairement à ce que l'on fait habituellement en imagerie classique ($\sim 5''$ d'habitude avec NACO ou PUEO) car le champ de la caméra SDI est beaucoup plus petit ($\sim 5''$). Cette séquence est répétée en faisant tourner le champ de 33 degrés. La différence entre deux jeux de données pris à deux angles différents permet de mieux soustraire les aberrations instrumentales statiques et les aberrations différentielles entre deux filtres qui, elles, ne tournent pas avec le champ stellaire. Ces aberrations peuvent être présentes dans le chemin optique de l'instrument. En revanche un éventuel compagnon tournera, ce qui fait un bon diagnostic pour les fausses détections. En effet, le compagnon sera présent sur les deux images à des endroits différents. Un fond de ciel est également réalisé à la fin de la séquence.

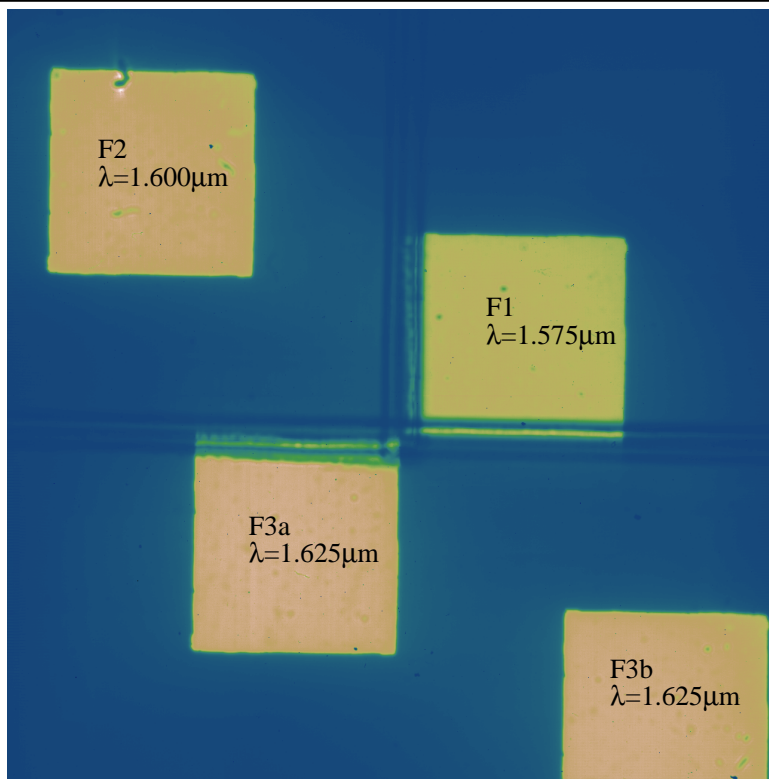


FIGURE 2.1 – Disposition des imagettes des 4 filtres de NACO/SDI.

2.1.2 Réduction des données

J'ai développé mon propre programme de réduction de données utilisant les fonction du logiciel ECLIPSE (Devillard 1997) et mes routines utilisant le logiciel de calcul numérique « YORICK ». Dans un premier temps, un flat-field et la carte de mauvais pixels associée sont générés pour chaque imagette correspondant à chacun des 4 filtres de la caméra SDI (voir figure 2.1). Pour cela, les imagettes sont extraites des images de flat-field puis l'image finale est calculée. Les pixels ayant un gain G qui s'éloigne trop du gain médian de la caméra ($G < G_{\text{médian}}/2$ et $G > 2 \cdot G_{\text{médian}}$) sont considérés comme mauvais pixels. Cette étape permet à la fois de sélectionner de façon plus précise les imagettes qui sont découpés grossièrement au départ et d'identifier les pixels morts et brillants du détecteur infrarouge. Le nombre de pixels morts ou brillants est de l'ordre de 1% de la totalité des pixels du détecteur.

Les imagettes des poses scientifiques sont extraites puis soustraites du dark avec le même temps de pose et divisées par le flat-field. Les mauvais pixels identifiés lors du traitement du flat-field et du fond de ciel sont ensuite corrigés. Les fonds de ciel que nous avons faits lors des observations ne sont pas soustraits contrairement à ce que nous avons prévu initialement. En effet la soustraction des fonds de ciel ajoute du bruit à l'image scientifique. Une fois cette étape terminée, les imagettes sont alignées sur la première de la séquence puis additionnées. Les calculs d'alignements se font par auto-corrélation sur l'étoile. La précision de l'alignement est meilleure que le vingtième de pixel.

Ensuite, les imagettes correspondant aux filtres de plus courtes longueurs d'onde (F_1 et F_2) sont rééchantillonnées spatialement pour que les *speckles* de toutes les images soient à la même distance de l'étoile centrale. En effet, comme je l'ai déjà mentionné dans la section 1.2.1, la taille des *speckles* et leur distance à l'étoile sont proportionnelles à λ/D . Le facteur d'échelle est donc λ_3/λ_1 sur les

imassettes du filtre F_1 et de λ_3/λ_2 sur celles du filtre F_2 . Afin de s'affranchir du fond de ciel et des basses fréquences spatiales sur les images, j'applique un filtre qui ne conserve que les structures spatiales inférieures à 15 pixels (fréquences spatiales supérieures à $1/15 \text{ pixel}^{-1}$). En pratique, une image filtrée est obtenue en faisant la différence entre l'image initiale et son image passée au travers d'un filtre médian. Ce filtre médian attribue à chaque pixel d'une image la valeur médiane des pixels contenus dans un disque centré sur ce pixel et de diamètre 15 pixels. Ce nombre de 15 pixels a été déterminé de façon empirique. Pour donner un ordre d'idée, il est très supérieur à la taille caractéristique d'une PSF d'un compagnon qui a une largeur à mi-hauteur de 2.3 pixels dans le mode SDI. Une fois ces traitements terminés, les imassettes sont normalisées en flux par rapport à la première imasette de la séquence dans le filtre F_1 et alignées sur cette même imasette. A ce moment la différence entre les filtres F_1 et F_3 peut être effectuée :

$$\text{diff} = F_1 - F_3 \quad (2.1)$$

Pour avoir le meilleur contraste possible et éliminer les aberrations différentielles entre deux filtres, une double différence est effectuée en utilisant les deux séquences d'observation aux deux angles.

$$\text{Diff} = (F_{1,\text{angle1}} - F_{3,\text{angle1}}) - (F_{1,\text{angle2}} - F_{3,\text{angle2}}) \quad (2.2)$$

La réduction de données d'imagerie différentielle simultanée est illustrée par la figure 2.2.

2.2 Analyse de données

2.2.1 Analyse des images

Cas des détections

Dans le cas d'une détection d'un compagnon d'étoile, nous utilisons la méthode décrite dans les articles de Beuzit et al. (2004) et Montagnier et al. (2006, voir dans la section A) pour extraire des images les paramètres fondamentaux du compagnon : séparation, angle de position et différence de magnitude dans le filtre des observations par rapport à la primaire. J'ai pour cela adapté l'algorithme de Véran & Rigaut (1998). Cette méthode consiste à ajuster dans l'espace de Fourier un modèle tenant compte de la PSF de l'AO. L'objet est modélisé par plusieurs PSF (suivant le nombre d'étoiles dans le champ) dont on cherche les positions et les intensités. Les paramètres libres du modèle sont les positions des étoiles et leur flux. Ces paramètres sont déterminés à travers une minimisation de Levenberg-Marquardt (Press et al. 1992). Les erreurs sur les paramètres peuvent être estimées soit à partir de la matrice de covariance, soit par une approche « Monte-Carlo ».

Limites de détections

Dans le cas où aucun compagnon d'étoile n'est détecté dans une image, il est important de savoir quels types de compagnons peuvent être exclus. Ces limites de détection peuvent s'exprimer soit en contraste (différence de magnitude) soit en masse du compagnon.

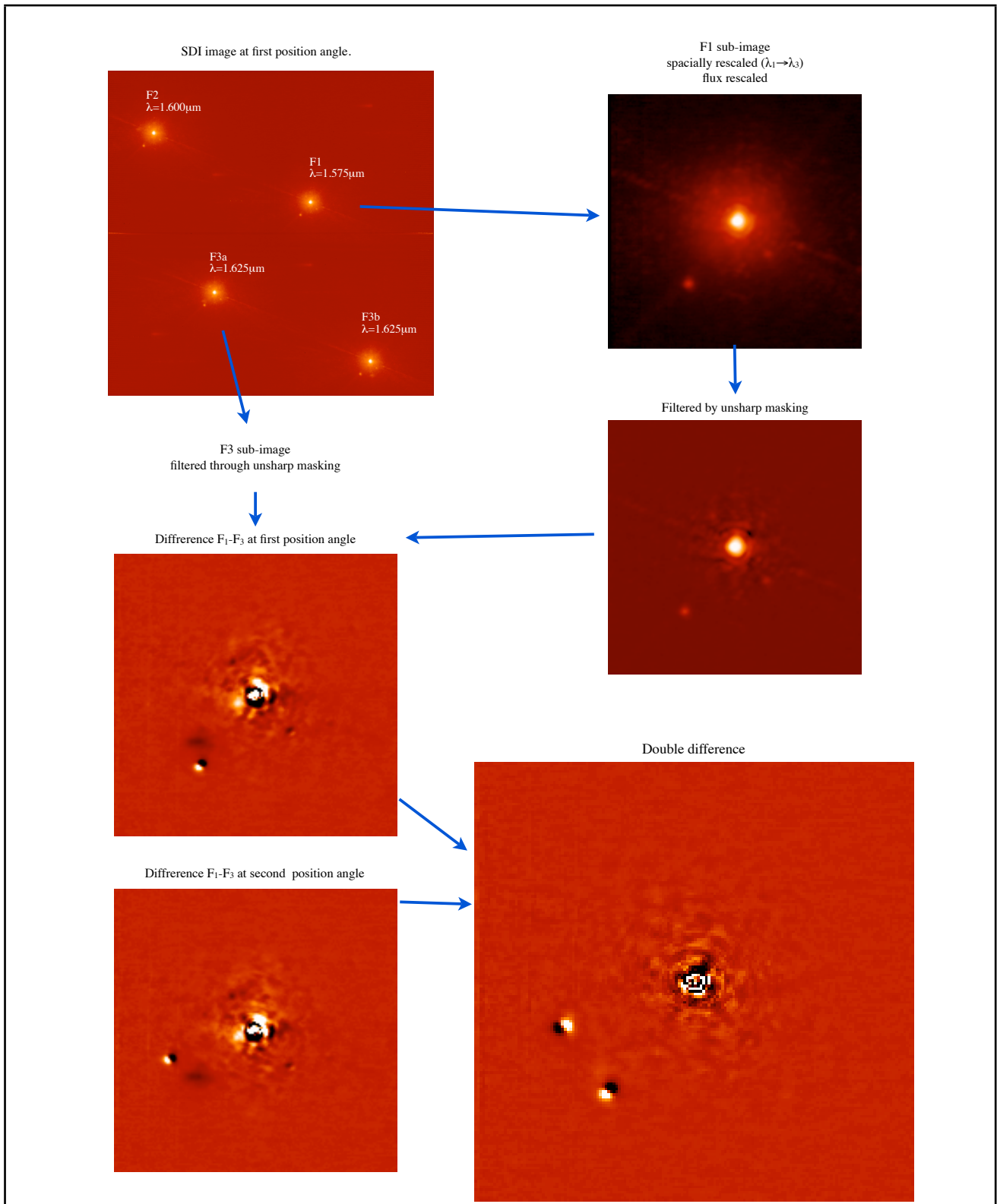


FIGURE 2.2 – Schéma résumant la réduction de données en imagerie différentielle simultanée. Sur cet exemple, il s’agit de l’observation de l’étoile HD 111031 autour de laquelle se trouve un compagnon dont la différence de magnitude avec son étoile hôte est d’environ $\Delta\text{mag}=5$. Une image avec compagnon a été volontairement choisie pour illustrer le décalage spatial du compagnon sur l’image de plus courte longueur d’onde. Les images de la différence et de la double différence sont affichées avec la même échelle de contraste pour montrer que les aberrations statiques sont quasiment éliminées lors de la deuxième différence.

Contraste : La sensibilité d’une observation en imagerie à haut contraste peut se caractériser en représentant les limites de détection en contraste. Ces limites de détection, différences de magnitude en fonction de la séparation à l’étoile observée, indiquent à une séparation donnée la plus grande différence de magnitude entre l’étoile et un compagnon détectable.

Pour cela, il faut d’abord estimer le flux de l’étoile centrale. Dans le cas où la PSF n’est pas saturée, ce flux est facilement mesurable. Si l’étoile est saturée, l’estimation du flux est faite en ajustant une PSF non saturée de l’instrument sur la PSF saturée en ne tenant compte que des ailes de la PSF. Dans le cas des observations coronographiques, la mesure du flux de l’étoile se fait sur une image non saturée obtenue préalablement. Le flux maximum sur la pose coronographique se déduit en faisant une règle de trois avec les temps de pose des deux images.

Ensuite, je calcule l’écart type $\sigma(\text{sep})$ dans des couronnes concentriques d’une largeur de un pixel et dont le centre est l’étoile. La PSF d’un éventuel compagnon sera détectable si son flux maximum est supérieur à 5σ . J’ai vérifié ce seuil à 5σ de façon empirique en regardant à posteriori le niveau des compagnons détectés. Les compagnons qui ont un flux supérieur à ce seuil sont identifiés visuellement sur les images. Dans nos travaux, on considère que la probabilité de détecter des compagnons dont le flux est supérieur à cinq fois l’écart type du bruit est de 1. Cette hypothèse peut sembler un peu conservatrice, mais en dessous de ce seuil, on ne peut pas garantir qu’un compagnon sera identifié.

Les limites de détection en contraste se définissent comme :

$$\Delta\text{mag}(\text{sep}) = 2,5 \log \left(\frac{f_{\star,\text{max}}}{5\sigma(\text{sep})} \right) \quad (2.3)$$

où sep est la séparation à l’étoile et $f_{\star,\text{max}}$ est le flux maximum de la PSF de l’étoile.

La figure 2.3 permet de comparer trois techniques d’imagerie à haut contraste : l’imagerie différentielle, la coronographie de Lyot et l’imagerie saturée. L’imagerie différentielle est la technique qui permet d’obtenir les meilleurs contrastes jusqu’à $1''$. Afin d’encore améliorer les limites de détection à faible séparation, on peut combiner l’imagerie différentielle et la coronographie. Les performances de ce dernier mode ne sont pas présentées ici car nous n’avons observé que très récemment en combinant NACO+SDI et un coronographe à quatre quadrants en bande H. Ce mode a été disponible il y a peu sur l’instrument NACO et l’analyse détaillée est encore en cours.

Masse : Une fois les limites de détection en contraste obtenues, celles-ci peuvent être traduites en masse du compagnon que l’on peut détecter. Pour cela, on utilise la magnitude absolue de l’étoile primaire dans la bande d’observation. Celle-ci s’obtient dans la littérature en se servant par exemple des magnitudes apparentes du catalogue 2MASS et les parallaxes Hipparcos. Une correction de couleur est effectuée pour tenir compte du fait que le filtre utilisé par 2MASS est différent de celui de nos observations. Pour cela, je calcule la différence de magnitude moyenne de l’étoile entre le filtre employé et le filtre 2MASS en utilisant des spectres d’étoiles de même type spectral.

La limite de détection en magnitude absolue s’obtient en sommant $\Delta\text{mag}(\text{sep})$ avec la magnitude absolue de l’étoile primaire. Ensuite, la correspondance en masse s’obtient en interpolant ces limites en magnitude absolue sur un isochrone de modèle d’évolution.

L’âge a une grande importance pour les objets sub-stellaires. Au cours de ma thèse, je ne me suis intéressé qu’à des étoiles de type naine, c’est à dire qui se trouvent sur la séquence principale. A partir du moment où une étoile brûle de l’hydrogène, elle se trouve en équilibre stable et ne varie que très peu au cours de sa vie sur la séquence principale. Pour les étoiles, l’âge a peu d’importance pour calculer la masse correspondante. En revanche, les objets que l’on cherche à détecter, c’est à dire les objets sub-stellaires, n’entretiennent pas de réaction de fusion nucléaire de façon durable et donc ne vont cesser de se refroidir au cours de leur vie. Une naine brune est par conséquent beaucoup plus

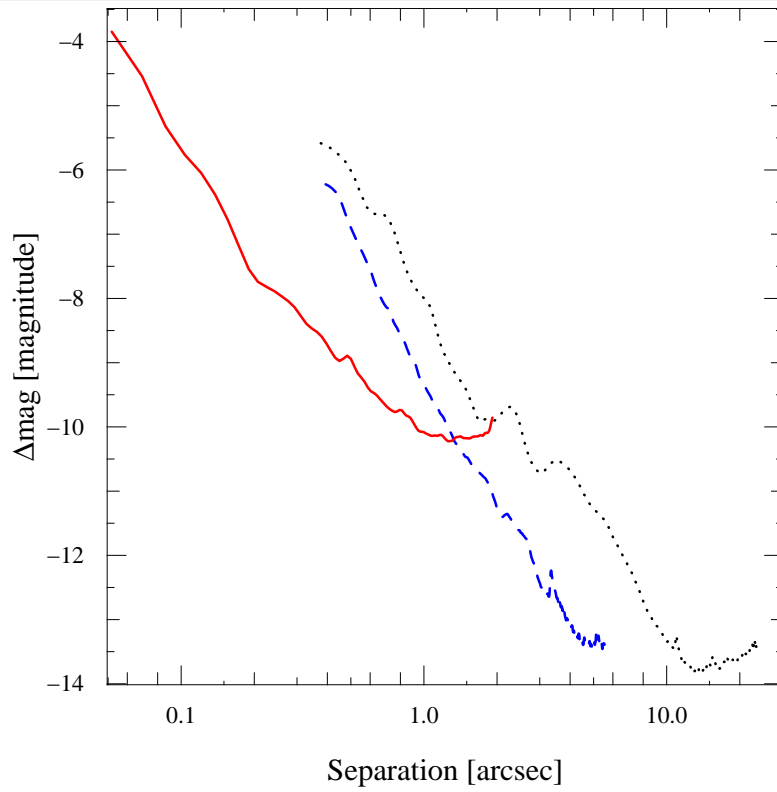


FIGURE 2.3 – Comparaison des performances de trois techniques à haut contraste : imagerie différentielle simultanée ($\Delta F1$, courbe continue rouge) pour NACO+SDI, coronagraphie de Lyot avec l'instrument NACO (ΔH , tirets bleus), imagerie saturée avec l'instrument PUEO (ΔH , pointillés noirs). Aucun coronographe n'étant disponible actuellement sur l'instrument PUEO, le mode saturé est celui qui se rapproche le plus de la coronagraphie. Les meilleures performances avec l'instrument NACO avec coronographe s'expliquent par la plus grande résolution du télescope. Les limites de détection ont été normalisées pour correspondre à un temps de pose égal à 30 minutes sur une étoile de magnitude 6 en bande H.

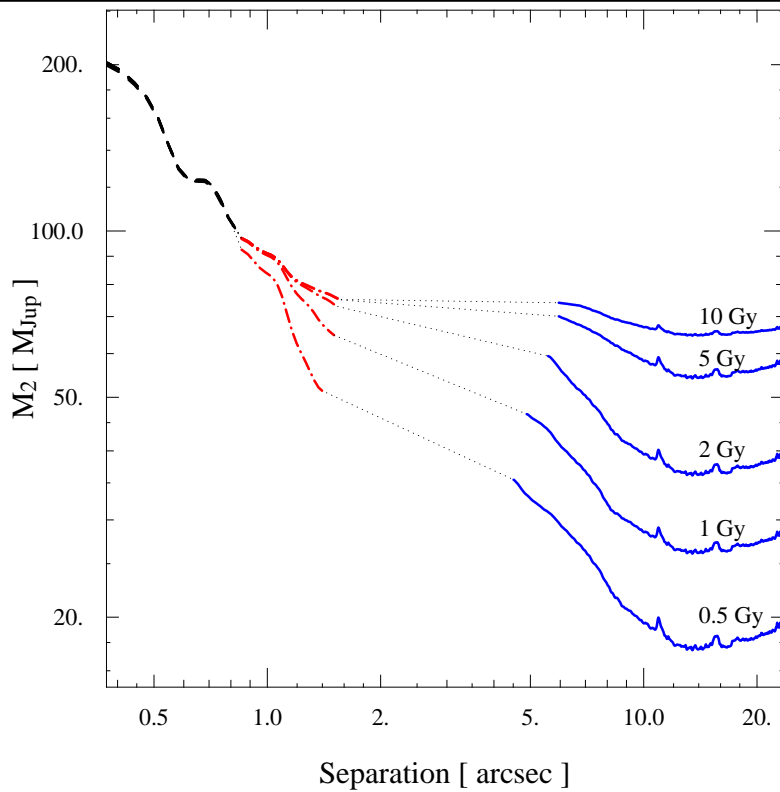


FIGURE 2.4 – Comparaison de limites de détection en masse pour différents âges. Les limites de détection ont été obtenues par imagerie saturée avec l’instrument PUEO. Les limites en masse sont exprimées pour ces observations autour d’une étoile de type K0 de 0,5, 1, 2 et 5 milliards d’années. Les modèles d’évolution NEXTGEN (ligne tiret noire), DUSTY (ligne tiret-point rouge) et COND (ligne continue bleue) sont utilisés dans leurs domaines de validité en température : $T_{\text{eff}} > 2700$ K pour le modèle NEXTGEN, $T_{\text{eff}} > 1700$ K pour le modèle DUSTY et $T_{\text{eff}} < 1400$ K pour le modèle COND. On peut remarquer que la dispersion des masses pour des âges différents est très faible dans le domaine stellaire et augmente lorsqu’on diminue la masse du compagnon sub-stellaire.

brillante lorsqu’elle est jeune et, pour une masse donnée, est plus difficile à détecter lorsqu’elle est vieille. L’âge des étoiles étant un paramètre mal contraint, ceci se caractérise par une grande incertitude sur la détermination des masses des objets sub-stellaires.

La figure 2.4 illustre le fait que les objets sub-stellaires sont plus difficiles à détecter lorsque leur âge augmente.

Cas de l’imagerie différentielle : Dans le cas des limites de détection en imagerie différentielle simultanée, il est beaucoup moins simple de relier les limites de détection en contraste à celle en masse. Cela vient du fait que la réponse impulsionnelle d’un compagnon n’a pas la même forme qu’en imagerie classique. En raison du décalage spatial du compagnon sur l’image de plus faible longueur d’onde lors de la réduction de donnée, la réponse impulsionnelle a une forme de « vague » (voir figure 2.2). Si l’on considère une étoile autour de laquelle se trouve un compagnon à une distance projetée ρ , la PSF résultante sur l’image différentielle sera la différence entre deux PSF décalées spatialement de $\rho(\lambda_3/\lambda_1 - 1)$, si l’image vient de la différence entre les bandes F1 et F3 du mode SDI. L’intensité des deux PSF est proportionnelle au flux du compagnon dans chacune des bandes. Je choisis de modéliser la PSF de l’OA par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à λ/D , ce

qui est une très bonne approximation au premier ordre, ce qui suffisant pour déduire des limites de détection. Si l'on raisonne en une dimension :

$$\text{PSF}_{\text{OA}}(r) \sim f \exp \frac{-r^2}{2\sigma^2} \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{\lambda/D}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (2.4)$$

où f est le flux du compagnon. La PSF de la différence aura alors la forme :

$$\text{PSF}_{\text{Diff}}(r, \rho) = f_1 \cdot \text{PSF}_{\text{OA}}(r - \rho(\lambda_3/\lambda_1 - 1)) - f_3 \cdot \text{PSF}_{\text{OA}}(r) \quad (2.5)$$

La figure 2.5 illustre la forme de la PSF différentielle pour un compagnon à différentes séparations ρ et pour plusieurs valeurs de l'absorption dans la bande du méthane. La grandeur « h » représentée sur une des PSF de la figure est la hauteur relative d'une PSF : c'est la valeur pic à pic de la PSF différentielle.

$$h(\rho) = \max(\text{PSF}_{\text{Diff}}(r, \rho)) - \min(\text{PSF}_{\text{Diff}}(r, \rho)) \quad (2.6)$$

Il s'agit de la signature que l'on cherchera à détecter sur une image réduite afin d'identifier la présence d'un compagnon d'étoile et qui se traduira par une différence de couleur sur l'image. Ce décalage chromatique permet à la technique de l'imagerie différentielle simultanée d'être efficace sans pour autant que le compagnon présente une absorption dans la bande du méthane. En effet, lorsqu'on observe les étoiles de type solaires les plus précoces (G0 par exemple), l'imagerie différentielle seule ne permet pas toujours de descendre assez profond en terme de contraste pour pouvoir détecter des naines brunes riches en méthane, toutefois elle permet de détecter des compagnons sub-stellaires plus massifs.

Une fois que les limites de détection en contraste (Δmag vs séparation) ont été obtenues, il faut maintenant les traduire en masse. Les différences de magnitude mesurées sur les images différentielles ne sont pas reliées directement au flux du compagnon que l'on veut détecter : il s'agit d'un $\Delta(F_1 - F_3)$, noté abusivement ΔF_1 . Les modèles d'évolution (voir section 1.2.3) permettent de relier une magnitude absolue à une masse. Les tableaux de couleurs dans le système photométrique de NACO+SDI (filtres F1, F2, F3) sont disponibles sur le site <http://phoenix.ens-lyon.fr/simulator>. Ils indiquent la correspondance entre les magnitudes absolues M_{F_1} , M_{F_2} et M_{F_3} , les masses et température pour un âge donné. A partir des magnitudes absolues dans les filtres du SDI, je crée une colonne supplémentaire dans le tableau $M_{F_1-F_3}$ qui dépend de la séparation à laquelle on désire calculer la limite de détection en masse. $M_{F_1-F_3}$ se définit comme :

$$M_{F_1-F_3}(\rho) = -2,5 \log(h(\rho)) + M_{F_{130}} \quad (2.7)$$

où $M_{F_{130}}$ est le point zéro du filtre équivalent (F1-F3) (filtre centré sur $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$), $h(\rho)$ étant défini par l'équation 2.6. La PSF différentielle qui sert à calculer $h(\rho)$ est définie par l'équation 2.5 avec :

$$f_1 = 10^{-\frac{M_{F_1} - M_{F_{10}}}{2,5}} \quad \text{et} \quad f_3 = 10^{-\frac{M_{F_3} - M_{F_{30}}}{2,5}} \quad (2.8)$$

où $M_{F_{10}}$ et $M_{F_{30}}$ sont les points zéros des filtres F1 et F3. Dans le cas où le spectre du compagnon a une forte absorption dans la bande du méthane, $h(r) \sim f_1$ donc $M_{F_1-F_3}(r) \sim M_{F_1}$.

En utilisant la magnitude absolue de l'étoile primaire, les limites de détection en contraste $\Delta F_1(r)$ mod $\Delta(F_1 - F_3)(r)$ peuvent s'exprimer en magnitude absolue différentielle $M_{F_1-F_3}(r)$. De cette façon on peut exprimer la masse et la température limites que l'on peut détecter à une séparation donnée ρ de l'étoile hôte.

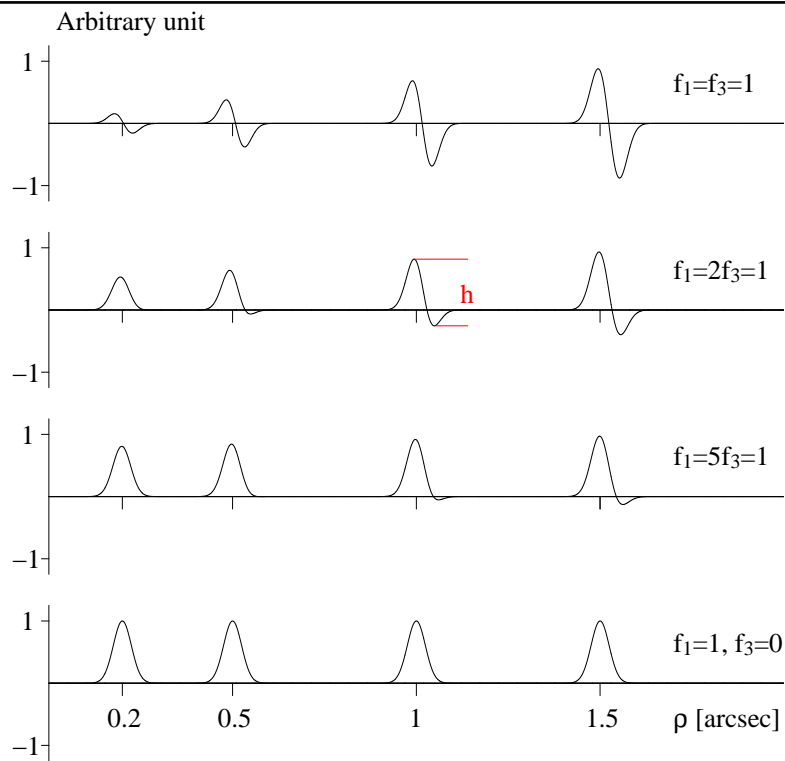


FIGURE 2.5 – Modélisation de la réponse impulsionnelle différentielle. Les coupes des PSF sont représentées pour un compagnon à des séparations de $0,2''$, $0,5''$, $1''$ et $2''$ de son étoile hôte ; et pour différentes valeurs de l'absorption dans la bande du méthane : $f_1/f_3 = 1$ (types spectraux plus précoces que $\sim T2-T3$), $f_1/f_3 = 2$ ($\sim T5$), $f_1/f_3 = 5$ ($\sim T7$) et $f_1 = 1, f_3 = 0$ (cas extrême).

Les performances typiques obtenues en imagerie différentielle sont illustrées sur la figure 2.6. On se rend compte que l'on peut détecter des naines brunes à partir de 0,3'' autour de tous type d'étoiles de la séquence principale. Les planètes ne sont détectables qu'autour de naines tardives au-delà de 0,3''. Nous obtenons le même type de performances en contraste que Biller et al. (2007) ($\Delta F_1 \sim 9$ à 0,5''), en revanche nos observations sont beaucoup moins profondes au delà de 1'' que celles utilisant l'imagerie différentielle angulaire (Lafrenière et al. 2007).

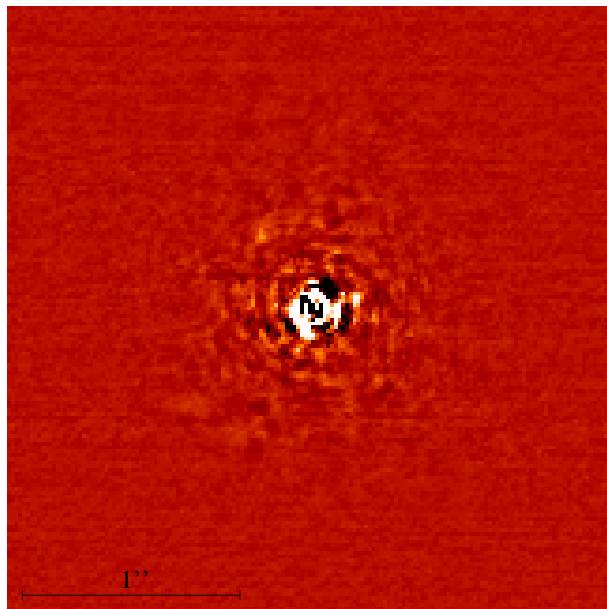
2.2.2 Interprétations des vitesses radiales

Les vitesses radiales permettent de contraindre l'orbite d'un compagnon d'étoiles lorsqu'on arrive à suivre au moins une période orbitale (voir par exemple les figures 1.13 et 1.16). A partir des équations développées dans la section 1.2.3, des algorithmes relativement simples (algorithme de Levenberg-Marquardt) permettent d'obtenir rapidement la solution orbitale d'un système donné. L'exercice n'est pas aussi simple lorsque les données de vitesses radiales sont incomplètes (i.e. lorsque l'orbite n'est pas entièrement couverte). J'entends ici par courbe incomplète toute variation de vitesse radiale qui ne peut pas être modélisée par une période Keplerienne. Il peut s'agir par exemple d'une simple dérive linéaire ou d'une courbure. Nous nous intéressons uniquement aux étoiles dont la variation des vitesses radiales ne peut pas être expliquée par de l'activité stellaire.

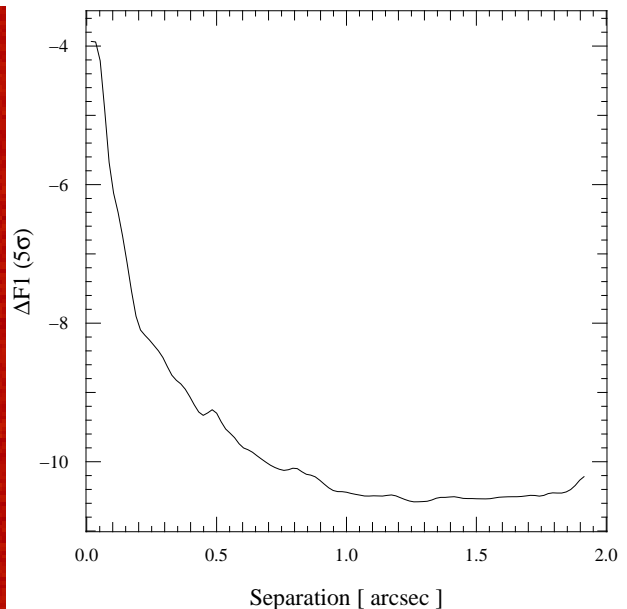
On peut se demander, pourquoi se presser à essayer d'interpréter des courbes de vitesses incomplètes alors qu'il suffirait d'attendre plus longtemps pour arriver à de solides conclusions. La réponse à cette question paraît évidente pour les personnes qui combinent plusieurs types d'observations, ce qui est notre cas, puisque nous avons combiné les observations en vitesses radiales avec des observations en imagerie à haut contraste. D'une part, l'interprétation d'une dérive permet de prévoir la présence d'un compagnon à longue période autour d'une étoile. Cette information peut permettre de faire une sélection de sources en vue d'observations en imagerie (étude de la multiplicité à longue période, recherche de compagnon de faible masse). Ensuite, cette étude permet de prévoir si le compagnon qui induit une variation de vitesse va pouvoir être détecté en imagerie à haut contraste (critères en séparation et en contraste). Enfin, une étude poussée des limites de détection en vitesse radiale et en imagerie permet de contraindre fortement la nature du compagnon, que ce soit dans le cas d'une détection ou d'une non détection en imagerie.

Pour ce qui est de l'interprétation des courbes de vitesses radiales, je me suis d'abord inspiré des travaux de Wright et al. (2007) et Patel et al. (2007). Ils cherchent également à déduire des contraintes sur les paramètres orbitaux à partir de vitesses radiales incomplètes. Leur méthode consiste à ajuster les paramètres (e, ω, T_0, γ) en utilisant les équations de l'encadré de la page 36 pour trouver le meilleur χ^2 (équation 1.12) sur chaque point d'une grille logarithmique $(m_2 \cdot \sin i, P)$. Une fois qu'ils ont obtenu la carte de χ^2 , ils déterminent la région de la grille compatible avec les vitesses. Ils ne gardent que les points de la grille tels que $\chi_r \leq \chi_{r,min} + 4$ ($\chi_r = \sqrt{\chi^2/\nu}$, ν étant le nombre de degrés de liberté). Cette limite est un peu arbitraire, mais ils ont vérifié de façon empirique que les orbites avec un tel χ_r^2 reproduisaient bien leurs observations. Cette méthode permet de contraindre la région de l'espace $(m_2 \sin i, P)$ compatible avec les vitesses radiales observées.

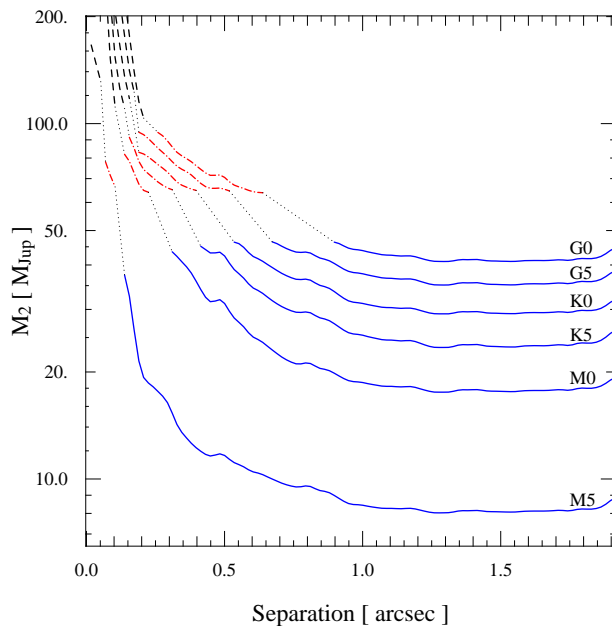
Le problème essentiel de leur méthode est qu'ils n'explorent qu'une faible partie de l'espace des paramètres orbitaux (seule la meilleure solution orbitale d'un point de la grille est retenue), ce qui les empêche de faire une approche statistique. En effet, si l'on fait des tirages aléatoires des paramètres orbitaux (e, ω, T_0, γ) , un point $(m_2 \sin i, P)$ donné de la grille qui possède un excellent χ^2 peut être hautement improbable si ce χ^2 ne peut être atteint que pour un unique jeu de paramètres (e, ω, T_0, γ) . Au contraire, un autre point de la grille possédant un moins bon χ^2 sera plus probable s'il peut être



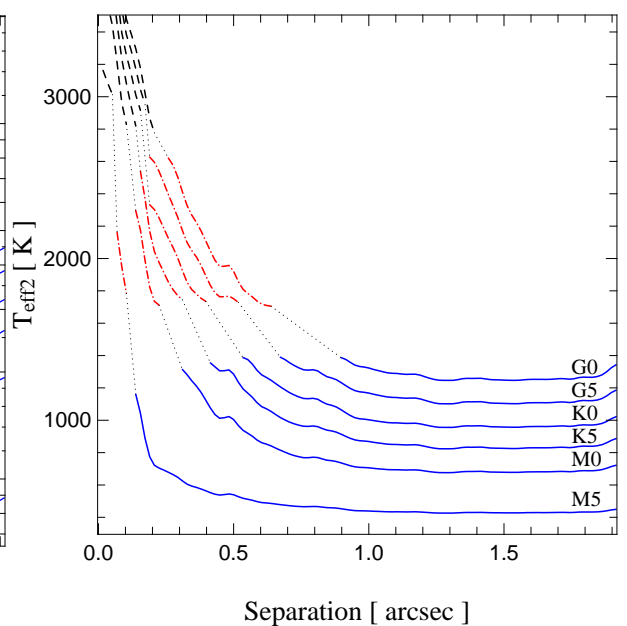
(A) Image différentielle réduite sans détection.



(B) Limite de détection en contraste.



(C) Limites de détection en masse.



(D) Limites de détection en température.

FIGURE 2.6 – Performances de l’imageur différentiel simultané de NAOS-CONICA (NACO-SDI). (A) Image différentielle multi-bande réduite issue de la différence entre les images en bande F1 et F3. Cette image a été obtenue avec un temps de pose total de 40 minutes. (B) Limite de détection en contraste pour 40 minutes d’intégration : $\Delta F1$ (magnitudes) en fonction de la séparation à l’étoile centrale.

(C) et (D) Limites de détection en masse et température pour différents type d’étoiles primaires (G0, G5, K0, K5, M0 et M5) âgées d’un milliard d’années. Les modèles d’évolution NEXTGEN (ligne tiret noire), DUSTY (ligne tiret-point rouge) et COND (ligne continue bleue) sont utilisés dans leurs domaines de validité en température : $T_{\text{eff}} > 2700$ K pour le modèle NEXTGEN, $T_{\text{eff}} > 1700$ K pour le modèle DUSTY et $T_{\text{eff}} < 1400$ K pour le modèle COND.

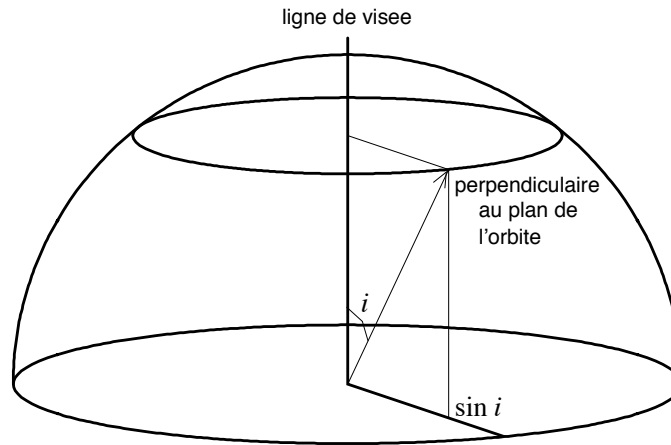


FIGURE 2.7 – Distribution des inclinaisons des orbites. En supposant que les orientations des orbites par rapport à la ligne de visée sont isotropes, en prenant un échantillon d'étoiles de champ distribuées sur le ciel, la probabilité d'avoir une inclinaison comprise entre i et $i + di$ est proportionnelle à l'aire de la couronne de rayon i et de hauteur di . Par conséquent, la densité de probabilité des inclinaisons est $f(i) = \sin i$. L'inclinaison moyenne est $\langle i \rangle = \int_0^{\frac{\pi}{2}} i \cdot \sin i \cdot di = \frac{2}{\pi} = 36,5^\circ$ soit $\sin \langle i \rangle = 0,59$.
Figure d'après Halbwachs (2001).

atteint avec plusieurs quadruplets (e, ω, T_0, γ) .

J'ai donc adopté une approche Monte-Carlo qui me semble plus rigoureuse du point de vue statistique.

Algorithme de simulation : tirages Monte-Carlo

Tout d'abord, je définis une grille logarithmique masse-période (m_2, P) de $N \times N$ points. La masse réelle m_2 a été volontairement choisie plutôt que la masse minimum $m_2 \sin i$ car cette grandeur est plus facile à relier avec les limites de détection de l'imagerie (masses photométriques). Je suppose connue la masse de la primaire (m_1). Pour chaque point de la grille (m_2, P) , je tire aléatoirement n orbites Kepleriennes. Pour cela, je définis les paramètres orbitaux comme suit :

- ω : La longitude du périastre est tirée de façon aléatoire et uniforme entre 0 et 2π .
- T_0 : Le temps de passage au périastre est tiré de façon aléatoire et uniforme entre t_{moy} et $t_{\text{moy}} + P$, t_{moy} étant défini comme une date moyenne des observations ($t_{\text{moy}} = \frac{t_{\text{min}} + t_{\text{max}}}{2}$).
- i : L'inclinaison orbitale est tirée aléatoirement suivant la densité de probabilité $f(i) = \sin i$ (voir figure 2.7).
- e : l'excentricité est tirée de manière aléatoire entre 0 et 1. J'ai essayé deux types de distributions : une distribution uniforme entre 0 et 1, et la densité de probabilité $f(e) = 2e$. Cette deuxième distribution est valable pour les périodes supérieures à 1000 jours en supposant que la distribution orbitale dépend de l'énergie (Duquennoy & Mayor 1991). J'ai essayé ces deux types de distribution d'une part pour vérifier que les résultats des simulations ne dépendent pas de ce choix, et d'autre part car la densité $f(e) = 2e$ se base essentiellement sur des arguments théoriques, les observateurs ne disposant pas d'un échantillon assez grand de binaires à longues périodes pour le vérifier de façon fiable.
- γ : La vitesse systémique est calculée pour minimiser l'écart entre les vitesses simulées et les

vitesse observées.

La suite consiste à garder toutes les orbites tirées aléatoirement qui reproduisent le mieux possible les données observées afin d'explorer l'espace des paramètres orbitaux qui conviennent. On se propose d'établir un critère reposant sur la valeur de χ^2 (équation 1.12) pour chaque orbite tirée aléatoirement. Tout d'abord, pour que le χ^2 ait un sens, les incertitudes sur les vitesses doivent être estimées correctement. Pour une orbite qui reproduit parfaitement les données observées, on doit avoir $\chi^2 = \chi_{\min}^2 \sim \nu$ (Press et al. 1992) où ν est le nombre de degrés de liberté de la distribution de χ_{\min}^2 . Les seules erreurs calculées lors de la réduction de données de vitesses radiales sont les erreurs photoniques. Cependant, si l'on estime les erreurs sur les vitesses radiales obtenues sur une étoile « constante » (i.e. non active et sans compagnon), on se rend vite compte que la dispersion des vitesses est plus grande que le bruit de photons, et donc que les erreurs sont sous-estimées. Pour mon travail, je ne considère que des courbes de vitesses radiales qui possèdent la signature d'un seul compagnon à longue période. Dans le cas où, l'étoile possède également un compagnon à courte période, je travaille sur les vitesses radiales soustraites de la signature de ce dernier. Je suppose donc que toutes les courbes de vitesses radiales que j'utilise peuvent être modélisées par une Keplerienne et une seule. Tout signal supplémentaire à haute fréquence qui ne peut pas être clairement identifié par une Keplerienne sera donc considéré comme du bruit. Par conséquent, je peux ajuster une Keplerienne (ou une dérive) sur mes vitesses radiales incomplètes. Ce meilleur ajustement ($V_{r,best}$), qui correspond à $\chi^2 = \chi_{\min}^2$, permet de mesurer la dispersion moyenne des vitesses $\sigma_{\text{total,mes}}^2$:

$$\sigma_{\text{total,mes}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\text{obs}}} (V_{r,best}(t_i) - V_{r,obs}(t_i))^2}{n_{\text{obs}}} \quad (2.9)$$

Par ailleurs, cette dispersion des vitesses peut être exprimée comme :

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{photon}}^2 + \sigma_{\text{autre}}^2 = \sigma_{\text{photon}}^2 + \sigma_{\text{activité}}^2 + \sigma_{\text{planètes}}^2 + \sigma_{\text{instr.}}^2 \quad (2.10)$$

où σ_{photon} est l'erreur photonique moyenne ($\sigma_{\text{photon}}^2 = \sum_{i=1}^{n_{\text{obs}}} \varepsilon_{\text{photon}}^2(t_i)$, où $\varepsilon_{\text{photon}}(t_i)$ est l'erreur photonique sur une vitesse individuelle), $\sigma_{\text{activité}}$ la dispersion due à l'activité de l'étoile, $\sigma_{\text{planètes}}$ la dispersion due à la présence éventuelle de planètes non détectées et $\sigma_{\text{instr.}}$ l'erreur instrumentale qui introduit également des systématiques.

Ainsi :

$$\sigma_{\text{autre}}^2 = \sigma_{\text{total,mes}}^2 - \sigma_{\text{photon}}^2 \quad (2.11)$$

L'erreur globale à la date t_i « $\varepsilon(t_i)$ » qui doit être utilisée dans le calcul des χ^2 est donc :

$$\varepsilon^2(t_i) = \varepsilon_{\text{photon}}^2(t_i) + \sigma_{\text{autre}}^2 \quad (2.12)$$

Suite aux tirages d'orbites, un χ^2 est calculé pour chacune d'entre elles avec les erreurs $\varepsilon(t_i)$. Par conséquent, la grandeur « $\Delta\chi^2 = \chi^2(m \sin i, P, \omega, T_0, e, \gamma) - \chi_{\min}^2$ » a les mêmes propriétés qu'une loi de distribution de χ^2 avec $\nu = 6$ degrés de liberté (voir la section 15.6 de Press et al. 1992). On peut donc définir des intervalles de confiance qui contiennent un certain pourcentage de la distribution.

Pour les distributions normales, on convient généralement que lorsque l'on prend toutes les solutions à 5σ autour de la meilleure solution, notre ensemble contient la totalité des solutions possibles (en fait 99,99994 % pour être exact). En suivant cet exemple, je choisis donc un intervalle de confiance

qui englobe 99,99994 % de la distribution de χ^2 orbites. La fonction de répartition de χ^2 ou probabilité de χ^2 est définie comme (Press et al. 1992) :

$$P(\chi^2|\nu) = P\left(\frac{\nu}{2}, \frac{\chi^2}{2}\right) = \frac{\gamma\left(\frac{\nu}{2}, \frac{\chi^2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)} = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)} \int_0^{\frac{\chi^2}{2}} e^{-t} t^{\frac{\nu}{2}-1} dt \quad (2.13)$$

$\Gamma(x)$ étant définie par :

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{x-1} dt \quad (2.14)$$

Avec $\nu = 6$ degrés de liberté, une probabilité de 99,99994 % correspond à $\chi^2 = 39,5$. Le critère de sélection des bonnes orbites est donc :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(m \sin i, P, \omega, T_0, e, \gamma) - \chi_{\min}^2 \leq 39,5 \quad (2.15)$$

Pour tester la probabilité d'existence d'un couple (m_2, P) d'un point de grille, il suffit de compter le nombres d'orbites sélectionnées comme « bonnes » d'après le critère défini précédemment. De cette façon, une distribution d'orbite est créée sur la grille (m_2, P) .

La figure 2.8 illustre ces simulations avec un exemple d'étoile à dérive Gl849. Le meilleur ajustement de cette dérive est une droite. La distribution d'orbites ainsi obtenue permet de contraindre le plan (m_2, P) .

Cette distribution d'orbite n'est pas bornée vers les grandes masses et les grandes périodes en utilisant des vitesses radiales qui ne couvrent pas période orbitale entière. Cette approche permet seulement d'estimer une masse et une période minimale du compagnon.

2.2.3 Combinaison de ces deux techniques d'observations

Dans cette section, je m'intéresse seulement au cas où les observations vitesses radiales donnent des orbites incomplètes pour le compagnon et que ce dernier n'est pas détecté par imagerie.

La technique des vitesses radiales et celle de l'imagerie permettent d'apporter des contraintes sur les compagnons d'étoile. Le problème est que ces deux techniques n'apportent pas des informations sur les mêmes grandeurs. Il est possible d'apporter des contraintes sur la masse de la secondaire et sur la période avec les vitesses radiales en faisant les simulations décrites dans la section précédente. Par l'intermédiaire de modèles d'évolution, les limites de détection en imagerie (magnitude-séparation) peuvent être traduites dans le plan (masse-séparation) à une date d'observation donnée.

La solution est de calculer la séparation à la date des observations par imagerie pour chaque tirage d'orbite de la simulation. La carte de probabilité décrite précédemment dans un diagramme (masse-période) peut ainsi être exprimée dans le plan (masse-séparation). Alors, les limites de détection déduites des images peuvent être superposées à cette carte de probabilité (voir figure 2.9 à gauche). En cas de non détection, la région du plan (masse-séparation) qui se trouve au dessus de la courbe de limite de détection peut être exclue. Par conséquent, toutes les orbites tirées lors des simulations pour lesquelles on calcule un point (masse-séparation) au dessus des limites de détection de l'imagerie peuvent être éliminées : leur probabilité d'existence est nulle puisqu'elles ne sont pas compatibles avec les limites de détection données par l'imagerie. En revenant dans le plan (masse-période) après avoir enlevé les orbites incompatibles avec l'imagerie, les masses et périodes possibles pour compagnon sont déduites (voir figure 2.9 à droite).

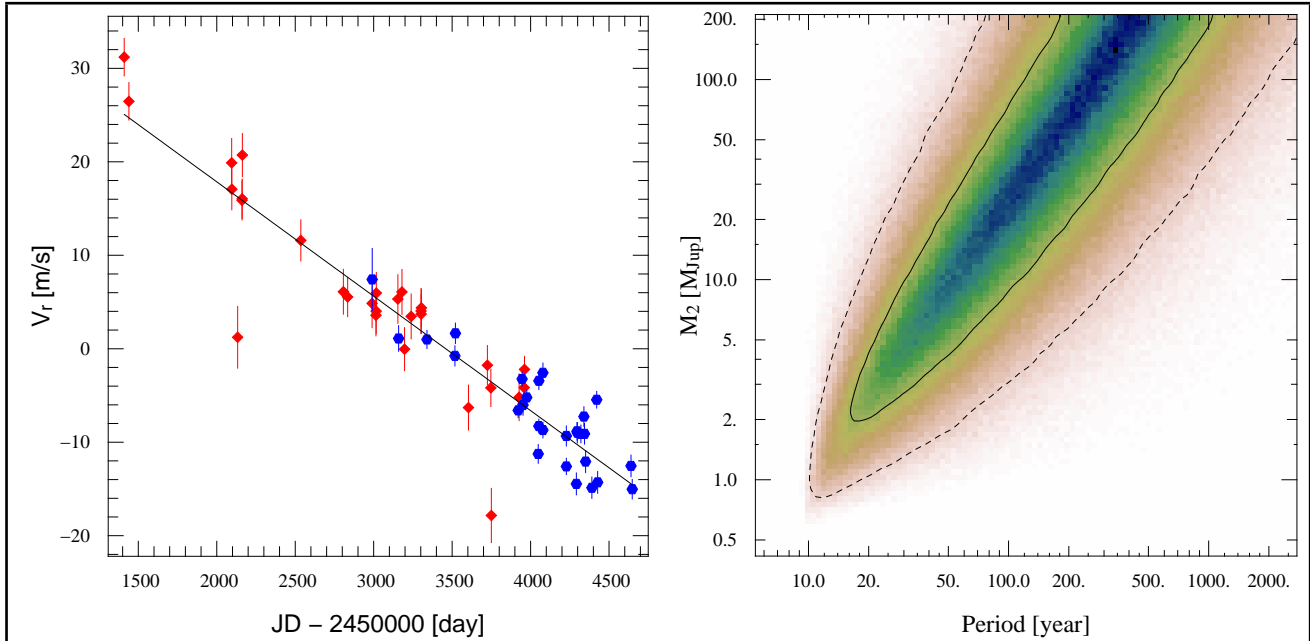
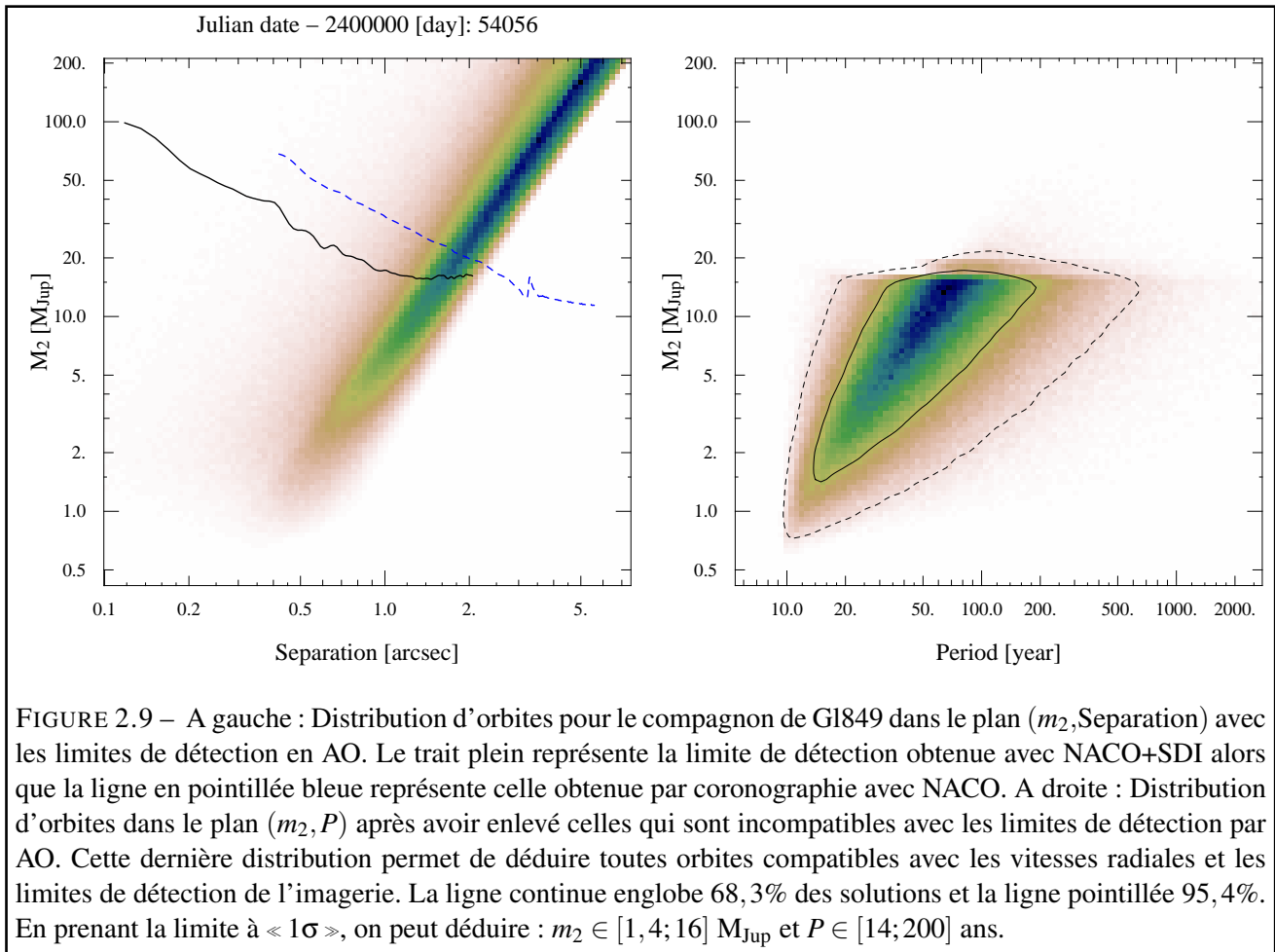


FIGURE 2.8 – A gauche : Vitesses radiales de l'étoile Gl849 soustraites des vitesses induites par le compagnon planétaire. Un compagnon à longue période induit une dérive additionnelle sur les vitesses radiales. Les losanges rouges sont les données obtenues avec le spectrographe HRES du Keck alors que les hexagones bleus représentent les données HARPS. La ligne continue est le meilleur ajustement de la dérive qui sert à calculer la dispersion des vitesses. Cette dérive à été mesurée pendant environ 2980 jours soit pendant un peu plus de 8 ans, ce qui donne un période orbitale minimale pour le compagnon.

A droite : Distribution d'orbites issue des simulations Monte-Carlo. Le contour en trait continu représente la limite à un sigma alors que les tirets délimitent les solutions à trois sigma. Pour être plus précis, la ligne continue englobe 68,3% des solutions et la ligne pointillée 95,4%. Cette approche nous permet de déterminer la masse et la période minimales du compagnon. Ici, en gardant 95,4% des orbites valides, on peut déduire : $P_{\min} \simeq 10$ ans et $m_{2,\min} \simeq 0,8 M_{\text{Jup}}$.

Cette simulation Monte-Carlo a été réalisée sur une grille de 100×100 points avec $P \in [2500; 10^6]$ jours, $m_2 \in [4 \cdot 10^{-3}; 0,2] M_{\odot}$ et pour une distribution d'excentricité $f(e) = 2e$. $n=10000$ tirages ont été effectués par point de grille.



Dans le cas où le compagnon est détecté en imagerie, on peut simplement vérifier si sa masse et sa séparation sont compatibles avec la distribution d'orbites obtenue par simulation exprimée en (masse-séparation).

Les méthodes exposées dans ce chapitre sur la réduction de données d'imagerie à haut contraste et sur l'interprétation combinée des limites de détection de l'imagerie et des mesures de vitesses radiales ont été utilisées tout au long de mes travaux de thèse. Ces méthodes sont mises en applications dans les deux chapitres suivants (3 et 4).

Caractérisation du désert des naines brunes à longue période autour de naines G et K du voisinage solaire

3.1 Introduction

Les relevés systématiques sur la recherche de planètes en vitesses radiales (Marcy et al. 2005; Udry & Santos 2007) montrent que la fréquence de compagnons naines brunes à moins de 5 UA est inférieure à 1% autour des étoiles de type solaire (Halbwachs et al. 2003). Ce « désert des naines brunes » s'étend jusqu'à des masses de $100 M_{\text{Jup}}$. Au delà de cette masse, la fréquence de compagnons d'étoiles de type solaire se situe plutôt autour de 10% dans les mêmes gammes de séparation (< 5 AU).

A grande séparation, même si les statistiques sont encore limitées par le faible nombre de découvertes, il semble que ce désert des naines brunes n'existe pas. En effet Gizis et al. (2001) affirment qu'il y a pas de désert des naines brunes au delà de 250 UA et McCarthy & Zuckerman (2004) estiment que la fréquence de naines brunes entre 75 et 1200 UA est de $1 \pm 1\%$.

A des séparations intermédiaires, la fréquence des naines brunes semble beaucoup moins bien définie. Cela est très certainement dû au fait qu'il est difficile de détecter ces compagnons. En effet, les périodes orbitales sont trop grandes pour que ces naines brunes soient facilement détectées par la technique des vitesses radiales et l'on peine à détecter des objets aussi peu lumineux par imagerie à haut contraste.

A l'aide de la base de données CORAVEL et CORALIE, qui contient les vitesses radiales de 1647 étoiles de type solaires à moins de 50 parsecs, nous avons sélectionné les meilleurs candidats susceptibles d'héberger un compagnon de type naine brune. Nous avons obtenu 72 heures de temps d'observation avec l'instrument NACO dans son mode d'imagerie différentielle simultanée afin d'observer 36 de nos candidats.

3.2 Exploring the brown dwarf desert using CORALIE and NACO/SDI

Je présente ici les résultats de ce programme et dont un travail préliminaire avait été exposé lors de la conférence « In the spirit of Bernard Lyot » tenue à Berkeley en juin 2007 (Montagnier

et al. 2007b). Ils sont présentés ici sous la forme d'un article, en préparation à ce jour, qui sera prochainement soumis au journal « Astronomy & Astrophysics ».

Exploring the brown dwarf desert using CORALIE and NACO/SDI

G. Montagnier^{1,2}, D. Ségransan², S. Udry², T. Forveille¹, J.-L. Beuzit¹, G. Chauvin¹, A.-M. Lagrange¹, M. Mayor¹, D. Mouillet¹, C. Moutou³, D. Naef⁴, F. Pepe², D. Queloz², and N. Santos⁵

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP53, F-38041 Grenoble Cedex, France

² Observatoire de Genève, 51, chemin des Maillettes CH-1290 Sauverny, Switzerland

³ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS UMR 6110 Traverse du Siphon, 376 Marseille, France

⁴ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁵ Centro de Astronomia e Astrofísica da Universidade de Lisboa, Tapada da Ajuda, 1349-018 Lisboa, Portugal

in preparation

ABSTRACT

Aims. We take advantage of the CORALIE radial velocity survey to select solar type stars with radial velocity drifts that are compatible with brown dwarf companions at a separation compatible with the resolution of the Very Large Telescope. The ultimate goals of our survey is to directly detect brown dwarfs companions and derive the brown dwarf companion frequency around solar type star between 5 and 100 AU.

Methods. 36 stars with long term radial velocity signature were observed using the Simultaneous Differential Imaging mode of the Adaptive Optics instrument NACO at the Very Large Telescope. We combine radial velocity analysis with imaging constraints to characterize detected and undetected companions of the stars of our sample.

Results. In our sample, we identify two object with minimum mass in the brown dwarf regime: HD 43848 and HD 74014. 17 binary stars are detected among which a very low mass star just above the substellar limit (HD 205891). Nine of them appear to be very promising as no companion is detected and we set stringent constraint to estimate the number of brown dwarf among them.

Conclusions. We expect that 7.75 ± 0.60 brown dwarfs companions are present in our sample. From this work, we conclude that $1.90 \pm 0.15\%$ of solar type stars with no stellar companion closer than 200 AU have a brown dwarf companion between 5 and 100 AU.

Key words. Stars: low-mass, brown dwarfs - binaries: visual - Techniques: high angular resolution - Techniques: radial velocities

1. Introduction

Radial Velocity (hereafter RV) surveys find that about 7% of solar-type stars have planets within 5 AU with $M \sin(i)=0.25$ - $13 M_J$ (Marcy et al. 2005; Udry & Santos 2007). The same surveys demonstrate, in contrast, that less than 1% of these stars have more massive substellar companions within 5 AU with $M \sin(i)=13$ - $80 M_J$ (Halbwachs et al. 2000). This “brown dwarf desert” for close companions actually extends to the lowest mass stellar companions, up to $\approx 100 M_J$, in keeping with the expectation that star formation does not care about the substellar limit.

The frequency of more massive stellar companions in the same separation range is $\approx 10\%$ (Duquennoy & Mayor 1991; Halbwachs et al. 2003) and this clear dichotomy of the mass distribution supports the idea that the stellar and planetary companions to solar-type stars form through distinct channels.

This “desert” stands in contrast to the relative abundance of free-floating brown dwarfs in the field (Delfosse et al. 1999; Chabrier 2003), and in young clusters down to very low masses (Bouvier et al. 1998; Zapatero Osorio et al. 2000; Luhman et al. 2000). There is also good evidence that brown dwarfs are fairly common as close companions to other brown dwarfs and to very low mass stars (Bouy et al. 2003; Close et al. 2003; Martín et al. 2003).

The prototype L and T dwarfs, GD 165B and Gl 229B, have been found as companions to stars with initial masses within a factor of 2 of the Sun (Zuckerman & Becklin 1992; Oppenheimer et al. 1995), and the limited statistics to date suggests that the brown dwarf desert may not exist beyond 250 AU

from solar-type stars (Gizis et al. 2001) and that $1 \pm 1\%$ have companions in the 75-250 AU range (McCarthy & Zuckerman 2004).

The situation at intermediate separations or intermediate mass ratios is less clear, with probable brown dwarfs found within 14 AU and 47 AU of two solar analogs (Liu et al. 2002; Potter et al. 2002) and within 5 to 45 AU of three early M dwarfs (Oppenheimer et al. 1995; Beuzit et al. 2004; Forveille et al. 2004) and one late M dwarf (Biller et al. 2006).

An open question is how far the brown dwarf desert extends beyond the current 0-5 AU sensitivity range of the radial velocity surveys. To correctly answer this crucial question, we search for brown dwarfs companions within the CORALIE planet search radial velocity sample using the differential imaging mode of NACO. This sample includes 1647 solar-type stars that have been observed with RV technique since 1998, following another survey with the CORAVEL spectrograph that lasted more than 20 years. We made a selection of stars that display RV drift and are likely to host a brown dwarf companion. We observed these selected stars with high contrast imaging. Section 2 describes how the sample was selected and the properties of the targets. Section 3 presents our high contrast imaging observations and section 4 describes the analysis of both RV and high contrast imaging data. The results of our program are presented in section 5 and are then discussed in section 6.

2. The Targets of our survey

2.1. Selection

The first part of our program is to select the right targets in the CORALIE planet search sample. This sample, which consists of 1647 solar-type stars, is volume limited (Udry et al. 2000a,b). It contains all main sequence stars from F8 down to K0 within 50pc and has a color-dependent distance limit for later type stars down to M0. This whole sample has been surveyed by RV technique with the Euler Swiss Telescope in La Silla Observatory (Chile) since 1998. The instrumental RV precision of the spectrograph is about 5 m/s but, due to the relatively small size of the Euler telescope (diameter of 1.2 m), RV measurements are usually limited by photon noise around 7 m/s. This precision is sufficient to easily detect the (linear) radial velocity drift of a solar-mass star orbited by a $30 M_{Jup}$ brown dwarf at 25 AU (50 m/s over 5 years). Brown dwarf companions have moderately strong radial velocity signatures, out to large separations. Therefore they stand out from single stars, but need to be distinguished from (wider) double stars. The CORAVEL database and the ongoing CORALIE survey, with a combined time span of 24 years, identify 275 spectroscopic binaries among the 1647 stars of the CORALIE sample which we rejected. We identified a further 135 visual binaries with separations between 0.1 and 5.0 arcsec from the HIPPARCOS catalog (Perryman & ESA 1997). Orbital motion of these stars could potentially cause radial velocity drifts that can be confused with a brown dwarf companion at a smaller separation. After removing these 410 potentially contaminated targets, 80 stars of the CORALIE sample display unexplained radial velocity drifts, over typical time spans of 3-6 years.

For each of these 80 stars, we computed the acceleration, the likely radial velocity semi-amplitude (twice the peak-to-peak observed velocity change) and the resulting mass of the secondary at 0.1, 0.5 and 1.0 arc-second. Then we searched for known binaries in the Washington Double Star Catalog (WDS) and in the 2MASS Catalog and we excluded any known system with an expected acceleration compatible with the observed velocity drift.

The final stage of the selection was to keep targets for which the companion is in the brown dwarf mass range for any separation between 0.1-0.5 arc-seconds and does not exceed $0.3 M_{\odot}$ at 1.0 arcsec. At this point, 66 targets were in our sub-sample. We chose 36 targets, among which 12 had strong drift, 12 had intermediate drift and the last 12 had a small RV drift. The last 12 targets, that were very risky, were potentially very interesting because companions could be either very small brown dwarfs or more massive long period brown dwarfs.

We obtained 72 hours in service mode on the instrument NACO in its Simultaneous Differential Imaging mode to observe the 36 targets. This sample was defined during the year 2005. With 5 more years of time spaliteraturen, 8 of our targets do not show long term RV drift anymore. One of them turned out to host a planet (Ségransan et al, in prep.). For the 7 others, the trend we identified at the beginning turned out to be correlated noise due to a bad sampling of the RV data points, stellar activity or the presence of unidentified planet orbits. No companion was detected around these 8 stars on our high contrast imaging observations. Therefore we decided not to talk about these 8 targets. Our final sample for this paper includes 28 stars, which are listed in table 1.

2.2. Properties

Stellar parameters of our targets are summarized in table 1. Since the CORALIE planet-search targets have been selected from the Hipparcos catalogue (Perryman & ESA 1997) visual magnitudes V , color index $B-V$ and parallaxes come from this reference. From these values we derive absolute visual magnitudes M_V . We derive metallicities $[Fe/H]$ from calibrations of the width and surface of the CORALIE cross-correlation functions (Santos et al. 2002), when not available from spectral analysis. This calibration gives a typical error of 0.05 dex. Effective temperatures (T_{eff}) are computed using the calibration function recently published by Sousa et al. (2008) from color indexes $B-V$ and metallicities. According to Sousa et al. (2008), an error of ~ 50 K must be considered for the temperatures. The error bars of metallicities that come from literature are indicated in the table. The luminosity is computed from absolute visual magnitude and a bolometric correction (Flower 1996). We also indicated an estimation of the projected rotational velocities $v \sin i$ of our targets. This value gives an idea of the activity of a star. $v \sin i$ also comes from a calibration of CORALIE CCF (Santos et al. 2002). Finally, stellar masses were estimated by interpolating the theoretical isochrones from Geneva stellar evolution models (Schaller et al. 1992; Schaerer et al. 1993) using metallicities, luminosities and temperatures. The typical errors on the masses is about $0.1 M_{\odot}$. We chose not to indicate ages of our targets because they are essentially unconstrained. Ages of our targets are between 1 and 10 Gy.

Table 1: Target properties.

Name	Sp. type	V^a	$B - V^a$	H^b	π^a [mas]	M_V	M_H	[Fe/H]	$v \sin i$ [km/s]	T_{eff} [K]	L [L_{\odot}]	M_{\star} [M_{\odot}]
HD 142	F7V	5.70	0.519	4.646	39.00 ± 0.64	3.655	2.601	0.09 ± 0.05^c	9.62	6403 ± 65^c	2.681^c	1.291^c
HD 1388	G0V	6.51	0.599	5.065	38.24 ± 0.85	4.423	2.978	-0.01 ± 0.01^c	2.54	5954 ± 10^c	1.385^c	1.044^c
HD 4113	G5V	7.88	0.716	6.345	22.70 ± 0.99	4.660	3.125	0.20 ± 0.04^e	1.37	5688 ± 26^c	1.195	0.99^e
HD 4747	G9V	7.15	0.769	5.433	53.09 ± 1.02	5.775	4.058	-0.21 ± 0.05^d	1.44	5316 ± 38^d	0.459	0.79^d
HD 7895	K1V	8.00	0.780	6.155	36.16 ± 1.00	5.791	3.946	0.00	1.37	5394	0.447	0.82
HD 9796	K0V	8.77	0.780	6.714	28.63 ± 1.12	6.054	3.998	-0.25 ± 0.02^c	1.29	5179 ± 28^c	0.365^c	0.748^c
HD 13724	G4V	7.89	0.667	6.482	23.02 ± 0.84	4.701	3.293	0.23 ± 0.02^c	2.23	5868 ± 27^c	1.085^c	1.103^c
HD 14044	G0	6.91	0.623	5.471	21.53 ± 0.89	3.575	2.136	0.05	3.80	5903	3.116	1.19
HD 43848	K2IV	8.65	0.927	6.691	26.99 ± 0.83	5.806	3.847	0.21	1.13	5130	0.477	0.78
HD 68475	K2V	8.78	0.887	6.747	29.86 ± 0.82	6.155	4.122	-0.02	1.48	5127	0.346	0.87
HD 72760	G5	7.32	0.791	5.551	45.95 ± 1.01	5.631	3.862	0.15	2.09	5420	0.514	0.94
HD 74014	K0	7.59	0.760	5.983	29.81 ± 0.95	4.962	3.355	0.22 ± 0.02^c	1.64	5561 ± 27^c	0.901^c	0.938^c
HD 78746	K2.5V	8.92	0.985	6.666	32.74 ± 1.05	6.495	4.241	-0.12	1.21	4905	0.277	0.80
HD 78612	G0	7.15	0.610	5.716	24.09 ± 1.12	4.059	2.625	-0.24 ± 0.01^c	1.62	5834 ± 14^c	1.970^c	0.946^c
HD 87359	G5	7.49	0.689	5.915	31.44 ± 0.93	4.977	3.402	0.08	1.54	5692	0.886	0.99
HD 97037	G0	6.81	0.613	5.360	30.58 ± 0.77	4.237	2.787	-0.07 ± 0.01^c	1.52	5883 ± 14^c	1.660^c	1.000^c
HD 98356	K0	8.73	0.828	6.975	23.64 ± 1.25	5.598	3.843	0.10 ± 0.03^c	1.13	5322 ± 35^c	0.532^c	0.852^c
HD 104304	G8IV	5.54	0.760	4.070	77.48 ± 0.80	4.986	3.516	0.27 ± 0.06^d	1.48	5562 ± 50^d	0.904	0.93^d
HD 111031	G5V	6.87	0.695	5.406	32.79 ± 0.93	4.449	2.985	0.27 ± 0.02^c	1.70	5801 ± 22^c	1.383^c	1.061^c
HD 116920	K2+v	8.72	0.911	6.574	34.38 ± 1.08	6.402	4.256	-0.23 ± 0.04^c	1.38	5015 ± 45^c	0.281^c	0.729^c
HD 149192	K4V	8.78	1.096	6.134	44.77 ± 1.40	7.035	4.389	-0.05	2.39	4782	0.179	0.78
HD 157338	F9.5V	6.92	0.588	5.582	30.46 ± 0.91	4.339	3.001	-0.08 ± 0.01^c	2.08	6027 ± 13^c	1.483^c	1.047^c
HD 161050	F9V	7.16	0.594	5.789	20.22 ± 0.77	3.689	2.318	-0.07	3.86	5964	2.782	1.16
HD 195010	G9V	8.86	0.779	7.119	20.06 ± 1.37	5.372	3.631	0.01	0.85	5400	0.656	0.84
HD 205891	G6V	8.07	0.684	6.516	24.81 ± 1.03	5.043	3.489	-0.06	1.21	5656	0.840	0.92
HD 219077	G8V+	6.12	0.787	4.124	34.25 ± 0.61	3.793	1.797	-0.13 ± 0.01^c	1.46	5362 ± 18^c	2.772^c	0.812^c
HD 219509	K3.5V	8.71	1.049	6.355	36.68 ± 1.03	6.532	4.177	0.22	9.99	4936	0.264	0.89
HD 221146	G1V	6.88	0.620	5.493	25.33 ± 1.00	3.898	2.511	0.08 ± 0.02^c	2.65	5876 ± 24^c	2.270^c	1.165^c

^a Perryman & ESA (1997). ^b Skrutskie et al. (2006). ^c Sousa et al. (2008) ^d Santos et al. (2005). ^e Tamuz et al. (2008).

3. Observations and Reduction

3.1. The SDI technique

As indicated above, we want to image very faint brown dwarfs next to solar-type stars ($0.1''$ to $1''$). The detection of such faint companion close to a much brighter star is very challenging. In theory, an image acquired with a perfect Adaptive Optics (hereafter AO) instrument should be photon noise limited. However, due to imperfect wave-front correction and telescope or instrumental aberrations, the inner part of the PSF (at $< 1''$ from the central star) is filled with bright speckles. These speckles, that evolve on a relatively long timescale (> 1 minute) compared to images exposure time, create correlated noise that is very hard to eliminate (Racine et al. 1999). They also vary chromatically. Therefore, the only way to improve the detection limits close to a bright source is to subtract the speckle pattern.

The Simultaneous Differential Imaging technique is an instrumental method used to calibrate and subtract this speckle pattern on AO images. It takes advantage of the methane absorption ($\lambda \geq 1.62\mu\text{m}$) in the atmosphere of cold (< 1200 K) substellar objects. It consists in simultaneously imaging an object in two close narrow band filters, one in the absorption band of methane and the other just outside. We spatially rescale one image to the other because radial position and size of speckles vary chromatically as the wavelength. The two images are then differenced. This operation removes the speckle noise from the inner part of the AO PSF. As a cold substellar companion is brighter in one band, the subtraction that cancels out the light of the primary star reveals the presence of the companion. This technique is also efficient if the companion has no methane absorption as the spatial rescaling creates a shift of the companion in one band, which prevents from totally canceling out the light of the companion. The SDI technique, which was first developed by Racine et al. (1999), Marois et al. (2000) and Marois et al. (2005), was then installed at the MMT (Multiple Mirror Telescope in Arizona Close et al. 2005) and on the NACO instrument at ESO VLT.

3.2. Observing sequence on NACO/SDI.

The Simultaneous Differential Mode (Lenzen et al. 2004, SDI,) is offered on the AO system NACO (Rousset et al. 2003; Lagrange et al. 2003; Lenzen et al. 2003) at ESO VLT. This device consists of double Wollaston prism that splits the beam coming from the AO system into four beams. The resulting beams passes through 3 different narrow band filters with central wavelengths $\lambda_1 = 1.575\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.600\mu\text{m}$ and $\lambda_3 = 1.575\mu\text{m}$, and a bandwidth of $0.025\mu\text{m}$ each (hereafter called F1, F2 and F3). A raw scientific image is illustrated on figure 2. The filter profiles are shown on figure 1.

We observed the 36 targets of our survey with the SDI mode of NACO and adopted the same type of sequence and data reduction that Biller et al. (2004) first introduced. For each object observed we first perform an unsaturated acquisition image with short exposure time to get a flux reference. Then, we slightly saturated the inner core of the star to improve dynamic in the AO halo: up to 3×3 pixels saturated (SDI pixel scale: 17.25 mas/pixel). The individual exposure time range from a few seconds to 20 seconds depending on the H magnitude of the observed target. The individual exposure are co-added to produce ~ 2 minute long images. Each high contrast sequence consists in a 5 position offset pattern. A ~ 2 long image is acquired at each position. The offset positions, only separated by $0.2''$, allow to

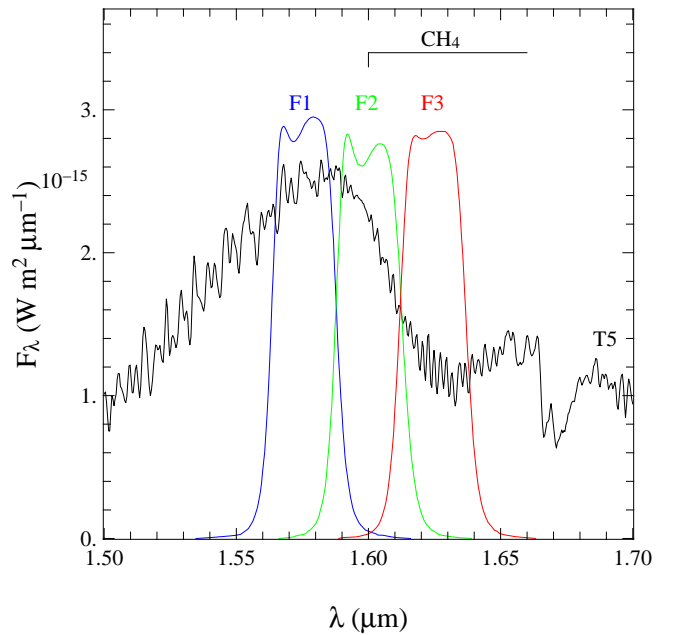


Fig. 1: Transmission curves of SDI filters superimposed on the observed spectrum of a T5 dwarf (2MASSJ0559-1404, Cushing et al. 2005).

perform bad pixel correction. This offset pattern is done at two roll angles of the instrument (typically 0° and 33°). A subtraction of two images taken at different instrument roll angles enables to attenuate instrumental static aberrations. This rotation also prevents from false detection because a candidate companion will appear at two positions positive and negative after the difference. Therefore a typical observing block consist of two sequences of ~ 10 minutes jitter pattern at each roll angle, performed twice: i.e. a total 2×20 minute integration time in total. After each step a short sky frame was acquired with the same exposure time. We chose not to take sky frames with the same signal-to-noise ratio as on the target to save time. Sky frames were only used to further detect bad pixels but were not subtracted to the scientific data in order not to add noise.

3.3. Data reduction

We utilized a custom pipeline, using the the ESO ECLIPSE functions (Devillard 1997) and the YORICK¹ software, to do data reduction. First, individual images corresponding to each 4 filters are extracted, subtracted from dark frame at the same exposure time, divided by flat-field and corrected from bad pixels identified on flat-field and sky frames. The resulting images are then aligned and averaged for each filter. The product of this process is four images of the observed star at 2 roll angles. Obvious companions can already be identified on these images. Their separation, position angle and flux in the 3 SDI band are extracted at this point.

Then F1 and F3a images are taken apart for a given target. F1 images at λ_1 are spatially rescaled to λ_3 wavelength because the radial distance and the size of speckles are proportional to wavelength: plate scale is multiplied by λ_3/λ_1 on F1 images so that

¹ YORICK is a free cross-platform data processing language written by D. Munro and available at <http://yorick.sourceforge.net>

speckles match in both bands. The flux of F3a images is then rescaled by taking the spatially rescaled F1 image at first roll angle as a reference. All images are then filtered by unsharp masking to eliminate low spacial frequency structures (> 15 pixels). The resulting F1 and F3a are subtracted after an additional alignment for each roll angle. The final double difference is then obtained by subtracting the last two differences at both roll angles. Only F1 and F3a images are combined to get the final difference image, to take advantage of both the methane absorption feature and to maximize the effect of chromatic shift when rescaling the speckle pattern on smaller wavelength images. F3a sub-image was preferred to F3b because F1 and F3a images have a similar path through the prism and have very similar speckle pattern (Biller et al. 2004). Moreover the field of view of F3a is comparable to that of F1 though the field of view of F3b is slightly smaller. The whole process of reduction of differential images is summarized in figure 2. This figure shows the data reduction for the star HD 111031 (section 5.2.11) for which a M5-6 companion was detected. This companion is obviously detected before performing the differences. It produces a characteristic “wave shaped” feature on difference images because its separation is increased on F1 images while rescaling speckle pattern. The images of simple and double difference are represented with the same flux scale. This shows the improvement of performing the double difference, as instrumental static aberrations are strongly attenuated.

4. Analysis

4.1. Interpretation of differential images

The PSF of a companion at a separation ρ on a differential image (hereafter differential PSF) is the difference between two PSFs with flux f_1 and f_3 corresponding to the flux of the object in F1 and F3 bands. Due to spatial rescaling the PSF of the companion is shifted by $\rho(\lambda_3/\lambda_1 - 1)$ on F1 images. We choose to model the differential PSF by performing the difference between two gaussian function with full width at half maximum equal to λ/D :

$$\text{PSF}(r) \sim f \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{with} \quad \sigma = \frac{\lambda/D}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (1)$$

The differential PSF will therefore be:

$$\text{PSF}_{\text{Diff}}(r, \rho) = f_1 \cdot \text{PSF}(r - \rho(\lambda_3/\lambda_1 - 1)) - f_3 \cdot \text{PSF}(r) \quad (2)$$

This wave-shaped PSF is illustrated on figure 3 for companions of different spectral types and several separations. The quantity “h” represents the magnitude of the feature of a potential companion defined by:

$$h(\rho) = \max(\text{PSF}_{\text{Diff}}(r, \rho)) - \min(\text{PSF}_{\text{Diff}}(r, \rho)) \quad (3)$$

In case of a detection of wave shaped features at two position angles of the instrument, a differential PSF is fitted on the image with free parameters f_1 , f_3 , ρ and the object position angle. The flux values in the two bands allow to characterize the detected object in mass and temperature using appropriate low mass object theoretical models.

If no companion is detected on a differential image, contrast limits are measured by calculating the standard deviation σ in concentric annuli (1 pixel wide) centered on the primary star. We chose to use this conservative method instead of calculating the standard deviation in a translating box because faint companions are hard to distinguish among residual speckles of

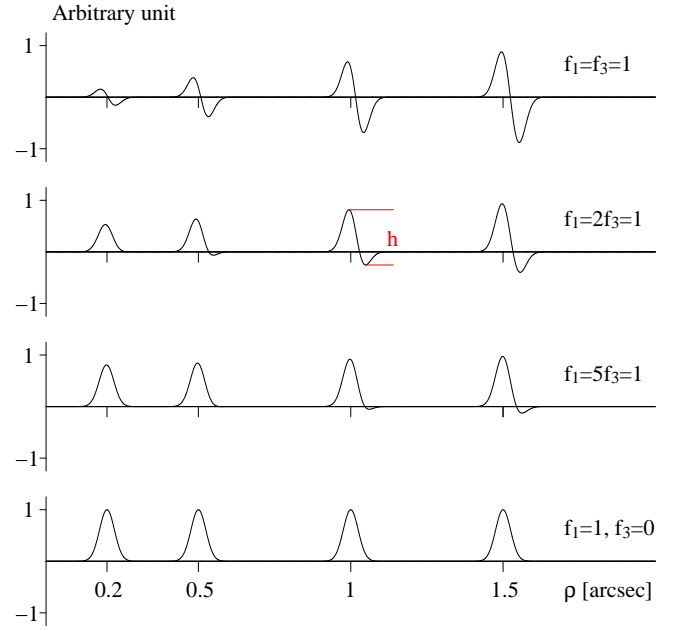


Fig. 3: Model of the differential PSF of a companion at a separation ρ . The PSF is represented for a companion at $0.2''$, $0.5''$, $1''$ and $2''$, and for several methane absorptions: $f_1/f_3 = 1$ (spectral types earlier than \sim T2-T3), $f_1/f_3 = 2$ (\sim T5), $f_1/f_3 = 5$ (\sim T7) and $f_1 = 1, f_3 = 0$ (full absorption).

similar intensity in the central core. The contrast limit is then expressed in Δmag vs projected separation. The measured magnitude difference is in fact a $\Delta(F_1 - F_3)$ that we hereafter call ΔF_{13} . $\Delta F_{13} \equiv \Delta(F_1 - F_3)$ represents the magnitude difference measured through a virtual filter F1-F3 that performs the difference between the two bands. ΔF_{13} is a $5\text{-}\sigma$ detection contrast defined by:

$$\Delta F_{13}(\rho) = 2.5 \log\left(\frac{f_{\star, \text{max}}}{5\sigma(\rho)}\right) \quad (4)$$

where $f_{\star, \text{max}}$ is the value of the central peak. For saturated images, we fitted PSF aisle of unsaturated acquisition image or other reference PSF to obtain this value precisely. A typical contrast limit obtained during our survey is shown on figure 4b. Typical contrast limits give magnitude difference of $\Delta F_{13} \sim 9$ at $0.5''$ and $\Delta F_{13} \sim 10$ at $1''$.

Then the contrast limits can be expressed in mass detection limits using theoretical models. Theoretical models give correspondance between absolute magnitudes M_{F_1} , M_{F_2} and M_{F_3} and the mass and temperature of an object for a given age. We used the models from Lyon group, i.e. the NEXTGEN model (Baraffe et al. 1998) for stellar companion with an effective temperature greater than 2700 K, the DUSTY model (Allard et al. 2001; Chabrier et al. 2000) for companions with $1700 < T_{\text{eff}} < 2700$ K and the COND model (Allard et al. 2001) for substellar companions below 1400 K. From absolute magnitudes in SDI filters, an additional column $M_{F_1-F_3}(\rho)$ is created in the models tables:

$$M_{F_1-F_3}(\rho) = -2,5 \log(h(\rho)) + M_{F_{130}} \quad (5)$$

where $M_{F_{130}}$ is the zero point of the virtual filter (F1-F3), $h(\rho)$ being defined in equation 3. The differential PSF that is used to compute $h(\rho)$ is defined by equation 2 with:

$$f_1 = 10^{-\frac{M_{F_1} - M_{F_{10}}}{2.5}} \quad \text{and} \quad f_3 = 10^{-\frac{M_{F_3} - M_{F_{30}}}{2.5}} \quad (6)$$

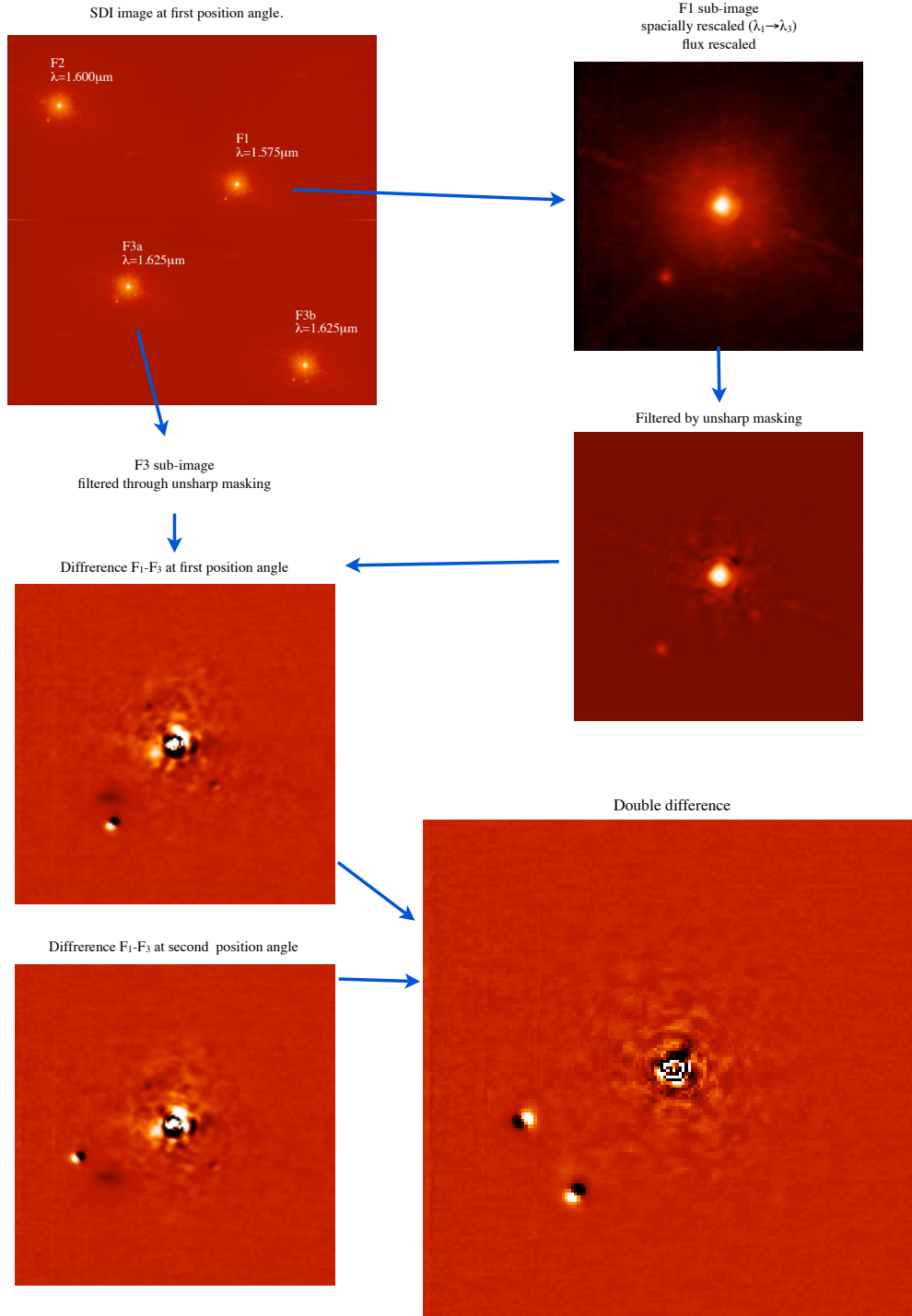
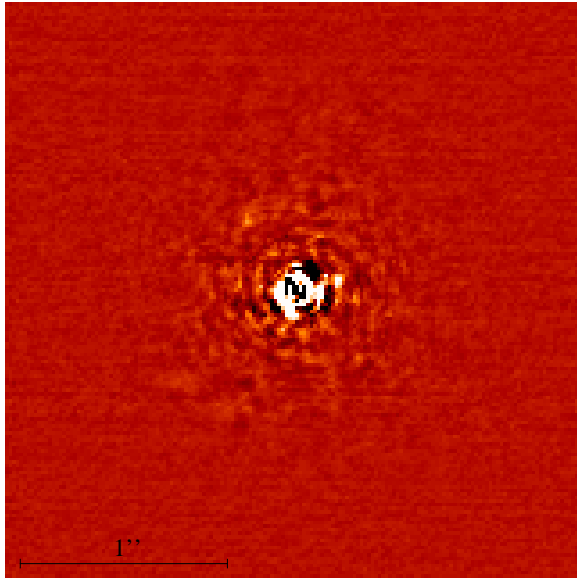


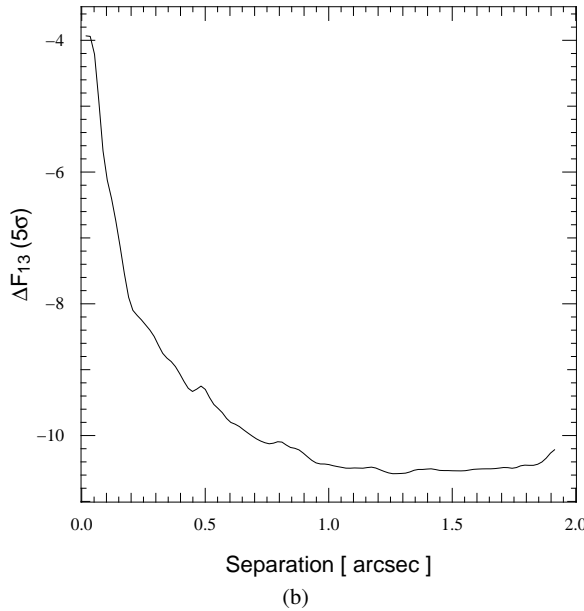
Fig. 2: Summary of Simultaneous Differential Imaging data reduction.

$M_{F_{10}}$ and $M_{F_{30}}$ being the zero points of F1 and F3 filters. We used H-band visual magnitudes of the 2MASS catalogue and Hipparcos parallax to derive H-band absolute magnitude of the primary. After a correction of the color between H and F1 bands, the contrast limits are then expressed in absolute magnitude. The obtained absolute magnitude is in fact an a magnitude of the

virtual filter F1-F3. The values of the observed absolute magnitudes from contrast limits are then interpolated on the column $M_{F_1-F_3}(\rho)$ of the models at a given age. Since the ages of the stars of our survey are very uncertain, we use age from 1 to 10 billion years to give confidence intervals on masses. Figure 5 illustrates mass detection limits around various primary stars for



(a)



(b)

Fig. 4: (a) Reduced differential image. (b) Typical contrast limits of our survey.

an age of 1 Gy. The three theoretical models are used in appropriate temperature intervals. The SDI mode of NACO allows to detect substellar companion next to any solar type star beyond 0.3'' and giant planets around late type M dwarfs.

4.2. Combining the AO limits with RV data

In order to derive detection limits from incomplete RV orbits, we performed Monte-Carlo simulations. As the RV trends betray the presence of a companion we look for keplerian orbits that are compatible with a drift. On each point of a $N \times N$ mass-period (m_2, P) logarithmic grid, we randomly pick n sets of orbital parameters of a companion:

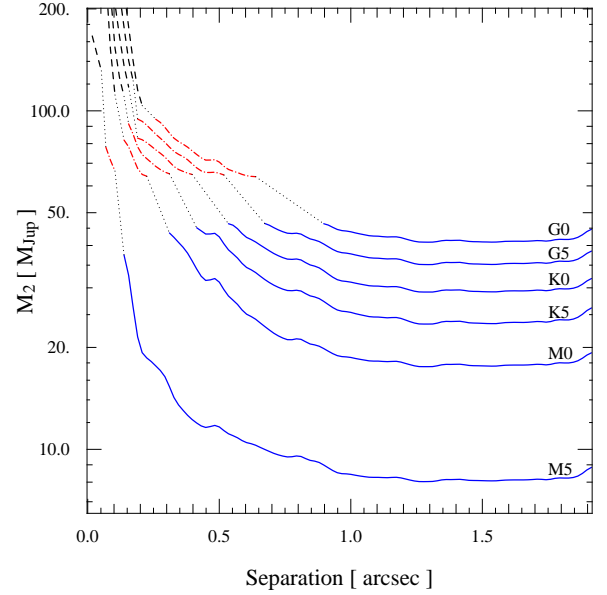


Fig. 5: Mass detection limits around 1 Gy old primary star of various spectral types. The black dashed line represents the NEXTGEN model, red dash-dotted line for DUSTY model and blue plain line for COND model. A slight dotted black line link models in their appropriate effective temperature intervals.

- ω , the longitude of periastris is picked randomly and uniformly between 0 and 2π ,
- T_0 , the epoch at periastris between t_{avg} and $t_{\text{avg}} + P$ (t_{avg} being an average date of our RV observations),
- i , the orbital inclination being picked between 0 and π with the probability density $f(i) = \sin i$ (the orbit is randomly oriented on the unit sphere),
- e , the orbital eccentricity between 0 and 1 with the probability density $f(e) = 2e$ (this distribution is expected for periods larger than 1000 days, [Duquennoy & Mayor 1991](#)),
- γ , the systemic velocity is computed to minimize the difference between observed and simulated RV data.

We chose to work with the real mass of the companion m_2 instead of the minimum mass $m_2 \sin i$ because because AO detection limits can easily be expressed in mass but not in minimal mass.

The next phase consists in keeping only the orbits that are “close” to the RV data. We established a criterion based on χ^2 defined by:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n_{\text{obs}}} \frac{(V_{r,\text{obs}}(t_i) - V_r(t_i, K_1, \omega, e, P, T_0, \gamma))^2}{\epsilon^2(t_i)} \quad (7)$$

where n_{obs} is the number of RV data points and $\epsilon(t_i)$ the error bar for each velocity. These error bars must be well estimated so that the values of χ^2 make sense: i.e. $\chi^2 = \chi_{\text{min}}^2 \sim \nu$ for an orbit that correctly fits to the RV data, where ν is the degree of freedom ($\nu = n_{\text{obs}} - 6$ in our case). The data reduction software of CORALIE derives uncertainties due to photon noise on each RV data point but does not take into account the other possible sources of noise. Dispersion on the RV is due to photon noise but also to stellar activity, to the presence of possible undetected

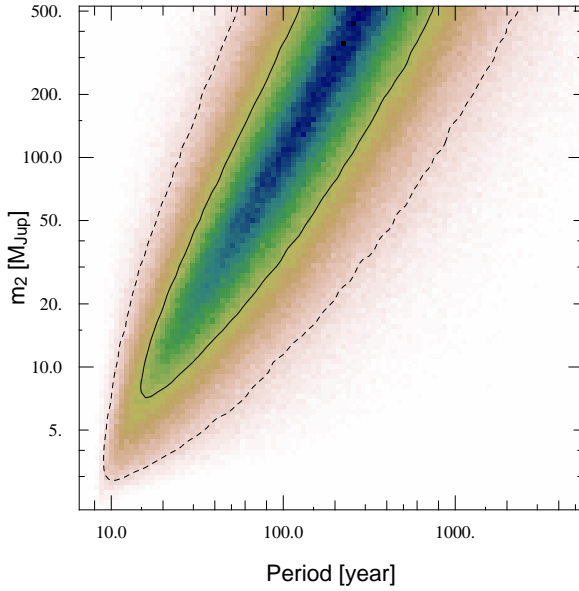


Fig. 6: Example of a probability density over a (m_2, P) grid after simulations using the RV drift of the star HD 221146. The plain line encircles 68.3% of all solutions. The dashed line encircles 95.4%.

additional companions (planets?), to instrumental noise or even to the quality of the fit model:

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{photon}}^2 + \underbrace{\sigma_{\text{activity}}^2 + \sigma_{\text{planet}}^2 + \sigma_{\text{instrument}}^2 + \sigma_{\text{model}}^2}_{\sigma_{\text{other}}^2} \quad (8)$$

This total dispersion is estimated by comparing measured RV to the best fit of the velocities using a second degree polynomial or Keplerian model. As the photon noise is known from data reduction, σ_{other} is easily deduced. The global error at the date t_i that is used to compute χ^2 is:

$$\epsilon^2(t_i) = \epsilon_{\text{photon}}^2(t_i) + \sigma_{\text{other}}^2 \quad (9)$$

For each drawn orbit, a χ^2 is therefore computed. This process creates a population for the quantity $\Delta\chi^2 = \chi(K_1, \omega, e, P, T_0, \gamma)^2 - \chi_{\text{min}}^2$ that is distributed as a chi-square distribution with 6 degrees of freedom (Press et al. 1992). The value of each $\Delta\chi^2$ can be related to confidence level. For measurements errors that are normally distributed, one generally consider that 5σ confidence interval contains the true value (in fact there is a 99.99994% chance). We take this confidence level as a criterium to keep the “acceptable” drawn orbits. This 5σ criterium corresponds to a chi-square probability of 99.99994%, i.e. $\Delta\chi^2 = 39.5$ for 6 degrees of freedom. We then keep all orbits with $\Delta\chi^2 \leq 39.5$ (Press et al. 1992). This process leads to a probability map or probability density function on the (m_2, P) grid, after normalizing by the number of total acceptable orbits. Figure 6 gives an example of such probability density function on the star HD 221146.

In the case that we did not detect on our images the companion that was identified by the RV trends, a further step is performed. In order to superimpose AO detection limits with RV constraints, the probability density function must then be expressed in mass and separation from primary star at the epoch of imaging observations (Fig. 17d). The last step to take into account both AO and RV constraints consists in setting to null

probability all orbits that corresponds to a $(m_2, \text{Separation})$ above AO limits. A last (m_2, P) probability density function allows to give final constraints on the mass and period of the companion (Fig 19d). For example, the iso-probability contour that encircles 68.3% of accepted drawn orbits defines a closed area that contains (m_2, P) parameters with 1σ confidence level. Among the constraints of undetected companions, we also indicate the probability that the companion would be a star, a brown dwarf or a planet (table 8). We take $13 M_{\text{Jup}}$ as the mass limit between planets and brown dwarfs and $0.075 M_{\odot}$ as the substellar limit.

In the case of a detection in AO, the projected separation and the mass of the companion are derived from our images. Then we check the compatibility of the detected object on the $(m_2, \text{Separation})$ probability density function (Fig 22).

5. Results

In this section we present the results of both RV and AO observations. We start with two probable brown dwarfs detected by RV and that are too close to be detected with imaging. Then, we present the binaries detected by AO and discuss whether they are compatible with RV measurements. Next we discuss our more promising targets around which no companion was detected by imaging but for which we were able to constrain the undetected companions by combining RV Monte-Carlo simulations and OA detection limits.

5.1. Detection of two brown dwarf candidates using radial velocities.

We report here the discovery of a brown dwarf orbiting the K2V dwarf HD 43848, and update the orbital parameters of the brown dwarf around the K0V dwarf HD 74014 first mentioned by Patel et al. (2007).

5.1.1. HD 43848

From January 2001 to March 2008 have obtained a total of 20 radial velocity measurement of HD 43848 system. The average individual photon noise precision of the radial velocity measurements is 7.0 m/s. Figure 7a shows the CORALIE radial velocities with the corresponding best Keplerian model. The resulting orbital parameters of the companion are $P = 2299$ days, $e = 0.803$, $K = 1033$ m/s, implying a minimum mass $m_2 \sin i = 34.0 M_{\text{Jup}}$. Orbital elements of HD 43848b are listed in table 2. This new object has a minimum mass in the brown dwarf regime. If we assume that the orbital inclination i has the probability density $f(i) = \sin i$, HD 43848b has a 90.5% chance to be a brown dwarf ($i \geq 25^\circ$, we take $m \sim 0.075 M_{\odot} \sim 80 M_{\text{Jup}}$ as the mass limit between brown dwarfs and stars). Due to its small orbital distance this companion cannot be detected by direct imaging with current instruments and telescope. Its projected separation on sky is $0.1''$ at most which corresponds to about twice the VLT theoretical resolution in H band. No other optical component was detected on our high contrast images of this system. The contrast and mass limits are shown on figure 8.

5.1.2. HD 74014.

We obtained 113 radial velocity measurements of the star HD 74014 between November 1998 and June 2008. The average individual photon noise on RV data is 5.5 m/s. The best Keplerian fit to the data (see Fig 7b) yields a period $P = 6378$

Table 2:

Parameters		HD 43848	HD 74014
γ	[km·s ⁻¹]	68.322 ± 0.030	16.634 ± 0.003
P	[days]	2300 ± 30	6420 ± 93
e		0.807 ± 0.036	0.508 ± 0.006
T_0	[JD-2.45 × 10 ⁶]	995 ± 44	3450 ± 94
ω	[deg]	-142.4 ± 4.5	-32.6 ± 0.4
K_1	[m·s ⁻¹]	1149 ⁺⁹³ ₋₃₀₉	621.5 ± 1.8
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	135 ⁺¹³ ₋₂₃	315.9 ± 3.5
$f(m)$	[10 ⁻⁶ M _⊙]	79.8 ^{+43.9} _{-2.7}	102.06 ± 0.87
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	35.2 ^{+3.4} _{-5.9}	46.91 ± 0.13
a	[AU]	3.18	6.63
N_{mes}		20	112
Span	[Years]	7.2	9.6
$\sigma_{(O-C)}$	[m·s ⁻¹]	8.42	6.44
χ^2		46.5	200.1
$\sqrt{\chi^2}$		1.82	1.37

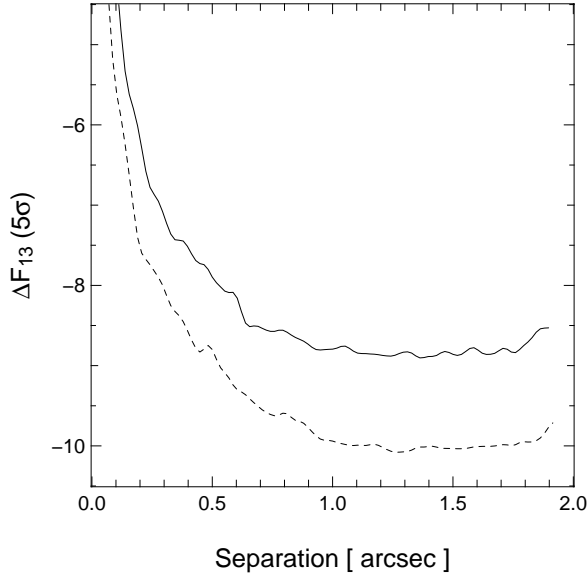


Fig. 8: ΔF_{13} vs separation contrast limits around the stars HD 43848 (plain line) and HD 74014 (dashed line).

days, an eccentricity $e = 0.506$ and a semi-amplitude $K = 621.8$ m/s (see Table 2). This best fit leads to companion with a substellar minimum mass $m_2 \sin i = 46.9 M_{Jup}$. Due to orbital inclination HD 74014b has a 81% chance to be a brown dwarf. HD 74014b was close to periastron with a projected separation of about 0.1'' at the epoch of our AO observation, therefore it could not be detected on our images. No other component was detected (limits on figure 8). This object will be a good target for direct detection in the next years as the separation of the distance between the components will increase until the mid 2010's (maximum projected separation $\gtrsim 0.27''$ depending on real inclination).

5.2. Detection of binaries

5.2.1. HD 1388

We observed this G0V star for about 10 years with the CORALIE spectrograph, showing a linear RV drift of about 25 m/s/yr (Fig. 13b). Our AO observations revealed the stellar com-

panion that creates this drift (Fig. 20a). Our SDI photometry for this companion points towards a M3 dwarf ($T_{\text{eff}} \sim 3640\text{K}$) with a mass of $0.49 \pm 0.02 M_{\odot}$ (Table 3). The (mass, separation) parameters of this companion fall on a very probable spot on the Monte-Carlo probability map (Fig. 22a) leading us to believe that this companion is gravitationally bound to the primary.

5.2.2. HD 7895A

As in Eggenberger et al. (2007), this K1V dwarf was chosen in our sample to probe its close environment and search for the companion that causes a RV drift. Indeed, our 7-year-span CORALIE measurements show a linear RV drift of about 18.5 m/s/yr (Fig. 13e). We also identified the close companion first discovered by Eggenberger et al. (2007) on our AO images (Fig 20b), denoted as HD 7895D. We derived a mass of $0.25 \pm 0.02 M_{\odot}$ (Table 3) for this M4-5 dwarf ($T_{\text{eff}} \sim 3380\text{K}$). Our simulations clearly show that this companion is compatible with the observed RV trend (Fig. 22b).

5.2.3. HD 9796

This metal-poor K0V star displays a RV linear drift of 24 m/s/yr over 9 years (Fig. 13f). We identified a new stellar candidate companion around HD 9796 (Fig 20c). This new object of $0.50 \pm 0.05 M_{\odot}$ is approximately a M2-3 dwarf ($T_{\text{eff}} \sim 3670\text{K}$). Its mass and separation from the primary star is compatible with the observed RV drift, however this data point falls in a low probability area on the (mass, separation) probability map (Fig. 22c). Assuming the distribution of inclination $f(i) = \sin i$, HD 9796 is too massive to create the observed drift. A first explanation could be that this newly discovered candidate companion is a background star, however HD 9796's galactic coordinates ($184.65.6599^{\circ} - 78.3701^{\circ}$) suggest that the star is in an uncrowded part of the sky. Unfortunately, the other epochs of wide field surveys observations (i.e. 2MASS and Digital Sky Survey) are too recent to conclude on this hypothesis, as the proper motion of this target is quite small ($< 0.16''/\text{yr}$ Perryman & ESA 1997). According to the 2MASS catalogue, the probability of finding in our images field an object brighter than $H=9$ ($H \sim 8.6$ for HD 9796B) is smaller than 5×10^{-6} . The second explanation would be that the orbital inclination of the system is smaller than statistics laws suggest. If we fix the projected separation of the companion on the sky at $0.255 \pm 0.024''$ and consider the distribution of orbital parameters of acceptable orbits from our simulations, the most probable value of the minimum mass distribution is $m \sin i \sim 0.025 M_{\odot}$. This means that the most probable inclination is close to 3° , suggesting that the orbital plane is almost face on. The probability that the orbital inclination would be greater than 3° is $\sim 1.4 \times 10^{-3}$. Besides, if we consider the same orbital parameters distributions, the probability that the mass is greater than $0.45 M_{\odot}$ (i.e. $0.5 - 0.05 M_{\odot}$) is $\sim 1.4 \times 10^{-2}$. The comparison between the two last numbers with the probability that a background star is in our images field shows that the second hypothesis is more plausible.

5.2.4. HD 14044

Our CORALIE measurements revealed a 17.7 m/s/yr linear RV trend on that G0V target (Fig. 13h). Our images show a point source 0.91'' south-east of HD 14044 (Fig 20d). Our simulations (Fig. 22d) demonstrate that the observed RV drift is compatible

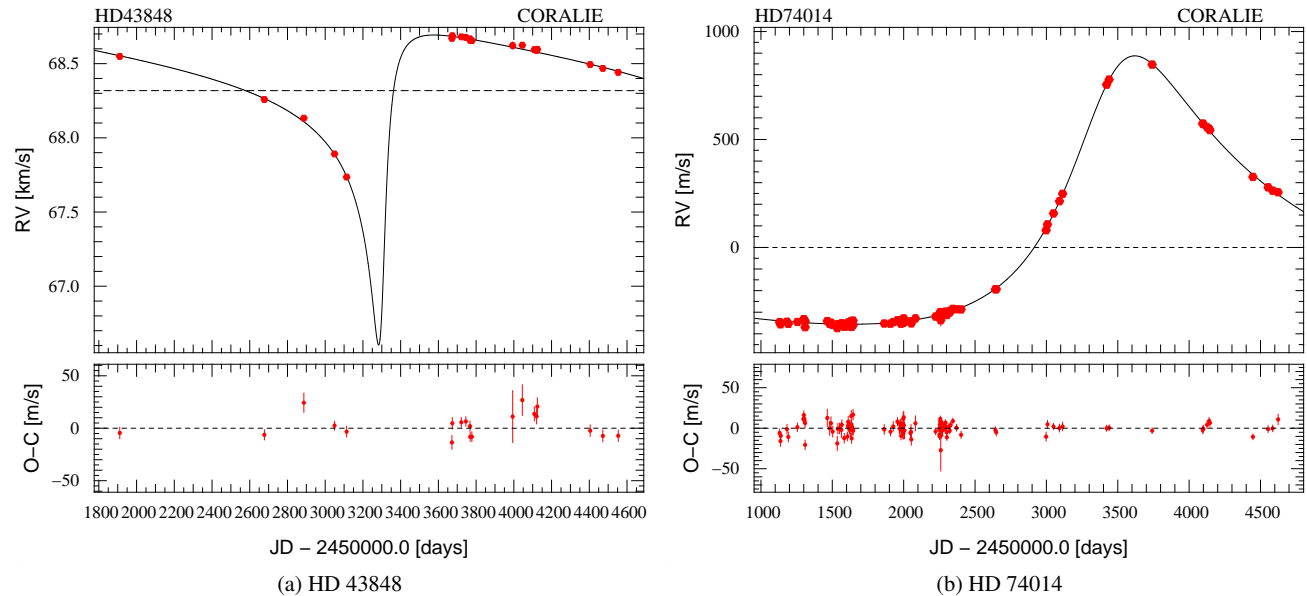


Fig. 7: Radial velocities of HD 43848 and HD 74014.

with this K8-M0 ($T_{\text{eff}} \sim 4090\text{K}$) of $0.66 \pm 0.05 M_{\odot}$, proving that HD 14044B is gravitationally bound to its primary.

5.2.5. HD 72760

HD 72760 was identified as a candidate binary by [Makarov & Kaplan \(2005\)](#) and [Frankowski et al. \(2007\)](#) because of discrepant proper motions in Hipparcos and Tycho-2. Our AO images revealed a companion to HD 72760 (Fig 20e) that was first reported by [Potter et al. \(2003\)](#). This companion of $0.38 \pm 0.04 M_{\odot}$ is fully compatible with our CORALIE measurements (Fig. 13j and 22e). The spectral type of HD 72760B is about M3 ($T_{\text{eff}} \sim 3520\text{K}$).

5.2.6. HD 78612

HD 78612 was also identified as a candidate binary with low mass companion by [Makarov & Kaplan \(2005\)](#) and [Frankowski et al. \(2007\)](#) by comparing the Tycho-2 and Hipparcos proper motions. Indeed, we report here the detection of a low mass companion to this G0 star (Fig 20f). HD 72760B is approximately a M4-5 dwarf ($T_{\text{eff}} \sim 3420\text{K}$) of $0.29 \pm 0.03 M_{\odot}$. We identified this target with its obvious curved RV trend shown by our CORALIE measurements (Fig. 13k). Our simulations confirm that the newly detected companion produces the RV signature (Fig22f).

5.2.7. HD 87359

Our images show a point source $0.875''$ north-west of HD 87359 (Fig 20g). According to our RV observations (Fig. 14a) and our simulations (Fig23a), HD 87359 is physically related to the primary star. It is likely a M2-3 dwarf ($T_{\text{eff}} \sim 3610\text{K}$) with a mass of $0.47 \pm 0.04 M_{\odot}$.

5.2.8. HD 97037

We detected a faint companion about $0.9''$ south-east of HD 97037 (Fig 20h). According to our AO photometry, this companion is a M5-M6 ($T_{\text{eff}} \sim 3270\text{K}$) with a mass of $0.18 \pm 0.02 M_{\odot}$. The presence of this new companion is fully compatible with our RV measurements (Fig. 14b and 23b).

5.2.9. HD 98356

HD 98356 was also flagged as a candidate binary by [Makarov & Kaplan \(2005\)](#) and [Frankowski et al. \(2007\)](#). The very significant variation of our CORALIE RV dat points also betrays the presence of a companion (Fig. 14c). A companion is identified on our AO images at $\sim 0.54''$ from the primary star (Fig. 20i). We derive a mass of $0.285 \pm 0.030 M_{\odot}$ for this new \sim M4 dwarf companion ($T_{\text{eff}} \sim 3430\text{K}$). Our simulations show this companion is not responsible for the whole RV signature (Fig. 23c). HD 98356B is either too light or too distant from its primary to produce such an amplitude variation in RV. This proves the existence of an additional companion to HD 98356 which will be hereafter denoted as HD 98356C. A further analysis of this second companion is described in section 5.3.7.

5.2.10. HD 104304

HD 104304 is referenced in the Extrasolar Planets Encyclopaedia ² as an unconfirmed planet-host star. In fact, [Marcy \(2007\)](#) announced that the best Keplerian fit on their RV data point corresponded to a $m \sin i = 17.20 M_{\text{Jup}}$ minimum mass object with a period of 7.54 years. Our CORALIE measurements (Fig. 14d) are compatible with that solution as well but also with objects of much larger periods and minimum mass as the orbit is incomplete. The brown dwarf mass companion presented by [Marcy \(2007\)](#) turns out to be a M dwarf. Indeed,

² <http://exoplanet.eu>

we detected a M4-5 dwarf companion ($T_{\text{eff}} \sim 3440$ K) with a mass of $0.3 \pm 0.03 M_{\odot}$ on our AO images (Fig. 21a). Our simulations show that this newly detected companion is physically related to its primary (Fig 23d).

5.2.11. HD 111031

As for HD 104304, HD 111031 is also listed as an unconfirmed planet-host star (see the Extrasolar Planets Encyclopaedia and [Marcy 2007](#)). The best Keplerian fit from [Marcy \(2007\)](#) corresponded to a $m \sin i = 2.87 M_{\text{Jup}}$ planet with a period of 16.4 years. This star was also flagged as an astrometric binary with discrepant proper motions in Hipparcos and Tycho-2 ([Makarov & Kaplan 2005](#)). We also detected a faint companion around HD 104304 on our AO images (Fig. 21a). HD 111031B turns out to be a M5-6 companion ($T_{\text{eff}} \sim 3245$ K) of mass $0.179 \pm 0.010 M_{\odot}$ and is fully compatible with our RV measurements (Fig. 14e), according to our analysis (Fig 23e).

5.2.12. HD 116920

We detected an M4-5 companion ($T_{\text{eff}} \sim 3385$ K) of $0.255 \pm 0.020 M_{\odot}$ on our AO images. HD 116920 is bound to the primary because its presence is in agreement with the observed -40.5 m/s/yr RV linear drift (Fig. 14f and 23f).

5.2.13. HD 149192

HD 149192 was described as a candidate astrometric binary by [Makarov & Kaplan \(2005\)](#) and [Frankowski et al. \(2007\)](#). The newly found companion (Fig. 21d), an M3 dwarf ($T_{\text{eff}} \sim 3570$ K) of mass $0.44 \pm 0.03 M_{\odot}$, matches the -61.1 m/s/yr linear drift RV drift (Fig. 14g and 24a).

5.2.14. HD 157338

Although HD 157338 was believed to be a stable star, our RV measurements revealed a linear drift of -11.9 m/s/yr (Fig. 14h). These RV variations is explained by a M3 dwarf companion ($T_{\text{eff}} \sim 3530$ K) of which mass is 0.405 ± 0.030 that is visible on our AO images (Fig. 21e).

5.2.15. HD 195010

A new companion to HD 195010 was hardly identified on our direct images among speckles (Fig. 21f). Our differential images with the PSF of this companion at two different position angles undoubtedly confirmed this assessment. This M4-5 ($T_{\text{eff}} \sim 3390$ K) of $0.26 \pm 0.03 M_{\odot}$ is compatible with the observed RV variation (Fig. 14j and 24c).

5.2.16. HD 205891

Our CORALIE measurements revealed a 16.8 m/s/yr over almost 10 years on this G6V star (Fig. 14k). The companion that creates this drift was completely buried in AO residual speckles. We hardly identified a companion next to HD 205891 on the final double difference reduced image (Fig. 21f) thanks to the presence of the characteristic wave-shaped features of differential PSF at two position angles separated by 33° . We extracted fundamental parameters of the companion (Δ_{mag} , separation, position angle) on the differential image by fitting a differential PSF on the features. This candidate companion, at $0.54''$ and

$\Delta F_1 = 7.0$ from its primary, corresponds to a very low mass star just above the substellar limit. We used the DUSTY models ([Allard et al. 2001](#)) with an age between 1 and 10 billion years to determine the mass of $0.085 \pm 0.005 M_{\odot}$ and temperature of about 2500 K of this new M8-L0 dwarf companion. This very promising detection shows the advantage of differential imaging compared to classical AO imaging for the detection of faint companions in the AO PSF halo, even in the case of an object without any methane signature.

At the separation we measured for this new companion and according to our Monte-Carlo simulations using the RV measurements, the object responsible for the observed RV linear trend could have a mass as low as $0.06 M_{\odot}$, i.e. in the brown dwarf regime. However, this companion of $0.085 M_{\odot}$ is fully compatible with the drift, proving that HD 205891B is gravitationally bound to its primary.

5.2.17. HD 219509

HD 219509 has a wide component that shares proper motion (HD 219495 at $\sim 70''$, [Jasinta et al. 1995](#); [Urban et al. 1998](#); [Allen et al. 2000](#)). However, this very wide component is too far to induce the 55.1 m/s/yr linear RV drift that we derive from our CORALIE measurements (Fig. 14j). The one that is responsible, which conducted [Frankowski et al. \(2007\)](#) to flag HD 219509 as an astrometric candidate binary, was detected on our AO images (Fig. 21h). Its parameters, conducting to a M4-5 dwarf ($T_{\text{eff}} \sim 3365$ K) of $0.24 \pm 0.02 M_{\odot}$, are compatible with the observed drift (Fig. 24e).

5.3. "Indirect detection" and characterization of very low mass stars and brown dwarfs.

5.3.1. HD 142

HD 142 is a F7V dwarf that host a Jupiter mass planet ([Tinney et al. 2002](#)) of which period is about 350 days. This star has also a very long period component (hereafter HD 142B) which is listed in the Washington Double Star catalogue (WDS) and [Poveda et al. \(1994\)](#), and was identified as a common proper motion companion by [Raghavan et al. \(2006\)](#), [Eggenberger et al. \(2007\)](#) and [Mugrauer et al. \(2007\)](#). This companion is a late K or early M dwarf with a mass from $0.56 M_{\odot}$ ([Mugrauer et al. 2007](#)) to $0.59 \pm 0.02 M_{\odot}$ ([Eggenberger et al. 2007](#)) according to its infrared magnitudes. This companion is outside the field of our high contrast NACO/SDI images. Our RV analyses of this system showed the presence of an additional long term drift over the Jupiter mass planet RV signature ([Butler et al. 2006](#)) that can be compatible with the stellar compaignon or with a much smaller compaignon with $P \geq 10$ years and $m \sin i \geq 4 M_{\text{Jup}}$ ([Wright et al. 2007](#)).

We combined Anglo-Australian Telescope (AAT) RV measurements ([Butler et al. 2006](#); [Tinney et al. 2002](#)) with our CORALIE data to update the orbital solution of the system. AAT data consist in 53 measurements obtained between January 1998 and September 2005 with the spectrograph UCLES. Our CORALIE data consist in 18 measurements acquired from November 1998 to September 2008. The average individual photon noise on CORALIE RV is 7.2 m/s. We chose to fit the data with a one planet plus linear drift model instead of a more complicated two planet model because the curvature essentially relies on the extreme data points (the first two data points in particular), as [Wright et al. \(2007\)](#) already mentioned. Moreover, the two planet model does not significantly improve the orbital

Table 3:

Target	epoch [JD-2.410 ⁶ days]	filter	ρ [$''$]	PA [$^\circ$]	Δm	m_2 [M_\odot]
HD 1388	53975	F1	1.491 \pm 0.039	85.60 \pm 0.22	3.17 \pm 0.05	0.49 \pm 0.02
		F2	1.504 \pm 0.041	85.35 \pm 0.31	3.11 \pm 0.05	
		F3	1.498 \pm 0.039	85.16 \pm 0.21	3.10 \pm 0.05	
HD 7895A	54013	F1	1.041 \pm 0.045	137.7 \pm 2.3	3.60 \pm 0.05	0.25 \pm 0.02
		F2	1.042 \pm 0.046	137.6 \pm 2.3	3.55 \pm 0.05	
		F3	1.043 \pm 0.040	137.9 \pm 2.1	3.56 \pm 0.05	
HD 9796	54010	F1	0.254 \pm 0.024	297 \pm 2.5	2.00 \pm 0.05	0.50 \pm 0.05
		F2	0.255 \pm 0.024	297.9 \pm 2.5	1.95 \pm 0.05	
		F3	0.255 \pm 0.024	297.0 \pm 2.5	1.93 \pm 0.05	
HD 14044	53690	F1	0.914 \pm 0.040	115.8 \pm 1.4	2.90 \pm 0.6	0.66 \pm 0.05
		F2	0.918 \pm 0.040	115.5 \pm 1.5	2.87 \pm 0.05	
		F3	0.914 \pm 0.040	115.8 \pm 1.4	2.80 \pm 0.05	
HD 72760	53731	F1	1.150 \pm 0.040	216.1 \pm 2.1	4.75 \pm 0.05	0.38 \pm 0.04
		F2	1.158 \pm 0.045	216.3 \pm 2.2	4.8 \pm 0.06	
		F3	1.159 \pm 0.036	216.1 \pm 2.0	4.6 \pm 0.1	
HD 78612	53739	F1	0.618 \pm 0.46	273.4 \pm 0.4	4.67 \pm 0.10	0.29 \pm 0.03
		F2	0.615 \pm 0.46	272.9 \pm 0.3	4.63 \pm 0.10	
		F3	0.619 \pm 0.46	272.9 \pm 0.3	4.62 \pm 0.10	
HD 87359	53741	F1	0.875 \pm 0.040	312.0 \pm 2.4	3.5 \pm 0.1	0.47 \pm 0.04
		F2	0.875 \pm 0.040	312.0 \pm 2.5	3.5 \pm 0.1	
		F3	0.875 \pm 0.040	312.2 \pm 2.5	3.5 \pm 0.1	
HD 97037	53750	F1	0.922 \pm 0.036	115.1 \pm 1.3	5.42 \pm 0.2	0.18 \pm 0.02
		F2	0.924 \pm 0.038	115.1 \pm 1.4	5.40 \pm 0.18	
		F3	0.910 \pm 0.035	115.4 \pm 1.2	5.36 \pm 0.2	
HD 98356	53752	F1	0.541 \pm 0.047	338.8 \pm 4.6	3.42 \pm 0.08	0.285 \pm 0.03
		F2	0.542 \pm 0.05	339.0 \pm 4.7	3.44 \pm 0.08	
		F3	0.543 \pm 0.043	339.2 \pm 4.6	3.44 \pm 0.08	
HD 104304	53753	F1	0.990 \pm 0.047	300.1 \pm 1.8	3.71 \pm 0.05	0.30 \pm 0.03
		F2	0.993 \pm 0.049	299.9 \pm 1.9	3.67 \pm 0.05	
		F3	0.991 \pm 0.046	300.2 \pm 1.7	3.71 \pm 0.05	
HD 111031	53762	F1	0.874 \pm 0.037	142.0 \pm 1.8	5.3 \pm 0.1	0.179 \pm 0.01
		F2	0.877 \pm 0.040	142.1 \pm 1.9	5.3 \pm 0.1	
		F3	0.877 \pm 0.030	142.3 \pm 1.6	5.3 \pm 0.1	
HD 116920	53754	F1	0.690 \pm 0.040	206.3 \pm 3.4	3.26 \pm 0.05	0.255 \pm 0.02
		F2	0.690 \pm 0.046	206.4 \pm 3.5	3.23 \pm 0.05	
		F3	0.693 \pm 34	206.3 \pm 3.3	3.26 \pm 0.05	
HD 149192	53948	F1	0.853 \pm 0.045	242.1 \pm 1.7	1.96 \pm 0.03	0.44 \pm 0.03
		F2	0.862 \pm 0.047	242.0 \pm 1.9	1.96 \pm 0.03	
		F3	0.861 \pm 0.045	241.9 \pm 1.7	1.98 \pm 0.04	
HD 157338	54003	F1	0.870 \pm 0.04	50.5 \pm 2.0	3.6 \pm 0.1	0.405 \pm 0.030
		F2	0.881 \pm 0.045	50.6 \pm 2.0	3.6 \pm 0.1	
		F3	0.879 \pm 0.40	50.4 \pm 2.0	3.6 \pm 0.1	
HD 195010	53968	F1	0.261 \pm 0.023	150.5 \pm 4.4	3.86 \pm 0.2	0.26 \pm 0.03
		F2	0.242 \pm 0.026	148.1 \pm 4.0	3.85 \pm 0.2	
		F3	0.239 \pm 0.024	149.4 \pm 4.0	3.95 \pm 0.2	
HD 205891	53934	F1	0.540 \pm 0.030	65.4 \pm 2.0	7.0 \pm 0.1	0.085 \pm 0.05
		F2			7.0 \pm 0.1	
		F3			7.0 \pm 0.1	
HD 219509	53971	F1	0.541 \pm 0.046	338.8 \pm 4.6	3.42 \pm 0.05	0.24 \pm 0.02
		F2	0.543 \pm 0.05	339.0 \pm 4.6	3.44 \pm 0.05	
		F3	0.544 \pm 0.043	339.1 \pm 4.5	3.44 \pm 0.05	

solution: $\sigma_{(O-C)} = 10.16$ m/s for the best two planet model versus $\sigma_{(O-C)} = 11.07$ m/s for the best one planet plus linear drift model. The best keplerian fit (see Fig.9) leads to a period $P = 349.9$ days, an eccentricity $e = 0.30$ and a semi-amplitude $K_1 = 35.0$ m/s, i.e. a planetary companion with a minimum mass $m \sin i = 1.34 M_{\text{Jup}}$. In addition to the Keplerian signal, the RV measurements display a linear drift of 10.4 m/s/yr. Our updated orbital parameters (see table 4) are compatible with [Butler et al. \(2006\)](#)'s.

Once the RV data is well characterized, one should check if the known stellar companion is responsible for the 10.4 m/s/yr linear drift. If so, no further investigations should be done to

search for another object in the system. We subtracted the 350 day planet orbit and performed the simulations that are described in section 4.2 on the resulting velocities. The result of our simulation was compared to the observed parameters of the stellar companion. We used one of the astrometric measurements of [Eggenberger et al. \(2007\)](#) of which epochs is within RV observations span and the mass $m_2 = 0.59 \pm 0.02 M_\odot$. The (mass-separation) probability map (see Fig. 10) clearly shows that HD 142B is not entirely responsible for the drift. HD 142B would have to be either twice more massive or at least 1'' closer to its parent star to create the observed RV drift. Its mass and projected separation at the Julian Date 53713 and our simula-

Table 4: Updated orbital parameters for HD 142 with a single planet plus a linear drift

Parameter		HD 142
γ_{CORALIE}	[km·s ⁻¹]	5.4504 ± 0.0044
γ_{AAT}	[km·s ⁻¹]	-0.0108 ± 0.0028
dv/dt	[m·s ⁻¹ ·yr ⁻¹]	-10.40 ± 0.67
P	[days]	349.9 ± 2.1
e		0.30 ± 0.10
T_0	[JD-2.45 × 10 ⁶]	4065 ± 15
ω	[deg]	-54 ± 16
K_1	[m·s ⁻¹]	35.0 ± 5.2
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	1.07 ± 0.15
$f(m)$	[10 ⁻⁹ M _⊙]	1.44 ± 0.58
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	1.34 ± 0.20
a	[AU]	1.06
N_{mes}		71
Span	[Years]	10.6
$\sigma_{(O-C)}$	[m·s ⁻¹]	11.07
χ^2		228.49
$\sqrt{\chi^2}$		1.9

Table 5: 1 σ constraints on the mass and orbital period of HD 142c derived from our analysis.

drift	m_2	P	a	P_{planet}	P_{BD}	P_{star}
[m/s/yr]	[M _{Jup}]	[yr]	[AU]			
14.4	1.9-73	12-370	5.6-57	0.105	0.863	0.032
6.5	9-78	15-200	6.7-38	0.424	0.570	0.006

tions shows that there is a 0% probability that this companion can create the observed drift (Fig. 10).

A quick calculation and graph plot shows that HD 142B can create a maximum drift of 3.9 m/s/yr. The RV drift is the acceleration of the primary star projected on the line of sight z . The acceleration magnitude can be expressed as follows: $\|\mathbf{a}\| = Gm_2/\rho^2$ where ρ is the orbital distance ($\rho^2 = z^2 + x^2$) of the system and G the gravitational constant, x being the projected separation on the sky. In our case, x is fixed by [Eggenberger et al. \(2007\)](#) and equal to 4.08'' or 105 AU (therefore $\rho_{\text{min}} = 105$ AU). Therefore, the RV drift d^2z/dt^2 is:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{Gm_2}{\rho^2} \cos\left(\arcsin \frac{x}{\rho}\right) \quad (10)$$

This function of ρ (plotted on Fig 11) has a maximum of 3.9 m/s/yr which is much smaller than the RV linear drift. All this shows that this system has one more long period component (hereafter HD 142c). Both the orbit of the planet HD 142b and the RV drift caused by HD 142B must be removed to the RV measurements in order to characterize HD 142c. The problem is that it is impossible to know if the trend caused by the stellar companion should be subtracted or added because this object can either be approaching or moving away. We performed Monte-Carlo simulations in these two extreme cases (linear drifts of 14.4 m/s/yr and 6.5 m/s/yr) and combined the results with our high contrast imaging detection limits. Table 5 summarizes the constraints on the mass and the orbital period of HD 142b. Our analysis showed that HD 142c is very probably a substellar ($\sim 97\%$ in one case and $> 99\%$ in the other) companion and still has a chance to be a planet.

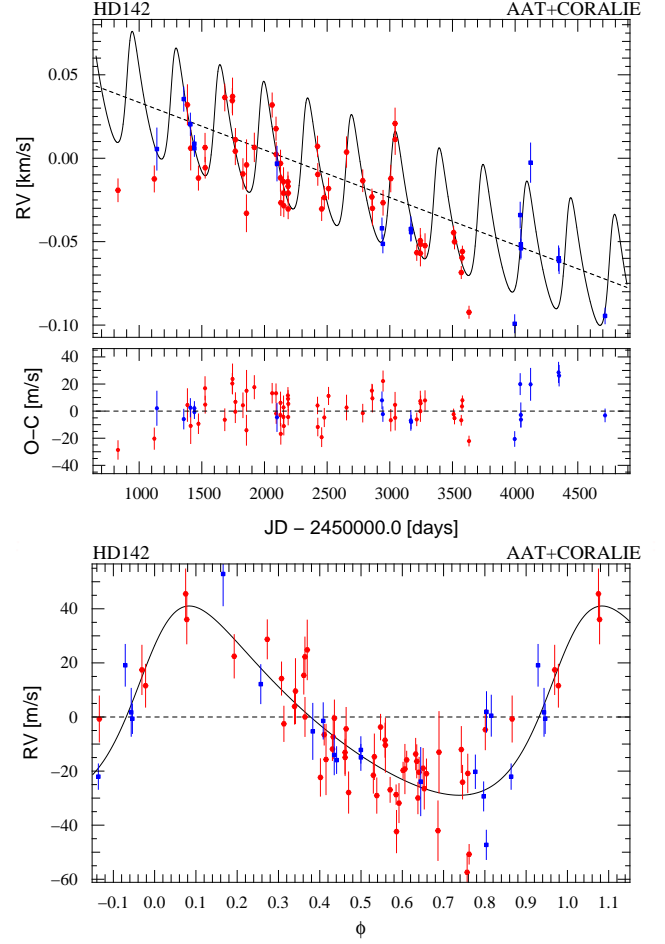


Fig. 9: Radial velocity measurements as a function of Julian Date obtained with AAT (red dots) and CORALIE (blue squares) for HD 142, superimposed on the best Keplerian planetary solution (top figure). The residuals are displayed at the bottom of the top figure. The phase folded solution of the planet is displayed on the bottom diagram.

5.3.2. HD 4113

HD 4113 is a G5 dwarf hosting a Jupiter mass planet (HD 4113b) discovered by [Tamuz et al. \(2008\)](#). This planet has a very high eccentricity ($e \sim 0.90$) that can be explained by a long period companion (hereafter HD 4113c) in the system. Indeed, the RV data show a drift in addition to the high eccentricity planet orbit that betrays this companion. In the case that the orbital planes of the planet and the long period companion have different inclination, the eccentricity of HD 4113b could undergo Kozai oscillations ([Kozai 1962](#)).

We update here the orbital elements of the planet and characterize the companion that induce the RV drift with the very recent CORALIE RV measurements. The RV data consists in 137 measurements obtained with the CORALIE spectrograph between October 1999 and September 2008. We chose to fit the RV data with a one planet plus quadratic drift as the long period orbit is essentially unconstrained (Fig. 12). As we already published in [Tamuz et al. \(2008\)](#), the 1.542 M_{Jup} has period of

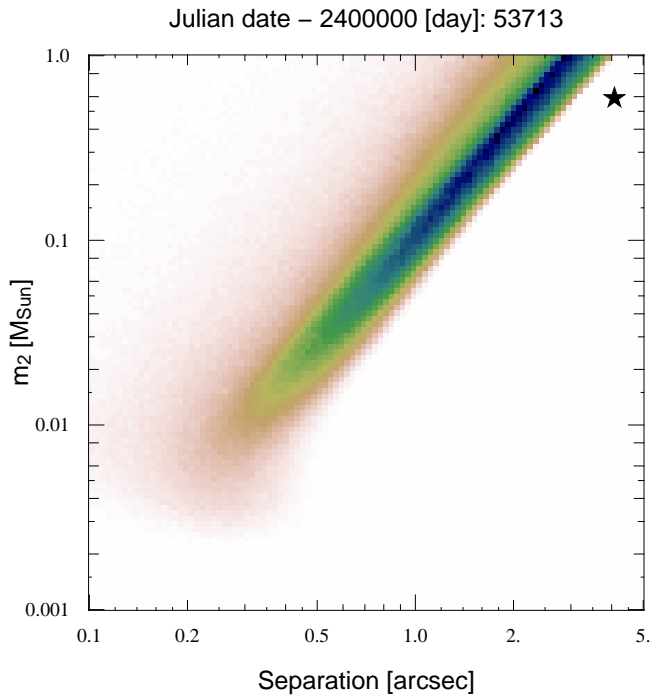


Fig. 10: (Mass-Separation) probability map at the Julian Date 2453713, characterizing the 10.4 m/s/yr linear RV drift on the star HD 142. The known companion ($\rho = 4.08''$ and $m_2 = 0.59 M_\odot$, Eggenberger et al. 2007) is represented with the black star symbol. Its position on the probability map shows that it is not compatible with the observed drift.

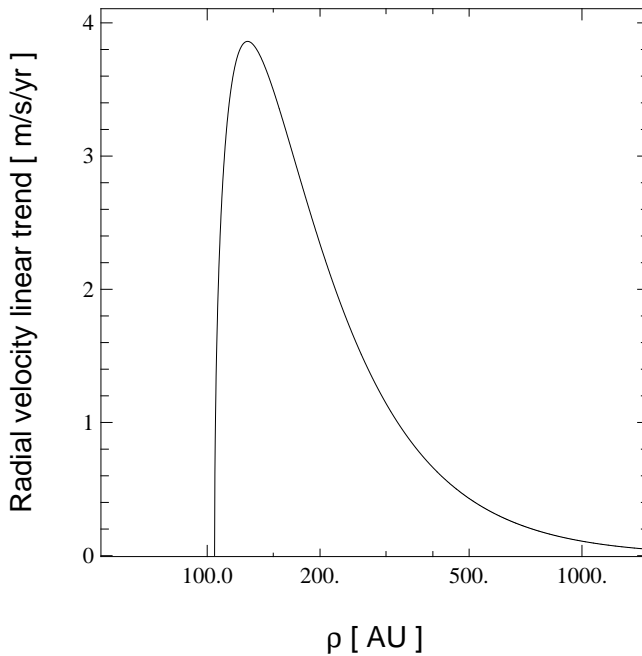


Fig. 11: Radial velocity linear drift caused by HD 142B versus orbital separation ρ . The maximum of this function occurs at 3.9 m/s/yr for $\rho \sim 128$ AU

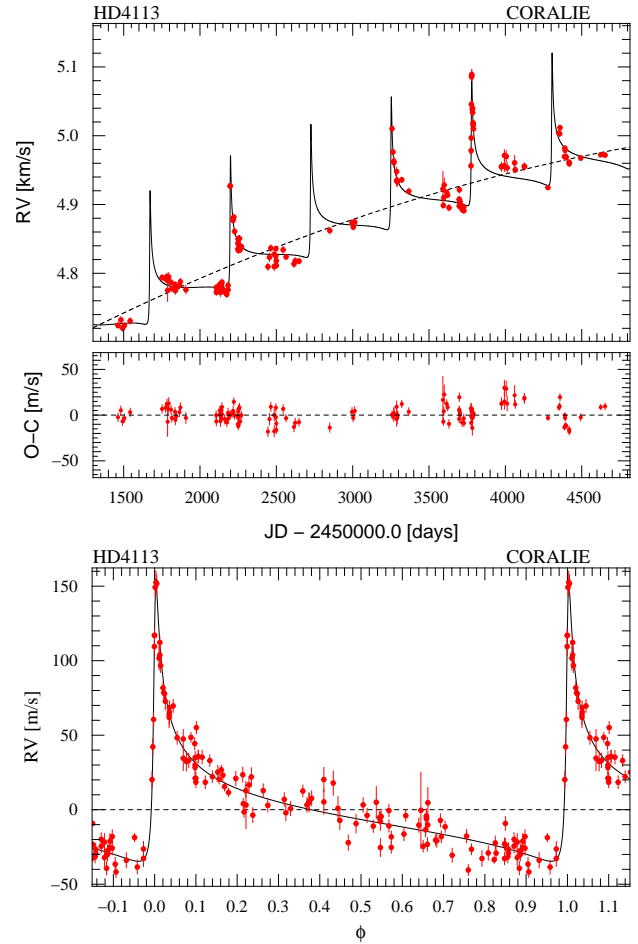


Fig. 12: ...

526.65 days on a very eccentric orbit (table 6). The long period RV signature is compatible with a brown dwarf but also with a stellar companion. The best fit with 2 Keplerian orbits conducts to $m_2 \sin i = 16.4 M_{Jup}$, $P_2 = 5300$ days and $e = 0.6$ for the long period component.

HD4113c was not detected on our high contrast SDI images. We performed Monte-Carlo simulation using RV measurements subtracted from the inner planet orbit (Fig. 13c). The combination of our simulations with AO detection limits (Fig. 16c) shows that HD4113c is more probably a brown dwarf but can still be a star ($\sim 80\%$ chance to be a brown dwarf versus $\sim 20\%$ for a star, see table 8).

5.3.3. HD 4747

This G9 dwarf fall into our sample as our RV measurements showed a large downward drift with slight curvature, suggesting the presence of a companion. Nidever et al. (2002) also published an upward part of the orbit and the beginning of the descent, and showed that the RV variation was compatible with a companion with a substellar minimum mass of $42.3 M_{Jup}$, a period of 18.7 years and an eccentricity of 0.64. We combined Nidever et al. (2002)'s RV measurements (18 data points between 1996 and 2001) with ours (46 data points between

Table 6: Updated orbital parameters for HD 4113 with a single planet plus a quadratic drift (drift= $\alpha t + \beta t^2 + \gamma$)

Parameter	HD 4113	
epoch	[JD-2.45 × 10 ⁶]	? ± 0.01
γ	[km·s ⁻¹]	4.8798 ± 0.0013
α	[m·s ⁻¹ ·yr ⁻¹]	29.04 ± 0.30
β	[m·s ⁻¹ ·yr ⁻²]	-0.83 ± 0.14
P	[days]	526.650 ± 0.084
e		0.8980 ± 0.0059
T_0	[JD-2.45 × 10 ⁶]	3777.85 ± 0.23
ω	[deg]	-45.8 ± 2.1
K_1	[m·s ⁻¹]	92.7 ± 3.4
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	1.977 ± 0.088
$f(m)$	[10 ⁻⁹ M _⊙]	3.73 ± 0.50
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	1.542 ± 0.072
a	[AU]	1.2727
N_{mes}		137
Span	[Years]	9
$\sigma_{(O-C)}$	[m·s ⁻¹]	8.33
χ^2		482.4
$\sqrt{\chi^2}$		1.93

Table 7: Orbital parameters for HD 4747 from RV measurements only. Confidence intervals are computed for 68% confidence level after 10000 Monte Carlo iterations.

Parameter	HD 4747	
$\gamma_{CORALIE}$	[km·s ⁻¹]	9.71 ± 0.17
γ_{HIRES}	[km·s ⁻¹]	-0.70 ± 0.16
P	[days]	28200 ⁺¹³⁸⁰⁰ ₋₁₈₇₀₀
e		0.80 ± 0.06
T_0	[JD-2.45 × 10 ⁶]	28200 ⁺¹³⁸⁰⁰ ₋₁₈₇₀₀
ω	[deg]	-89.5 ± 3.2
K_1	[m·s ⁻¹]	869 ± 125
$a_1 \sin i$	[AU]	1.3 ± 0.7
$f(m)$	[10 ⁻⁹ M _⊙]	1.44 ± 0.58
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	63 ± 13
a	[AU]	16.6
N_{mes}		64
Span	[Years]	12
$\sigma_{(O-C)}$	[m·s ⁻¹]	9.17
χ^2		119.8
$\sqrt{\chi^2}$		1.45

September 1998 and September 2008) to improve the estimation of the orbital parameters on this object. The best fit of a Keplerian orbit on the combined data sets leads to a companion with a substellar minimum mass of 63 M_{Jup} , a period of about 77 years and an eccentricity of 0.80 (Fig. 13d and table 7). Though, these parameters have large uncertainties due to still incomplete phase coverage and even if the minimum mass of the best fit is under the substellar limit, it also could be the one of a low mass star. Our Monte-Carlo simulations also show that the RV measurements are compatible with either a stellar companion or a brown dwarf.

We did not detect any companion on our differential image. However, it allowed us to put stringent limits on the companion. We combined these imaging limits with our simulations to prove that HD4747b is a brown dwarf (Fig. 18d and 16d). Indeed, the final (m_2, P) probability density function tells us that this object has a probability smaller than 10⁻⁵ to be stellar (table 8).

5.3.4. HD 13724

CORALIE measurements revealed an RV trend with an amplitude of about 200 m/s over 8 years and a curvature (Fig. 13g). We did not detect the companion responsible for this drift on our AO observations. The shape of RV measurements suggests that we observed with imaging when the orbit was close to its inflection point, which is not favorable to resolve a companion. The simulations constrain the mass and period domain for the companion (see 18e and 16e and table 8), suggesting that HD 13724b is probably a brown dwarf (0.779) but has a non negligible chance to be a star (0.185) and even a planet (0.036) on a very eccentric orbit.

5.3.5. HD 68475

This star displays a strong RV curvature with an amplitude of 180 m/s over 9 years and a relatively high dispersion (~ 11 m/s) around the best keplerian fit probably due to the presence of additional planetary companions or stellar activity (Fig. 13i). Our analysis on RV and imaging detection limits implies that the companion is substellar (only 1.6% chance to be stellar, table 8). The RV follow-up observations of this star will be very important in the next years because they will decide if HD 68475b is a planet or a brown dwarf.

5.3.6. HD 78746

Makarov & Kaplan (2005) and Frankowski et al. (2007) listed HD 78746 as a candidate astrometric binary. RV measurements confirm that a companion orbits that star (Fig. 13l). As no companion was detected by imaging, our analysis of the RV drift and the imaging detection does not allow us to conclude on the nature of the companion. According to our constraints, the companion can either be a low mass star or a brown dwarf (table 8).

5.3.7. HD 98356

As we discussed in section 5.2.9, the companion we detected on our AO images is not compatible with the VR signature.

A first hypothesis is that the companion candidate is a background star, therefore it would have no influence on radial velocities. In this hypothesis, we performed our analysis combining simulations and AO detection limits. We show that HD 98356C has a probability of 0.18 to be a planet, 0.68 to be a brown dwarf and 0.14 to be a low mass stars, with $P \in [8, 65]$ years, $m_2 \in [8, 104] M_{Jup}$ and $a \in [4, 16]$ AU. However, this hypothesis is very unlikely because according to the 2MASS catalogue, the probability of finding in our image field a background star brighter than $H=10.5$ ($H \sim 10.4$ for HD 98356B) around this primary is about 10⁻⁴.

In the case that the companion candidate is bound to the primary, it is very difficult to further constrain the undetected companion. The RV contribution of HD 98356B should be subtracted from RV measurements in order to constrain the orbit of HD 98356C. However, HD 98356B can have a large variety of orbital elements and its orbit cannot be approximated to a linear drift because it can have a period of only a few dozens years. Therefore, we cannot further constrain this undetected companion.

5.3.8. HD 161050

HD 161050 displays a linear drift of 71.8 m/s/yr over 6 years (Fig. 14i). We observed it on an unfavorable epoch of the orbit and were not able to identify the counterpart that creates the drift. HD 161050b should be a stellar companion even if there is still some room for a brown dwarf (table 8).

5.3.9. HD 219077

HD 219077 displays a 13 m/s/yr linear drift over 8 years (Fig. 14l). As no companion was detected on our high contrast images, we conclude from our analysis that HD 219077b has a probability of 0.75 to be a brown dwarf.

5.3.10. HD 221146

RV data points revealed a linear trend of 10 m/s over about 8 years (Fig. 14l). The undetected companion HD 221146b has a probability of 0.72 to be a brown dwarf but still is compatible with a very low mass stars as 19% of retained orbits are compatible with a star.

6. Discussion and conclusion

In this paper, we report the results of our program, for which we observed in high contrast imaging 36 solar-type stars that were identified as targets with RV trend during the first semester of 2005.

Today, with a longer time span for our CORALIE RV measurements, 8 of them turn out to have no trend anymore. No companion was detected around these 8 targets by high contrast imaging technique.

Then, 17 M dwarf companions were detected but one of the companions cannot explain the RV drift (HD 98356).

Finally, 11 companions that were identified by RV measurements and were not detected by high contrast imaging are compatible with brown dwarf companions. The planet host star HD 142, that is also a component of a binary system, has another very low mass companion that is very probably substellar (Sec.5.3.1). HD 98356 which is also very probably part of a binary system hosts a third companion still compatible with a brown dwarf (Sec. 5.3.7). The 9 targets left also host a undetected companions, everyone compatible with brown dwarf.

In order to derive the frequency of brown dwarf companions around solar-type stars, we must redefine the whole sample of stars. The CORALIE planet search sample contains all main sequence stars from F8 down to K0 and has a color dependant distance limit for later type stars down to M0. The total of 1647 of the CORALIE sample could not be used to make the selection of our sub-sample for several reasons. First, for some stars of the sample, we did not have enough RV measurements or the time span was too small to identify a trend at the time we defined this sub-sample. We chose to eliminate all stars that had less than 4 RV measurements and a time span smaller than 2 years. This selection cuts the 1647 stars CORALIE sample down to 1130 stars. Then, we consider that a RV drift cannot be identified if a star is too active. For all stars, we computed the dispersion of the RV measurements around the best appropriate model (constant, linear drift, quadratic drift, or even 2 component Keplerian orbits for HD 4113). We rejected all stars for which the dispersion was greater than 3 times the individual error because we consider that a RV drift cannot be identified around such stars. This

criterion should not bias the frequency of brown dwarf companion because stellar activity of the primary does not play any role on the formation of companions. At this point, the sample was reduced to 849 stars. Finally, we chose to reject all spectroscopic binaries and visual binaries closer than 5". The problem with close binaries is that the fiber that feeds the spectrograph is centered on the centroid of the target. In case that the target is a close binary and depending on the atmospheric condition (the PSF is larger as conditions get worse), the fiber, which has a diameter of 2", can either be centered on one component, the other or between the two. Moreover, for spectroscopic binaries that have comparable magnitudes, spectra of both stars are mixed, so the doppler information is more difficult to extract from the final spectrum. Therefore, we cannot guarantee that we are able to recognize all brown dwarf host star candidates among close binaries (< 5"). 22 spectroscopic binaries were found from CORAVEL and CORALIE database and 28 visual binaries closer than 5" were identified from the HIPPARCOS catalogue, with 2 of them in common. Here, 783 stars are left in the sample. All 66 stars with RV drift of our sub-sample are present in this sample.

From this selection, we derive the frequency of brown dwarf companions around solar-type stars with no stellar companion closer than 5". The mean distance of the stars of the CORALIE sample is 40 pc, therefore 5" corresponds to a minimum semi-major of 200 AU for all stellar companions. The frequency of brown dwarf companions is therefore derived for this sample of 783 stars subtracted from all discovered binaries. Even if they also have a brown dwarf companion candidate, HD 142 and HD 98356 must also be rejected from the host star candidates because their secondaries are closer than 5". From our exhaustive selection (Sec. 2.1), we can affirm that our sub-sample of 66 targets contains all binary stars and brown dwarf companions that are in the 783 stars sample. The number of binaries contained in the sub-sample of 66 stars (i.e. in the 783 sample) is extrapolated from our observations and analysis of the 36 stars. We detected 17 binaries plus the ones we expect among the brown dwarf host star candidates and that can be estimated from the probabilities P_{star} (Sec.5.1.1 and 5.1.2, table 8), i.e. 2.31 stars. Therefore we expect to find 19.3 ± 2.2 stellar companions among our 36 targets (incertitude estimated from the bootstrap method, Press et al. 1992), that is $N_{\text{StComp}} = 19.3 \times 66/36 = 35.4 \pm 4.0$ stellar companions in the whole sample of 783 stars. Similarly, we derive the number of expected brown dwarf companions in our sample: 7.75 ± 0.60 for 36 targets, i.e. $N_{\text{BDComp}} = 14.2 \pm 1.1$ brown dwarf companions in the whole sample. The frequency of brown dwarf companions can be defined as:

$$f_{\text{BDComp}} = \frac{N_{\text{BDComp}}}{N_{\text{sample}} - N_{\text{StComp}}} \quad (11)$$

Therefore the frequency of brown dwarf companions around solar type stars with no stellar companion closer than 200 AU is $1.90 \pm 0.15\%$.

This number should be compared with previous results. Duquennoy & Mayor (1991) predicted that systems with $m_2/m_1 \leq 0.1$ would have a proportion of $8 \pm 6\%$ among solar-type stars and that as much as 10% of them could have a brown dwarf companion. The fraction of brown dwarf companions we derive here is smaller than the first number but still compatible. On the contrary, the second one was overestimated. This can be explained by an effect of selection of RV orbits of companions with small $\sin i$. This effect of inclination is not present in our work because we combined RV measurements with imaging

Table 8: Constraints on AO undetected companions.

Name	m_2 [M_{Jup}]	P [yr]	a [AU]	P_{planet}	P_{BD}	P_{star}
HD 4113c	18-98	17-140	6.6-28	0.009	0.790	0.201
HD 4747b	19-74	12-38	4.8-11	$< 10^{-6}$	~ 1	$< 10^{-4}$
HD 13724b	13-103	14-140	5.9-29	0.036	0.779	0.185
HD 68475b	4.3-79	9.4-54	4.3-14	0.436	0.548	0.016
HD 78746b	45-150	6-21	3.2-7.5	$< 10^{-5}$	0.316	0.684
HD 98356b	9-78	15-200	6.7-38	0.424	0.570	0.006
HD 161050b	30-240	11-74	5.4-20	2×10^{-6}	0.329	0.671
HD 219077b	5.5-83	13-225	5.2-36	0.18	0.75	0.07
HD 221146b	5-88	13-240	5.8-42	0.09	0.72	0.19

results. However, even if it is very unlikely, all but one of our brown dwarf candidates could be stellar.

The only way to verify our result is to perform detection of brown dwarf companions. A way to improve the sensibility of our survey is to combine several techniques of high contrast imaging. By combining SDI technique with ADI (Marois et al. 2006; Lafrenière et al. 2007) and coronagraphy would allow us to gain 3 to 4 magnitude at 5". With such improvement, we could detect the lightest brown dwarf companions of our sample. With an increasing time span of the CORALIE survey, more than 100 stars with RV drifts are now present in the sample. Direct imaging observation of this new sample should permit us to improve statistics of the brown dwarf desert.

References

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Allen, C., Poveda, A., & Herrera, M. A. 2000, *A&A*, 356, 529
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Beuzit, J.-L., Ségransan, D., Forveille, T., et al. 2004, *A&A*, 425, 997
- Billier, B. A., Close, L., Lenzen, R., et al. 2004, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5490, *Advancements in Adaptive Optics*. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 389-397 (2004), ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, 389-397
- Billier, B. A., Kasper, M., Close, L. M., Brandner, W., & Kellner, S. 2006, *ApJ*, 641, L141
- Bouvier, J., Stauffer, J. R., Martin, E. L., et al. 1998, *A&A*, 336, 490
- Bouy, H., Brandner, W., Martin, E. L., et al. 2003, *AJ*, 126, 1526
- Butler, R. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2006, *PASP*, 118, 1685
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Close, L. M., Biller, B., Hoffmann, W. F., et al. 2005, in *Science with Adaptive Optics*, ed. W. Brandner & M. E. Kasper, 253-+
- Close, L. M., Siegler, N., Freed, M., & Biller, B. 2003, *ApJ*, 587, 407
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., & Vacca, W. D. 2005, *ApJ*, 623, 1115
- Delfosse, X., Tinney, C. G., Forveille, T., et al. 1999, *A&AS*, 135, 41
- Devillard, N. 1997, *The Messenger*, 87, 19
- Duquenois, A. & Mayor, M. 1991, *A&A*, 248, 485
- Eggenberger, A., Udry, S., Chauvin, G., et al. 2007, *A&A*, 474, 273
- Flower, P. J. 1996, *ApJ*, 469, 355
- Forveille, T., Ségransan, D., Delorme, P., et al. 2004, *A&A*, 427, L1
- Frankowski, A., Jancart, S., & Jorissen, A. 2007, *A&A*, 464, 377
- Gizis, J. E., Kirkpatrick, J. D., Burgasser, A., et al. 2001, *ApJ*, 551, L163
- Halbwachs, J. L., Arenou, F., Mayor, M., Udry, S., & Queloz, D. 2000, *A&A*, 355, 581
- Halbwachs, J. L., Mayor, M., Udry, S., & Arenou, F. 2003, *A&A*, 397, 159
- Jasinta, D. M. D., Raharto, M., & Soegartini, E. 1995, *A&AS*, 114, 487
- Kozai, Y. 1962, *AJ*, 67, 591
- Lafrenière, D., Doyon, R., Marois, C., et al. 2007, *ApJ*, 670, 1367
- Lagrange, A.-M., Chauvin, G., Fusco, T., et al. 2003, in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 860-868 (2003), ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 860-868
- Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 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. 970-977 (2004), ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 970-977
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 944-952 (2003), ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944-952
- Liu, M. C., Fischer, D. A., Graham, J. R., et al. 2002, *ApJ*, 571, 519
- Luhman, K. L., Rieke, G. H., Young, E. T., et al. 2000, *ApJ*, 540, 1016
- Makarov, V. V. & Kaplan, G. H. 2005, *AJ*, 129, 2420
- Marcy, G. 2007, in *In the Spirit of Bernard Lyot: The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*, ed. P. Kalas, 21-+
- Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2005, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 158, 24
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., et al. 2005, *PASP*, 117, 745
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *PASP*, 112, 91
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Martín, E. L., Barrado y Navascués, D., Baraffe, I., Bouy, H., & Dahm, S. 2003, *ApJ*, 594, 525
- McCarthy, C. & Zuckerman, B. 2004, *AJ*, 127, 2871
- Mugrauer, M., Neuhäuser, R., & Mazeh, T. 2007, *A&A*, 469, 755
- Nidever, D. L., Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D. A., & Vogt, S. S. 2002, *ApJS*, 141, 503
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., & Nakajima, T. 1995, *Science*, 270, 1478
- Patel, S. G., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2007, *ApJ*, 665, 744
- Perryman, M. A. C. & ESA, eds. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*, ed. M. A. C. Perryman & ESA
- Potter, D., Martín, E. L., Cushing, M. C., et al. 2002, *ApJ*, 567, L133
- Potter, D. E., Martín, E. L., & Cushing, M. C. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 211, *Brown Dwarfs*, ed. E. Martín, 265-+
- Poveda, A., Herrera, M. A., Allen, C., Cordero, G., & Lavalley, C. 1994, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 28, 43
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing* (Cambridge: University Press, —c1992, 2nd ed.)
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Raghavan, D., Henry, T. J., Mason, B. D., et al. 2006, *ApJ*, 646, 523
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4839, *Adaptive Optical System Technologies II*. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 140-149 (2003), ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140-149
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 1127
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
- Schaerer, D., Charbonnel, C., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993, *A&AS*, 102, 339
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Mayor, M., et al. 2008, *A&A*, 487, 373
- Tamuz, O., Ségransan, D., Udry, S., et al. 2008, *A&A*, 480, L33
- Tinney, C. G., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2002, *ApJ*, 571, 528
- Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000a, *A&A*, 356, 590
- Udry, S., Mayor, M., Queloz, D., Naef, D., & Santos, N. 2000b, in *From Extrasolar Planets to Cosmology: The VLT Opening Symposium*, ed.

- J. Bergeron & A. Renzini, 571–+
- Udry, S. & Santos, N. C. 2007, *ARA&A*, 45, 397
- Urban, S. E., Corbin, T. E., Wycoff, G. L., et al. 1998, *AJ*, 115, 1212
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Fischer, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 657, 533
- Zapatero Osorio, M. R., Béjar, V. J. S., Martín, E. L., et al. 2000, *Science*, 290, 103
- Zuckerman, B. & Becklin, E. E. 1992, *ApJ*, 386, 260

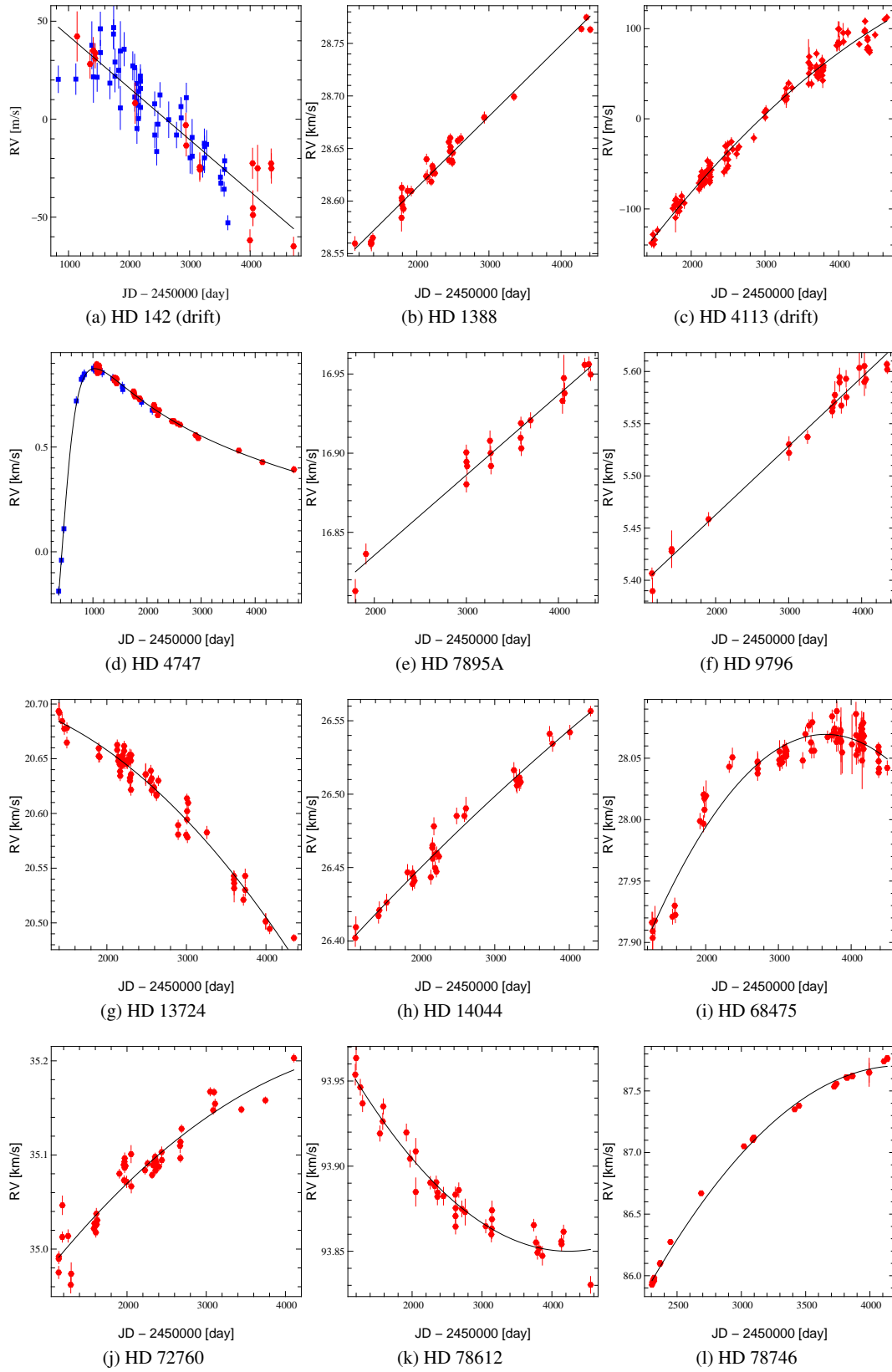


Fig. 13: Radial Velocity measurements of our targets. Red filled circles are CORALIE data points. Blue filled squares are AAT data points HD 142 and HIRES data points for HD 4747.

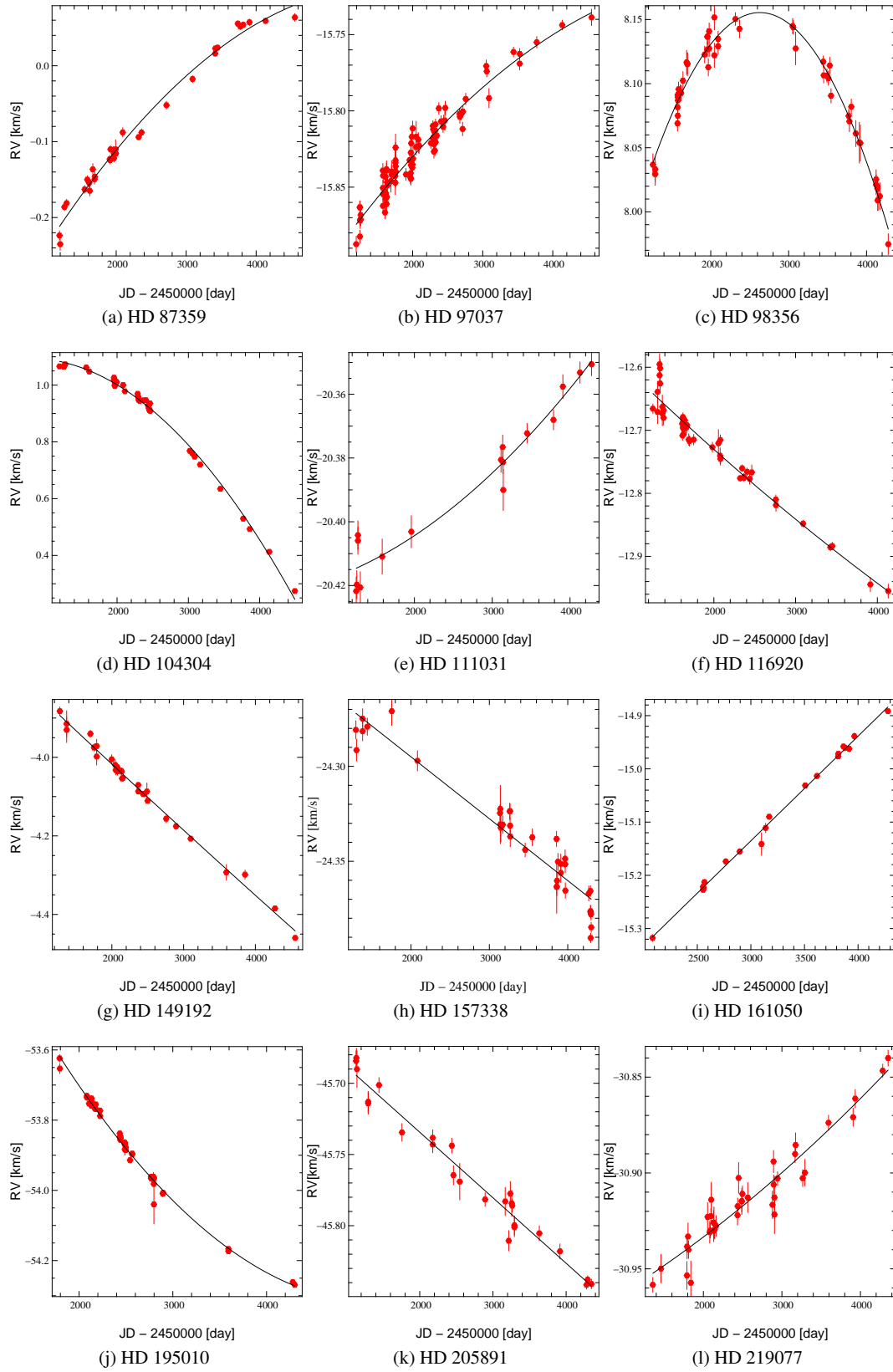


Fig. 14: Continuation of figure 13.

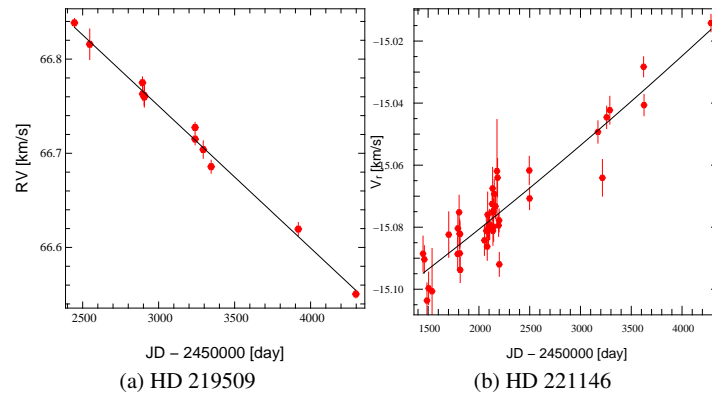


Fig. 15: Continuation and end of figure 13 and 14.

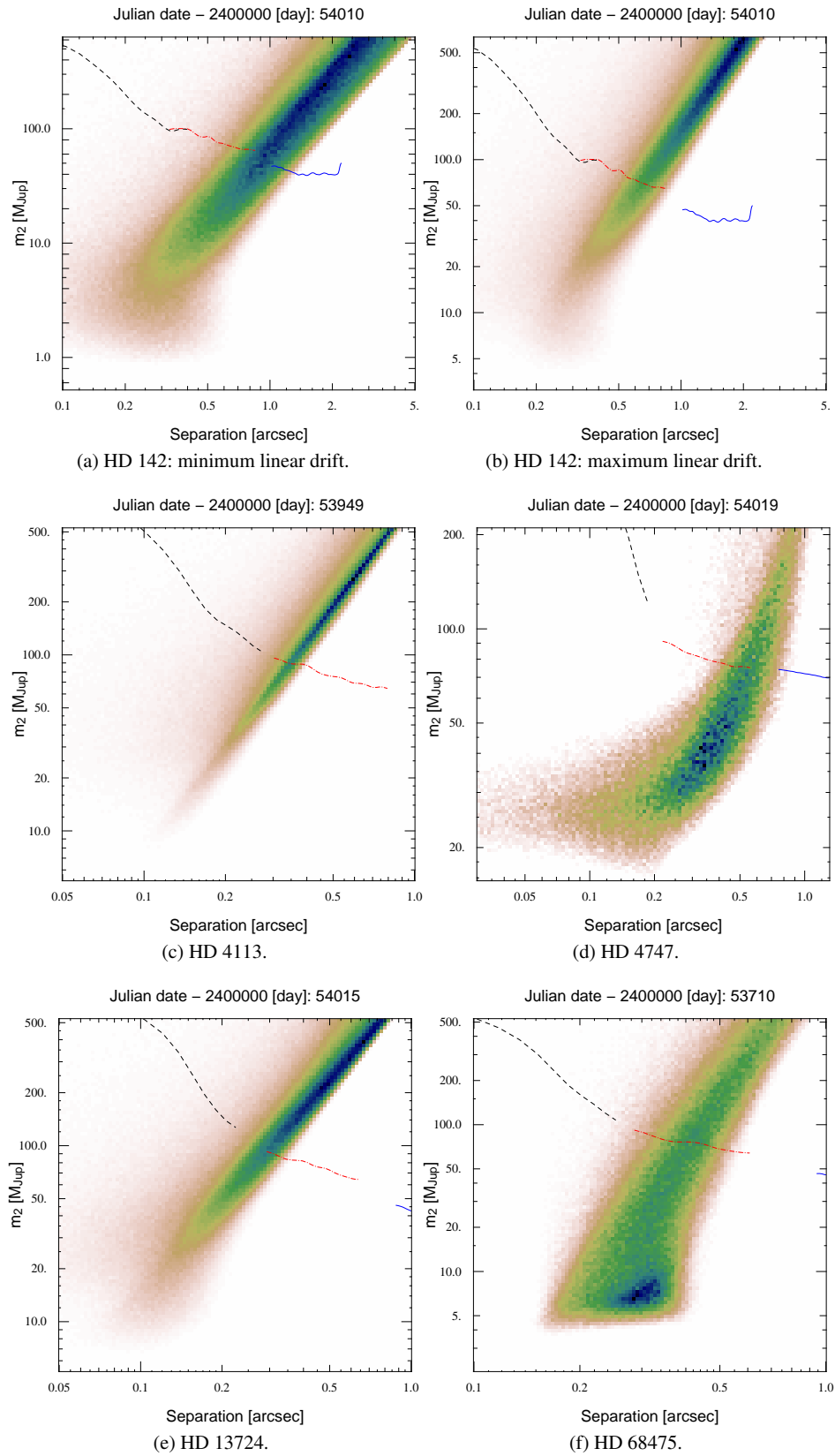


Fig. 16: (Mass, Separation) probability maps with AO detection limits.

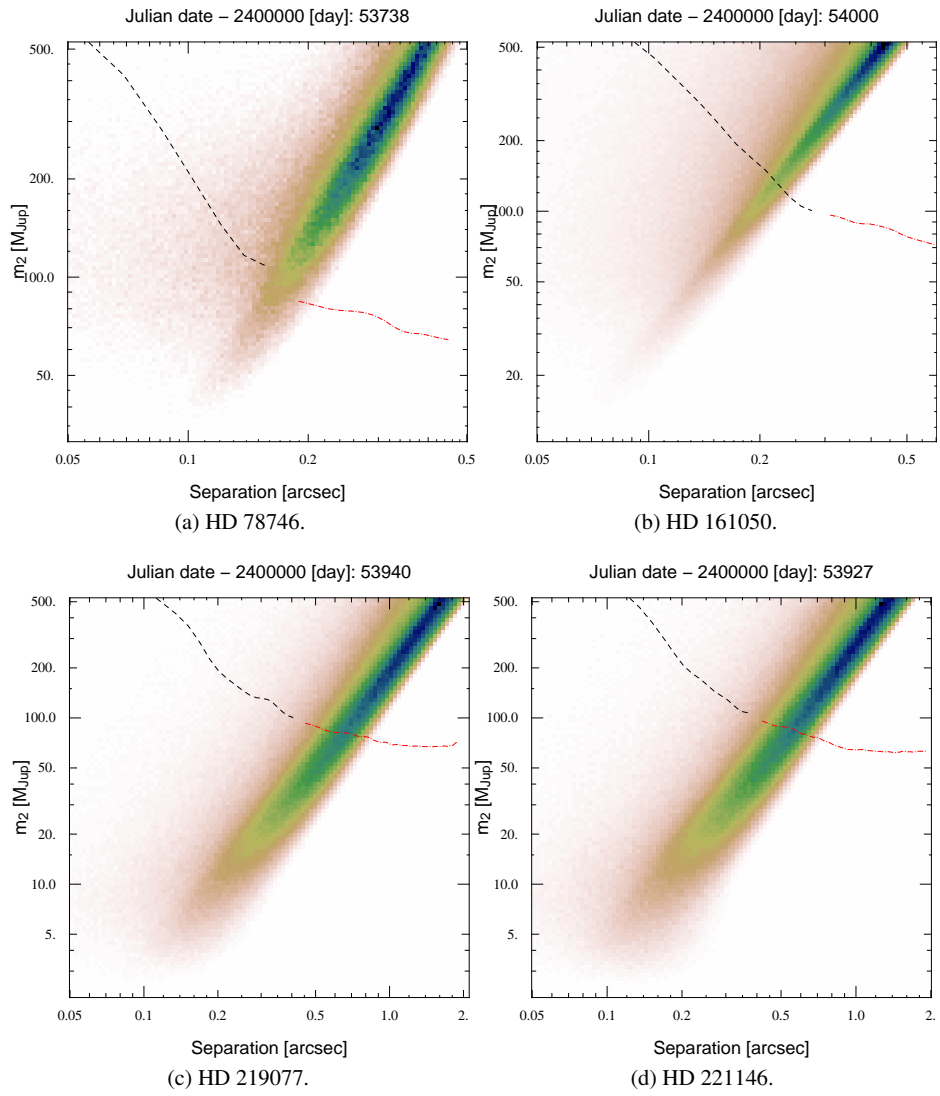


Fig. 17: Continuation of figure 16

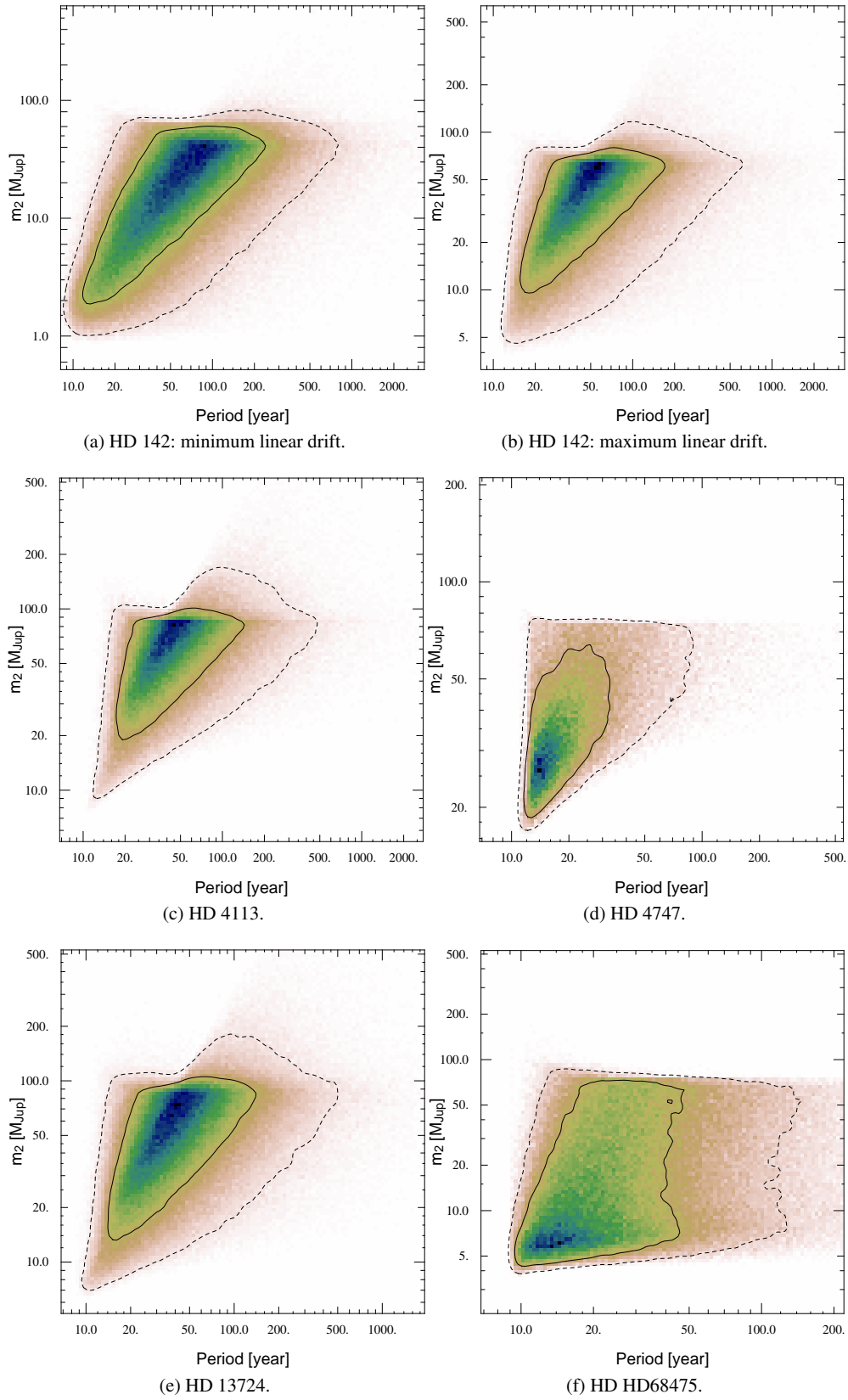


Fig. 18: (Mass, Period) probability map resulting from RV analysis and high contrast imaging constraints..

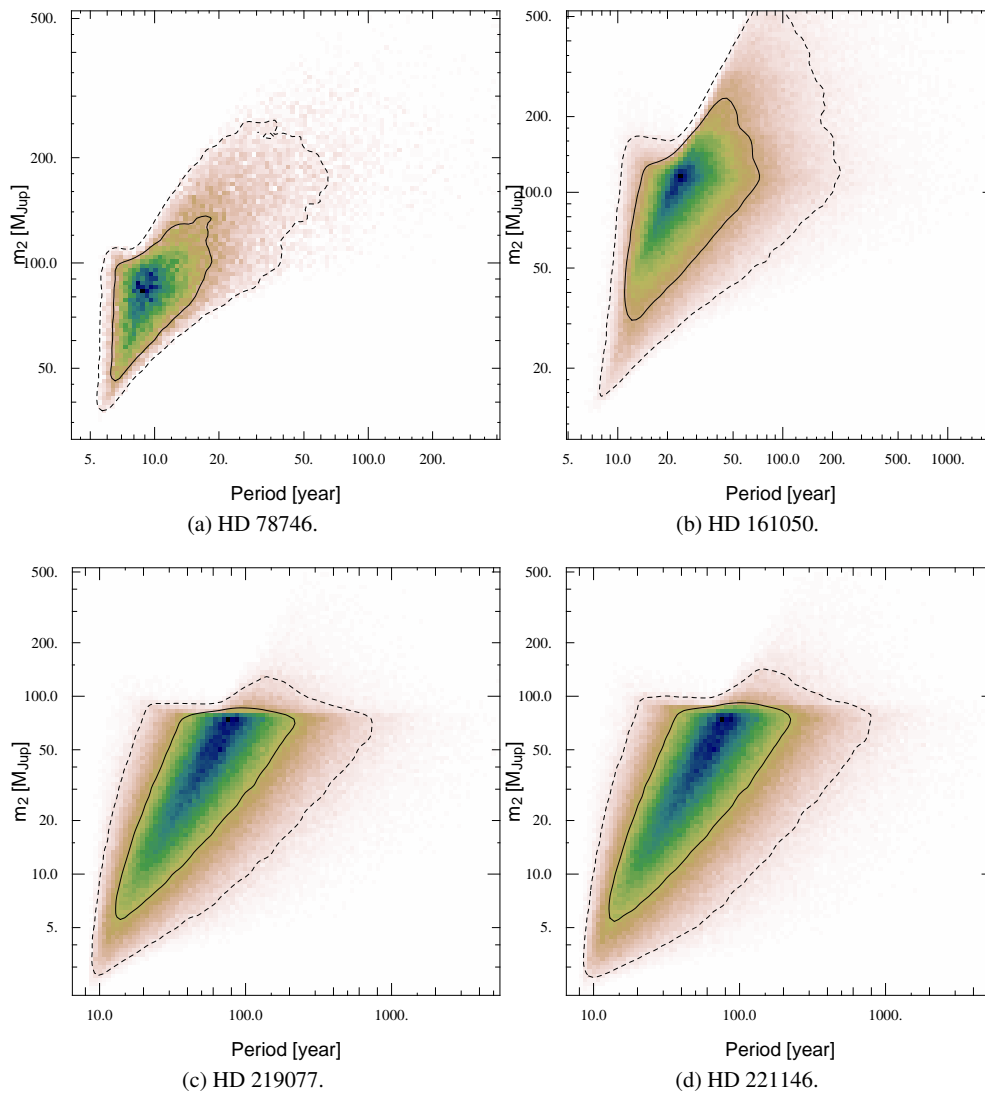


Fig. 19: Continuation and end of figure 18

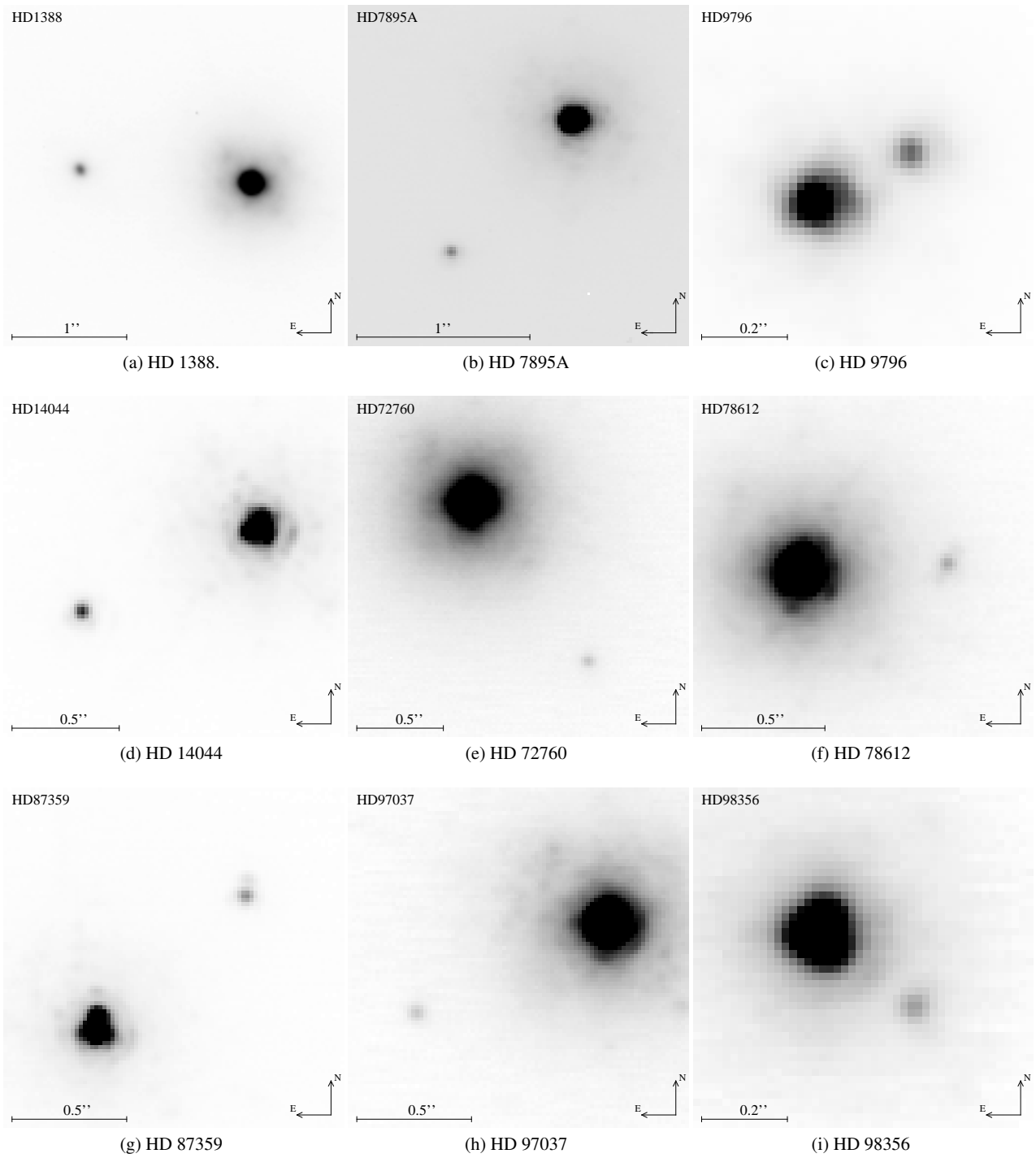


Fig. 20: Images of binaries.

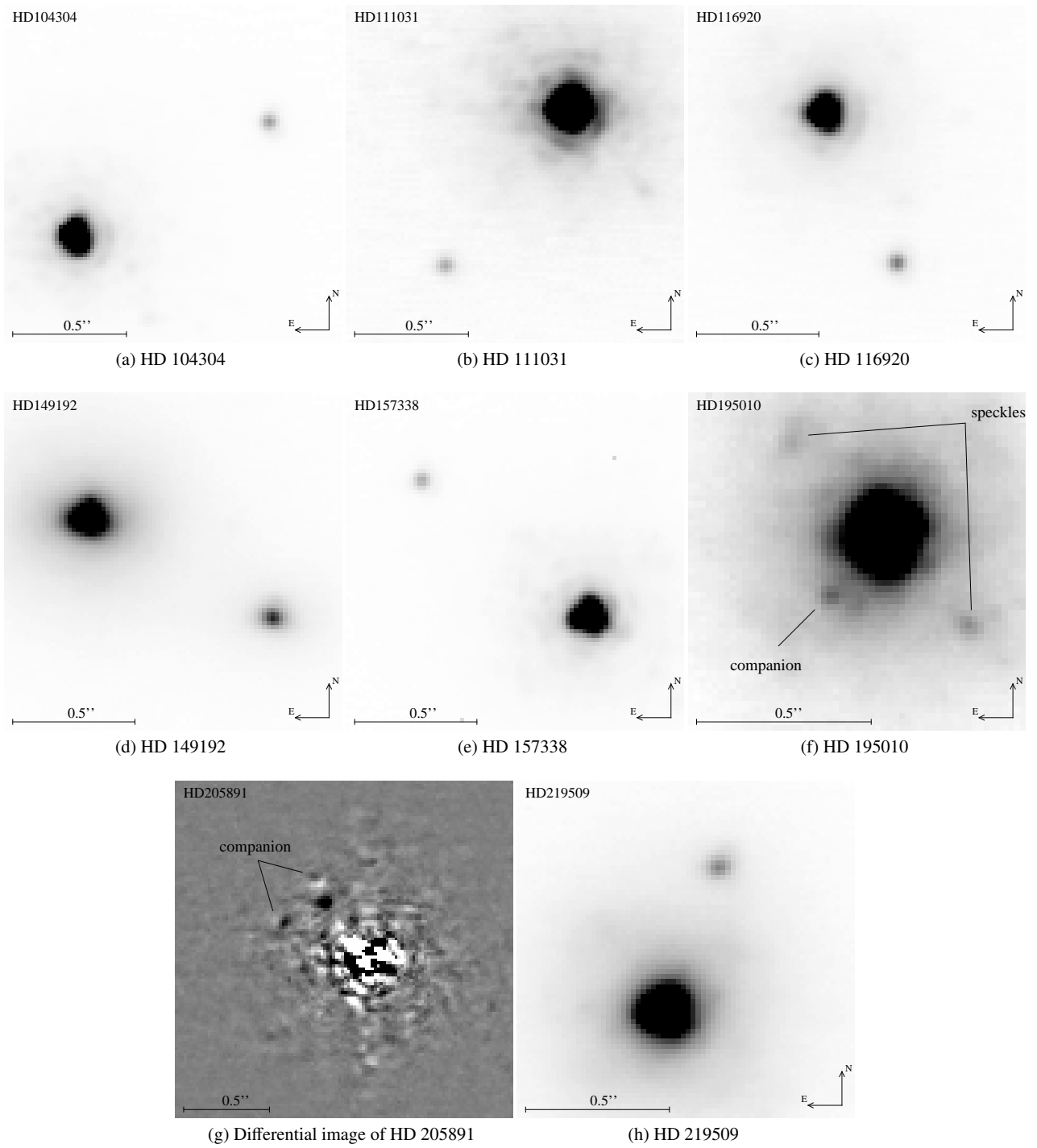


Fig. 21: Continuation of figure 20.

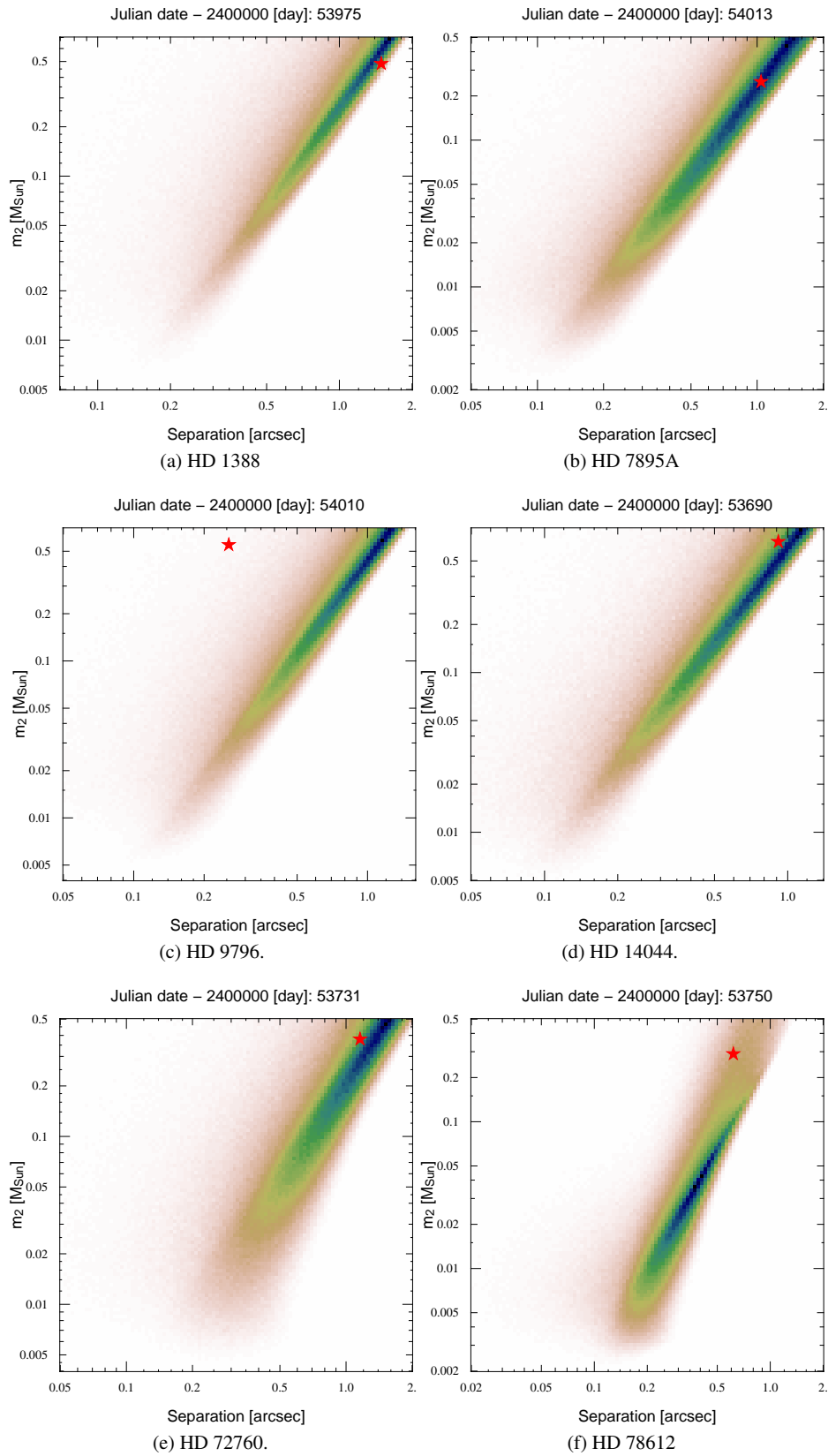


Fig. 22: Mass and separation of the detected companion (star) superimposed on the (Mass, Separation) probability map resulting from RV analysis. These graphics allows us to check if the observed RV drift is compatible with the detected companion.

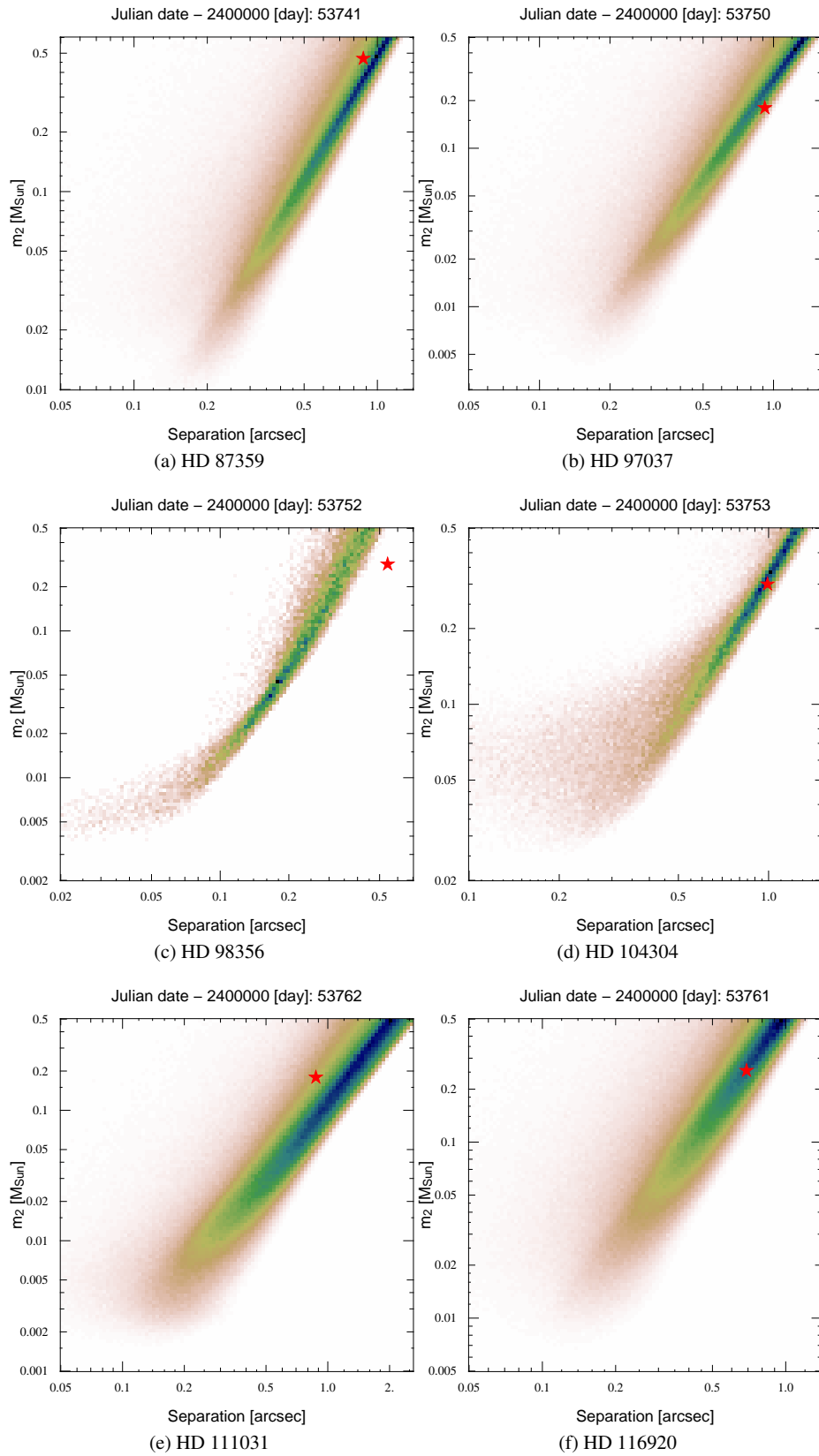


Fig. 23: Continuation of figure 22.

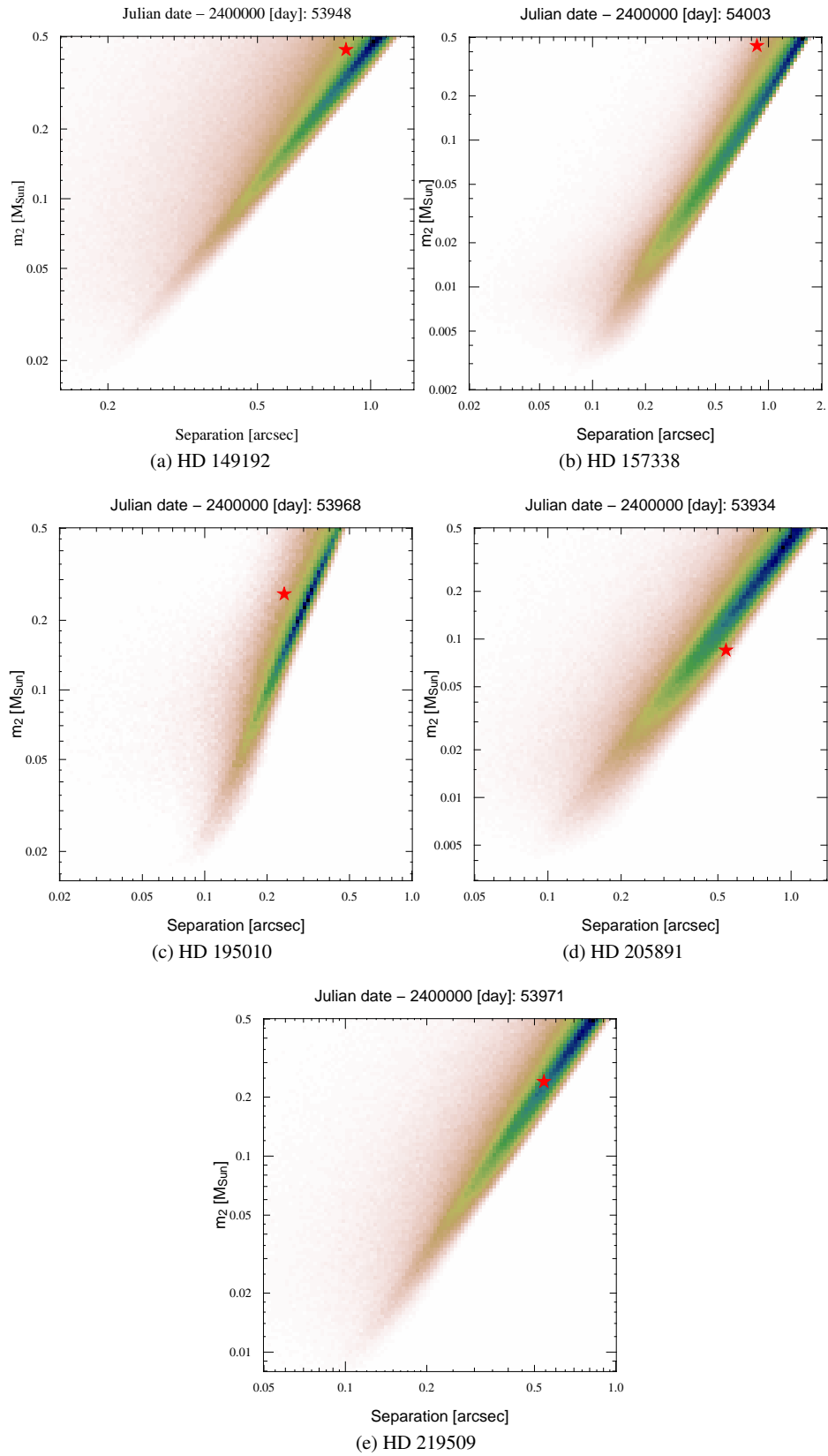


Fig. 24: Continuation of figure 23.

Recherche de compagnons de faible masse autour des naines M

4.1 Les naines M

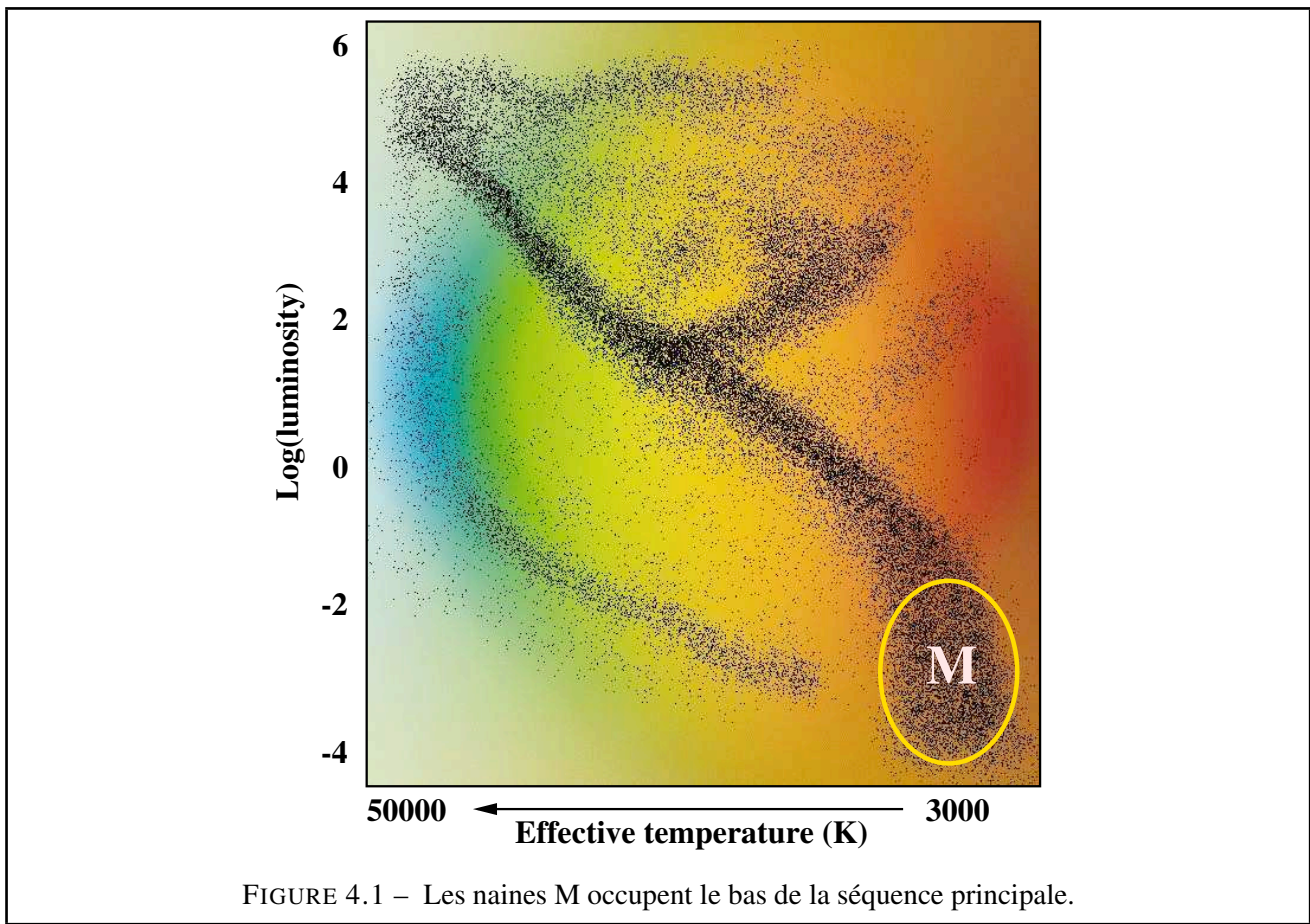
Les étoiles naines de type spectral M sont des étoiles de faible masse ($0,075 \leq M_{\star} \leq 0,6 M_{\odot}$). Leur faible température ($2100 \text{ (M9)} \leq T_{eff} \leq 3800 \text{ K (M0)}$) et leur faible taille ($0,1 \leq R_{\star} \leq 0,5 R_{\odot}$) les rendent peu lumineuses ($5 \cdot 10^{-4} \leq L_{\star} \leq 0,2 L_{\odot}$), ce qui les place dans le bas de la séquence principale sur un diagramme de Hertzsprung-Russell (Fig. 4.1).

Ces étoiles, aussi appelées « naines rouges » en raison de leur couleur (elles émettent l'essentiel de leur énergie dans l'infrarouge et semblent rouge dans le visible), représentent la population stellaire dominante de la galaxie, aussi bien par leur nombre que par leur masse.

Ces étoiles ont un grand intérêt pour la recherche de compagnons de faible masse. En raison de leur faible masse, une planète va imprimer un mouvement réflexe plus important qu'autour des étoiles de type solaire. Les naines M sont donc des sources privilégiées pour la recherche d'exoplanètes en vitesses radiales. Des planètes de très faible masse ont été découvertes autour des naines M (par exemple une planète de $5 M_{\oplus}$ autour de GJ581, Udry et al. 2007). Ce sont également des sources privilégiées pour l'imagerie à haut contraste en raison de leur faible flux. Les contrastes atteints avec les instruments actuels permettent de détecter des compagnons dans le domaine des planètes.

4.2 Caractérisation d'objets sub-stellaires autour de deux naines M à dérive

Butler et al. (2006) et Maness et al. (2007) ont publié la détection de planètes autour des naines M GJ 849 et GJ 436. En plus de l'orbite de la planète, ces deux étoiles possèdent également une dérive en vitesse radiale qui trahit la présence d'un compagnon plus lointain. En collaboration avec Xavier Bonfils, dont le sujet de recherche est la détection des planètes extra-solaires autour des naines M par vitesses radiales, j'ai obtenu du temps d'observation avec l'instrument NACO afin de détecter ces compagnons. Aucun compagnon n'a été détecté, mais mon analyse permet de caractériser deux compagnons sub-stellaires supplémentaires autour des étoiles GJ 849 et GJ 436.



4.2.1 Caractérisation du compagnon à longue période de GJ 436

Maness et al. (2007) a annoncé la découverte d'une planète de la masse de Neptune autour de l'étoile de type M2.5 GJ 436. Cette planète possède une période orbitale de 2,6 jours et une excentricité de 0,14. Cette excentricité anormalement élevée est inexpiquée, car pour une période aussi courte on devrait s'attendre à ce que l'orbite se soit circularisée à cause des forces de marée. Notre travail a consisté à essayer de détecter et de caractériser un deuxième compagnon qui pourrait expliquer cette excentricité. Ce travail est présenté sous la forme d'un article en préparation qui sera soumis prochainement.

Characterization of the long period companion of GJ 436 using adaptive optics and radial velocities[★]

G. Montagnier^{1,2}, X. Bonfils^{2,3,4}, D. Ségransan¹, S. Udry¹, H. Beust², J.-L. Beuzit², X. Delfosse², T. Forveille², M. Mayor¹, and N. Santos³

¹ Observatoire astronomique de l'Université de Genève, 51 ch. des Maillettes - Sauverny -, CH-1290 Versoix, Switzerland e-mail: Guillaume.Montagnier@obs.unige.ch

² Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, Université J. Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble, Cedex 9, France

³ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, P4150-762 Porto, Portugal

⁴ Centro de Astronomia e Astrofísica da Universidade de Lisboa, Observatório Astronómico de Lisboa, Tapada da Ajuda, 1349-018 Lisboa, Portugal

in preparation

ABSTRACT

Aims. GJ 436b relatively large eccentricity for such a short period planet is hardly explained. We investigate whether or not, a long period substellar companion could explain such a puzzling eccentricity through dynamical interactions

Methods. Radial velocity measurements of GJ 436 present, in addition to the orbit of GJ 436b, a drift that reveals the presence of an additional companion at large separation. We use high-contrast high-angular imaging with PUEO/CFHT and NACO/VLT, and set stringent upper limit to the mass of this putative companion.

Results. We find that the radial-velocity residuals are best modeled with a quadratic drift. Our high-angular and high-contrast observations show no counterpart to the radial-velocity signal, hence restricting its masses to the substellar domain. The combination of both imaging and radial velocity data through Monte-Carlo simulations gives the probable mass and period for GJ 436c ($P \sim 5\text{yr}$; $m \sim 0.1M_{\text{Jup}}$).

Conclusions. Combined radial-velocity detection and high-angular high-contrast imaging show that GJ 436c is sub-stellar. Dynamical interactions between GJ 436 b and c might be an explanation of GJ 436b's unusual eccentricity provided that there is no additional short period planet.

Key words. Stars: individual:GJ 436 - Stars: planetary systems - Stars: low-mass, brown dwarfs - technique: radial velocities, high angular resolution

1. Introduction

GJ 436 is a nearby M dwarf known to host a Neptune-mass planet (Butler et al. 2004). Since the discovery of its transiting nature (Gillon et al. 2007b), the attention for that planet has considerably risen. In particular, this finding allowed to probe a new mass, radius and temperature domain (Gillon et al. 2007a; Demory et al. 2007; Deming et al. 2007) and therefore start to constrain the interior physics of Neptune-mass-planets (Seager et al. 2007; Adams et al. 2008; Guillot 2008).

Among its peculiarities, GJ 436 presents a radial velocity (hereafter RV) drift (Maness et al. 2007) that betrays the presence of a distant companion. By refining the orbital solution of GJ 436b, Maness et al. (2007) also underlined the significance of the orbital eccentricity using a bayesian approach. They found

that GJ 436b almost certainly has a non-zero eccentricity. Today, this fact is independently – and dramatically – confirmed by the timing difference between primary and secondary eclipses (Demory et al. 2007, $e = 0.14 \pm 0.01$). This high eccentricity is remarkable for such a short-period planet ($P \sim 2.6$ day) that is expected to have circularized through tidal interaction with its host star.

Several scenarios could explain this eccentricity. First, an additional companion would induce gravitational interactions with GJ 436b and pump up its eccentricity. This additional body that might be relatively massive (a giant planet or more massive) would lie at large separation and create Kozai interaction. Alternatively, this additional body could be a very low-mass planet close to GJ 436b (Mardling 2007). In a second scenario, the circularisation timescale of GJ 436b has the same order of magnitude as the age of the system (Mardling 2008). This hypothesis could be explained either by an unexpected high Q -value or an unexpected low age.

The long-term drift that Maness et al. (2007) detected could correspond to the first scenario, with a massive body at large separation. To look into this hypothesis, we performed direct imaging observation to either detect or characterize this long term companion. We were forced to combine AO detection limits with RV data to derive accurate constraints as GJ 436c is too faint for direct detection.

Send offprint requests to: G. Montagnier

[★] Based on observations made with the HARPS instrument on the ESO 3.6 m telescope under the GTO program ID 072.C-0488 at Cerro La Silla (Chile), on observations made with the NACO instrument on the ESO Very Large Telescope under the Director's Discretionary Time proposal 278.C-5013(B) and on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii.

Table 1. Observed and inferred stellar parameters for GJ 436

Parameter	GJ 436
Spectral Type	M2.5 ^a
V	10.68 ± 0.012 ^b
π [mas]	97.73 ± 2.27 ^b
Distance [pc]	10.23 ± 0.24
M_V	10.610 ± 0.051
K	4.855 ± 0.018 ^c
M_K	6.048 ± 0.052
M_\star [M_\odot]	0.452 ^{+0.014} _{-0.012} ^d
age [Gyr]	[1, 10] ^d
[Fe/H]	-0.03 ± 0.20 ^e
$v \sin i$ [$\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$]	$\lesssim 1$ ^f

^a Hawley et al. (1996). ^b Perryman & ESA (1997). ^c Skrutskie et al. (2006). ^d Torres (2007). ^e Bonfils et al. (2005). ^f HARPS consortium.

In Sect. 2 we describe briefly the stellar properties of GJ 436. Sect. 3 and 4 are devoted to the analysis of the radial velocities and high-angular high-contrast observations, respectively. We conclude with a short discussion on the properties of GJ 436c, its implication for planetary formation and its potential effects on GJ 436b eccentricity.

2. The properties of GJ 436

GJ 436 (HIP 57087, LHS 310) is a M2.5 dwarf (Hawley et al. 1996) that lies in the Lion constellation, 10.23 pc away from our Sun ($\pi = 97.73 \pm 2.27$ mas – Perryman & ESA 1997).

Due to the modest precision of both theoretical and empirical mass-radius-luminosity relations for M-dwarfs (Baraffe et al. 1998; Delfosse et al. 2000; Ségransan et al. 2003), Torres (2007) rederived M_\star and R_\star by interpolating within Baraffe et al. (1998)’s evolutionary tracks using several observational constraints i.e., $J - K$, T_{eff} (as derived by Maness et al. 2007), M_K and the density ρ obtained from the light curves. Furthermore, the fitting procedure incorporates a parameter β that account for the discrepancy between models and observations. We therefore decided to use Torres (2007) results in this paper (Table 1). According to Torres (2007), due to the unevolved status of GJ 436, its age is not constrained (between 1 and 10 Gyr); however its very little activity and rotation ($v \sin i \lesssim 1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) reinforce the hypothesis that GJ 436 is older than 2 Gyr. The value of $v \sin i$ was provided to us by the HARPS consortium (Mayor et al. 2003). They performed a calibration GJ 436’s spectrum cross-correlation function as explained in (Santos et al. 2002) for CORALIE spectra.

GJ 436’s magnetic activity groups this M dwarf in the category of quiet late-type stars. Nevertheless, Demory et al. (2007) noticed a periodic variability (~ 50 day) of a spectral index based on Ca H&K lines as well as a long-term variability ($\sim 1\%$) in photometric data. Like on GJ 674 (Bonfils et al. 2007), the photometric variability is most probably due to a magnetic star spot. Demory et al. (2007) used a functional dependance linking the radial-velocity jitter to $v \sin i$ and the spot coverage to estimate GJ 436’s jitter (Saar & Donahue 1997). The low-level activity of GJ 436 might be responsible for a $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$ dispersion in RV measurements.

3. Radial Velocity

3.1. Data

Two years after GJ 436b’s discovery paper (Butler et al. 2004), Maness et al. (2007) updated the orbital solution and published a new set of radial velocities. In the present paper we make an intensive use of this public data set. It consists in 59 RV gathered at K with HIRES. They have a typical precision of 2.4 m s^{-1} and span a period of 6.5 years, from 2000 Jan. 8th to 2006 Jul. 16th. Despite its Northern declination ($\delta = +26.71^\circ$), GJ 436 was observed with the HARPS Echelle spectrograph (Mayor et al. 2003) by the HARPS GTO team to further investigate the system, gathering a total of 116 RV points since January 2006. The HARPS GTO team made these velocities available to us to enquire the long term drift of the star.

3.2. Model with a single planet and a long-term quadratic drift

Using a Bayesian approach, Maness et al. (2007) stated with a high confidence level that GJ 436 displays an additional RV trend. For orbital solutions with a significant eccentricity they found that a model with a supplementary positive slope is 10^4 times more probable than a model without drift. Furthermore, the half dozen M dwarfs measured with HIRES and reported as radial-velocity constants (Butler et al. 2004; Rivera et al. 2005) gives credence that the observed drift is not instrumental. This RV trend indicates the presence of a long-period companion of an unknown nature.

HARPS data - taken after HIRES data with limited overlap - do not show any drift. By combining both Maness et al. (2007)’s and HARPS data, radial velocities clearly shows a curvature in the long term drift (see figure 1). Hence, we choose to present a fit to the radial-velocity data with a model composed of 1 planet plus a quadratic drift. The RV have a 3.1 m s^{-1} scatter around our best solution. The quality of that solution is estimated with the squared root of the reduced χ^2 , equal to 1.6. The resulting parameters for GJ 436b’s orbit are reported in table 2. We have also experimented other models: a single planet without a drift, a single planet plus a linear drift, a single planet plus a cubic drift and a system of two planets (a short and a long period). The different models give changes much smaller than the error bars for the short period planet parameters. Therefore, the model of the long term drift (no drift, linear, quadratic or cubic drift... or even a long period keplerian orbit) does not influence the parameters of the 2.6-day-period planet. However, this drift is very significant: we found a 86.6 % probability improvement of the one-planet-plus-quadratic-drift model over the one-planet model by performing an F-test. This also shows that more investigations have to be done to constrain the long term signature.

3.3. Characterization of the long term drift using RV data

The orbit of the short period planet is already very well constrained (Maness et al. 2007; Gillon et al. 2007b) and we therefore focussed our study on the characterization of the RV drift (see figure 1). We first subtracted the planet orbit from the RV data and then averaged them over a 50-day-window to smooth the effect of stellar jitter and of any putative short period planet(s).

Afterwards, we performed Monte-Carlo simulations on a logarithmic grid of masses and periods - hereafter (M_2 - P) - as described in Montagnier et al. (2008). We choose to use M_2 in-

Table 2. Orbital parameters for the model with a single planet plus a quadratic drift

Parameter	GJ 436b	
epoch	[JD- 2.45×10^6]	3874.56 ± 0.01
γ_{HIRES}	[$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$]	0.0010 ± 0.0007
γ_{HARPS}	[$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$]	9.7877 ± 0.0005
dv/dt	[$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{yr}^{-1}$]	-0.12 ± 0.27
d^2v/dt^2	[$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{yr}^{-2}$]	-0.21 ± 0.06
P	[days]	2.6439 ± 0.0001
e		0.142 ± 0.015
T_0	[JD- 2.45×10^6]	4589.32 ± 0.05
ω	[deg]	-34 ± 7
K_1	[$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	17.46 ± 0.30
$a_1 \sin i$	[10^{-3} AU]	0.066 ± 0.001
$f(m)$	[$10^{-9} M_{\odot}$]	0.0014 ± 0.0001
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	0.069 ± 0.012
a	[AU]	0.0287
N_{mes}		175
Span	[Years]	8.33
$\sigma_{(O-C)}$ (All)	[$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	3.1
$\sigma_{(O-C)}$ (HIRES)	[$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	4.4
$\sigma_{(O-C)}$ (HARPS)	[$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	2.2
χ^2		443
$\sqrt{\chi^2}$		1.6

stead of $M_2 \sin i$ in our grid because Adaptive Optics (hereafter AO) detection limits can be easily expressed in mass but not in minimal mass. On each point of the grid, we randomly picked $N=10000$ single planet orbits: ω (between 0 and 2π), T_0 (between t_{obs} and $t_{\text{obs}} + P$), the inclination i (with the probability density: $f(i) = \sin i$), e (between 0 and 1). Then, the systemic velocity γ , is computed. Each randomly drawn orbit is compared to the real data by computing a χ^2 probability (Press et al. 1992). This method allow to infer a mean probability for each point of the grid and therefore to build a probability map for the (M_2, P) space of solutions. In the case of a radial velocity drift the (M_2, P) space is open toward $M_2 \rightarrow \infty$ and $P \rightarrow \infty$ since the orbit is not complete. By interpreting only the RV observations, we cannot exclude a long period stellar companion to GJ 436 even if the more probable mass for the long period component is in the planetary domain.

4. High-contrast and high-angular observations

4.1. Observations

We observed GJ 436 in February 2007 with the adaptive optics instrument NAOS-CONICA (Roussel et al. 2003; Lagrange et al. 2003; Lenzen et al. 2003) of the Very Large Telescope. We performed two observation sequences: one with a Lyot coronagraph ($0.7''$ diameter mask) to have the best contrast far ($> 1''$) from the central star, and the other using the Simultaneous Differential Imaging (SDI) mode (Racine et al. 1999; Lenzen et al. 2004) to scan the inner halo of the adaptive optics PSF and possibly detect a methane rich cold companion. The coronagraphic sequence consists in individual exposures of 12 seconds in H band filter for a total exposure of about 50 minutes on source. For the SDI observations, we adopted the same type of sequence and data reduction that Biller et al. (2004) first introduced. A complete description of our SDI data reduction and analysis can be found in Montagnier et al. (2008). The sequence consisted in two sets of a 18.5 minutes long dither pattern at 0° and 33° roll angles. It resulted a total 37 minute exposure at each roll angle. We also

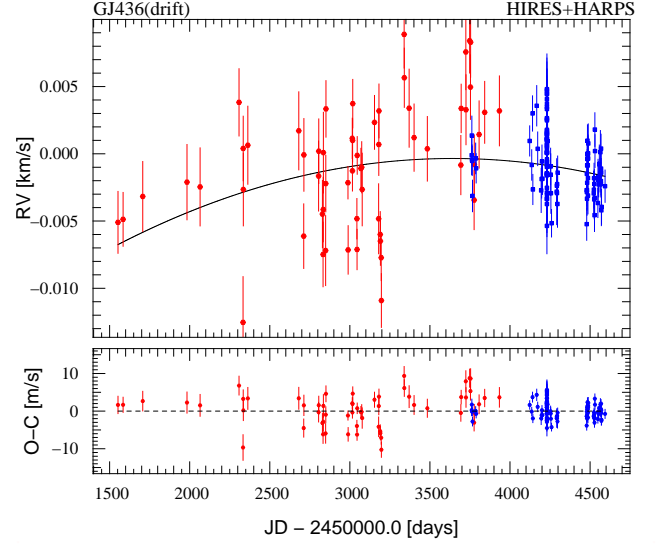


Fig. 1. Residual quadratic RV drift on GJ 436 after the subtraction of the 2.6-day period planet orbit, from the HIRES (red filled circles) and HARPS (blue filled squares). The solid line represents the quadratic drift.

used K band data that was taken in April 2000 on the PUEO instrument (adaptive optics bonnette at CFHT) by our group on a different program (see Beuzit et al. 2004). The detection limits on PUEO images allow us to firmly exclude large period for the long term companion to GJ 436.

4.2. Constraints on the companion

We were not able to image the long period companion detected by RV data due to its extreme faintness. However, our imaging detection limits combined with our RV data analysis allows us to further constrain GJ 436c parameters.

We measured the standard deviation of our high contrast images in annular regions centered on the central star. We then derived a 5σ (magnitude-separation) detection limits on the SDI and coronagraphic images (see figure 2) that were transformed to (mass-separation) detection limits using Allard et al. (2001) COND atmosphere models. COND models are well suited to derive masses of cool brown dwarfs and massive planets from IR photometry which correspond to the companion we are looking for around GJ 436.

Then, the probability map resulting from RV data analysis (section 3.3) was expressed in the mass-separation domain: for each random orbit of the Monte-Carlo simulation, the projected separation was computed at the date of the high contrast imaging observation. We superimposed the imaging detection limits to this resulting probability map (Fig. 3). From now on, all (mass-separation) points of this diagram that are above high contrast imaging detection limits have a zero probability existence. This synthesis leads to bound constraints in term of mass and separation (Fig. 4). As the flux of a substellar object strongly depends on its age, we derived constraints in mass and period for GJ 436c for several ages (table 3).

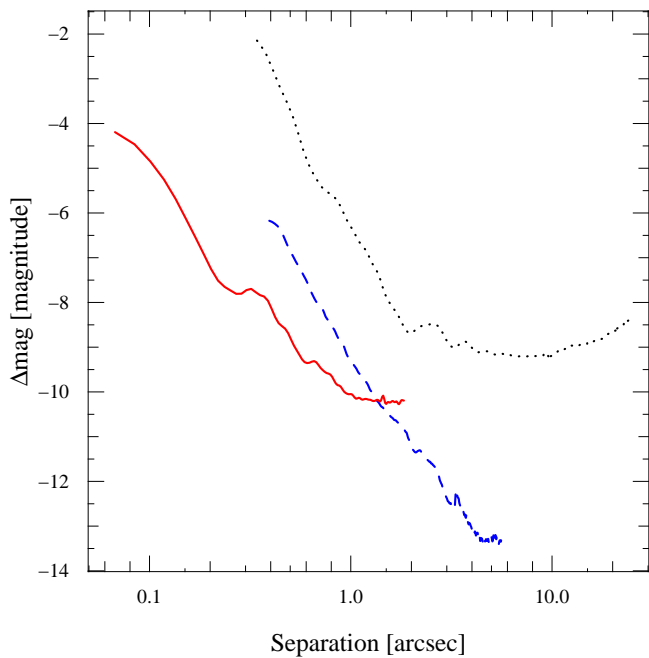


Fig. 2. 5σ detection limits of the three AO observations: Δmag vs Separation. The dotted black line represents the PUEO ΔK limit, the dashed blue line is the NACO coronagraphic ΔH limit and the red plain line is the NACO/SDI ΔF_1 limit.

Table 3. 1σ constraints on the mass and orbital period derived from our analysis for different ages.

Age	1 Gy	2 Gy	5 Gy	10 Gy
$M_2 [M_{\text{Jup}}]$	0.017-1.4	0.016-2.1	0.016-5.7	0.016-19
$P [\text{yr}]$	3.7-91	3.7-160	3.7-310	3.7-770
$a [\text{AU}]$	1.8-15.5	1.8-22.6	1.8-35.3	1.8-65.4

5. Results & discussion

Our global analysis shows that GJ 436c is highly probably a planet: the most probable parameters of GJ 436c are $M_2 \sim 0.1M_{\text{Jup}}$ and $P \sim 5$ years. Nevertheless, depending on the age of the system (see table 3), GJ 436c might only be substellar.

These results strengthen the case that the eccentricity of GJ 436b is triggered by the long period companion. In particular, provided that the orbit of this companion is sufficiently inclined ($\geq 40^\circ$) with respect to that of GJ 436b, the three body system can enter the Kozai resonance regime (Kozai 1962; Ford et al. 2000), characterized by periodic coupled modulations of the eccentricity and the inclination of the inner orbit. This modulation can drive the inner eccentricity up to very high values, sometimes very close to 1 (cf HD 4113 Tamuz et al. 2008). The associated period is (see Eq. A8 in Beust & Dutrey 2006)

$$P_{\text{Kozai}} \approx \frac{M_0 + M_1 + M_2}{M_2} \frac{P_{\text{out}}^2}{P_{\text{in}}} (1 - e_{\text{out}})^{3/2} \quad (1)$$

where P_{out} and P_{in} are the orbital periods of the outer and the inner orbits respectively, and e_{out} is the eccentricity of the outer orbit. For GJ 436b, P_{Kozai} reaches a few 10^7 yrs. For very close-in orbits like that of GJ 436b, this effect could however be smoothed out by the secular precession of the orbit caused by

the relativistic postnewtonian potential. The associated period is indeed (Pál & Kocsis 2008):

$$P_{\text{sec}} = \frac{c^2(1 - e_{\text{in}})P_{\text{in}}^{5/3}}{3(2\pi GM_1)^{2/3}} \quad (2)$$

which in the case of GJ 436b turns out to be ~ 14000 yr, i.e. much smaller than P_{Kozai} . Beust et al. (in preparation) shows, however, that the secular precession of the orbit is not strong enough to prevent Kozai oscillation for the shorter periods and lower masses of GJ 436c.

Tidal forces can conversely severely damp the Kozai dynamics (Beust et al. 1997). In fact, the combination of Kozai dynamics and tides tend to shrink the orbit (tides occur mostly at periastron and thus reduce the apoastron) before circularizing it. This mechanism is nowadays thought to be a significant cause of planet migration in binary systems (Takeda et al. 2008). So in any case, the final fate of GJ 436b is to orbit the star on a circular orbit. But we could be witnessing the end of the circularization process today. Mardling (2008) argue that depending on unconstrained tidal constants, the circularization time of GJ 436b could be marginally larger than its age, so that it could just have not had enough time to circularize. In the presence of Kozai dynamics, this process could even be longer, because tides only act at the peak of the Kozai cycles, when the eccentricity is high. In this context, it could appear natural that GJ 436b is not circularized yet. We detail simulations of this mechanism in a forthcoming paper (Beust et al. 2008).

The last hypothesis that could explain GJ 436's eccentricity is the presence of an additional short period planet (Mardling 2007). More investigations are in progress to find potential planet by the HARPS GTO team or by photometrist who study transit time variations (Demory et al. 2007).

Acknowledgements. XB and NCS acknowledge support from the Fundação para a Ciência e a Tecnologia (Portugal) in the form of fellowships (references SFRH/BPD/21710/2005 and SFRH/BPD/8116/2002) and a grant (reference POCI/CTE-AST/56453/2004). XB acknowledges the Gulbenkian Foundation for funding through the “Programa de Estímulo Investigao”. We are grateful to the SNF (Switzerland) for its continuous support. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

References

- Adams, E. R., Seager, S., & Elkins-Tanton, L. 2008, *ApJ*, 673, 1160
Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
Beust, H., Corporon, P., Siess, L., Forestini, M., & Lagrange, A.-M. 1997, *A&A*, 320, 478
Beust, H. & Dutrey, A. 2006, *A&A*, 446, 137
Beuzit, J.-L., Ségransan, D., Forveille, T., et al. 2004, *A&A*, 425, 997
Billler, B. A., Close, L., Lenzen, R., et al. 2004, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5490, *Advancements in Adaptive Optics*. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 389-397 (2004), ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, 389-397
Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, 442, 635
Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X., et al. 2007, *A&A*, 474, 293
Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004, *ApJ*, 617, 580
Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000, *A&A*, 364, 217
Deming, D., Harrington, J., Laughlin, G., et al. 2007, *ApJ*, 667, L199
Demory, B.-O., Gillon, M., Barman, T., et al. 2007, *A&A*, 475, 1125
Ford, E. B., Kozinsky, B., & Rasio, F. A. 2000, *ApJ*, 535, 385
Gillon, M., Demory, B.-O., Barman, T., et al. 2007a, *A&A*, 471, L51

- Gillon, M., Pont, F., Demory, B.-O., et al. 2007b, *A&A*, 472, L13
- Guillot, T. 2008, *Physica Scripta* Volume T, 130, 014023
- Hawley, S. L., Gizis, J. E., & Reid, I. N. 1996, *AJ*, 112, 2799
- Kozai, Y. 1962, *AJ*, 67, 591
- Lagrange, A.-M., Chauvin, G., Fusco, T., et al. 2003, in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4841, pp. 860-868 (2003)., ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 860–868
- Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 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. 970-977 (2004)., ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 970–977
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4841, pp. 944-952 (2003)., ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Maness, H. L., Marcy, G. W., Ford, E. B., et al. 2007, *PASP*, 119, 90
- Mardling, R. A. 2007, *MNRAS*, 382, 1768
- Mardling, R. A. 2008, *ArXiv e-prints*, 805
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Montagnier, G., Ségransan, D., Udry, S., et al. 2008, *A&A*
- Pál, A. & Kocsis, B. 2008, *ArXiv e-prints*, 806
- Perryman, M. A. C. & ESA, eds. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*, ed. M. A. C. Perryman & ESA
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing* (Cambridge: University Press, —c1992, 2nd ed.)
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Rivera, E. J., Lissauer, J. J., Butler, R. P., et al. 2005, *ApJ*, 634, 625
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 4839, *Adaptive Optical System Technologies II*. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4839, pp. 140-149 (2003)., ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Saar, S. H. & Donahue, R. A. 1997, *ApJ*, 485, 319
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
- Seager, S., Kuchner, M., Hier-Majumder, C. A., & Militzer, B. 2007, *ApJ*, 669, 1279
- Ségransan, D., Kervella, P., Forveille, T., & Queloz, D. 2003, *A&A*, 397, L5
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Takeda, G., Kita, R., & Rasio, F. A. 2008, *ArXiv e-prints*, 807
- Tamuz, O., Ségransan, D., Udry, S., et al. 2008, *A&A*, 480, L33
- Torres, G. 2007, *ApJ*, 671, L65

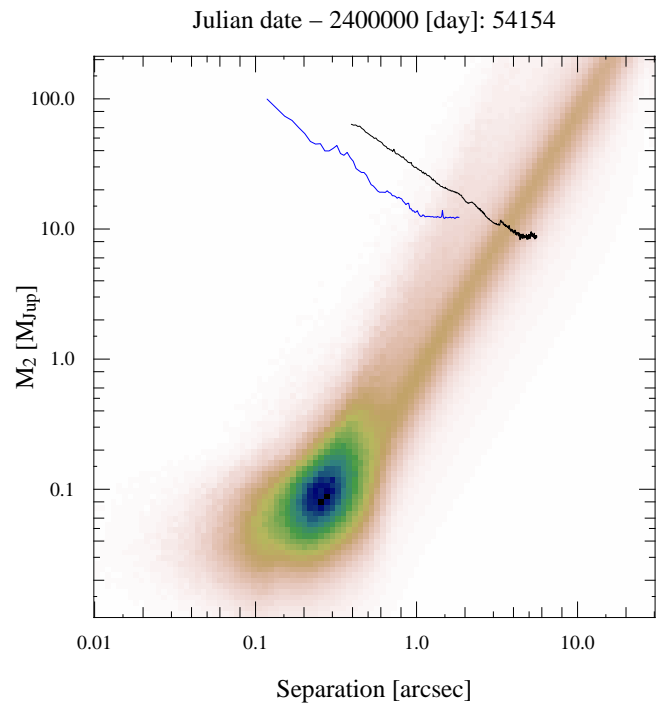


Fig. 3. Probability map expressed in (mass, separation) diagram superimposed with 5σ adaptive optics detection limits. The blue line is the SDI detection limit. The black line is the coronagraphic detection limit. For both detection limits of this representation, we used the COND model (Allard et al. 2001) at 1 Gy in appropriate filters (NACO H band filter for coronagraphic observations and NACO/SDI filters for SDI observations). All points (M_2 , Separation) above imaging limits hence have a null existence probability.

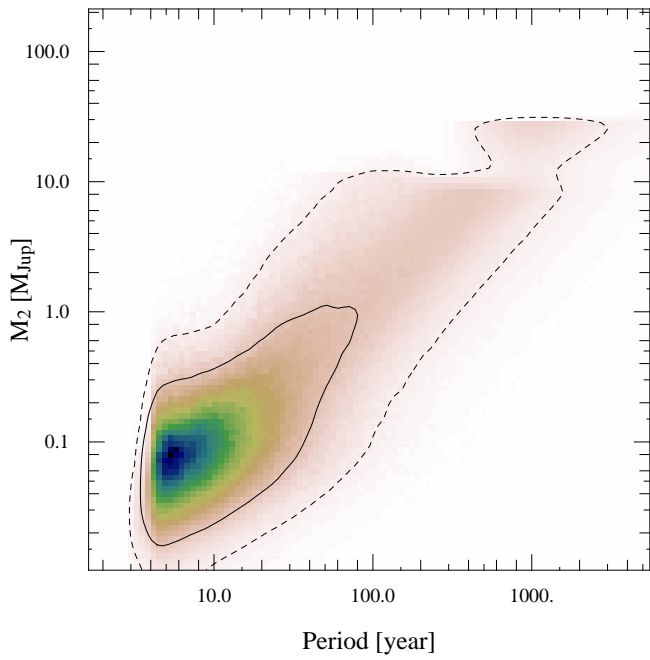


Fig. 4. Probability map resulting from RV analysis and high contrast imaging constraints. GJ 436c space of solutions is now bound. As or figure 3, COND evolution models at 1 Gy were used to derive AO limits of this representation. The more propable parameters of GJ 436c are $M_2 \sim 0.1M_{\text{Jup}}$ and $P \sim 5$ years. The plain line is the 1σ limit and the dashed line is the 2σ limit.

4.2.2 Caractérisation du compagnon sub-stellaire de GJ849

Comme pour GJ 436, nous avons caractérisé le compagnon responsable de la dérive observée sur l'étoile GJ 849 qui s'additionne à l'orbite d'une planète de la masse de Jupiter (Butler et al. 2006). Je présente ici les résultats préliminaires de ce travail.

4.2.3 Caractéristiques de l'étoile GJ 849

GJ 849 est une étoile de type M3.5 se trouvant à 8.77 parsecs notre Soleil (Perryman & ESA 1997). Sa magnitude visible est de 10.37 ± 0.01 (Perryman & ESA 1997) dans la bande V et de 5.59 ± 0.02 dans la bande K (Skrutskie et al. 2006). Il s'agit d'une étoile sur-métallique : $[Fe/H] = +0.14$ (Bonfils et al. 2005). D'après les relations masse luminosité de Delfosse et al. (2000), nous déduisons que sa masse est de $0,49 M_{\odot}$. Pour les naines M, l'âge est déterminé avec une très mauvaise précision. Comme cette étoile se trouve sur la séquence principale, nous considérerons que son âge est compris entre 1 et 10 milliards d'années.

4.2.4 Vitesses radiales de l'étoile GJ 849

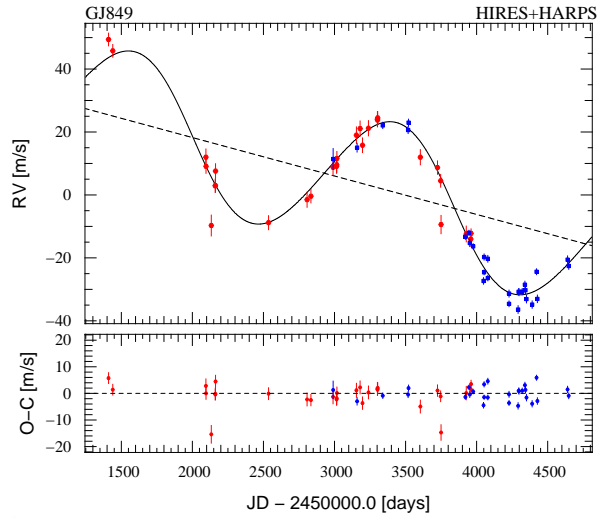
Les mesures de vitesses radiales que nous utilisons ici sont composés de 29 points acquis avec le spectrographe HIRES (Butler et al. 2006) entre août 1999 et août 2006, et de 28 points acquis avec le spectrographe HARPS entre décembre 2003 et juin 2008. Au total nous combinons donc 57 mesures de vitesses radiales sur un intervalle de temps de presque 9 ans. L'erreur photonique moyenne sur les mesure de vitesses radiales est de 2,3 m/s pour les points HIRES et de 1,1 m/s pour les points HARPS.

Le modèle qui reproduit le mieux la variation des vitesses (voir figure 4.2) radiales se compose de l'orbite Keplerienne d'une planète additionnée à une dérive linéaire. Les paramètres orbitaux de GJ 849b et la dérive sont résumés dans la table 4.1. Nous déduisons donc que GJ 849b est une planète de $0,79 M_{Jup}$ avec une période de 1840 jours. Ces résultats sont compatibles avec ceux de Butler et al. (2006). La dérive a une pente de -4.46 m/s sur presque 9 ans. La dérive est obtenue en soustrayant le modèle orbital de la planète aux vitesses radiales (Fig.4.2c).

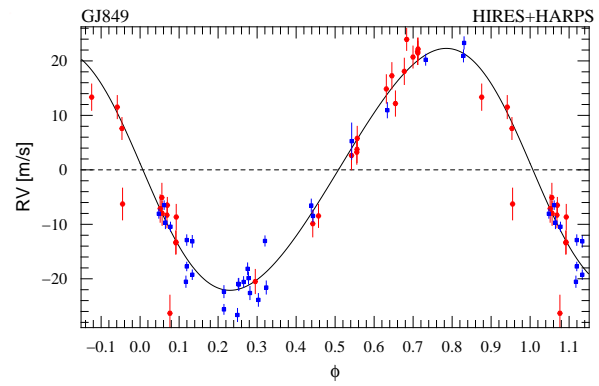
4.2.5 Observations et analyse des données

De la même façon que pour GJ 436, nous avons observé GJ 849 en novembre 2006 avec l'instrument NACO au Very Large Telescope. Nous avons obtenu des observations avec un coronographe de Lyot et avec le mode d'imagerie différentielle simultanée. La séquence de coronographie se compose de poses individuelles de 8 secondes en bande H pour une durée totale de 50 minutes. La séquence d'observation en imagerie différentielle était la même que pour nos observations de GJ 436 (section 4.2.1). Nous avons également utilisé des observations obtenues avec l'instrument d'optique adaptative PUEO au CFHT pour sonder les environs de GJ 436 à plus grande distance (entre 5 et 15"). Nous n'avons détecté aucun compagnon autour de cette étoile sur nos images à haut contraste. Les limites de détection en contraste obtenues sur nos images sont représentées sur la figure 4.3.

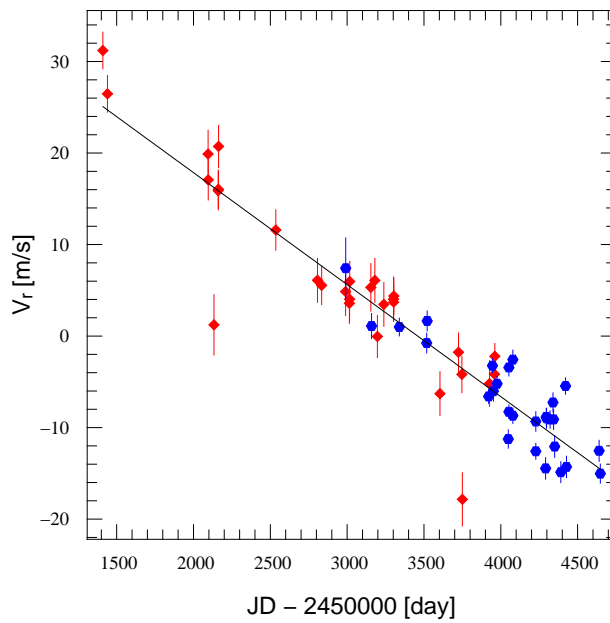
Pour caractériser le compagnon à longue période de GJ 849, j'ai utilisé l'analyse décrite dans la section 2.2.3 qui consiste à combiner les limites de détection des observations en imagerie avec le résultat des simulations Monte-Carlo qui exploitent la dérive de GJ 849. Afin d'exprimer les limites de détection en masse, je me suis servi du modèle d'évolution COND (Allard et al. 2001) pour des



(A)



(B)



(C)

FIGURE 4.2 – (A) Vitesses radiales de GJ 849 superposées avec le meilleur modèle. (B) Orbite de la planète repliée en phase. (C) Dérive linéaire créée par le compagnon sub-stellaire. Les points HIRES sont représentés en rouge et les points HARPS sont en bleu.

Paramètres		GJ 849b
γ_{HIRES}	[km·s ⁻¹]	-0.0105 ± 0.0011
γ_{HARPS}	[km·s ⁻¹]	-15.0900 ± 0.0009
dv/dt	[m·s ⁻¹ ·yr ⁻¹]	-4.46 ± 0.44
P	[days]	1840 ± 26
e		0.086 ± 0.039
T_0	[JD-2.45 × 10 ⁶]	1992 ± 110
ω	[deg]	87 ± 22
K_1	[m·s ⁻¹]	22.21 ± 0.86
$a_1 \cdot \sin i$	[10 ⁻³ AU]	3.74 ± 0.11
$f(m)$	[10 ⁻⁹ M _⊙]	2.07 ± 0.24
$m_2 \cdot \sin i$	[M _{Jup}]	0.79 ± 0.03
a	[AU]	2.32
N_{mes}		57
Span	[Years]	8.186
$\sigma_{(O-C)}$	[m·s ⁻¹]	2.86
χ^2		264
$\sqrt{\chi^2}$		2.32

TABLE 4.1 – Paramètres orbitaux et dérive pour les vitesses radiales de l'étoile GJ 849.

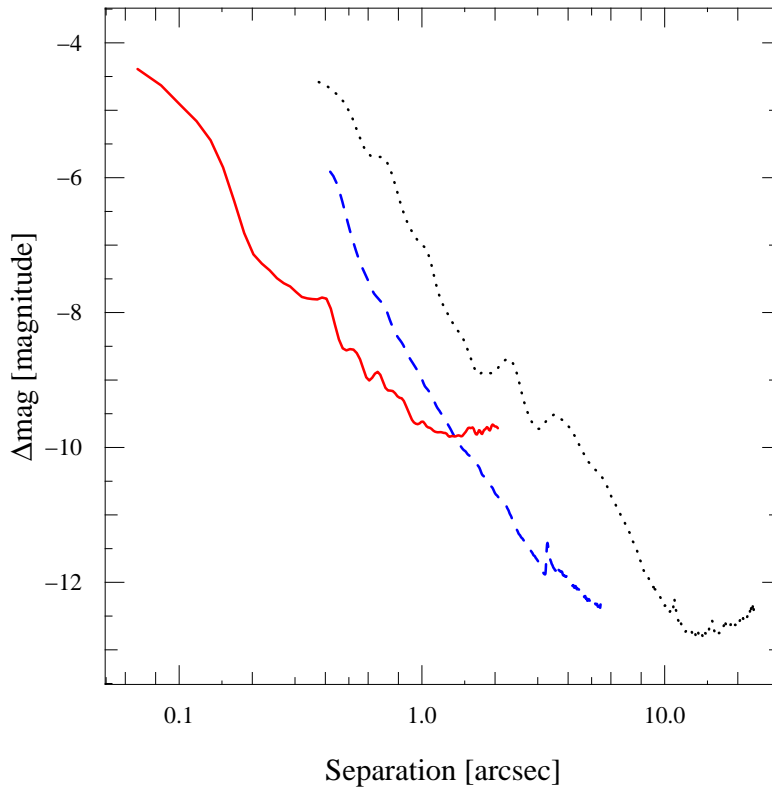


FIGURE 4.3 – Limites de détection de nos observations à haut contraste de GJ 849 : NACO/SDI ($\Delta F1$, courbe continue rouge), coronagraphie de Lyot avec l'instrument NACO (ΔH , tirets bleus), imagerie saturée avec l'instrument PUEO (ΔH , pointillés noirs).

TABLE 4.2 – Contraintes à 1σ sur la masse, la période orbitale et le demi grand axe de GJ 849c pour des âges différents. P_{Planet} et P_{BD} sont les probabilités pour que GJ 849c soit une planète ou une naine brune.

Age	1 Gy	5 Gy	10 Gy
$M_2 [M_{\text{Jup}}]$	1.4-16	1.7-38	1.7-46
P [yr]	14-200	15-324	15-391
a [AU]	4.6-27	4.8-38	4.8-43
P_{Planet}	0.84	0.54	0.49
P_{BD}	0.16	0.46	0.51

âges allant de 1 à 10 milliards d’années. Les figures montrant le résultat de notre analyse et servant à illustrer la section 2.2.3 sont représentées sur la figure 2.9 de la page 54 pour un âge de 1 milliards d’années. Les intervalles de validité de la période, de la masse et du demi grand axe du compagnon à longue période de GJ 849 sont résumés dans le tableau 4.2 pour des âges de 1, 5 et 10 milliards d’années. Quel que soit l’âge considéré, je montre que la probabilité pour que GJ 849c soit un compagnon stellaire est inférieure à 10^{-4} . On peut donc affirmer que cet objet est soit une planète, soit une naine brune. Pour un âge moyen de 5 milliards d’années, GJ 436c a autant de chances d’être une planète qu’une naine brune.

4.2.6 Conclusion

En combinant les limites de détection de nos observations à haut contraste avec notre analyse de la dérive autour de l’étoile GJ 849, nous concluons que GJ 849c est un compagnon sub-stellaire. Ce résultat est très intéressant, car peu de planètes massives à longue périodes ont été découvertes à ce jour autour des naines M. En effet, seulement 5 d’entre elles ont été découvertes (Delfosse et al. 1998; Marcy et al. 1998; Butler et al. 2006; Johnson et al. 2007; Bailey et al. 2008). Si ce type de planètes s’avéraient être fréquentes autour des naines M, cela remettrait en cause la théorie de formation planétaire la plus communément admise. Cette théorie, l’accrétion de cœur, prédit une grande fréquence de planètes du type de Neptune autour des des naines M mais peu de planètes massives (Ida & Lin 2005). Si au contraire, GJ 849c est une naine brune, cela confirmera que le désert des naines brunes est moins aride autour des naines M qu’autour des étoiles de type solaire.

Seules les mesures de vitesses radiales à venir ainsi que des observations à haut contraste avec les futurs instruments comme SPHERE ou GPI permettront de conclure sur la nature exacte de GJ 849c.

Vers la détection directe d'exoplanètes...

Depuis 1995 et la découverte de la première exoplanète (Mayor & Queloz 1995), 307 planètes ont été découvertes¹. La plupart d'entre elles ont été détectées et ne peuvent être observées que par des méthodes indirectes (vitesses radiales, transits photométriques, microlentilles gravitationnelles, chronométrage de pulsars), à l'exception de quelques "candidats planètes géantes" qui ont été observés par imagerie mais qui ressemblent plus à de petites naines brunes du point de vue de leur mécanisme de formation (voir par exemple Chauvin et al. 2004 ou Neuhäuser et al. 2005). La prochaine avancée significative sera donc d'observer des exoplanètes en imagerie directe. En effet, détecter directement les photons d'une planète est le seul moyen d'en faire une analyse poussée. Bien sûr, en combinant les vitesses radiales et les transits photométriques nous pouvons avoir accès à la masse précise, au rayon et donc à la densité d'une exoplanète ; les anti-transits permettent même de contraindre un peu mieux la température... mais au final seule l'imagerie directe permettra de faire un spectre, seul moyen de bien contraindre la température et de caractériser des éléments chimiques en vue de -peut-être un jour- détecter des biomarqueurs ailleurs que sur la Terre.

Avant d'en arriver là, la première étape est d'obtenir des images des planètes géantes (plus massives que Jupiter) à des âges différents, autour d'étoiles de types différents, et se trouvant à des distances de 1 à 100 UA de leur étoile hôte. Pour ce faire, un consortium européen dirigé par le LAOG s'est organisé pour construire un "Planet Finder", appelé SPHERE², qui sera installé en 2011 sur le VLT. Cet instrument inclura une optique adaptative extrême (SAXO), plusieurs coronographes, une caméra différentielle dans l'infrarouge (IRDIS), un spectrographe à intégrale de champ (IFS) et un polarimètre différentiel dans le visible (ZIMPOL).

Dans ce chapitre, je vais dans un premier temps décrire ce que sera l'instrument SPHERE (très largement inspiré par les articles de Beuzit et al. (2006) et de Fusco et al. (2006)) puis je présenterai ma contribution personnelle à l'étude de cet instrument.

1. mise à jour du 3 novembre 2008 sur l'Encyclopédie des planètes extrasolaires (<http://exoplanet.eu>).

2. Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch.

5.1 L'instrument SPHERE

5.1.1 Programme scientifique

Le principal objectif de SPHERE est la recherche et l'étude d'exoplanètes géantes en orbite autour d'étoiles du voisinage solaire. Le défi consiste à obtenir un contraste plus grand que 12,5 magnitudes (10^5 en rapport de flux) à des séparations très faibles (typiquement à moins de 1 seconde d'angle, là où le bruit de tavelure domine). Tout le concept instrumental a donc été optimisé pour obtenir le contraste le plus grand possible dans un champ limité autour de l'étoile centrale.

Les systèmes planétaires jeunes pourront être détectés par leur émission intrinsèque. Cette émission diminue avec la masse de la planète et avec l'augmentation de l'âge. Dans ce cas le rapport de flux entre l'étoile et la planète ne dépend pas de la distance orbitale mais dépend surtout du type spectral de l'étoile (les types spectraux les plus tardifs étant les plus favorables). Ces planètes sont plus facilement détectables dans l'infrarouge moyen à cause de leur faible température effective (100-1000 K). Elles présentent également des signatures spectrales (CH_4 , H_2O) qui peuvent améliorer leur détection en utilisant certains concepts instrumentaux (imagerie différentielle, spectroscopie à intégrale de champ).

Pour les systèmes plus évolués, on cherchera à détecter la lumière de l'étoile réfléchiée par l'atmosphère de la planète. Cette lumière dépend essentiellement de la distance entre l'étoile et la planète, et est modulée par sa phase orbitale. La quantité de lumière réfléchiée est la plus grande dans les longueurs d'ondes où l'étoile est la plus brillante, c'est à dire dans le visible. Elle dépend du rayon de la planète et non de sa masse et peut être fortement polarisée (utilisation de la polarimétrie différentielle).

SPHERE va apporter une contribution significative dans le domaine des planètes extra-solaires en particulier en permettant de détecter des planètes plus massives que Jupiter à des âges différents et pour des séparations allant de 1 à 100 UA. Les mécanismes de migration planétaire pourront ainsi être mieux compris. De plus, la complémentarité de l'imagerie directe avec les autres techniques de détection, par exemple grâce aux projets HARPS, COROT, VLT/PRIMA, JWST ou encore Kepler, va ouvrir de nouvelles perspectives. L'hypothèse selon laquelle les planètes massives à grande séparation sont nombreuses pourra être confirmée ou infirmée.

Lors d'un programme d'observation de plusieurs centaines de nuits, nous nous intéresserons particulièrement aux objets suivants :

- *Les étoiles du voisinage solaire (3-20 pc)* : Ces étoiles sont bien connues identifiées dans les catalogues Hipparcos (Perryman & ESA 1997) et Gliese (Gliese & Jahreiss 1995). Ces cibles devraient permettre de détecter quelques planètes grâce à la lumière réfléchiée, si la distance à leur étoiles est suffisamment faible (quelques UA). Autour des naines M les plus proches, l'émission intrinsèque d'une planète pourrait même être observée. Il est plus facile de faire de telles détections autour de ces étoiles plus faiblement lumineuses.
- *Les étoiles jeunes (20-70 pc, 1-100 My)* : Situées dans des zones de formation d'étoiles, ces cibles présentent un grand intérêt pour la détection de planètes du même type que Jupiter au début de leur formation et de leur migration. Au total, environ 130 étoiles de ce type seront observables avec SPHERE (magnitudes pertinentes et observables depuis l'observatoire Paranal). Des planètes en orbite au-delà de 10 AU seront recherchées autour de ces cibles.
- *Les étoiles intermédiaires (2-50 pc, 0,1-1 Gy)* : En prenant des contraintes intermédiaires entre les deux derniers types de cibles, on trouve un grand nombre de bons candidats observables avec SPHERE. Ces cibles incluent les étoiles possédant des planètes connues par vitesses radiales ou celles qui ont une dérive trahissant la présence d'un compagnon à grande distance. Elles

incluent également des étoiles actives dont les vitesses radiales fortement bruitées ne permettent pas toujours d'identifier un compagnon, et dont l'activité pourrait indiquer leur jeune âge. Par exemple, dans l'échantillon CORALIE, près de 400 étoiles pourraient avoir un âge inférieur à un milliard d'années.

En raison de ses performances en terme de contraste, il est clair que SPHERE pourra également s'intéresser à d'autres domaines astrophysiques :

- *Disques de gaz* : SPHERE devrait permettre de détecter de nouveaux disques de gaz autour de jeunes étoiles dans les nuages du Taureau ou d'Orion et d'étudier les parties centrales des disques de gaz déjà connus. Le mode polarimétrique sera essentiel pour étudier les caractéristiques des grains dans de tels disques.
- *Disques de débris* : Les disques de débris, découverts par le satellite Spitzer par leur émission intrinsèque, pourront être observés pour obtenir des informations complémentaires sur la lumière diffusée par les grains grâce à la polarimétrie. La détection d'asymétries pourra trahir la présence de planètes dans ces disques.
- *Étoiles jeunes* : Les phénomènes physiques pendant les premières phases de la formation stellaire pourront être abordés en observant les jets avec un haut contraste.
- *Étoiles évoluées* : Les phases finales des étoiles massives se caractérisant par de la perte de masse, des enveloppes en expansion et des ondes de choc pourront également être abordées. Les étoiles Wolf-Rayet, les novae et super-novae sont des cibles potentielles.

Les sujets scientifiques qui viennent d'être mentionnés bénéficieront du haut contraste à faible séparation obtenu avec l'instrument SPHERE. Certains d'entre eux, qui demandent des performances moindres, seront utilisés en programme de secours lorsque les conditions ne seront pas optimales en terme de turbulence atmosphérique.

5.1.2 Besoins scientifiques et modes observationnels

En analysant les objectifs scientifiques, les besoins suivants en termes de performance instrumentale ont été identifiés durant la phase A du projet :

- un haut contraste pour atteindre les planètes géantes de 14 à 16 magnitudes moins brillantes que leur étoile.
- un accès aux faibles séparations angulaires, de 0,1 à 3 secondes d'angle de l'étoile.
- des performances optimales (c'est à dire avec un rapport de Strehl supérieur à 90%) jusqu'à des étoiles de magnitude 10 et plus faibles pour avoir un échantillon de cibles suffisamment grand et ainsi permettre de mener des études statistiques significatives.
- une sensibilité jusqu'à la magnitude $H \sim 24$ pour les compagnons faibles.
- une résolution spectrale de ~ 30 pour caractériser les objets détectés.
- une sensibilité aux sources étendues jusqu'à ~ 17 magnitudes par seconde d'angle carré à moins de 0,2 secondes d'angle de l'étoile.

Afin de tirer profit des performances de SPHERE, trois modes observationnels principaux ont été retenus.

Relevé systématique en proche infrarouge : Il est aujourd'hui prévu d'utiliser ce mode pour une fraction importante ($\sim 80\%$) des observations. Il combinera les images de la caméra IRDIS en bande H ($\sim 1,6 \mu\text{m}$) avec l'utilisation de l'IFS dans les bandes Y et J (de 0,95 à $1,4 \mu\text{m}$). Cette configuration permettra de détecter des compagnons par imagerie différentielle jusqu'à 5 secondes d'angle

de l'étoile et de faire une image de la région centrale (jusqu'à $\sim 0,7''$), à la fois résolue spatialement et spectralement. La combinaison des deux instruments permettra d'éliminer la plupart des fausses détections et de confirmer les détections potentielles d'un instrument avec le second, en particulier pour les cas limites.

Caractérisation en proche infrarouge : Dans ce mode, la caméra IRDIS sera utilisée seule dans ses différentes configurations de la bande Y à la bande K soit en imagerie différentielle soit en imagerie classique avec ses filtres étroits ou larges. Ce mode sera intéressant pour obtenir de plus amples informations physiques sur des objets déjà détectés. Un mode de spectroscopie à longue fente sera également possible pour une caractérisation plus approfondie.

Recherche et caractérisation dans le visible : Le polarimètre ZIMPOL permettra de détecter la lumière réfléchie de planètes plus vieilles proches de leur étoile dans le visible. Seules les étoiles les plus proches (3-20 pc) seront observées dans ce mode (~ 15 cibles). Ce mode est également intéressant pour l'observation des disques.

5.1.3 Description de l'instrument

Une vue d'ensemble de l'instrument installé sur une plate-forme Nasmyth d'un des UT du VLT est visible sur la figure 5.1. L'instrument SPHERE sera divisé en quatre sous-systèmes : le "Common Path" (ou chemin optique commun à tous les instruments) et les trois instruments scientifiques que sont IRDIS, IFS et ZIMPOL (un schéma résumant la structure de l'instrument est représenté sur la figure 5.2). Le "Common Path" inclut une unité de stabilisation de pupille (tip-tilt et rotation), le système d'optique adaptative extrême SAXO, les coronographes et les unités d'étalonnage.

Optique adaptative extrême

Depuis le sol, le coeur de tout instrument d'imagerie à haut contraste et haute résolution angulaire est un système d'optique adaptative extrêmement performant ou optique adaptative extrême (XAO, soit un rapport de Strehl supérieur à 90%) qui corrige en temps réel les perturbations induites par la turbulence atmosphérique, mais aussi les aberrations internes à l'instrument lui-même.

Le système SAXO (SPHERE Adaptive optics for eXoplanet Observation) est composé de trois boucles et d'un système d'étalonnage hors temps réel (voir figure 5.3) :

- La boucle d'optique adaptative principale qui corrige la turbulence atmosphérique, ainsi que les aberrations du télescope et du chemin optique en amont de l'instrument. Cette boucle a pour effet d'améliorer le rapport signal sur bruit en réduisant le halo de la PSF (SR > 90% à $1,6 \mu\text{m}$).
- Une boucle de tip-tilt différentiel permettant de centrer avec précision l'étoile sur le masque du coronographe (précision meilleure que 0,5 millisecondes d'angle).
- Une boucle qui asservit les mouvements de pupille (stabilisée à mieux que 0,2% de son diamètre en translation et à moins de $0,1^\circ$ en rotation) et assure que les aberrations non corrigées resteront immobiles et donc seront facilement éliminées lors de la réduction de données. Ce point est détaillé dans la section 5.2 (Montagnier et al. 2007a).
- Les erreurs d'étalonnage dues aux aberrations présentes en amont de l'instrument (miroirs du télescope) seront mesurées par diversité de phase et compensées pour obtenir des rapports de Strehl supérieurs à 96% en bande H (voir Sauvage et al. 2007 pour plus de détails). Le budget

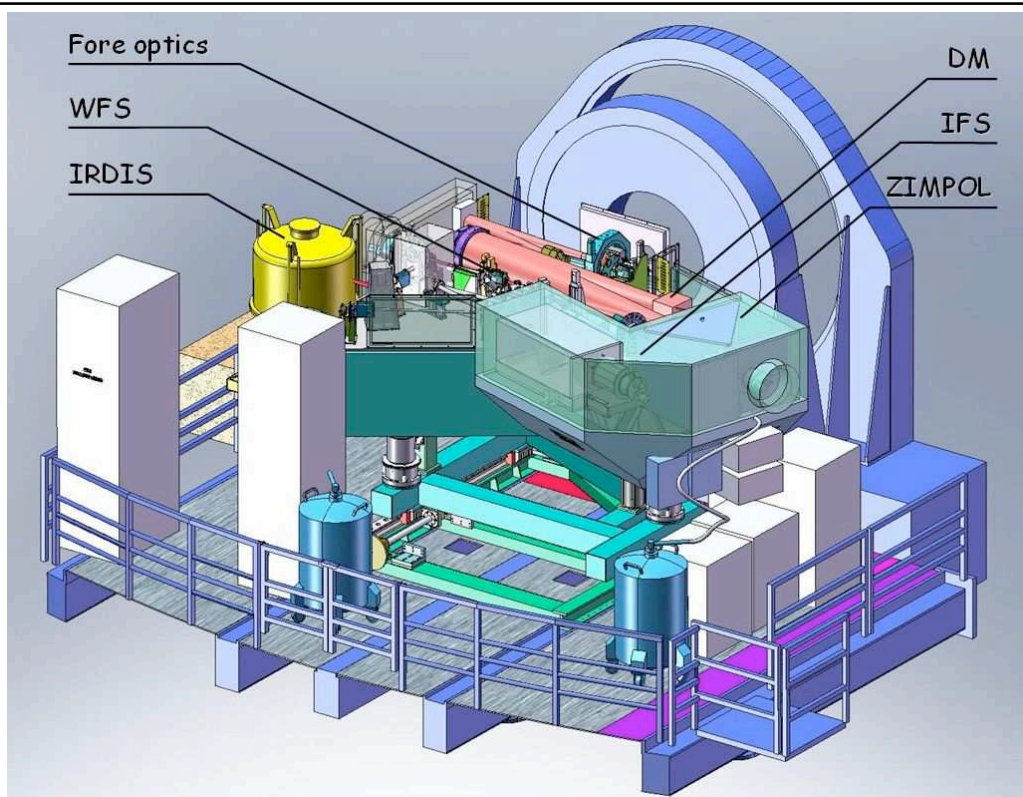


FIGURE 5.1 – Vue d'ensemble de l'instrument SPHERE sur une plate-forme Nasmyth d'un UT. On peut reconnaître les différents instruments focaux (IRDIS, IFS, ZIMPOL). La partie colorée en rose représente le faisceau lumineux se propageant à travers le système d'optique adaptative SAXO. « Fore optics » comprend le dérotateur de pupille ainsi que le miroir de basculement qui stabilise la pupille de l'instrument. DM désigne le miroir déformable.

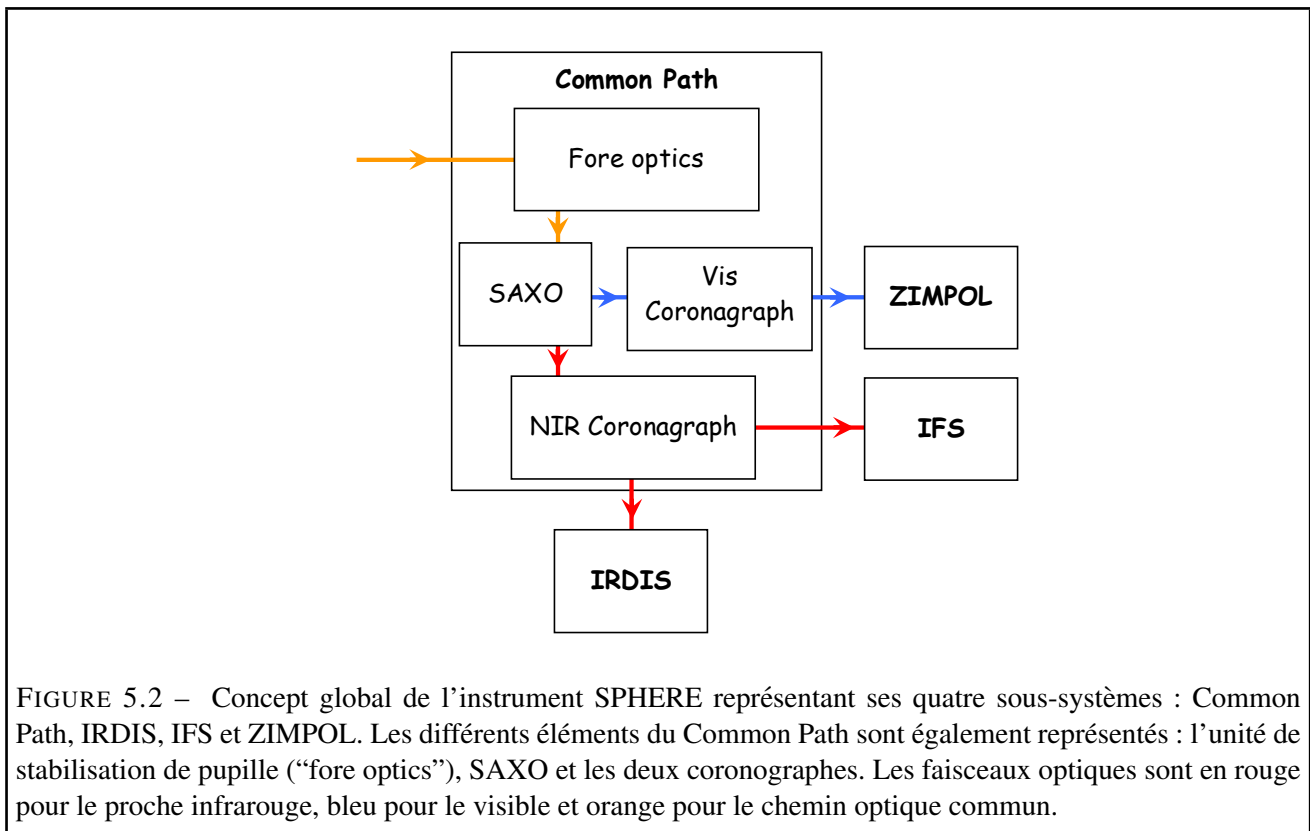


FIGURE 5.2 – Concept global de l’instrument SPHERE représentant ses quatre sous-systèmes : Common Path, IRDIS, IFS et ZIMPOL. Les différents éléments du Common Path sont également représentés : l’unité de stabilisation de pupille (“fore optics”), SAXO et les deux coronographes. Les faisceaux optiques sont en rouge pour le proche infrarouge, bleu pour le visible et orange pour le chemin optique commun.

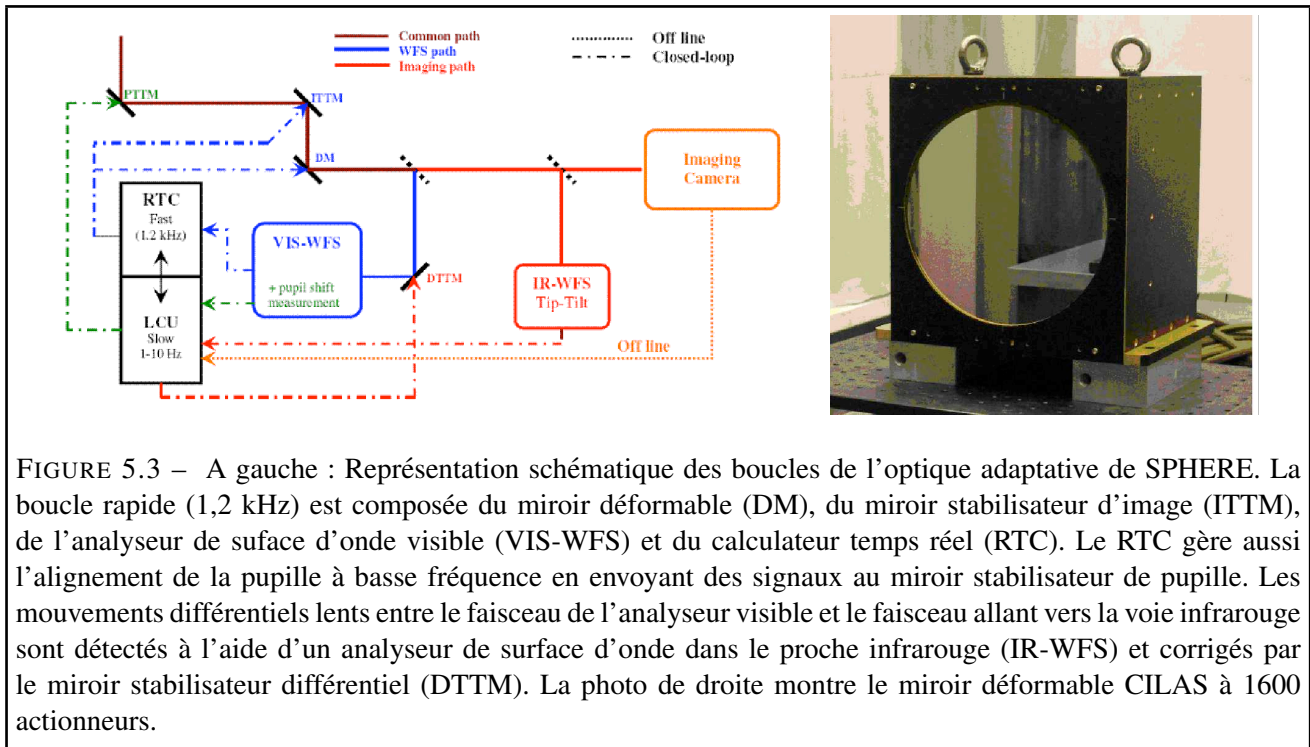
d’erreur du front d’onde sera ainsi réduit de 80 nm rms à 8 nm rms en utilisant cette méthode d’étalonnage.

D’un point de vue plus technique, la boucle principale de SAXO sera composée de :

- un miroir déformable CILAS (voir la photo de la figure 5.3) de 180 mm de diamètre composé de 41×41 actionneurs piézo-électriques de $3,5 \mu\text{m}$ de course, ayant une qualité de surface de 5 nm rms.
- un miroir tip-tilt développé au LESIA de 0,5 mas de résolution fonctionnant jusqu’à 1 kHz.
- un analyseur de surface d’onde de type Shack-Hartmann visible à 40×40 microlentilles avec une fréquence d’échantillonnage de 1,2 kHz. Le détecteur sera une matrice CCD de 256×256 pixels avec un bruit de lecture $< 1e^-$.
- un calculateur temps réel qui gère les trois boucles, dont la principale à plus d’1 kHz.

Coronographes

Utiliser un coronographe est indispensable pour atteindre les objectifs scientifique de SPHERE. Son action est de réduire d’un facteur ≥ 100 le flux de l’étoile centrale et d’éliminer la diffraction en bord de pupille. Le jeu de coronographes de SPHERE inclura un coronographe à masque de phase « quatre quadrant » achromatique (A4Q), un coronographe de Lyot classique et un coronographe de Lyot apodisé. Les performances de l’A4Q ont été démontrées dans le visible par Mawet et al. (2006), et il a été récemment testé dans les bandes H, J et Y dans le cadre du développement de SPHERE. En bande H les performances sont assez similaires à celles du quatre quadrant classique (voir figure 5.4). Les coronographes de Lyot, plus classiques, seront essentiellement utilisés lorsque les conditions atmosphériques se dégraderont. Ce type de coronographe est beaucoup moins sensible aux erreurs de « tip-tilt », alors que les performances d’un coronographe quatre quadrants dépendent



beaucoup de la performance de la correction du front d’onde. Par ailleurs, le coronographe de Lyot classique est particulièrement adapté à l’observation d’objets étendus (disques de débris par exemple) car seule une pastille opaque est présente dans le champ de la caméra. Plusieurs coronographes quatre quadrants (Rouan et al. 2000) seront également présents. Ces coronographes sont maintenant parfaitement maîtrisés et sont couramment utilisés sur le ciel (Boccaletti et al. 2004). D’autres options sont également en cours de développement (Mawet & Riaud 2006). La coronographie étant un domaine qui évolue très rapidement, les masques seront facilement interchangeables sur l’instrument SPHERE.

La caméra différentielle IRDIS

L’instrument IRDIS (Infra-Red Dual-beam Imaging and Spectroscopy) sera le module scientifique le plus utilisé de SPHERE. Son étendue spectrale ira de 950 à 2320 nm et la taille des pixels sera de 12,25 mas sur le ciel, respectant le critère d’échantillonnage de Nyquist à 950 nm. Le champ de la caméra sera de $11'' \times 12,5''$ à la fois pour l’imagerie directe et l’imagerie différentielle sur un détecteur infrarouge composé de deux quadrants $1k \times 1k$. Le mode principal de IRDIS sera l’imagerie différentielle, permettant de faire deux images simultanées dans des bandes spectrales voisines. Dix couples de filtres avec de faibles aberrations différentielles (< 10 nm rms) seront disponibles pour détecter des signatures spectrales différentes pour les exoplanètes. Dans le mode d’imagerie directe, 12 filtres à bande large, moyenne et étroite seront présents. De plus, un spectrographe longue fente avec des pouvoirs de résolution de 50 et 500 sera utilisable ainsi qu’un mode de polarimétrie différentielle. Le coronographe et son masque de Lyot sont remplacés par une fente et un élément disperseur dans le mode de spectroscopie longue fente.

La séparation des deux faisceaux pour l’imagerie différentielle est réalisée à l’aide d’une lame séparatrice combinée avec un miroir de renvoi afin d’obtenir deux faisceaux parallèles. Chaque faisceau passera ensuite à travers son propre filtre. Le principal défi est de réaliser les couples de filtres avec les aberrations différentielles requises (i.e. < 10 nm rms). Cette conception a été privilégiée

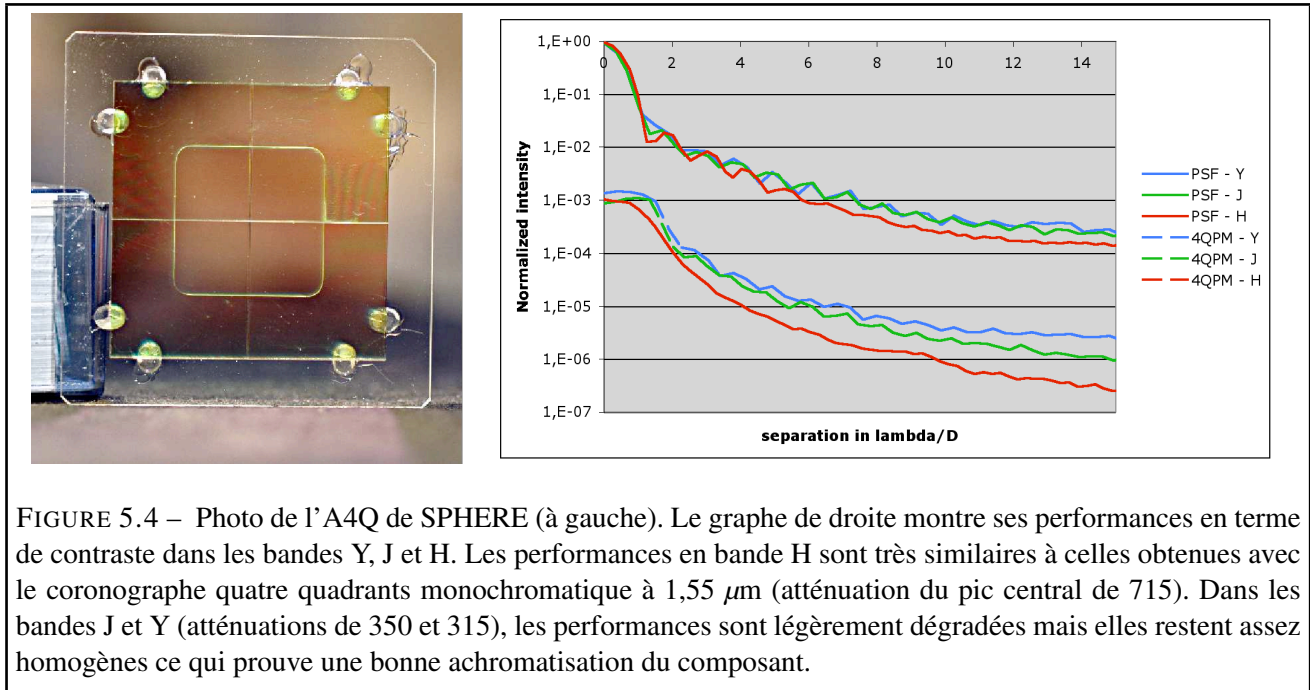


FIGURE 5.4 – Photo de l’A4Q de SPHERE (à gauche). Le graphe de droite montre ses performances en terme de contraste dans les bandes Y, J et H. Les performances en bande H sont très similaires à celles obtenues avec le coronographe quatre quadrants monochromatique à $1,55 \mu\text{m}$ (atténuation du pic central de 715). Dans les bandes J et Y (atténuations de 350 et 315), les performances sont légèrement dégradées mais elles restent assez homogènes ce qui prouve une bonne achromatisation du composant.

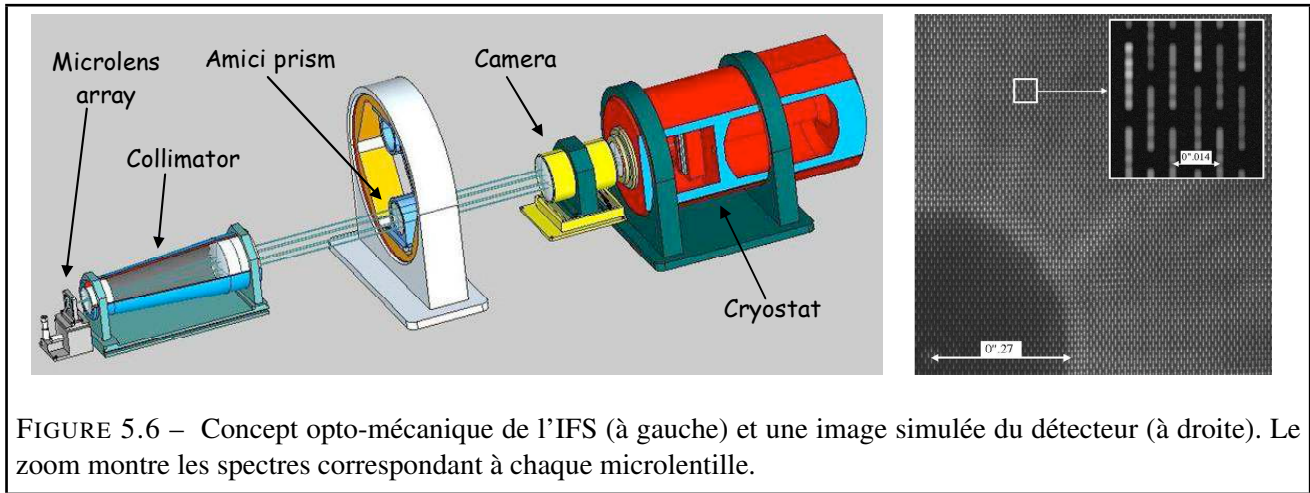
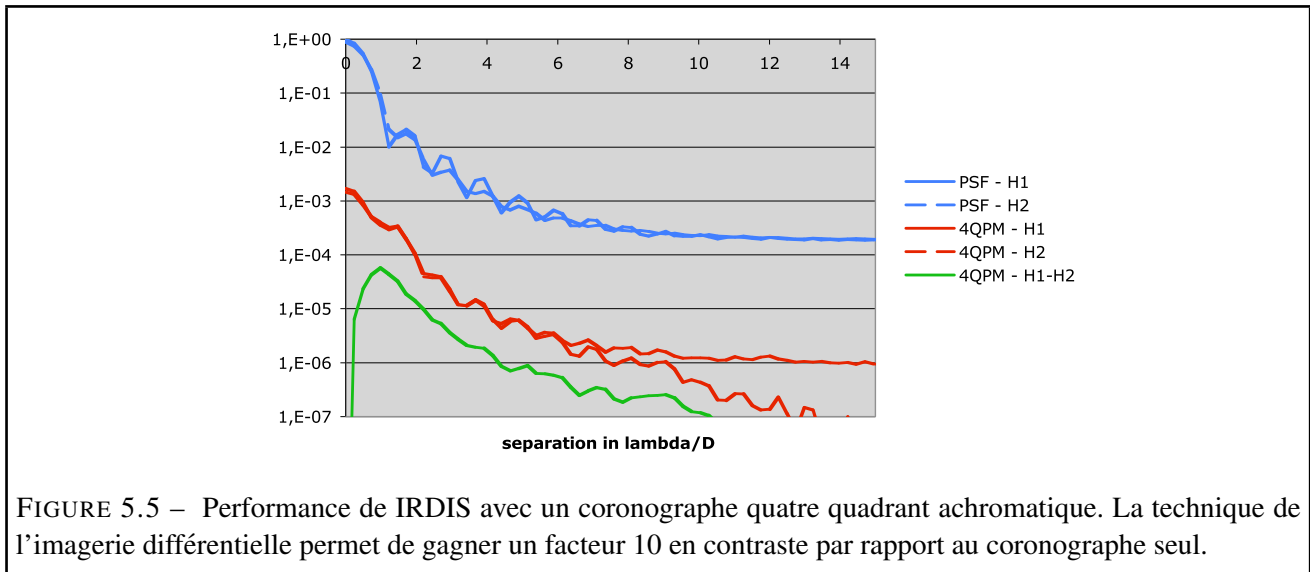
par rapport à celle du SDI de NACO (Lenzen et al. 2004), qui utilise un prisme de Wollaston, afin d’éliminer toute dispersion spectrale, qui deviendrait un problème sur le champ important de l’instrument.

Dans son mode d’imagerie différentielle et avec un coronographe, IRDIS sera capable d’atteindre des contrastes typiques de $5 \cdot 10^{-5}$ à $0,1''$ et 10^{-6} à $0,2''$ ($\sim 4\lambda/D$ en H) de l’étoile centrale en une heure d’intégration et en utilisant le couple de filtres de part et d’autre de la coupure du méthane ($1,6 \mu\text{m}$, voir section 1.2.1). La figure 5.5 illustre les performances de l’imageur différentiel avec le doublet de filtre autour de $1,6 \mu\text{m}$ combiné avec le coronographe « quatre quadrants » achromatique en H.

Le spectrographe à intégrale de champ

Bien que ce soit un instrument très difficile à réaliser, le spectrographe à intégrale de champ (IFS : Integral Field Spectrograph en anglais) est très utile dans le domaine de la recherche de planètes. Deux raisons pour cela : tout d’abord, ce type d’instrument peut être conçu avec de très faibles aberrations différentielles (pratiquement nulles contre environ 5 à 10 nm rms pour un imageur différentiel). Enfin, il permet de faire de l’imagerie différentielle en utilisant toute l’étendue spectrale et permet de faire de la soustraction spectrale, ce qui en principe permet d’obtenir la totalité de l’information spectrale d’une planète contrairement à une caméra différentielle.

La modèle d’IFS retenu est celui du BIGRE (Antichi et al., submitted to ApJ). Il s’agit d’une évolution du TIGRE (Bacon et al. 1995), composée de deux étages de matrices de microlentilles et d’un prisme disperser, particulièrement adaptée à la haute résolution angulaire et au haut contraste, et donc à la détection d’exoplanètes. Le premier étage de microlentilles échantillonne spatialement l’image venant du système d’optique adaptative et de coronographie. Pour avoir une grande résolution angulaire, les microlentilles ont une taille permettant de respecter le critère de Nyquist en bande Y, donc les images résultantes ont la forme de disques d’Airy, dépendant de la longueur d’onde. Pour s’affranchir de cette dépendance chromatique, le deuxième étage de microlentilles (à plus courte

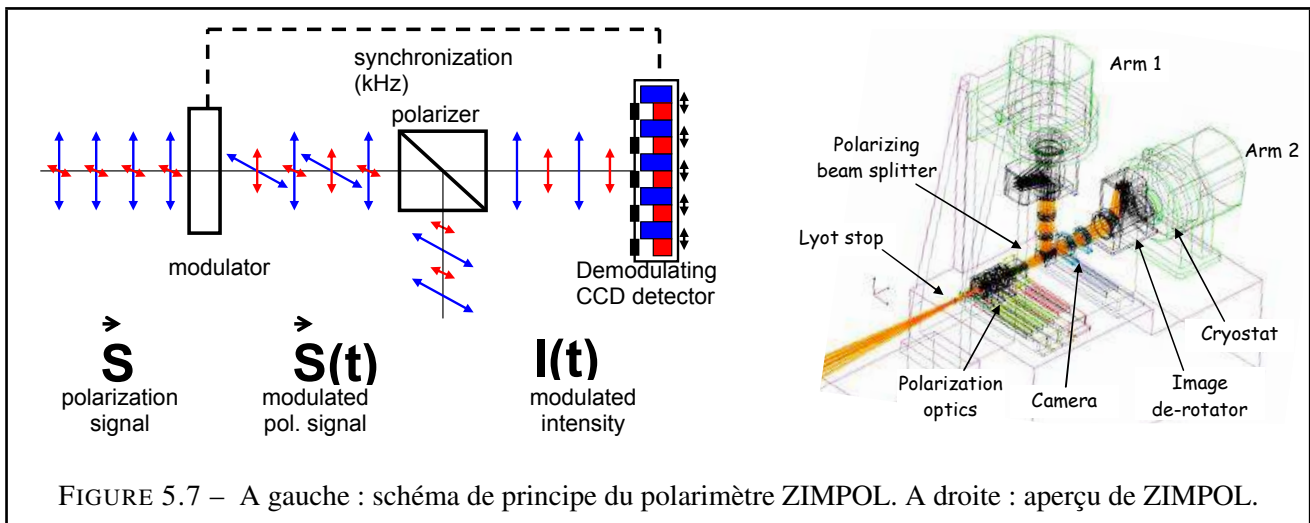


focale que les premières) forme des images réduites des premières microlentilles qui sont limitées spatialement et dont la taille ne dépend plus de la longueur d'onde. Ces micro-images réduites sont ensuite dispersées par le prisme d'Amici puis leur image est enregistrée par la caméra. La figure 5.6 montre une maquette de l'IFS et à quoi ressemblera une image brute.

Cet IFS permettra d'obtenir des contrastes de 10^{-6} à 10^{-7} à $0,5''$ de l'étoile centrale et fonctionnera dans les bandes Y-J ou H. La résolution spectrale sera d'environ 50 pour un champ de $1,77''$ de côté.

ZIMPOL

L'instrument ZIMPOL (Zurich IMaging POLarimeter, Gisler et al. 2004) est un polarimètre imageur de haute précision travaillant dans le visible (de 500 à 900 nm) avec un champ de $3''$ qui permettra de détecter la lumière réfléchie des planètes proches de leur étoile. Le principe de l'instrument est basé sur la modulation et démodulation rapide du signal polarisé ($\sim 1\text{kHz}$). Il est principalement composé d'un modulateur, d'un polariseur, et de deux bras composés chacun d'un détecteur démodulateur. Le modulateur, composé de cristaux liquides ferromagnétiques, a pour effet de faire tourner la polarisation du faisceau incident de 90° toutes les demi-périodes. Le faisceau lumineux ainsi modulé arrive



ensuite sur le polariseur qui envoie les polarisations perpendiculaires vers chacun des deux bras. Chacun des bras reçoit une polarisation pendant une demi-période et son opposée pendant l'autre demi-période. Le démodulateur est un détecteur CCD visible modifié dont un rang de pixel sur deux est couvert d'un masque opaque et synchronisé avec le modulateur. Un cycle de démodulation se décompose de la manière suivante : pendant la première demi-période de modulation, les rangs de pixels découverts reçoivent la première polarisation. A la fin de ce premier temps, les charges de ces derniers pixels sont transférées dans le rang masqué d'à côté (disons par exemple dans le rang juste au dessus). Les rangs de pixels découverts reçoivent alors la lumière polarisée perpendiculairement pendant la demi-période suivante. A la fin de ce deuxième temps les charges contenues dans les rangs aux pixels découverts sont transférées dans le rang masqué juste en dessous et dans le même temps les charges stockées précédemment dans le rang masqué du dessus reviennent dans le rang découvert. Ces étapes sont répétées jusqu'à la fin du temps d'intégration puis le CCD est lu. De cette façon les pixels non masqués voient les deux états de polarisation de la lumière. La présence des deux bras permet de ne pas perdre de photons car les deux états de polarisation de la lumière sont en permanence intégrés sur l'un des deux CCD. Le principe de fonctionnement de ZIMPOL ainsi que ses différents éléments sont représentés sur la figure 5.7.

ZIMPOL devrait permettre d'atteindre un contraste de 10^{-8} à $1''$ pour une planète polarisée à 30%, le tout en 4 heures d'intégration sur des étoiles brillantes.

5.2 Stabilisation de la pupille de SPHERE

La stabilité de la pupille est un aspect très important dans le cadre des performances de SPHERE. Nous avons estimé que pour atteindre les besoins scientifiques de l'instrument en terme de détectivité, les mouvements de la pupille devraient être contrôlés à mieux que 0,2 % de son diamètre afin de figer toutes les aberrations optiques présentes en amont de l'optique adaptative. Les mouvements de la pupille du VLT sur SPHERE peuvent être induits par la rotation de l'axe d'altitude du télescope lors du suivi d'une étoile, par les imperfections du dérotateur de pupille ou encore par les déformations de la plate-forme Nasmyth. Le mouvement maximal de la pupille est estimé à environ 1,3 % de son diamètre. De plus, elle devrait bouger au maximum de 0,1 % tous les quarts d'heure (valeur estimée à partir de mesures NACO), ce qui donne une limite supérieure de la bande passante de la boucle d'asservissement à 10^{-3} Hz. Au cours de ma thèse, je me suis tout particulièrement intéressé

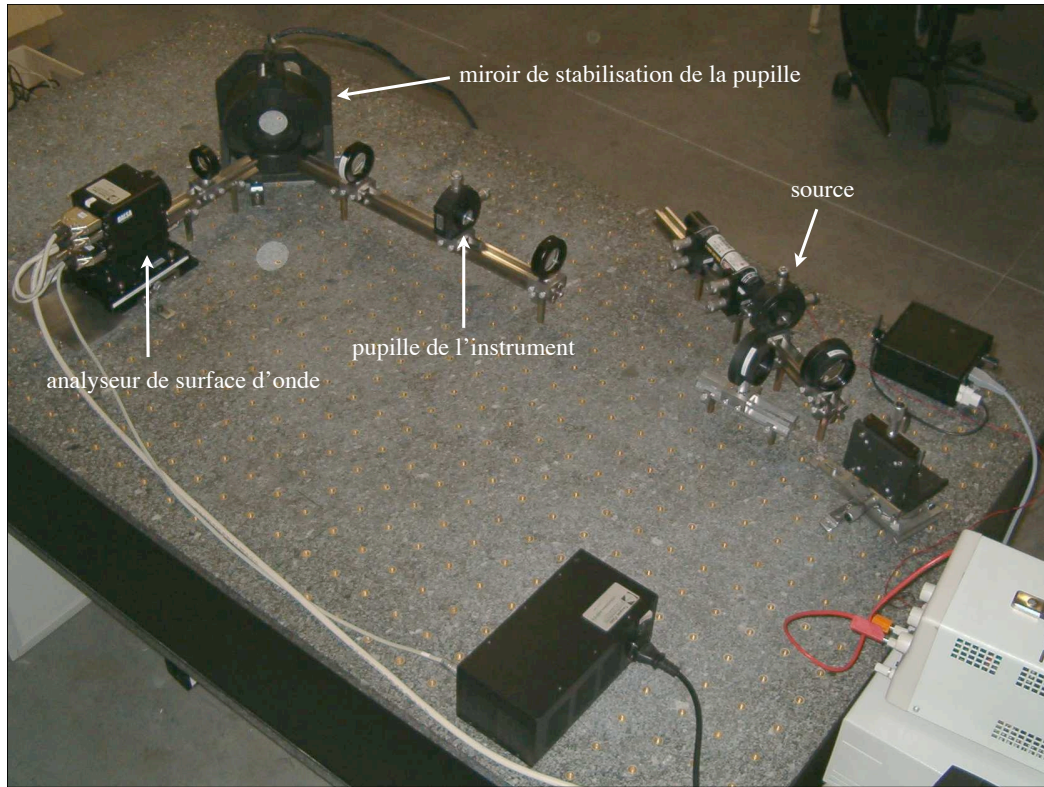


FIGURE 5.8 – Photo de l'expérience du laboratoire optique pour valider le concept d'asservissement de la pupille de SPHERE. On peut apercevoir sur la gauche du banc l'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann et le miroir tip-tilt.

à cet aspect de l'instrument SPHERE. Afin de détecter et de corriger ce mouvement de la pupille, un senseur et un correcteur de mouvement ont dû être considérés. L'élément correcteur est un miroir tip-tilt de pupille situé proche d'un plan focal à l'entrée de SPHERE. En ce qui concerne détecteur de mouvement nous avons décidé d'utiliser l'analyseur de surface d'onde existant afin de ne pas plus compliquer le système. Pour valider ce concept de stabilisation de la pupille, j'ai réalisé une expérience sur un banc optique (voir la photo de la figure 5.8).

L'étude de l'asservissement de la pupille de SPHERE est plus amplement détaillé dans un article publié dans le journal Optics Express (Montagnier et al. 2007a), reproduit intégralement dans cette section.

Pupil stabilization for SPHERE's extreme AO and high performance coronagraph system.

Guillaume Montagnier,^{1,3} Thierry Fusco,² Jean-Luc Beuzit,¹ David Mouillet,¹ Julien Charton,¹ and Laurent Jocou¹

¹LAOG: Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP 53,
F-38041 Grenoble Cedex 9, France

²ONERA, BP72, 29 avenue de la Division Leclerc,
F-92322 Chatillon Cedex, France

³Observatoire de Genève, 51 chemin des Maillettes,
1290 Sauverny, Switzerland

Guillaume.Montagnier@obs.ujf-grenoble.fr

Abstract: We propose a new concept of pupil motion sensor for astronomical adaptive optics systems and present experimental results obtained during the first laboratory validation of this concept. Pupil motion is an important issue in the case of extreme adaptive optics, high contrast systems, such as the proposed Planet Finder instruments for the ESO and Gemini 8-meter telescopes. Such high contrast imaging instruments will definitely require pupil stabilization to minimize the effect of quasi-static aberrations. The concept for pupil stabilization we propose uses the flux information from the AO system wave-front sensor to drive in closed loop a pupil tip-tilt mirror located in a focal plane. A laboratory experiment validates this concept and demonstrates its interest for high contrast imaging instrument.

© 2007 Optical Society of America

OCIS codes: 010.1080, 220.4830

References and links

1. G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Gigan, P. Y. Kern, A.-M. Lagrange, P.-Y. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler, and G. Zins, "NAOS, the first AO system of the VLT: on-sky performance," in *Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 140-149 (2003).*, P. L. Wizinowich and D. Bonaccini, eds., vol. 4839 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 140–149 (2003).
2. J. A. Stoesz, J.-P. Veran, F. J. Rigaut, G. Herriot, L. Jolissaint, D. Frenette, J. Dunn, and M. Smith, "Evaluation of the on-sky performance of Altair," in *Advancements in Adaptive Optics. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 67-78 (2004).*, D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, and R. Ragazzoni, eds., vol. 5490 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 67–78 (2004).
3. P. L. Wizinowich, D. Le Mignant, A. H. Bouchez, R. D. Campbell, J. C. Y. Chin, A. R. Contos, M. A. van Dam, S. K. Hartman, E. M. Johansson, R. E. Lafon, H. Lewis, P. J. Stomski, D. M. Summers, C. G. Brown, P. M. Danforth, C. E. Max, and D. M. Pennington, "The W. M. Keck Observatory Laser Guide Star Adaptive Optics System: Overview," *PASP***118**, 297–309 (2006).

4. A. Boccaletti, P. Riaud, P. Baudoz, J. Baudrand, D. Rouan, D. Gratadour, F. Lacombe, and A.-M. Lagrange, "The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope," *PASP***116**, 1061–1071 (2004).
5. G. Chauvin, A.-M. Lagrange, C. Dumas, B. Zuckerman, D. Mouillet, I. Song, J.-L. Beuzit, and P. Lowrance, "Giant planet companion to 2MASSW J1207334-393254," *A&A***438**, L25–L28 (2005). [arXiv:astro-ph/0504659](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504659).
6. G. Chauvin, A.-M. Lagrange, B. Zuckerman, C. Dumas, D. Mouillet, I. Song, J.-L. Beuzit, P. Lowrance, and M. S. Bessell, "A companion to AB Pic at the planet/brown dwarf boundary," *A&A***438**, L29–L32 (2005). [arXiv:astro-ph/0504658](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504658).
7. R. Neuhauser, E. W. Guenther, G. Wuchterl, M. Mugrauer, A. Bedalov, and P. H. Hauschildt, "Evidence for a co-moving sub-stellar companion of GQ Lup," *A&A***435**, L13–L16 (2005). [arXiv:astro-ph/0503691](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0503691).
8. J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, J. Antici, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Berton, A. Boccaletti, M. Carillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, R. Gratton, N. Hubin, M. Kasper, M. Langlois, C. Moutou, L. Mugnier, J. Pragt, P. Rabou, M. Saisse, H. M. Schmid, E. Stadler, M. Turatto, S. Udry, R. Waters, and F. Wildi, "SPHERE: A 'Planet Finder' Instrument for the VLT," *The Messenger* **125**, 29–+ (2006).
9. K. Dohlen, J.-L. Beuzit, M. Feldt, D. Mouillet, P. Puget, J. Antichi, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Berton, A. Boccaletti, M. Carillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, C. Fabron, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, J.-L. Gach, R. Gratton, N. Hubin, M. Kasper, M. Langlois, A. Longmore, C. Moutou, C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, G. Rousset, M. Saisse, H.-M. Schmid, E. Stadler, D. Stamm, M. Turatto, R. Waters, and F. Wildi, "SPHERE: A planet finder instrument for the VLT," in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy. Edited by McLean, Ian S.; Iye, Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 6269, pp. 62690Q (2006).*, vol. 6269 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference (2006)*.
10. T. Fusco, C. Petit, G. Rousset, J.-F. Sauvage, K. Dohlen, D. Mouillet, J. Charton, P. Baudoz, M. Kasper, E. Fedrigo, P. Rabou, P. Feautrier, M. Downing, P. Gigan, J.-M. Conan, J.-L. Beuzit, N. Hubin, F. Wildi, and P. Puget, "Design of the extreme AO system for SPHERE, the planet finder instrument of the VLT," in *Advances in Adaptive Optics II. Edited by Ellerbroek, Brent L.; Bonaccini Calia, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. 62720K (2006).*, vol. 6272 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference (2006)*.
11. R. Racine, G. A. H. Walker, D. Nadeau, R. Doyon, and C. Marois, "Speckle Noise and the Detection of Faint Companions," *PASP***111**, 587–594 (1999).
12. A. Berton, R. G. Gratton, M. Feldt, T. Henning, S. Desidera, M. Turatto, H. M. Schmid, and R. Waters, "Detecting Extrasolar Planets with Integral Field Spectroscopy," *PASP***118**, 1144–1164 (2006). [arXiv:astro-ph/0605207](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605207).
13. H. M. Schmid, D. Gisler, F. Joos, H. P. Povel, J. O. Stenflo, M. Feldt, R. Lenzen, W. Brandner, J. Tinbergen, A. Quirrenbach, R. Stuik, R. Gratton, M. Turatto, and R. Neuhauser, "ZIMPOL/CHEOPS: a Polarimetric Imager for the Direct Detection of Extra-solar Planets," in *Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions*, A. Adamson, C. Aspin, C. Davis, and T. Fujiyoshi, eds., vol. 343 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 89–+ (2005).
14. S. F. Clifford, "The Classical Theory of Wave Propagation in a Turbulent Medium," in *Laser Beam Propagation in the Atmosphere. Edited by J. W. Strohbehn, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, pp. 9-41 (1978)*.
15. F. Roddier, "The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy," in *Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376.*, vol. 19, pp. 281–376 (1981).
16. T. Fusco and J.-M. Conan, "On- and off-axis statistical behavior of adaptive-optics-corrected short-exposure Strehl ratio," *Journal of the Optical Society of America A* **21**, 1277–1289 (2004).
17. L. A. Poyneer and B. Macintosh, "Spatially filtered wave-front sensor for high-order adaptive optics," *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 810–819 (2004).
18. T. Fusco, C. Petit, G. Rousset, J.-M. Conan, and J.-L. Beuzit, "Closed-loop experimental validation of the spatially filtered Shack-Hartmann concept," *Opt. Lett.* **30**, 1255–1257 (2005).

1. Introduction

Nowadays, the field of high contrast imaging in astronomy is in great progress. Indeed, most of the large telescopes in operation are equipped with adaptive optics systems (NACO on the European Southern Observatory (ESO) Very Large Telescope (VLT) [1], Altair on Gemini North [2], Keck-AO on the Keck II telescope [3] for example. Stellar coronagraphy is also being used in combination with some of these systems [4].

Some astrophysical programmes are still out of reach with the existing instruments, due to the relatively limited performance of these systems in terms of the achieved contrast. More specifically, extra-solar planets cannot be directly detected with the current systems, except for a few recently confirmed planetary mass companions to young brown dwarfs [5, 6, 7]. But these

very favorable cases, thanks to the young age and relatively low mass of the host stars not very demanding in terms of contrast requirements, are not representative of the vast majority of the envisioned targets.

The very high contrast required for direct detection of extra-solar planets around most of the target stars, is an extremely challenging goal, for which new and dedicated instruments should be developed.

In particular, such a new instrument, called SPHERE [8, 9] is currently being developed to equip the ESO VLT by mid of 2010. SPHERE will combine eXtreme Adaptive Optics (XAO) [10], high performance coronagraphy [4] and spectroscopic and polarimetric differential imaging techniques [11, 12, 13].

For very high contrast observations, SPHERE system performance analysis has shown that the system pupil stability is one of the main limitations. The new generation of instruments will therefore need a way to very accurately control the stability of the pupil, from the telescope mirrors to the science detector, especially up to the coronagraph.

We present here our study on pupil stabilization for XAO systems, performed as part of the SPHERE phase A study. We first discuss the impact of pupil stability for extra-solar planets detection in section 2. In section 3 we present the principle of the pupil motion control and in section 4 we discuss the possible sources of errors in the measurement of the pupil shift. Finally, in section 5 we present the laboratory experiment which allowed to fully validate the proposed concept.

2. Impact of pupil motion on extra-solar planet detection

Extra-solar planet detection using ground based telescopes requires an XAO system to compensate for atmospheric turbulence and system aberrations, a coronagraphic device to cancel out the flux coming from the central star and a differential imaging technique (for instance a subtraction of two images obtained at two nearby wavelengths) to cancel out the residual un-corrected PSF pattern [11]. Limitations to this approach are mainly due to the differential aberrations in the two image channels. These differential aberrations mix up with fixed uncorrected aberrations (coming from non common path errors), leading to residual fixed patterns after image subtraction (see our simulation on figure 1). Such optical wavefront errors come from instrumental aberrations. Even if they are small, their temporal behavior is problematic due to system temporal evolution (in particular the pupil motion during the observation sequence): they are not perfectly constant and are therefore difficult to calibrate; their variability is however much too slow to be averaged with time, as with turbulence residuals.

In order to calibrate the residual pattern in differential imaging and thus to reach SPHERE required contrast of less than 10^{-6} in H band at 0.5 arcseconds, observations have to be obtained using a reference star. To be efficient, this calibration has to be performed with the whole system as stable as possible.

In particular, the telescope pupil has to remain motionless during the whole observing process, typically 1 or 2 hours. When located at the Nasmyth focus of a telescope, as SPHERE instrument will be, this stability requirement implies the use of a pupil de-rotator and a pupil re-centering device. It has been shown on simulations that a pupil shift of 1% of the pupil diameter or a pupil rotation of 1 degree will reduce by a factor of 1.5 to 2 (for typical observing conditions at the VLT) the detection capability of a coronagraphic differential imaging system.

For example, the behavior of the telescope pupil on NACO gives an order of magnitude of the pupil shift: when NACO is rotated by 180 degrees the pupil shift reaches 2% of the pupil diameter. This pupil shift is due to rotation axis misalignment, flexures of the telescope structure, M3 mirror misalignment, Nasmyth platform deformation, as well as pupil rotation errors in the case of SPHERE (non-perfect derotation system at the entrance of the SPHERE

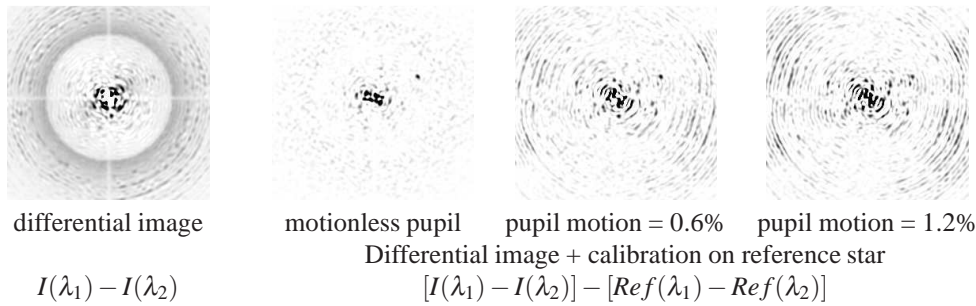


Fig. 1. [Left] Differential coronagraphic (4-quadrants) image ($\lambda_1 = 1.56\mu m$, $\lambda_2 = 1.59\mu m$), [Right] differential coronagraphic image + reference subtraction: Pupil shift between object and reference star = 0, 0.6 and 1.2 % of the full pupil. The companion ($\Delta_m = 15$, separation = 0.6 arcsec) is really distinguishable from residual fixed speckles for a fixed pupil.

bench).

In terms of dynamical evolution, a first estimate leads to a pupil shift of 0.1% over 15 minutes. Simulations for the SPHERE have shown that the pupil stability in translation in any pupil plane must be better than 0.2% (goal 0.1%) of the pupil diameter in order to allow the detection of self-luminous young planets around solar type stars within 50 parsecs from the sun. As a typical observing sequence (science exposure followed by calibration exposure on a reference star) lasts for about an hour, a closed loop system has to be implemented in order to fulfil this tight requirement. This device will be composed of a pupil sensor and a pupil motion corrector.

3. Design of a closed-loop pupil shift corrector

The basic idea is to measure the pupil position without adding any dedicated sensor to avoid splitting the light beam and therefore wasting precious photons. Another goal was to try to keep the system as simple as possible in order to reduce its impact on the overall SPHERE instrument. Considering these two requirements we have chosen to use the existing Shack-Hartmann Wave Front Sensor (SH WFS) of the main adaptive optics loop. The only additional device will be a pupil tip-tilt mirror (PTTM) located close to the input focal plane of the instrument in order to correct for any measured pupil motion.

3.1. Principle of the sensor

The sensing principle consists in measuring the integrated flux in 4 computation areas that include sub-apertures located at the edges of the pupil (hereafter areas are labeled 1, 2, 3 and 4, see figure 2).

From the four integrated flux values (I_1, I_2, I_3 and I_4), we compute both I_x and I_y :

$$I_x = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \quad (1)$$

$$I_y = \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} \quad (2)$$

which give the information on pupil shifts along the x and y axes respectively.

For practical purpose, all the sub-apertures included in the four areas on figure 2 will not be used. Only sub-apertures close to the x-axis (respectively y-axis) will be included in computation areas to measure the shift along the x-axis (respectively y-axis) because the farther the

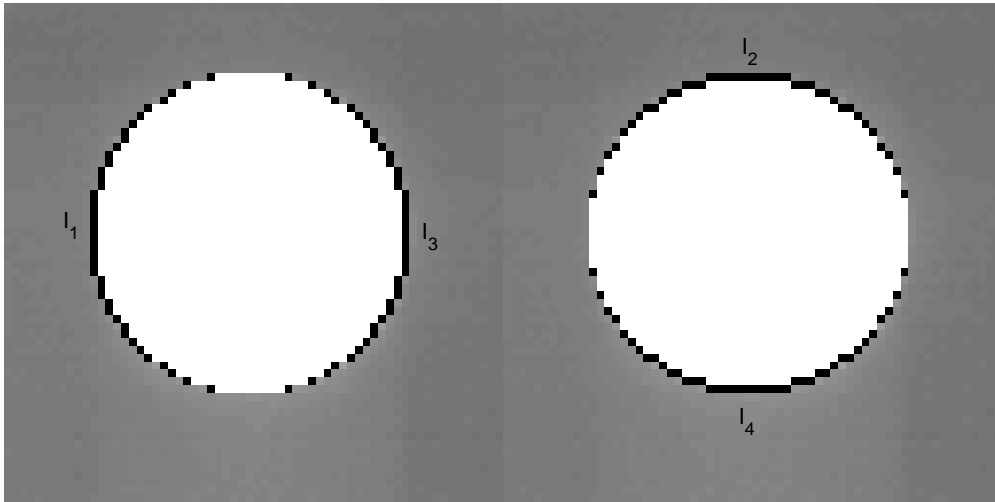


Fig. 2. Ring-shaped pattern for sub-apertures.

sub-apertures are from the axis the larger is the noise in the I_i signal. For example, the flux in a sub-aperture located on the y-axis does not bring any information on the shift along the x-axis, it only brings noise. Therefore, for analytical development, we will consider the pessimistic case where we use only sub-apertures close to the x and y axis. We will discuss the general case in the experimental section (see section 5).

The measurement principle is shown on figure 3 with only one sub-aperture per area. Each square in the figure represents one of the WFS sub-apertures. Hereafter, we will use the representation of this figure to develop the equations. In this case, $I_i = N \cdot S' / S$ (S and S' are defined on figure 3). Assuming that the edge of the telescope is a straight line on the computation area used to measure the pupil motion and that only sub-apertures close to the axis are used, the pupil shift amplitude d' along the x axis is directly linked to I_x by:

$$|I_x| = \frac{d'}{2 \cdot d} \quad (3)$$

where d is the sub-aperture size and $d \gg d'$ (with this approximation $I_i \propto (d - d') \cdot l$ where l is the width of the computation area). The same applies to the y axis. The sign of I_x (respectively I_y) gives the direction of the shift. We present in figure 4 the I_x signal as a function of the pupil shift. For comparison purposes, the theoretical expression of the signal (obtained for $d \gg d'$) is also plotted. One can note that linearity is maintained for shifts lower than typically 25% of a sub-aperture size.

3.2. Measurement of the integrated flux

The measurement of the integrated flux per sub-aperture must be obtained from the Shack-Hartmann spots after flat-field correction and background subtraction. In order to increase the measurement accuracy, the signal of several computation area located at the pupil edge can be combined to obtain the final I_i values, including areas next to the central obscuration in the case of an astronomical reflective telescope.

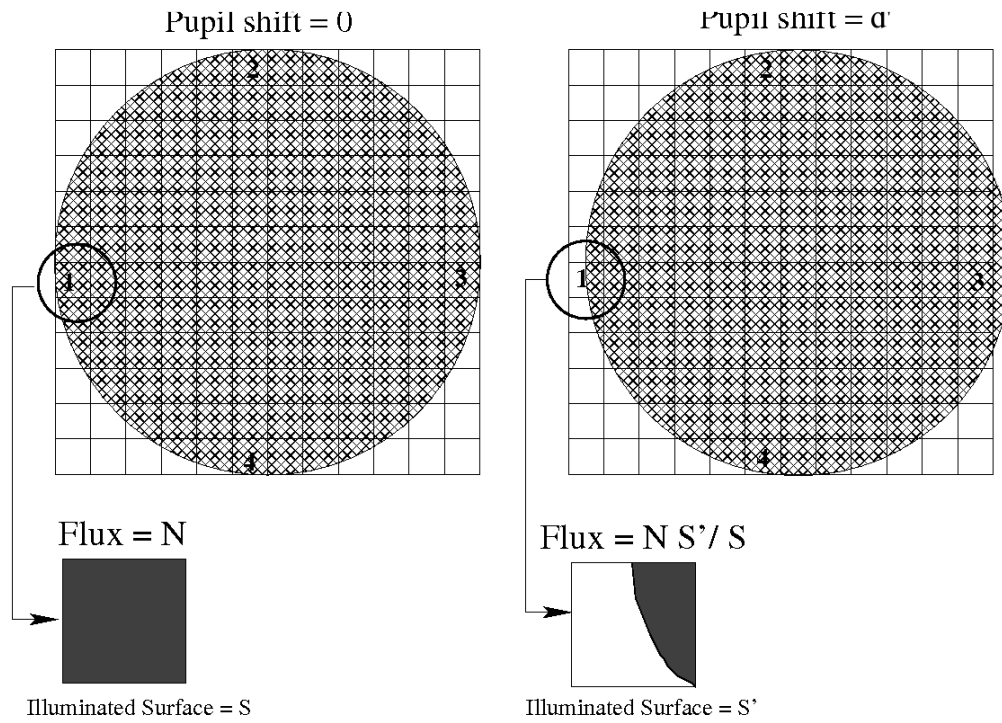


Fig. 3. Schematic representation of the pupil shift measurement using a SH WFS.

3.3. principle of the correction

We first need to measure the flux received by each sub-aperture using a calibration source (located at the entrance of the adaptive optics system) to determine reference values. Using these reference values, the pupil is roughly centered "by hand". Then, an interaction matrix is acquired using the tip-tilt mirror located in a focal plane. Next, a command matrix is computed by direct inversion of the interaction matrix. Finally, when the pupil motion correction system is running, a closed loop measurement of I_1 , I_2 , I_3 and I_4 allows to compute the corrections which are sent to the control loop of the pupil tip-tilt mirror.

4. Performance study

Before performing an experimental validation of the concept, an analytical study has been conducted. In this study, the different sources of measurement error are discussed, as well as the impact of the atmospheric turbulence.

4.1. Measurement error

4.1.1. Photon noise

From equation 1, the noise variance on the measurement signal I_x is:

$$\sigma_{I_x}^2 = \left\langle \left(\frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \right)^2 \right\rangle - \left(\left\langle \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \right\rangle \right)^2 \quad (4)$$

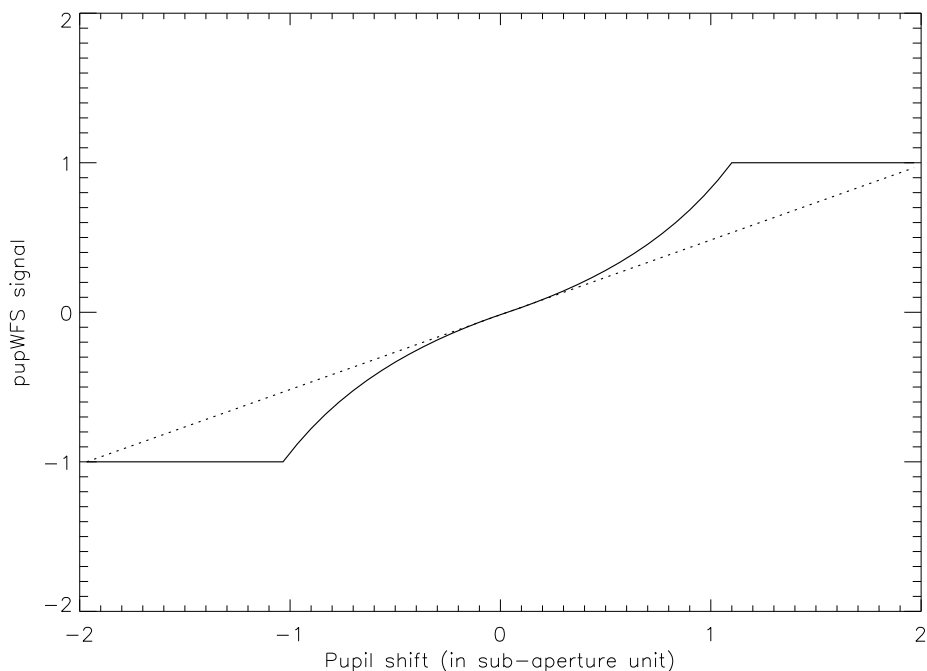


Fig. 4. I_x as a function of pupil shift (in sub-aperture unit).

Assuming that the noise fluctuations of $I_1 + I_3$ are negligible and that $I_1 + I_3 = N + N'$ with N being the number of photons in a fully illuminated area and N' the flux in the truncated area ($N' \simeq N(1 - d'/d)$ if $d' \ll d$), equation 4 becomes:

$$\sigma_{I_x}^2 = \frac{\langle I_1^2 \rangle - \langle I_1 \rangle^2 + \langle I_3^2 \rangle - \langle I_3 \rangle^2 - 2(\langle I_1 \cdot I_3 \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_3 \rangle)}{(N + N')^2} \quad (5)$$

Then assuming that I_1 and I_3 follow photon noise statistics and that I_1 and I_3 noises are decorrelated, it comes:

$$\sigma_{I_x}^2 = \frac{N + N'}{(N + N')^2} \quad (6)$$

and if $d \ll d'$, $N \simeq N'$, then equation 5 finally leads to:

$$\sigma_{I_x}^2 \simeq \frac{1}{2N} \quad (7)$$

Figure 5 confirms the hypothesis made to obtain equation 7. A 15×15 Shack-Hartmann has been simulated (only considering its geometry) by a flat incoming wavefront and a varying number of photons per computation area and per frame. The simulation shows that the approximations used in equation 7 are still valid up to $d' = d/2$.

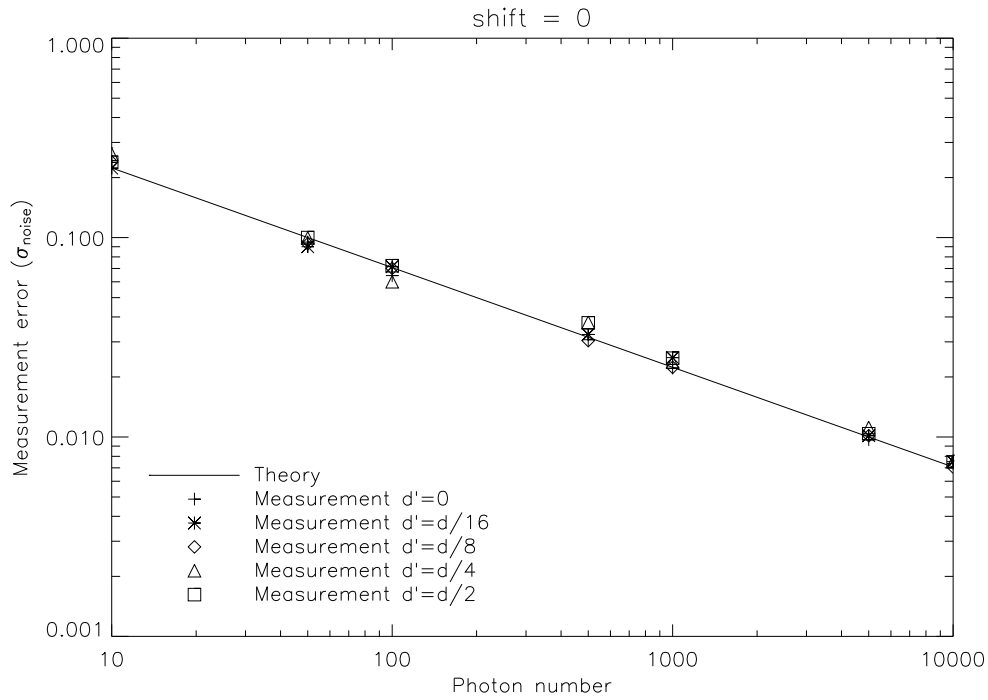


Fig. 5. Photon noise influence on pupil sensor measurement.

4.1.2. Detector noise

Following the same development as in section 4.1.1, the noise variance in the case of detector noise can be written as:

$$\sigma_{I_x}^2 \simeq \frac{2 \cdot \sigma_{detec}^2}{(N + N')^2} \quad (8)$$

where σ_{detec} is equal to $N_{pix} \times RON^2$ with N_{pix} the number of pixels per computation area and RON the detector Read-Out Noise. Again assuming $d' \ll d$, it comes:

$$\sigma_{I_x}^2 \simeq \frac{\sigma_{detec}^2}{2N^2} \quad (9)$$

4.1.3. Noise effect on pupil sensor measurement

Let us consider that the pupil sensor works in closed-loop (in term of pupil centering). In that case, the assumption that $d \ll d'$ is well verified. Then, the effects of noise (detector noise and photon noise can be summarized in one global equation (from equations 7 and 9):

$$\sigma_{I_x}^2 \simeq \frac{N + \sigma_{detec}^2}{2N^2} \quad (10)$$

It is clear, from equation 10 that as soon as $N \gg \sigma_{detec}^2$, the dominant effect is the photon noise.

We see from equation 10 that measurement sensitivity and photons number per sub-aperture increase accordingly. For a given flux on the camera, another way to increase the sensitivity is to use a greater number of sub-apertures to measure the integrated flux in the 4 computation areas.

4.1.4. Impact of integration time on measurement noise

Assuming the following parameters

- 1e- RON CCD
- 1 kHz sampling frequency
- 6x6 pixels per sub-aperture
- Three GS magnitudes (M0 spectral type) : 9.5 (130 photons/sub-aperture/frame), 10.5 (50 photons/sub-aperture/frame), and 11.5 (20 photons/sub-aperture/frame)

one can deduce the pupil motion sensor performance as a function of the integration time. Considering that the typical evolution of the sub-aperture position is 0.1% every 15 minutes (for alt-azimuthal telescopes, it will of course depend on the zenith angle), the typical exposure time of the pupil motion sensor has to be smaller than a few minutes. In closed loop operation, the system bandwidth is typically 6 to 15 times smaller than the sampling frequency depending on the loop scheme and the overall delay. In our case, the time scale is pretty large (a few seconds to a minute) which will probably dramatically reduce the computational delay (with respect to integration time itself). It therefore seems reasonable to consider a system bandwidth equal to 1/6th of the sampling frequency. The results in Figure 6 show that the noise measurement will not be a limitation in terms of system accuracy. In any case, one can increase the number of sub-apertures (for instance all the sub-apertures located at the edge of the pupil) in order to improve the signal to noise ratio.

4.2. Impact of atmospheric turbulence

Another contribution to the flux fluctuation in each sub-aperture is the atmospheric effects which can be decomposed in two main contributors:

- the scintillation effects which induce amplitude fluctuation of the electromagnetic field during the propagation through the turbulence and thus intensity fluctuation at the level of the focal plane of each sub-aperture
- the speckle pattern in each sub-aperture PSF which randomly evolves and induces intensity fluctuations because of the finite size of the sub-aperture FoV (typically a few arcseconds).

These two effects are quantified in the following sub-sections.

4.2.1. Scintillation effect

Scintillation effects lead to sub-aperture flux variations and thus can affect the pupil motion sensor measurements. The typical size of a scintillation pattern (in the Rytov approximation,

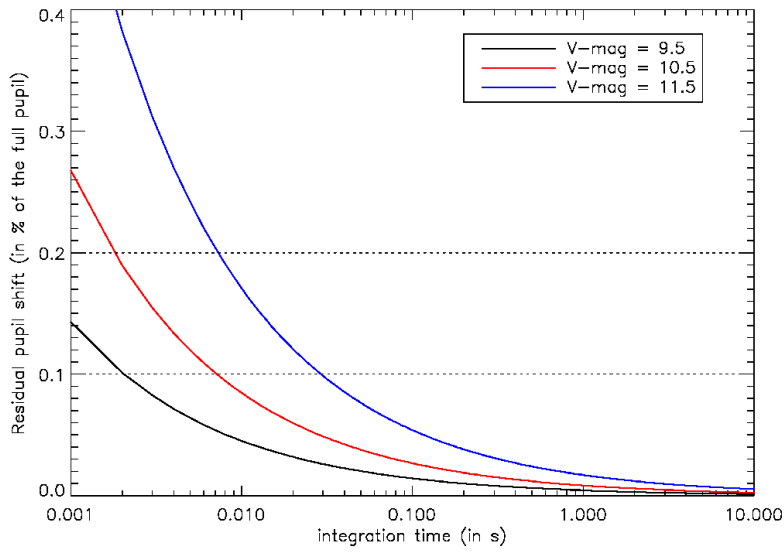


Fig. 6. Evolution of the residual pupil motion as a function of the integration time. A closed loop measurement is considered, meaning that the noise is filtered by the loop (as a function of its bandwidth: $BW = F_{samp}/6$).

well validated for astronomical observation) is given by:

$$L_{scint} = \sqrt{\lambda_{wfs} h_{eq}} \quad (11)$$

where h_{eq} represents an equivalent distance of propagation (typically a few kilometers for astronomical site). h_{eq} is given (in the Rytov approximation) by [14]:

$$h_{eq} = \left(\frac{\int_0^\infty h^2 C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right)^{1/2} \quad (12)$$

and λ_{wfs} the WFS wavelength. If a visible WFS is considered, $\lambda_{wfs} = 0.7 \mu m$ typically which leads to a typical size of the scintillation pattern equal to a few millimeters (4.5 millimeters for a equivalent altitude of 3 km).

In this conditions, one can assume that the scintillation patterns are by far smaller than the sub-aperture size (20 cm for the SPHERE system). Hence, the flux fluctuation per sub-aperture and per frame is given by the following expression [15]

$$\sigma_I = \sqrt{17.36 * d^{-7/3} \int_0^\infty h^2 C_n^2(h) dh} \quad (13)$$

with d the sub-aperture size and $C_n^2(h)$ the turbulence profile. For typical atmospheric condition, σ_I is equal to a few percents.

This value has to be reduced as a function of the integration time. It decreases with the factor $\sqrt{T/\tau_{scint}}$ where T is the total pupil motion sensor integration time (typical 1 min) and τ_{scint} the typical scintillation lifetime. In a first approximation, and assuming a Taylor hypothesis

$$\tau_{scint} = L_{scint}/v \quad (14)$$

with v the turbulence wind speed.

Hence, considering a 10 m/s wind speed and an integration time of typically 10 seconds (which is fast enough to correct for pupil motion at the required level of accuracy), the scintillation effects lead to flux fluctuation smaller than 0.1 % i.e. an error on pupil position of 0.005 %.

Considering the orders of magnitude involved here (especially pupil motion sensor integration time), the scintillation effects are assumed to be negligible in the global pupil motion sensor error budget.

4.2.2. Effect of sub-aperture field of view

The sub-aperture FoV leads to a flux loss (PSF turbulent wings). This flux loss evolves with the residual un-corrected turbulence and induces flux variations in the sub-aperture. We plot in Figure 7 the flux variation in one sub-aperture as a function of the FOV size. SPHERE conditions are considered here: i.e. a 0.85 arcsec seeing, a 20 cm sub-aperture size and a WFS wavelength of $0.7 \mu\text{m}$.

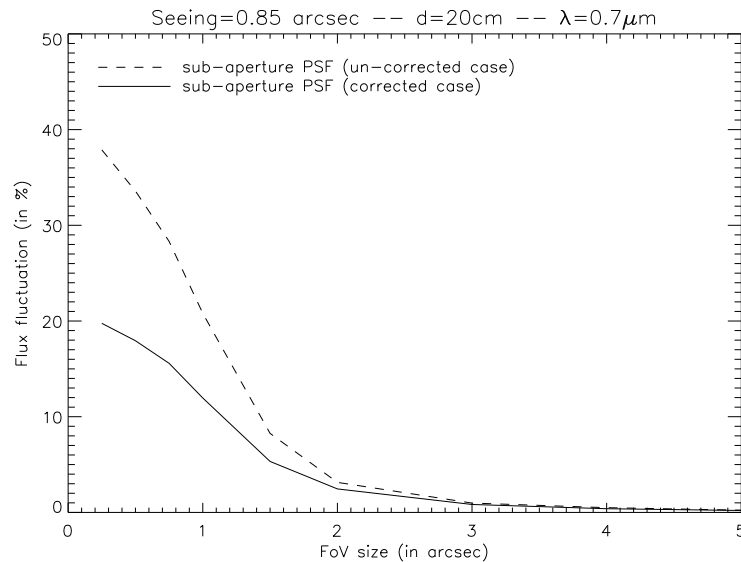


Fig. 7. Instantaneous flux fluctuation due to the sub-aperture FoV size

Figure 7 shows that for typical FoV (1 to 2 arcseconds) the instantaneous flux fluctuations are of the order of 10 to 20 % which leads to an error on pupil position between 0.5 and 1 %. As presented in the previous section for the scintillation case, this residual turbulence effect decreases with $\sqrt{T/\tau_{turb}}$ where T is the total pupil motion sensor integration time (typical 1 min) and τ_{turb} the typical residual uncorrected turbulence evolution (typical a few ms) [15, 16]. This dependency is illustrated in Figure 8 where the precision on pupil shift estimation is plotted as a function of the pupil motion sensor integration time.

Considering the orders of magnitude involved here (especially pupil motion sensor integration time), the previous analysis has shown that the residual uncorrected turbulence effects are negligible in the global pupil motion sensor error budget. In addition, one can note that the quantification presented here is probably pessimistic since the SPHERE system will integrate

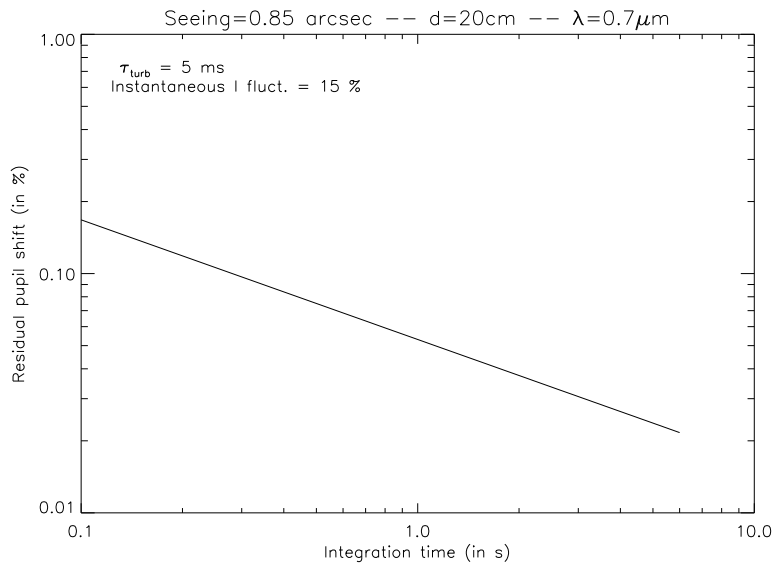


Fig. 8. Precision (in %) on pupil shift measurement as a function of pupil motion sensor integration time (only the effects of the finite FoV of the sub-apertures are considered here). $\tau_{\text{turb}} = 5 \text{ ms}$, seeing = 0.85 arcsec.

a spatial filter device in front of its wave front sensor [17]. This device will cancel out all the high spatial frequencies before the wave front sensor measurement. It therefore dramatically reduce the speckle pattern in each sub-aperture and leads to very clean and symmetrical spots [18].

5. First experimental validation

In order to validate our analytical study, a laboratory experiment has been elaborated.

5.1. Experimental set-up

A test bench has been installed at our laboratory to validate the pupil motion sensor concept. It is composed of a white light fiber, a pupil diaphragm, a tilt-tilt mirror located in a focal plane and a Shack-Hartmann wavefront sensor (HASO 64 from Imagine Optic). The Shack-Hartmann wavefront sensor is composed of a 64×64 micro-lens array focusing light on a DALSA CCD camera (Read Out Noise = $51e^{-2}$). We consider only a 40×40 sub-apertures illuminated disc over the 64×64 sub-apertures.

A first lens is located at a focal distance from a light source to obtain a parallel incident beam. The entrance pupil of the telescope is defined by a diaphragm, optically conjugated with the lenslet plane of the SH WFS. The Tip-Tilt Mirror (TTM) is located in a focal plane in order to control the pupil movement. The TTM actuators generate pupil shifts in the X and Y directions.

5.2. Comparison between analytical and experimental results

5.2.1. Study of the Pupil Motion Sensor response

Choice of the computation areas

Four computation areas are located at the edge of the pupil. The width of each sub-aperture

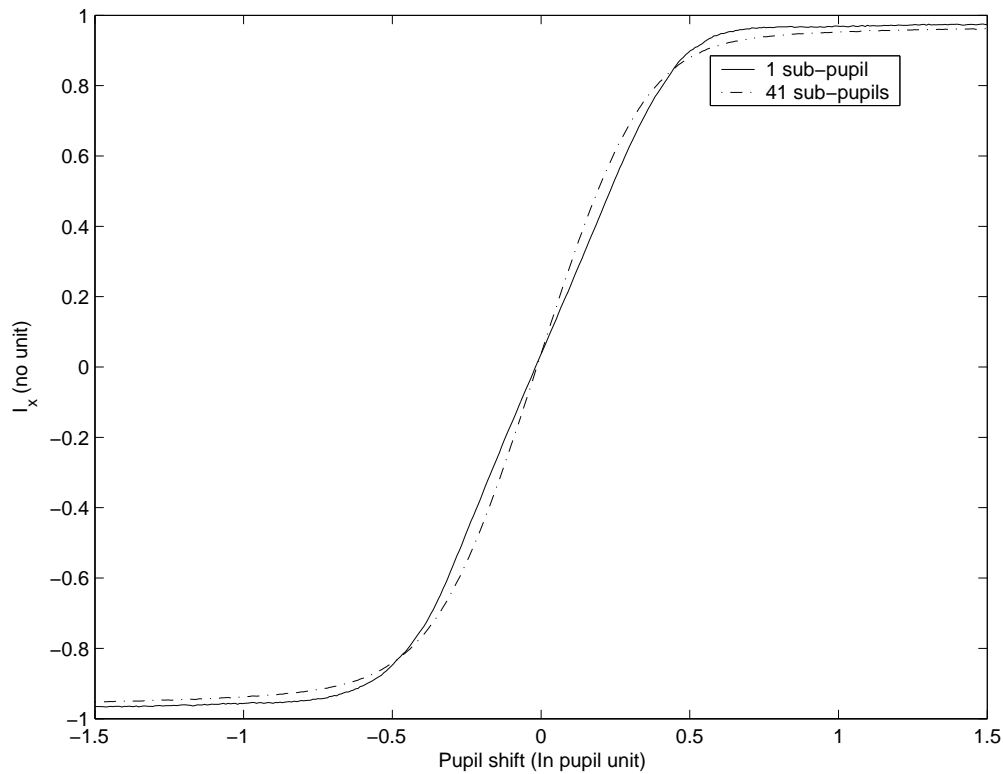


Fig. 9. Response curves for sub-apertures with 1 and 41 sub-apertures.

allows a maximum pupil shift measurement of $1/40^{th}$ pupil (i.e. 2.5% of the pupil diameter). A pattern with the maximum of sub-apertures per computation areas (41 sub-apertures surrounding the pupil at the most) is defined on figure 2. Each pixel in the figure represents the integrated flux of a SH WFS sub-aperture.

We study in the following paragraphs how the pupil measurement evolves with the number of useful sub-apertures. One can already guess that, since the integrated flux increases with the number of sub-apertures, the sensitivity of the measurement will increase accordingly as long as the selected sub-apertures are close to the corresponding axis (so the equation 3 is valid).

Response curves

We present in figure 9 the experimental signal I_x as a function of pupil shift S . The pupil shift is a linear function of the voltage V_x applied to the x-actuator of the TTM. Two curves are represented, showing two different configurations for the computation areas:

- with 4 sub-apertures (one per direction).
- with all the sub-apertures located at the edge and surrounding the telescope pupil.

Figure 9 shows that the curve slope increases when the number of sub-apertures increases meaning that the pupil motion sensor sensitivity increases with the number of sub-apertures. It is clear that the larger the number of sub-apertures (bringing information on the signal of interest) the better the measurement accuracy should be.

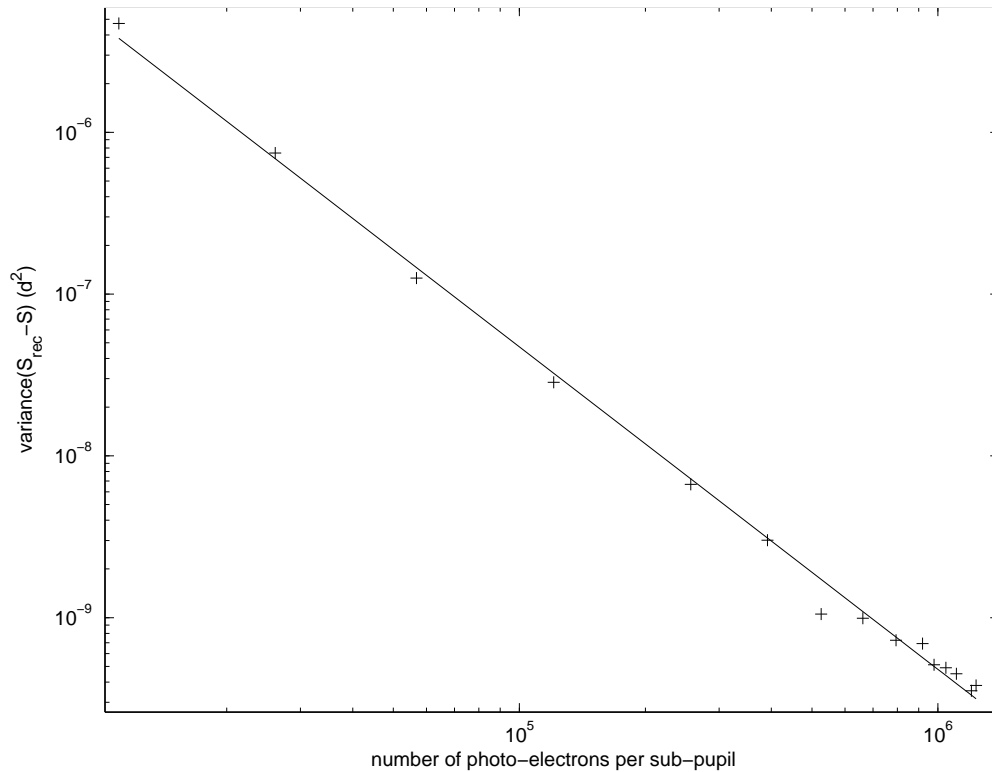


Fig. 10. Reconstruction error as a function of the number of photons with one sub-aperture.

5.2.2. Example of reconstruction

After the acquisition of an interaction matrix and a computation of a command matrix (direct inversion of the interaction matrix), pupil shift measurements (i.e. the intensity fluctuation on the considered sub-apertures, I) and their corresponding pupil shift (S_{rec}) are estimated.

In order to determine the measurement sensitivity, we plot the variance of ($S - S_{rec}$) (where S is the true pupil shift introduced by the PTTM) as a function of the number of photons received on the CCD camera as illustrated in figure 10. For example, in our case, to be able to detect a pupil shift smaller than 0.1% of the pupil diameter, the measurement error must be smaller $10^{-7}d^2$. We see that a minimum number of 7 sub-apertures located at the edge of the pupil (see figure 11) is required to fulfil the SPHERE specification for a reasonable number of photons received on the detector (about 10^5 photons per sub-apertures).

The measurement accuracy increases rapidly with the number of sub-apertures, but then saturates, typically when more than 20 sub-apertures per computation areas are used (figure 11). So it shows that it is useless to include too many sub-apertures in computation areas because the ones located far from the axis bring more noise than signal.

We can compare the measured variance with the analytical results obtained in 10. The reconstruction error is plotted in figure 10 as a function of the number of photons per sub-aperture. The effect of photon noise cannot be studied with the detector of the HASO-64 because the

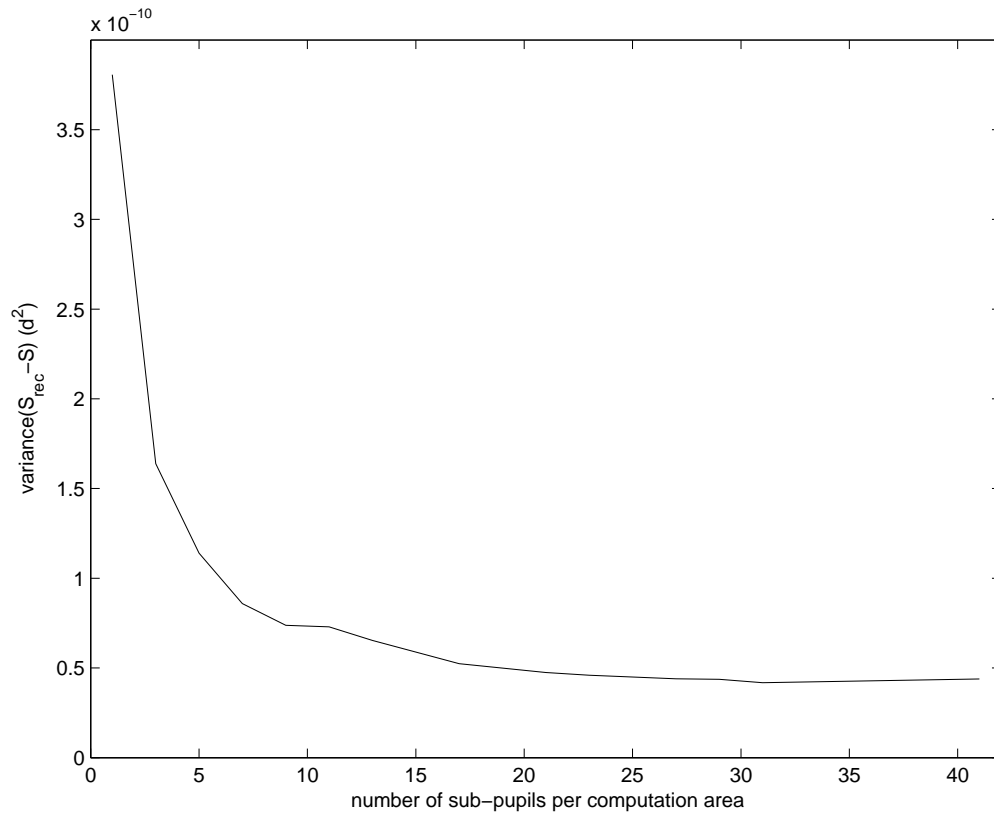


Fig. 11. Reconstruction error as a function of the number of selected sub-apertures.

CCD camera saturates before $N \simeq \sigma_{detec}^2$. Therefore, we only see here the influence of the detector noise:

$$\sigma_{I_x}^2 \propto \frac{\sigma_{detec}^2}{2N^2} \quad (15)$$

A very good agreement is found between the analytical expression and the measurements: the experimental are well fitted by the analytical equation.

6. Conclusion and perspectives

We have proposed a simple and efficient concept for pupil motion tracking and compensation during a SPHERE closed loop observation sequence. Analytical, simulation and experimental studies have been conducted to validate the concept and to quantify its performances. Each item of the error budget have been identified and quantified showing that the pupil motion sensor fulfill (with some appreciable margins) all the SPHERE requirements. In addition, a first experimental validation has shown the relative simplicity of implementation and use of the device. Furthermore, experimental results match analytical ones with a good accuracy which is very encouraging for the future overall performance of the pupil motion sensor en SPHERE.

5.3 Conclusion

L'instrument SPHERE, optimisé pour obtenir des images à haut contraste autour d'un grand nombre d'étoiles, devrait permettre de détecter de nombreuses planètes géantes variées, en s'appuyant sur 260 nuits de temps garanti pris en charge par le consortium maître d'oeuvre. Cet instrument représente un bond en avant en matière de limites de détection. La figure 5.9 compare les limites de détection de SPHERE avec celles d'autres imageurs à haut contraste et montre bien l'amélioration que représentera ce nouvel instrument (plus de 4 magnitudes de mieux dans le coeur de la PSF). Ce projet arrive au bon moment (première lumière en 2011) dans le domaine très compétitif des planètes extrasolaires, pour apporter de nombreuses réponses sur la formation de tels objets. Il sera en concurrence directe avec le même type de projet instrumental mené par un consortium nord américain : Gemini Planet Imager (GPI, Macintosh et al. 2006).

L'approche observationnelle de SPHERE devrait également apporter des informations complémentaires aux autres techniques d'observation et sera absolument nécessaire pour la préparation des futurs instruments depuis le sol (ELT : Extremely Large Telescope) ou de l'espace. En particulier, de nombreuses personnes du consortium SPHERE participent également à la préparation du futur "Planet Finder" de l'ELT européen de 42 m : EPICS (Kasper et al. 2007). Cet instrument devrait permettre la détection directe et la caractérisation de planètes telluriques qui pourraient se trouver dans la zone habitable ou encore la détection des Jupiters chauds découverts par vitesse radiale. Les contrastes atteints seront de 10^{-8} à 30 mas ou encore 10^{-9} à 100 mas. Pour atteindre ces performances, le plus gros défi sera de fabriquer une optique adaptative avec un rapport de Strehl supérieur à 90 % sur un 42 m ($\sim 200 \times 200$ actionneurs !) et de réduire encore les aberrations différentielles. Avant que cet instrument de demain soit d'actualité, SPHERE constitue une première étape.

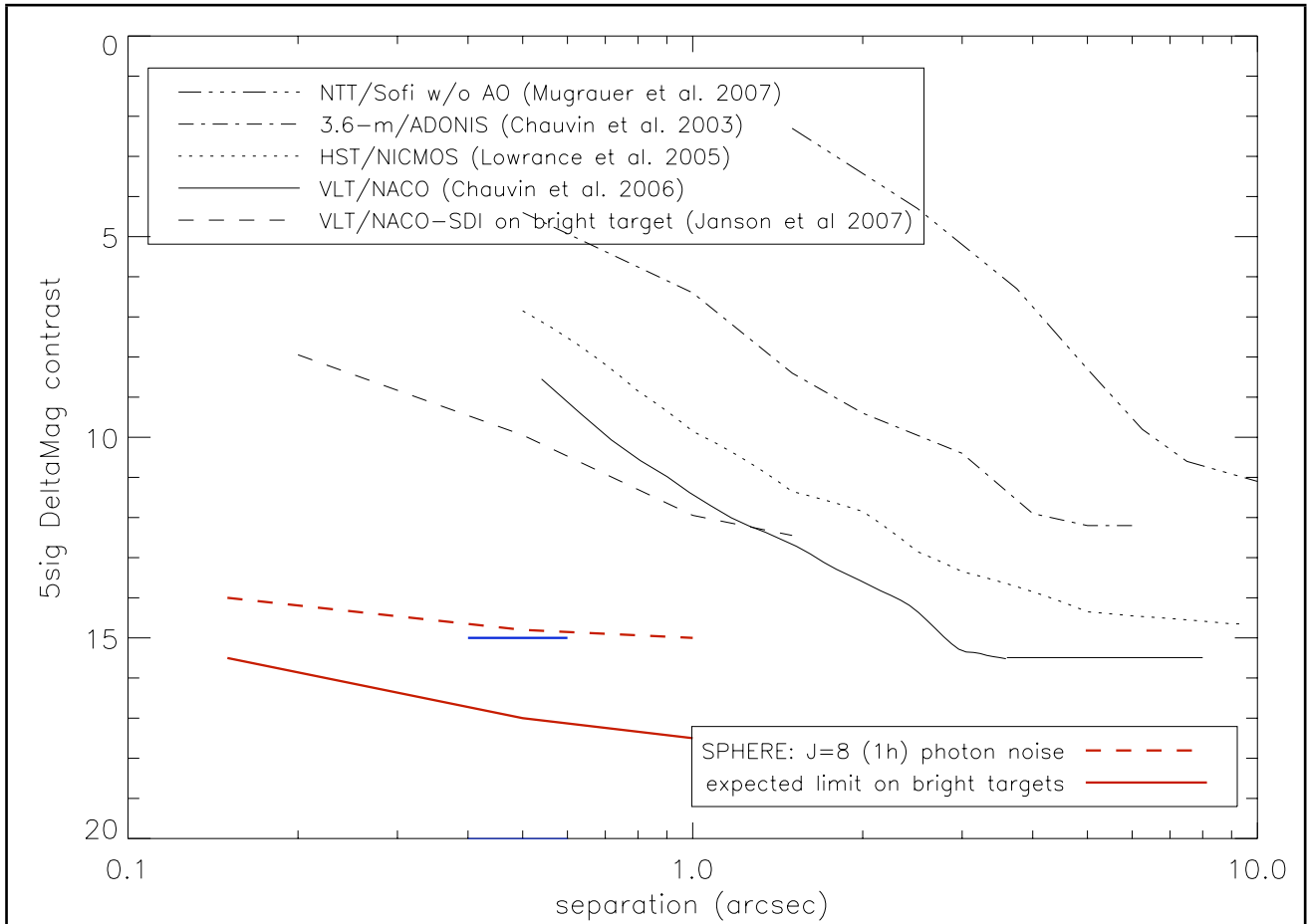


FIGURE 5.9 – Comparaison des limites de détection de quelques instruments à haut contraste avec SPHERE.

Bilan et perspectives

J'ai présenté dans ce manuscrit l'ensemble du travail réalisé sur la recherche de compagnons de faible masses autour des naines du voisinage solaire.

La détection directe de naines brunes autour des étoiles de séquence principale est un défi, car ces objets sont peu nombreux et peu lumineux. La technique des vitesses radiales nous a permis de sélectionner les meilleures cibles afin de détecter ces objets rares. Ce travail nous a conduit « détecter de façon indirecte » des naines brunes et à déduire la fraction de compagnons naines brunes autour d'étoiles de type solaires (1.9%). L'étape d'après consiste à ré-observer nos meilleurs candidats avec un plus haut contraste. Cette étape a déjà commencé ces derniers mois, car nous avons observé certains candidats en combinant l'imagerie différentielle simultanée avec un coronographe à quatre quadrants. L'analyse de ces observations est en cours. Nous préparons également un projet de plus grande ampleur, car l'accumulation des mesures de vitesses radiales au sein de l'échantillon CORALIE a fait apparaître de nouvelles étoiles à dérive : elle sont aujourd'hui plus de 100.

En parallèle du travail présenté, j'ai également participé à un projet initié auparavant par des collaborateurs sur la binarité des naines M (collaboration avec Thierry Forveille et Xavier Delfosse), ainsi que sur la recherche de naines brunes autour des étoiles de type A et F (collaboration avec Anne-Marie Lagrange). Cela m'a permis de comprendre qu'elles étaient les spécificités des étoiles sur une grande partie de la séquence principale et m'offre des perspectives. Par exemple, aucune étude de binarité des étoiles A et F et estimation de la fraction de naines brunes autour de ces mêmes étoiles n'a été réalisé jusqu'à présent.

J'ai pu me familiariser avec la technique d'imagerie à haut contraste en utilisant intensivement les instruments d'optique adaptative actuels et en participant à la réalisation du projet SPHERE. L'instrument SPHERE commencera à être assemblé au LAOG dès l'été prochain et sera installé à l'observatoire de Paranal au cours de l'année 2011. L'arrivée de ce types d'instrument ouvre une nouvelle ère de la recherche directe de planètes extra-solaires. Il sera alors possible d'étudier directement les caractéristiques physiques (température, composition chimique) des planètes extra-solaires. En étant postdoc à l'ESO Chili, je pourrai continuer de progresser sur la technique de l'imagerie à haut contraste et enrichir mes compétences avec d'autre modes observationnels. L'apprentissage de la spectroscopie infra-rouge me permettra par exemple de caractériser les objets froids détectés. Le fait d'être présent à l'ESO Chili et d'avoir participé à la fois au développement de l'instrument et sa préparation scientifique me permettra de continuer à suivre ce projet intéressant et ambitieux.

Nouvelles découvertes : Five new very low mass binaries

Cette annexe présente les résultats publiés dans la revue « Astronomy & Astrophysics » sur la binarité des naines M tardives et la recherche de naines brunes autour des naines M (Montagnier et al. 2006).

LETTER TO THE EDITOR

Five new very low mass binaries[★]

G. Montagnier^{1,2}, D. Ségransan², J.-L. Beuzit¹, T. Forveille^{3,1}, P. Delorme¹, X. Delfosse¹, C. Perrier¹, S. Udry²,
M. Mayor², G. Chauvin⁵, A.-M. Lagrange¹, D. Mouillet⁴, T. Fusco⁶, P. Gigan⁷, and E. Stadler¹

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex, France
e-mail: Guillaume.Montagnier@obs.ujf-grenoble.fr

² Observatoire de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

³ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 96743, Hawaii, USA

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et Tarbes, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France

⁵ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁶ ONERA-DOTA, BP 72, 29 avenue de la Division Leclerc, 92322 Châtillon Cedex, France

⁷ Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation Astrophysique, 92195 Meudon Cedex, France

Received 26 July 2006 / Accepted 12 October 2006

ABSTRACT

We report the discovery of companions to 5 nearby late M dwarfs (>M5), LHS1901, LHS4009, LHS6167, LP869-26 and WT460, and we confirm that the recently discovered mid-T brown dwarf companion to SCR1845-6357 is physically bound to that star. These discoveries result from our adaptive optics survey of all M dwarfs within 12 pc. The new companions have spectral types M5 to L1, and orbital separations between 1 and 10 AU. They add significantly to the number of late M dwarfs binaries in the immediate solar neighbourhood, and will improve the multiplicity statistics of late M dwarfs. The expected periods range from 3 to 130 years. Several pairs thus have good potential for accurate mass determination in this poorly sampled mass range.

Key words. binaries: visual – stars: low-mass, brown dwarfs – techniques: high angular resolution – instrumentation: adaptive optics

1. Introduction

Stellar masses can only be measured empirically by determining the orbits of multiple stars, and stellar multiplicity is a key parameter for several important astrophysical issues: models of stellar formation and of the subsequent dynamical evolution of multiple systems should reproduce the multiplicity fraction of every stellar class, as well as the distributions of their orbital elements, and a good handle on stellar multiplicity is crucial to correcting observed luminosity functions for unresolved components.

The stellar multiplicity statistics are now well established for solar neighbourhood G & K dwarfs (Duquennoy & Mayor 1991; Halbwachs et al. 2003) and is converging for M0–M5 dwarfs (Delfosse et al. 1999, and in prep.). The binary fractions clearly decrease with mass, from 57% for G dwarfs (Duquennoy & Mayor 1991), to $29 \pm 5\%$ for M0–M5 dwarfs (Delfosse et al. in prep.). That fraction apparently drops further for late M dwarfs to $9^{+4}_{-3}\%$ beyond 3 AU (Siegler et al. 2005), compared to $18 \pm 4\%$ for early-M dwarfs over the same separation range. The total binary fraction of late-M dwarfs is however uncertain, because current observations have limited sensitivity to significantly closer binaries, which have been suggested to be fairly numerous (Jeffries & Maxted 2005). We are therefore observing with adaptive optics (AO) a well defined, nominally volume limited, sample of

over 40 late-M dwarfs (>M5) within 12 pc (Delfosse et al., in prep.). The close limiting distance of that sample ensures optimal linear resolution, and provides good overlap with the sensitivity range of a planned search for spectroscopic binaries. In this paper we present 5 new companions to late-M primaries from that sample, and confirm that the mid-T brown dwarf companion to SCR1845-6357 (Biller et al. 2006) is physical. Section 2 describes our observations and data analysis, while Sect. 3 briefly discusses the physical parameters of the new binary systems.

2. Observations and data reduction

LHS 1901, LHS 4009, and LP 869-26 were observed at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), using the Adaptive Optics Bonnette (Rigaut et al. 1998) and the KIR camera, with observing procedures documented in Beuzit et al. (2004). LHS 6167, SCR 1845-6357 and WT 460 were observed with the NACO instrument (Rousset et al. 2003; Lagrange et al. 2003; Lenzen et al. 2003) on VLT UT4 (ESO Very Large Telescope, Paranal Chile). We used the IR wavefront sensor of NAOS, which produces the best corrected images for such faint red stars. The NACO observation sequences consisted of several exposures at 7 random positions within a 5'' jitter box. The total integration time was kept >5 min, to average the residual speckle noise and increase the signal to noise ratio of the images. The faintest companion, SCR 1845-6357B ($\Delta(K) = 5.1$), is however easily visible in the individual raw images, illustrating the impressive performances of NACO in its classical imaging mode.

The images were reduced with the ECLIPSE package (Devillard 1997), following standard steps for near-IR

[★] Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii; and observations made at the European Southern Observatory, Paranal, Chile through proposal 075.C-0733(A) and GTO NACO.

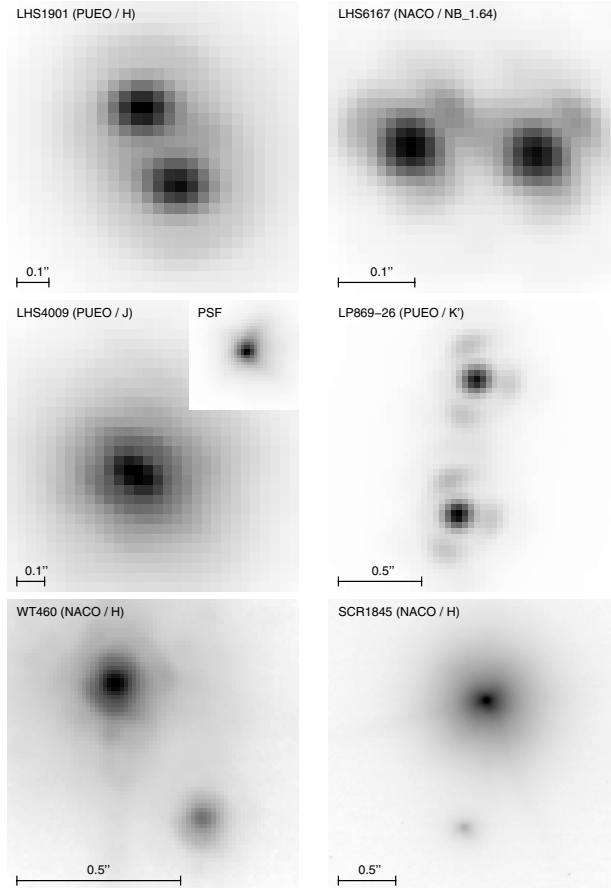


Fig. 1. AO images of the six resolved binaries. The images of LHS 1901, LHS 4009, LP 869-26, LHS 6167 are displayed with a linear stretch. Those of SCR 1845-6357 and WT 460 use a logarithmic stretch. North is up and East is to the left.

imaging: masking of bright and dead pixels, flat-fielding, subtraction of the sky background as estimated from a median of the jittered images (iteratively masked for astronomical sources), and stacking after the images had been aligned through cross-correlation. The flat-field map was derived from images of the illuminated dome at CFHT, and from images of the sunset sky for the VLT observations. We reconstructed the long-exposure PSF associated with each CFHT image from the data of the wavefront sensor and the deformable mirror commands (Véran et al. 1997). For the NACO observation of SCR 1845-6357 we use the primary star as the reference PSF, since the two components are well separated. For the other NACO targets we make sure that the PSF is a single star observed within a few hours of the target, with the same instrumental setup and with approximately the same atmospheric conditions and resulting Strehl ratio. We extracted the coordinates and intensities of the two stars by least-squares fitting two scaled PSFs to each image (Véran et al. 1999). Astrometric calibrations derived from observations of the standard Orion field (McCaughrean & Stauffer 1994) and of wide Hipparcos binaries then provided the position angle and separation. Figure 1 displays one reduced image for each target, and Table 2 summarizes the extracted parameters.

We computed magnitudes for the individual components from the 2MASS photometry of the systems (Skrutskie et al. 2006) and our adaptive optics flux ratio. For SCR1845-6357 we

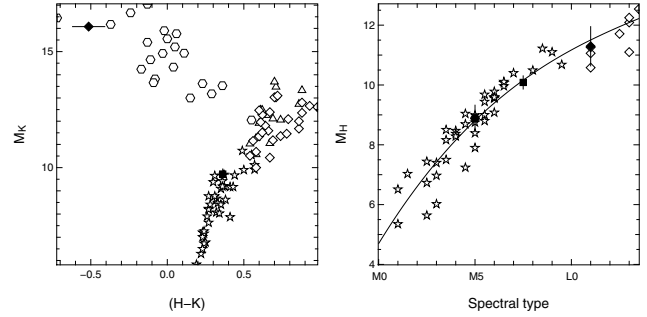


Fig. 2. *Left:* absolute K magnitude vs $H - K$. Only secondaries observed in both H and K band are plotted here. The full diamond is SCR1845-6357B and the full square is LHS1901B. *Right:* absolute H magnitude vs. spectral type. The plain line is a polynomial fit of the reference observational data points for the function M_H (S. Type). Only secondaries observed in H band are plotted here. The full hexagon is LHS6167B, the full square is LHS1901B and the full diamond is WT460B. For both figures: empty stars are M-dwarfs from Leggett et al. (2000) and Leggett et al. (2002), empty triangles are L-dwarfs from Leggett et al. (2002), empty diamonds are L-dwarfs from Knapp et al. (2004), and hexagons are T-dwarfs from Knapp et al. (2004).

used synthetic photometry from appropriate spectra from S.K. Leggett’s on-line spectral database to correct the NB_1.64 flux ratio to the broader K band. ($K - NB_{2.17} = 0.23 \pm 0.07$ for a M8.5-Mid-T system). We then approximately corrected the photometric distances of the systems (except SCR1845-6357, which has an accurate trigonometric parallax) for the light of the previously unrecognized components, and we estimated indicative spectral types from plots of absolute magnitude versus spectral type and colour versus spectral type, derived from Leggett et al. (2000, 2002) and Knapp et al. (2004). Figure 2 shows one of these diagrams. We derived masses using the observational mass-luminosity ($M - L$) relations of Delfosse et al. (2000) up to spectral type M7, the DUSTY model of Chabrier et al. (2000) at 1 to 5 billion years for spectral types M8 to L, and the COND models of Baraffe et al. (2003) for the mid-T SCR1845B. The estimated semi-major axes are 1.35 times the observed separation, a statistical factor between the semi-major axis of a visual binary and its projected separation at discovery from Duquennoy & Mayor (1991). We computed approximate orbital periods from the mass and semi-major axis. They are uncertain by a factor of ~ 3 , dominated by the (factor of ~ 2) semi-major axis uncertainty (Table 1).

3. Discussion

In spite of figuring in the Luyten Half Second catalogue (Luyten 1979), LHS 1901 was only recently identified as a nearby star by Reid et al. (2003), who derived a spectral type of M6.5 and a photometric distance of 8.0 ± 0.8 pc (assuming a single star). The new companion is clearly bound to LHS 1901: that star has a $0.73''/\text{yr}$ proper motion (Salim & Gould 2003), and the separation changes by only $\sim 0.1''$ over 1.5 yr. Correcting the Reid et al. (2003) photometric distance for the light of the new companion moves the system out to 11.1 pc. At that distance, the absolute magnitude of the new companion corresponds to an M7.5 star, and the Delfosse et al. (2000) K -band $M - L$ relation predicts masses of $0.085 M_{\odot}$ and $0.082 M_{\odot}$. The expected period of approximately 20 years is consistent with the $\sim 0.1''$ observed motion over 1.5 year, and gives good prospects for accurate mass measurements within a realistic time.

Table 1. Systems with new low-mass companions.

Name	m_K a	Distance (pc)	Spectral type A	Spectral type B	Mass A (M_\odot)	Mass B (M_\odot)	Period (yr)	semi-major axis (AU)
LHS1901	9.12	11.0 ± 1.1	M6.5	M7.5	0.085 ± 0.02	0.082 ± 0.02	20	4
LHS4009	8.31	14.6 ± 4.4	M5	M5	0.165 ± 0.05	0.155 ± 0.05	3	1.3
LHS6167	7.73	10.0 ± 2.0	M5	M5	0.14 ± 0.05	0.13 ± 0.05	6	2
LP869-26	8.26	13.1 ± 2.6	M5.5	M6.0	0.15 ± 0.05	0.14 ± 0.05	130	15
WT460	8.62	11.6 ± 3.5	M6	L1	0.12 ± 0.04	0.070–0.080	40	6
SCR1845	8.51	3.85 ± 0.02 ^b	M8.5	mid-T	0.075–0.080	8–65 M_{Jup}	35	6

^a m_K from the 2MASS catalogue (Skrutskie et al. 2006); ^b Henry et al., in prep.

Table 2. AO measurements of the new low-mass companions.

Name	ρ (")	θ (°)	Δm	Date	Filt.	Instrument	Strehl (%)	reference star
LHS1901	0.275 ± 0.005	208.0 ± 0.5	0.13 ± 0.03	08 Jan. 2004	<i>K'</i>	PUEO	37	LP205-49
	0.204 ± 0.005	215.0 ± 0.5	0.07 ± 0.03	27 Apr. 2005	<i>K'</i>	PUEO	55	LP423-31
	0.174 ± 0.005	219.6 ± 0.5	0.14 ± 0.05	14 Oct. 2005	<i>H</i>	PUEO	36	LP205-49
LHS4009	0.068 ± 0.007	238 ± 3	0.15 ± 0.1	14 Oct. 2005	<i>J</i>	PUEO	12	HIP482
	0.066 ± 0.007	250 ± 10	0.14 ± 0.1	14 Oct. 2005	<i>K'</i>	PUEO	47	L707-74
LHS6167	0.076 ± 0.001	82.4 ± 0.3	0.12 ± 0.01	12 Sep. 2003	<i>NB_1.64</i>	NACO	45	G1317
	0.172 ± 0.001	265.8 ± 0.1	0.13 ± 0.01	01 May 2005	<i>NB_1.64</i>	NACO	58	G1680
LP869-26	0.813 ± 0.005	354.7 ± 0.3	0.08 ± 0.01	03 Jul. 2004	<i>K'</i>	PUEO	53	LP869-19
	0.828 ± 0.005	353.1 ± 0.1	0.08 ± 0.01	14 Oct. 2005	<i>K'</i>	PUEO	25	LP869-19
WT460	0.511 ± 0.001	212.6 ± 0.1	2.47 ± 0.05	01 May 2005	<i>H</i>	NACO	54	primary
SCR 1845	1.176 ± 0.001	170.22 ± 0.08	4.43 ± 0.05	01 May 2005	<i>H</i>	NACO	42	primary
	1.176 ± 0.001	170.22 ± 0.08	5.14 ± 0.05	01 May 2005	<i>NB_2.17</i>	NACO	30	primary
Biller et al. (2006)	1.170 ± 0.003	170.20 ± 0.13	4.19 ^{+0.31} _{-0.26}	28 May 2005	<i>H</i>	NACO+SDI		

Hawley et al. (1996) first added LHS 4009 to the solar neighborhood inventory, finding an M5 spectral type and a 10.6 pc spectrophotometric distance. Correcting for the light of the companion moves the system out to 14.6 pc. The binary is marginally resolved in our *J*-band CFHT image, and just elongated in two *K*-band images at the *J*-band epoch and in August 2001. The August 2001 image is insufficiently resolved to derive quantitative parameters (and thus, is not included in Table 2), since the binary was then even closer. The ~3 yr period makes the system an excellent candidate for a very accurate mass determination.

Reid et al. (2002) derived a photometric distance for LHS 6167 and identified it as a solar neighbour. Scholz et al. (2005) derived a spectral type of M5 and a more accurate spectrophotometric distance. The relative motion of the components over 1.5 yr is only 0.25", consistent with the ~6 yr orbital period, and excluding a background object given the 0.440"/yr proper motion (Salim & Gould 2003). The system has excellent potential for accurate masses.

LP 869-26 (also NLTT 48178) figures in the New Luyten 2-Tenths Catalogue, and was recognized as a close neighbour by Reid et al. (2003). Scholz et al. (2005) determined an M5 spectral type, and a more accurate spectrophotometric distance. The 0.349"/yr proper motion of LP 869-26 (Salim & Gould 2003) and the 1.25 yr interval between our two observations ensure that the pair is gravitationally bound. Correcting for the light of the new companion moves the system out to 13 pc.

The WT 460 high proper motion star was discovered by Wroblewski & Torres (1991), and identified as a member of the immediate solar neighbourhood by Patterson et al. (1998), who used VRI photometry to derive an 11 pc photometric distance. That photometry corresponds to an ~M6 spectral type. Our adaptive optics image shows a faint companion, with a magnitude which at that distance corresponds to an early-L dwarf. Since we observed WT460 at a single epoch, we must rely

on external input to demonstrate that the pair is bound. The high proper motion of WT 460 (0.77"/yr, Wroblewski & Torres 1991) ensures that it does not interfere with examination of its May 2005 position (14^h12^m59^s.56 –41°32'20".9) in the DSS images. That position is a blank field in the Blue (May 1st 1979), Red (June 23rd 1995), and I (June 17th 1994) images, with approximate limits of $B \sim 21.5$, $R \sim 20.8$ and $I \sim 19.5$. This ensures that the companion either shares the proper motion of WT 460, or is extremely red, with $B - H > 10$, $R - H > 9$ and $I - H > 8$. A background star would thus have to be a T dwarf, which at $H = 11.5$ would then be the second brightest known to date. The probability of finding such a rare object in the background of our small sample is vanishingly small, demonstrating that the two objects form a common proper motion pair. We also examined the April 1999 2MASS images, where WT 460 is 4.7" away from its May 2005 position. A $\Delta(H) = 2.5$ background object at a 4.7" separation would be obvious, and the star is unresolved. WT460B is thus a bound companion, with a photometry consistent with spectral type ~L1.

SCR 1845-6357 (hereafter SCR1845) is a very recent addition to the solar neighborhood inventory, discovered by Hambly et al. (2004). This M8.5 star (Henry et al. 2004) now has an accurate trigonometric parallax (Henry et al., in prep), and is the 24th closest stellar system to the Sun¹. Even more recently, Biller et al. (2006) identified a very faint companion, for which they obtained a mid-T spectral type from intermediate-band photometry. We present here an independent observation of that companion, which demonstrates that systems with the observational characteristics of SCR 1845 ($\Delta H \sim 4.5$ at ~1") are easily accessible to standard imaging with NACO and its IR wavefront sensor, and do not require the added complication of the differential mode used by Biller et al. (2006). We use our detection to

¹ See: <http://www.chara.gsu.edu/RECONS/TOP100.htm>

establish, if need there be, that the pair is gravitationally bound, and to derive improved broad-band photometry. Thanks to the very large proper motion of SCR1845 ($2.64''/\text{yr}$, Deacon et al., 2005), the one month baseline between our May 1st 2005 observation and the May 28th Biller et al. (2006) measurement is amply sufficient to establish common proper motion: while SCR1845 moved by $0.195''$ between the two dates, the separation of the pair changed by only $0.006 \pm 0.003''$. From its position in the M_K vs. $H-K$ $H-R$ diagram, SCR1845B is a mid-T dwarf.

References

- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Beuzit, J.-L., Ségransan, D., Forveille, T., et al. 2004, *A&A*, 425, 997
- Biller, B. A., Kasper, M., Close, L. M., Brandner, W., & Kellner, S. 2006, *ApJ*, 641, L141
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Deacon, N., Hambly, N., Henry, T., et al. 2005, *AJ*, 129, 409
- Delfosse, X., Forveille, T., Beuzit, J.-L., et al. 1999, *A&A*, 344, 897
- Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000, *A&A*, 364, 217
- Devillard, N. 1997, *The Messenger*, 87, 19
- Duquenois, A., & Mayor, M. 1991, *A&A*, 248, 485
- Halbwachs, J. L., Mayor, M., Udry, S., & Arenou, F. 2003, *A&A*, 397, 159
- Hambly, N., Henry, T., Subasavage, J., Brown, M., & Jao, W.-C. 2004, *AJ*, 128, 437
- Hawley, S., Gizis, J., & Reid, I. 1996, *AJ*, 112, 2799
- Henry, T., Subasavage, J., Brown, M., et al. 2004, *AJ*, 128, 2460
- Jeffries, R., & Maxted, P. 2005, *Astron. Notes*, 326, 944
- Knapp, G. R., Leggett, S. K., Fan, X., et al. 2004, *AJ*, 127, 3553
- Lagrange, A.-M., Chauvin, G., Fusco, T., et al. 2003, in *Proc. SPIE*, 4841, 860
- Leggett, S., Allard, F., Dahn, C., et al. 2000, *ApJ*, 535, 965
- Leggett, S., Golimowski, D., Fan, X., et al. 2002, *ApJ*, 564, 452
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Proc. SPIE*, 4841, 944
- Luyten, W. J. 1979, *LHS catalogue*
- McCaughrean, M. J., & Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, 108, 1382
- Patterson, R., Ianna, P., & Begam, M. 1998, *AJ*, 115, 1648
- Reid, I., Cruz, K., Allen, P., et al. 2003, *AJ*, 126, 3007
- Reid, I., Kilkeny, D., & Cruz, K. 2002, *AJ*, 123, 2822
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., et al. 1998, *PASP*, 110, 152
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *Proc. SPIE*, 4839, 140
- Salim, S., & Gould, A. 2003, *ApJ*, 582, 1011
- Scholz, R.-D., Meusinger, H., & Jahreiß, H. 2005, *A&A*, 442, 211
- Siegler, N., Close, L., Cruz, K., Martín, E., & Reid, I. 2005, *ApJ*, 621, 1023
- Skrutskie, M., Cutri, R., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Véran, J.-P., Rigaut, F., Maître, H., & Rouan, D. 1997, *Opt. Soc. Am. J. A*, 14, 3057
- Véran, J.-P., Beuzit, J.-L., & Chaytor, D. 1999, in *Astronomy with adaptive optics: present results and future programs*, ed. D. Bonaccini, 691
- Wroblewski, H., & Torres, C. 1991, *A&AS*, 91, 129

Découverte de deux planètes à orbite excentrique

Dans cette annexe se trouve un article dont je suis co-auteur sur la découverte de deux planètes extra-solaire avec des orbites particulièrement excentriques (Tamuz et al. 2008). Ces orbites s'expliquent par la présence d'un compagnon massif à plus longue période. L'étoile HD 4113 est présente dans l'échantillon d'étoiles que l'on a observé par imagerie différentielle car une dérive en vitesses radiales trahie la présence d'un compagnon à longue période (voir la section 3).

L E

The CORALIE survey for southern extra-solar planets

XV. Discovery of two eccentric planets orbiting HD 4113 and HD 156846*

O. Tamuz^{1,2}, D. Ségransan¹, S. Udry¹, M. Mayor¹, A. Eggenberger^{3,1}, D. Naef⁴, F. Pepe¹, D. Queloz¹, N. C. Santos⁵,
B.-O. Demory¹, P. Figuera¹, M. Marmier¹, and G. Montagnier^{1,3}

¹ Observatoire astronomique de l'Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, Sauverny, 1290 Versoix, Switzerland
e-mail: Damien.Segransan@obs.unige.ch

² School of Physics and Astronomy, Raymond and Beverly Sackler Faculty of Exact Sciences, Tel Aviv University, Tel Aviv, Israel

³ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex, France

⁴ European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁵ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

Received 26 September 2007 / Accepted 30 October 2007

ABSTRACT

We report the detection of two very eccentric planets orbiting HD 4113 and HD 156846 with the CORALIE Echelle spectrograph mounted on the 1.2-m Euler Swiss telescope at La Silla. The first planet, HD 4113 b, has minimum mass of $m \sin i = 1.6 \pm 0.2 M_{\text{Jup}}$, a period of $P = 526.59 \pm 0.21$ days and an eccentricity of $e = 0.903 \pm 0.02$. It orbits a metal rich G5V star at $a = 1.28$ AU, which displays an additional radial velocity drift of $28 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ observed during 8 years. The combination of the radial-velocity data and the non-detection of any main sequence stellar companion in our high contrast images, taken at the VLT with NACO/SDI, characterizes the companion as a probable brown dwarf or as a faint white dwarf. The second planet, HD 156846 b, has minimum mass of $m \sin i = 10.45 \pm 0.05 M_{\text{Jup}}$, a period of $P = 359.51 \pm 0.09$ days, an eccentricity of $e = 0.847 \pm 0.002$ and is located at $a = 1.0$ AU from its parent star. HD 156846 is a metal rich G0 dwarf and is also the primary of a wide binary system ($a > 250$ AU, $P > 4000$ years). Its stellar companion, IDS 17147-1914 B, is a M4 dwarf. The very high eccentricities of both planets can be explained by Kozai oscillations induced by the presence of a third object.

Key words. stars: planetary systems – techniques: radial velocities – methods: observational – stars: low-mass, brown dwarfs

1. Introduction

The CORALIE radial-velocity planet-search programme has been ongoing for more than 9 years (since June 1998) at the 1.2-m Swiss telescope located at La Silla Observatory, Chile. It is a volume-limited planet-search survey that contains all main sequence stars from F8 down to K0 within 50 pc, and has a color-dependent distance limit for later type stars down to M0 (Udry et al. 2000). Among the 1650 stars surveyed, 40 percent of them have a radial-velocity accuracy of 5 m s^{-1} or better and 90 percent of the sample is monitored with an accuracy better than 10 m s^{-1} , the limitation being mainly due to photon noise. The remaining 10 percent of the sample have a lower accuracy due to the lower signal to noise ratio and/or to the fast rotation of the targets.

So far, CORALIE has allowed the detection (or has contributed to the detection) of 48 extra-solar planet candidates (e.g. Mayor et al. 2004; Ségransan et al. 2007). This substantial contribution, together with discoveries from various other programmes, has provided a sample of more than 230 exoplanets that now permits us to point out interesting statistical constraints for the planet formation and evolution scenarios (see e.g. Marcy et al. 2005; Udry et al. 2007; Udry & Santos 2007, and

references therein for reviews on different aspects of the orbital-element distributions or primary star properties).

In this paper we report the detection of two of the most eccentric known planets, HD 4113 b and HD 156846 b. Together with HD 80606 b (Naef et al. 2001) and HD 20782 b (Jones et al. 2006), only four of the known planets have eccentricities larger than 0.8. The possible origin of these eccentricities is still under debate. Suggestions have been made for scenarios that allow the formation of eccentric orbits in a protoplanetary disk of planetesimals (Levison et al. 1998) or gas (Goldreich & Sari 2003). However, the presence of the third body in both HD 156846 b and HD 4113 b suggests that eccentricity pumping might be at work in those two cases (Kozai 1962; Holman et al. 1997; Innanen et al. 1997; Mazeh et al. 1997).

The paper is organized as follows. In Sect. 2 we briefly discuss the primary star properties. Radial-velocity measurements and orbital solutions are presented in Sect. 3. In Sect. 4, we provide some concluding remarks.

2. Stellar characteristics

2.1. HD 4113 (HIP 3391, SAO 192693)

HD 4113 is identified as a G5 dwarf in the Hipparcos catalog (ESA 1997) and has an astrometric parallax, $\pi = 22.70 \pm 0.99$ mas that sets the star at a distance of 44.0 pc from the Sun. With an apparent magnitude $V = 7.88$ this implies an absolute

* Based on observations collected with the CORALIE echelle spectrograph on the 1.2-m Euler Swiss telescope at La Silla Observatory, ESO, Chile.

Table 1. Observed and inferred stellar parameters for the stars hosting planets presented in this paper. Definitions and sources of the quoted values are given in the text.

Parameters	HD 4113	HD 156846
Spectral type	G5V	G0V
V	7.88	6.506
$B - V$	0.716	0.557
π [mas]	22.70 ± 0.99	20.41 ± 0.93
M_V	4.660	3.055
T_{eff} [K]	5688 ± 26	6138 ± 36
$\log g$ [cgs]	4.40 ± 0.05	4.15 ± 0.10
[Fe/H] [dex]	0.20 ± 0.04	0.22 ± 0.05
L [L_{\odot}]	1.22	4.98
M_{\star} [M_{\odot}]	0.99	1.43
$v \sin i$ [km s $^{-1}$]	1.37	4.45
Age [Gyr]	4.8–8.0	2.1–2.7

magnitude of $M_V = 4.66$. According to the Hipparcos catalogue the color index for HD 4113 is $B - V = 0.716$. Using a bolometric correction $BC = -0.136$ (Flower 1996) and the solar absolute magnitude $M_{\text{bol}} = 4.746$ (Lejeune et al. 1998), we thus obtain a luminosity $L = 1.22 L_{\odot}$. Stellar parameters for HD 4113 are summarized in Table 1.

A detailed spectroscopic analysis of HD 4113 was performed using high signal to noise CORALIE spectra in order to obtain accurate atmospheric parameters (see Santos et al. 2005, for further details). This gave the following values: an effective temperature $T_{\text{eff}} = 5688 \pm 26$ K, a surface gravity $\log g = 4.4 \pm 0.05$, and a metallicity $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.20 \pm 0.04$. Using these parameters and the Geneva stellar evolution models (Meynet & Maeder 2000), we derive a mass $M = 0.99 M_{\odot}$. According to the Bayesian age estimates of Pont & Eyer (2004), HD 4113 is an old main-sequence star (4.8–8.0 Gyr). From the CORALIE spectra we derive $v \sin i = 1.37$ km s $^{-1}$ (Santos et al. 2002).

2.2. HD 156846 (HIP 84856, HR 6441, IDS 17147-1914 A)

HD 156846 is a bright, metal-rich and slightly evolved G0 dwarf. The astrometric parallax from the Hipparcos catalogue, $\pi = 20.41 \pm 0.93$ mas (ESA 1997), sets the star at a distance of 49.0 pc from the Sun. With an apparent magnitude $V = 6.50$ this implies an absolute magnitude of $M_V = 3.055$. According to the Hipparcos catalogue the color index for HD 156846 is $B - V = 0.578$. Using the method described in the previous section we derive a luminosity $L = 4.98 L_{\odot}$ with a bolometric correction of $BC = -0.049$. Stellar parameters for HD 156846 are summarized in Table 1.

A detailed spectroscopic analysis of HD 156846 gave the following values: an effective temperature $T_{\text{eff}} = 6138 \pm 36$ K, a surface gravity $\log g = 4.15 \pm 0.10$, and a metallicity $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.22 \pm 0.05$. Using these parameters and the Geneva stellar evolution models, we deduce a mass $M = 1.43 M_{\odot}$. According to the Bayesian age estimates of Pont & Eyer (2004), HD 156846 is a moderately old main-sequence star (2.1–2.7 Gyr). From the CORALIE spectra we derive $v \sin i = 4.45$ km s $^{-1}$.

HD 156846 is the primary star of a wide binary system (Washington Double Star catalog, hereafter WDS, Worley & Douglass 1996) with an angular separation of $\rho = 5.1''$ and a position angle $PA = 75$ deg. Based on its near infrared magnitude ($J = 9.405$, $H = 8.92$, i.e. Cabrera-Lavers et al. 2006) and on the stellar evolutionary models of the Lyon group (Baraffe et al. 1998), its companion, IDS 17147-1914B, is identified as an early M dwarf of mass $M = 0.59 M_{\odot}$. Using the positions

given in the WDS, we obtain a projected binary separation of 250 AU. This translates into an estimated binary semi-major axis of 315 AU, using the statistical relation $a/r = 1.261$ (Fischer & Marcy 1992).

3. Radial-velocity measurements and orbital solutions

3.1. HD 4113

We took 130 spectra of HD 4113 from October 1999 to October 2007, yielding radial-velocity measurements with a typical signal-to-noise ratio of 50 (per pixel at 550 nm) with precision of ~ 3.5 m s $^{-1}$. Figure 1 shows the CORALIE radial velocities and the corresponding best-fit Keplerian model with a linear drift. The resulting orbital parameters are $P = 526.58$ days, $e = 0.90$, $K = 97.7$ m s $^{-1}$, implying the presence of a planet of minimum mass $m \sin i = 1.63 M_{\text{Jup}}$ orbiting with a semi-major axis $a = 1.28$ AU. The orbital separation ranges from 0.12 AU at periastron to 2.4 AU at apoastron. Residuals are somewhat larger than the precision of the measurements ($\sigma_{\text{O-C}} = 8.4$ m s $^{-1}$), and are probably caused by a combination of stellar jitter and the inadequate modeling of the long period companion.

In addition to the Keplerian signal, the radial-velocity measurements display a 28 m s $^{-1}$ yr $^{-1}$ linear drift with a curvature of over -1.55 m s $^{-1}$ yr $^{-2}$ over a time span of 8 years, induced by a companion at a larger separation. Based on the duration and the amplitude of the drift, we are able to make some estimates on the nature of the outer companion of HD 4113. The lowest possible companion mass responsible for the drift has $m \sin i = 10 M_{\text{Jup}}$, which corresponds to an orbital period of 11.5 years, an eccentricity of $e = 0.5$ and a radial-velocity semi-amplitude of 150 m s $^{-1}$. However, this orbital solution is very unlikely since the outer planet-star separation would reach 2.5 AU at periastron, which is the separation of the inner planet at apoastron. More realistic solutions therefore have longer periods. For instance, the shortest orbital period for a circular orbit is 22 years and corresponds to a probable brown dwarf companion ($m \sin i = 14 M_{\text{Jup}}$) orbiting HD 4113 at $a = 7.9$ AU. The companion would reach the hydrogen burning limit at a separation of 20 AU with a period of 90 years. Radial velocities allow one to conclude that the companion responsible for the observed drift is unlikely to be a planet (orbit stability reasons), but cannot discriminate between a brown dwarf and a stellar companion.

To bring additional constraints on the outer companion's nature we obtained high contrast images of the target using the VLT and its adaptive optics system NACO in differential mode (Montagnier et al. 2007). We did not detect any object within a radius of 2.5 arcsec, which excludes any main sequence stellar companions to HD 4113 down to 0.2 arcsec (about 8 AU), (Montagnier et al., in prep.). We conclude that the companion responsible for the observed drift is likely to be either a faint white dwarf like GJ 86 B (Mugrauer & Neuhäuser 2005; Lagrange et al. 2006) that went undetected in our SDI images, or it could be a brown dwarf located between 8 and 20 AU from the parent star with a period ranging from 20–90 years.

3.2. HD 156846

HD 156846 has been observed with CORALIE at La Silla Observatory since May 2003. Altogether, 64 radial-velocity measurements with a typical signal-to-noise ratio of 75 (per pixel at 550 nm) and a mean measurement uncertainty (including photon noise and calibration errors) of 2.8 m s $^{-1}$ were gathered.

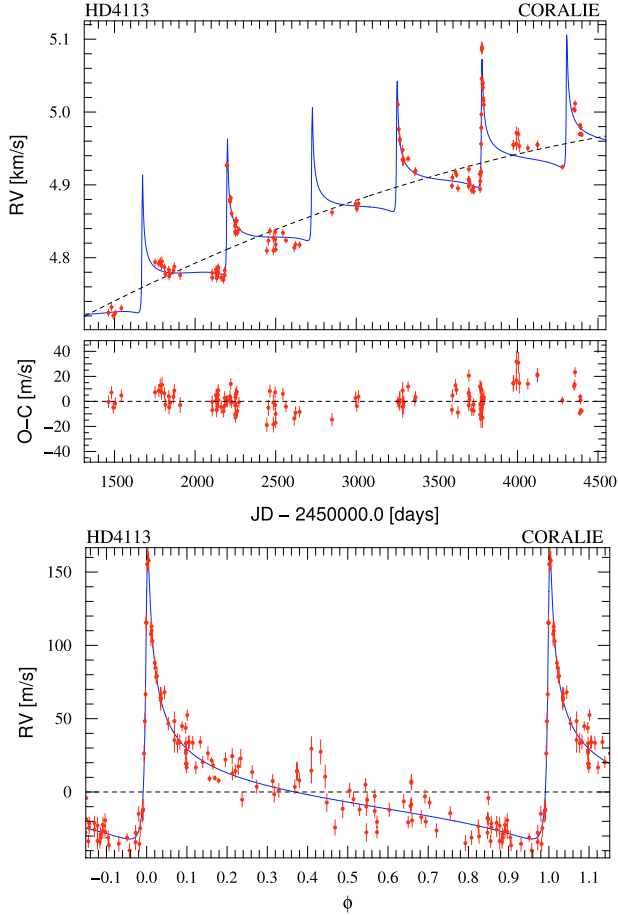


Fig. 1. Radial-velocity measurements as a function of Julian Date obtained with CORALIE for HD 4113, superimposed on the best Keplerian planetary solution (top figure). The residuals are displayed at the bottom of the top figure, and the phase folded radial-velocity measurements are displayed on the bottom diagram.

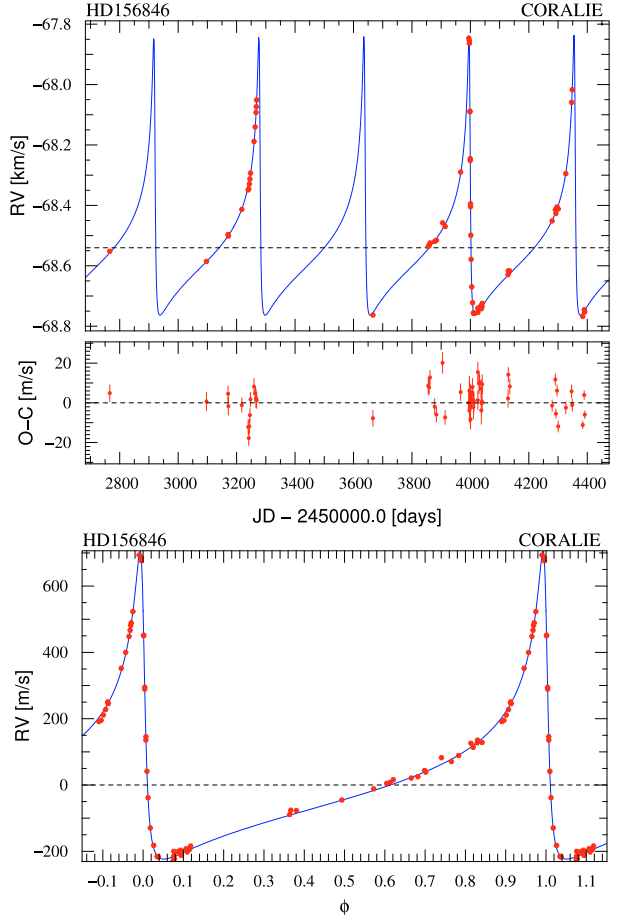


Fig. 2. Same as Fig. 1 for HD 156846.

Figure 2 shows the CORALIE radial velocities and the corresponding best-fit Keplerian model. The resulting orbital parameters are $P = 359.50$ days, $e = 0.847$, $K = 464 \text{ m s}^{-1}$, implying a minimum mass $m_2 \sin i = 10.45 M_{\text{Jup}}$, orbiting HD 156846 with a semimajor axis $a = 0.99$ AU. The orbital separation ranges from 0.15 AU at periastron to 1.8 AU at apoastron. The orbital elements for HD 156846 b are listed in Table 2. Residuals around the single planet orbital solution are larger than the precision of the measurements ($\sigma_{\text{O-C}} = 7.5 \text{ m s}^{-1}$), which points toward the stellar jitter since the high eccentricity of HD 156846 b does not leave much room for a short period undetected planet.

4. Discussion and conclusion

In this paper, we have reported the detection of two very eccentric planets orbiting two metal rich G dwarfs – HD 4113 and HD 156846 – for which a third massive body is present in each planetary system. The origin of the wide range of eccentricities in extrasolar planets (represented in Fig. 3 as a e vs. $\log P$ diagram) is still under debate, and different scenarios have been proposed to explain the largest eccentricities, such as the Kozai oscillations (Kozai 1962), chaotic evolution of planetary orbits in multiple systems and formation of eccentric orbits in a

protoplanetary disk of planetesimals (Levison et al. 1998) or gas (Goldreich & Sari 2003).

HD 156846 b and HD 4113 b are two of the four most eccentric known planets, together with HD 80606 b (Naef et al. 2001) and HD 20782 b (Jones et al. 2006), with eccentricities larger than 0.85. It should be noticed that the parent stars of these 4 planets are part of wide binary systems (Desidera & Barbieri 2007, for HD 20782 and respective discovery papers for HD 80606, HD 4113 and HD 156846), raising the question of the influence of the third body on the planets' orbital parameters. It is therefore tempting to investigate the eccentricity pumping scenario further by computing the different time-scales involved.

The Kozai mechanism is effective at very long range, but its oscillations may be suppressed by other competing sources of orbital perturbations, such as general relativity effects or perturbations resulting from the presence of an additional companion in the system. Regarding HD 4113 and HD 156846, we have estimated their Kozai oscillation periods using Eq. (36) of Ford et al. (2000). This yields to $P_{\text{Kozai}} = 5.5 \times 10^6$ years for HD 156846 and $P_{\text{Kozai}} = 6.2 \times 10^3$ years for HD 4113, which indicates that both planet eccentricities can undergo Kozai oscillations with periods that are many order of magnitude shorter than the age of the systems. We also computed the apsidal precession period due to relativistic corrections to the Newtonian equation of motion using Eq. (4) of Holman et al. (1997). This yields $P_{\text{GR}} = 1.1$ Gyr and $P_{\text{GR}} = 7.6$ Gyr for HD 156846 and HD 4113 respectively.

Table 2. CORALIE best Keplerian orbital solutions for HD 156846 and HD 4113, as well as inferred planetary parameters. Confidence intervals are computed for a 68% confidence level after 10 000 Monte Carlo iterations. *Span* is the time interval in days between the first and last measurements. $\sigma(O - C)$ is the weighted rms of the residuals around the derived solutions.

Parameters	HD 4113	HD 156846
γ [km s ⁻¹]	4.874 ± 0.05	-68.540 ± 0.001
slope [m s ⁻¹ yr ⁻¹]	27.8 ± 0.3	–
curvature [m s ⁻¹ yr ⁻²]	-1.55 ± 0.17	–
P [days]	526.62 ± 0.3	359.51 ± 0.09
K [m s ⁻¹]	97.1 ± 3.8	464.3 ± 3.0
e	0.903 ± 0.005	0.8472 ± 0.0016
ω [deg]	-42.3 ± 1.9	52.23 ± 0.41
T_0 [JD-2.45 10 ⁶]	3778.0 ± 0.2	3998.09 ± 0.05
$a_1 \sin i$ [10 ⁻³ AU]	2.01 ± 0.05	8.15 ± 0.04
$f(m)$ [10 ⁻⁹ M _⊙]	3.9 ± 0.3	558 ± 9
$m_2 \sin i$ [M _{Jup}]	1.56 ± 0.04	10.45 ± 0.05
a [AU]	1.28	0.9930
N_{mes}	130	64
<i>Span</i> [years]	8.0	4.45
$\sigma(O - C)$ [m s ⁻¹]	8.4	7.7

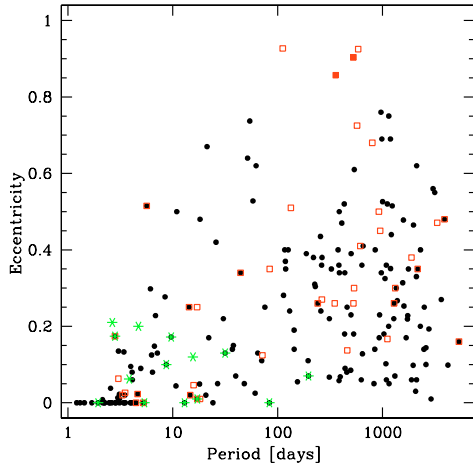


Fig. 3. e vs. $\log P$ for the known extra-solar giant planets orbiting dwarf primaries. Filled dots are for planets orbiting single stars and open squares for planets orbiting a component of a multiple stellar system. Green stars correspond to stars hosting Neptune-like planets. HD 4113 b and HD 156846 b are located by filled red squares.

This is also several order of magnitude larger than the Kozai oscillation period.

Provided that the orbital planes of the inner planet and the outer companion have different inclinations, the eccentricities of

both HD4113 b and HD 156846 b could undergo Kozai oscillations; this would be the most likely explanation for such high eccentricities.

Acknowledgements. We are grateful to the staff from the Geneva Observatory, in particular to L. Weber, for maintaining the 1.2-m Euler Swiss telescope and the CORALIE echelle spectrograph at La Silla, and for technical support during observations. We thank the Swiss National Research Foundation (FNRS) and the Geneva University for their continuous support to our planet search programmes. We would like to thank T. Mazeh for useful discussions and the referee for his thoughtful comments. N.C.S. would like to thank the support from Fundação para a Ciência e a Tecnologia, Portugal, in the form of a grant (reference POCI/CTE-AST/56453/2004), as well as support by the EC's FP6 and by FCT (with POCI2010 and FEDER funds), within the HELAS international collaboration. Support from the Fundao para Cincia e a Tecnologia (Portugal) to P.F. in the form of a scholarship (reference SFRH/BD/21502/2005) is gratefully acknowledged. A.E. acknowledges support from the Swiss National Science Foundation through a fellowship for prospective researcher. This research has made use of the VizieR catalogue access tool operated at CDS, France.

References

- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., Hammersley, P. L., Vicente, B., & González-Fernández, C. 2006, *A&A*, 453, 371
Desidera, S., & Barbieri, M. 2007, *A&A*, 462, 345
ESA 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogue, ESA-SP, 1200
Fischer, D. A., & Marcy, G. W. 1992, *ApJ*, 396, 178
Flower, P. 1996, *ApJ*, 469, 355
Ford, E. B., Kozinsky, B., & Rasio, F. A. 2000, *ApJ*, 535, 385
Goldreich, P., & Sari, R. 2003, *ApJ*, 585, 1024
Holman, M., Touma, J., & Tremaine, S. 1997, *Nature*, 386, 254
Innanen, K. A., Zheng, J. Q., Mikkola, S., & Valtonen, M. J. 1997, *AJ*, 113, 1915
Jones, H. R. A., Butler, R. P., Tinney, C. G., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 249
Kozai, Y. 1962, *AJ*, 67, 591
Lagrange, A.-M., Beust, H., Udry, S., Chauvin, G., & Mayor, M. 2006, *A&A*, 459, 955
Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, *A&AS*, 130, 65
Levison, H., Lissauer, J., & Duncan, M. 1998, *AJ*, 116, 1998
Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2005, *Progr. Theor. Phys. Suppl.*, 158, 24
Mayor, M., Udry, S., Naef, D., et al. 2004, *A&A*, 415, 391
Mazeh, T., Krymowski, Y., & Rosenfeld, G. 1997, *ApJ*, 477, L103
Meynet, G., & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101
Montagnier, G., Ségransan, D., Beuzit, J.-L., et al. 2007, in *Proc. of the Conf. In the Spirit of Bernard Lyot: The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*, June 04–08, 2007, University of California, Berkeley, CA, USA, ed. P. Kalas
Mugrauer, M., & Neuhäuser, R. 2005, *MNRAS*, 361, L15
Naef, D., Latham, D. W., Mayor, M., et al. 2001, *A&A*, 375, L27
Pont, F., & Eyler, L. 2004, *MNRAS*, 351, 487
Santos, N., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 1127
Santos, N., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
Ségransan, D., Udry, S., Mayor, M., et al. 2007, *A&A*, submitted
Udry, S., Fischer, D., & Queloz, D. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 685
Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, *A&A*, 356, 590
Udry, S., & Santos, N. C. 2007, *ARA&A*, 45, 397
Worley, C. E., & Douglass, G. G. 1996, *VizieR Online Data Catalog*, 1107, 0

Bibliographie

Aime, C. & Soummer, R. 2003, in EAS Publications Series, Vol. 8, EAS Publications Series, ed. C. Aime & R. Soummer, 79–92

Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *The Limiting Effects of Dust in Brown Dwarf Model Atmospheres*, ApJ, 556, 357

Andersen, J. 1991, *Accurate masses and radii of normal stars*, A&A Rev., 3, 91

Antichi, J., Gratton, R., Claudi, R., et al. 2008, *BIGRE : A low cross-talk integral field unit tailored for extrasolar planets*, ApJ, submitted

Arsenault, R., Alonso, J., Bonnet, H., et al. 2003, *MACAO-VLTI first light : adaptive optics at the service of interferometry*, The Messenger, 112, 7

Bacon, R., Adam, G., Baranne, A., et al. 1995, *3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER.*, A&AS, 113, 347

Bailey, J., Butler, R. P., Tinney, C. G., et al. 2008, *A Jupiter-like Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ832*, ArXiv e-prints, 809

Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars : mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams*, A&A, 337, 403

Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458*, A&A, 402, 701

- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996,
ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements.,
 A&AS, 119, 373
- Basri, G. 2000,
Observations of Brown Dwarfs,
 ARA&A, 38, 485
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2002,
The formation mechanism of brown dwarfs,
 MNRAS, 332, L65
- Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000,
Achromatic interfero coronagraphy I. Theoretical capabilities for ground-based observations,
 A&AS, 141, 319
- Beaulieu, J.-P., Bennett, D. P., Fouqué, P., et al. 2006,
Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing,
 Nature, 439, 437
- Becklin, E. E. & Zuckerman, B. 1988,
A low-temperature companion to a white dwarf star,
 Nature, 336, 656
- Bessell, M. S. 1991,
The late-M dwarfs,
 AJ, 101, 662
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2006,
SPHERE : A 'Planet Finder' Instrument for the VLT,
 The Messenger, 125, 29
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., & Paufique, J. 1997,
A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system,
 A&AS, 125, 175
- Beuzit, J.-L., Ségransan, D., Forveille, T., et al. 2004,
New neighbours. III. 21 new companions to nearby dwarfs, discovered with adaptive optics,
 A&A, 425, 997
- Biller, B. A., Close, L. M., Masciadri, E., et al. 2007,
An Imaging Survey for Extrasolar Planets around 45 Close, Young Stars with the Simultaneous Differential Imager at the Very Large Telescope and MMT,
 ApJS, 173, 143
- Biller, B. A., Kasper, M., Close, L. M., Brandner, W., & Kellner, S. 2006,
Discovery of a Brown Dwarf Very Close to the Sun : A Methane-rich Brown Dwarf Companion to the Low-Mass Star SCR 1845-6357,
 ApJ, 641, L141

- Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., et al. 2004,
The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope,
 PASP, 116, 1061
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2005,
Metallicity of M dwarfs. I. A photometric calibration and the impact on the mass-luminosity relation at the bottom of the main sequence,
 A&A, 442, 635
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 1994,
The Formation of Close Binary Systems,
 MNRAS, 271, 999
- Boss, A. P. 1997,
Giant planet formation by gravitational instability.,
 Science, 276, 1836
- . 2006,
Rapid Formation of Gas Giant Planets around M Dwarf Stars,
 ApJ, 643, 501
- Bouchy, F. & The Sophie Team. 2006, in Tenth Anniversary of 51 Peg-b : Status of and prospects for hot Jupiter studies, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319–325
- Bouy, H., Brandner, W., Martín, E. L., et al. 2003,
Multiplicity of Nearby Free-Floating Ultracool Dwarfs : A Hubble Space Telescope WFPC2 Search for Companions,
 AJ, 126, 1526
- Burgasser, A. J., Reid, I. N., Siegler, N., et al. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 427–441
- Butler, R. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2006,
A Long-Period Jupiter-Mass Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ 849,
 PASP, 118, 1685
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000,
Evolutionary Models for Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs with Dusty Atmospheres,
 ApJ, 542, 464
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2005,
Review on low-mass stars and brown dwarfs,
 ArXiv Astrophysics e-prints
- Chabrier, G., Baraffe, I., Selsis, F., et al. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 623–638
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004,
A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing,
 A&A, 425, L29

- Chelli, A. 2000,
Optimizing Doppler estimates for extrasolar planet detection. I. A specific algorithm for shifted spectra,
 A&A, 358, L59
- Chiu, K., Fan, X., Leggett, S. K., et al. 2006,
Seventy-One New L and T Dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey,
 AJ, 131, 2722
- Close, L. M., Biller, B., Hoffmann, W. F., et al. 2005, in *Science with Adaptive Optics*, ed. W. Brandner & M. E. Kasper, 253–+
- Close, L. M., Siegler, N., Freed, M., & Biller, B. 2003,
Detection of Nine M8.0-L0.5 Binaries : The Very Low Mass Binary Population and Its Implications for Brown Dwarf and Very Low Mass Star Formation,
 ApJ, 587, 407
- Cochran, W. D., Endl, M., McArthur, B., et al. 2004,
The First Hobby-Eberly Telescope Planet : A Companion to HD 37605,
 ApJ, 611, L133
- Cushing, M. C., Rayner, J. T., & Vacca, W. D. 2005,
An Infrared Spectroscopic Sequence of M, L, and T Dwarfs,
 ApJ, 623, 1115
- Delfosse, X., Beuzit, J.-L., Marchal, L., et al. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 318, *Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars*, ed. R. W. Hilditch, H. Hensberge, & K. Pavlovski, 166–174
- Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., et al. 1998,
The closest extrasolar planet. A giant planet around the M4 dwarf GL 876,
 A&A, 338, L67
- Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000,
Accurate masses of very low mass stars. IV. Improved mass-luminosity relations,
 A&A, 364, 217
- Delorme, P., Delfosse, X., Albert, L., et al. 2008a,
CFBDS J005910.90-011401.3 : reaching the T-Y brown dwarf transition ?,
 A&A, 482, 961
- Delorme, P., Willott, C. J., Forveille, T., et al. 2008b,
Finding ultracool brown dwarfs with MegaCam on CFHT : method and first results,
 A&A, 484, 469
- Devillard, N. 1997,
The Eclipse Software.,
 The Messenger, 87, 19
- Doyon, R., Nadeau, D., Vallee, P., et al. 1998, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Vol. 3354, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. A. M. Fowler, 760–768

- Ducourant, C., Teixeira, R., Chauvin, G., et al. 2008,
An accurate distance to 2M1207Ab,
A&A, 477, L1
- Duquennoy, A. & Mayor, M. 1991,
Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample,
A&A, 248, 485
- Eggenberger, A., Udry, S., & Mayor, M. 2004,
Statistical properties of exoplanets. III. Planet properties and stellar multiplicity,
A&A, 417, 353
- Epchtein, N., de Batz, B., Capoani, L., et al. 1997,
The deep near-infrared southern sky survey (DENIS).,
The Messenger, 87, 27
- Fischer, D. A. & Marcy, G. W. 1992,
Multiplicity among M dwarfs,
ApJ, 396, 178
- Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2008,
Five Planets Orbiting 55 Cancri,
ApJ, 675, 790
- Fried, D. L. 1966,
Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures,
Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 56, 1372
- Fusco, T., Petit, C., Rousset, G., et al. 2006, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6272, Advances in Adaptive Optics II. Edited by Ellerbroek, Brent L. ; Bonaccini Calia, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. 62720K (2006).
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005,
Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars. I. Performances of radial velocity measurements, first analyses of variations,
A&A, 443, 337
- Geballe, T. R., Saumon, D., Leggett, S. K., et al. 2001,
Infrared Observations and Modeling of One of the Coolest T Dwarfs : Gliese 570D,
ApJ, 556, 373
- Gisler, D., Schmid, H. M., Thalmann, C., 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. 463-474 (2004)., ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 463–474
- Gizis, J. E., Kirkpatrick, J. D., Burgasser, A., et al. 2001,
Substellar Companions to Main-Sequence Stars : No Brown Dwarf Desert at Wide Separations,
ApJ, 551, L163

- Gliese, W. & Jahreiss, H. 1995,
Nearby Stars, Preliminary 3rd Version (Gliese+ 1991),
 VizieR Online Data Catalog, 5070, 0
- Goodwin, S. P. & Kroupa, P. 2005,
Limits on the primordial stellar multiplicity,
 A&A, 439, 565
- Goodwin, S. P., Kroupa, P., Goodman, A., & Burkert, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 133–147
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., & Ridgway, S. T. 2006,
Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs,
 ApJS, 167, 81
- Halbwachs, J.-L. 2001,
Calcul des distributions statistiques de base,
 Ecole de Goutelas #23, CNRS, 22-26 May 2000, edited by D. Egret, J.-L. Halbwachs, and J.-M. Hameury. Publisher : Societe Francaise d’Astronomie et d’Astrophysique (SF2A), p. 35, 23, 35
- Halbwachs, J. L., Mayor, M., Udry, S., & Arenou, F. 2003,
Multiplicity among solar-type stars. III. Statistical properties of the F7-K binaries with periods up to 10 years,
 A&A, 397, 159
- Hawkins, M. R. S. & Bessell, M. S. 1988,
The luminosity function for low mass stars,
 MNRAS, 234, 177
- Henry, T. J. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 318, *Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars*, ed. R. W. Hilditch, H. Hensberge, & K. Pavlovski, 159–165
- Henry, T. J. & McCarthy, Jr., D. W. 1993,
The mass-luminosity relation for stars of mass 1.0 to 0.08 solar mass,
 AJ, 106, 773
- Hilditch, R. W. 2001, *An Introduction to Close Binary Stars (An Introduction to Close Binary Stars, by R. W. Hilditch, pp. 392. ISBN 0521241065. Cambridge, UK : Cambridge University Press, March 2001.)*
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2005,
Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. III. Mass Distribution of Short-Period Planets around Stars of Various Masses,
 ApJ, 626, 1045
- Joergens, V. 2008,
Binary frequency of very young brown dwarfs at separations smaller than 3 AU,
 ArXiv e-prints, 809

- Johnson, J. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2007,
A New Planet around an M Dwarf : Revealing a Correlation between Exoplanets and Stellar Mass,
ApJ, 670, 833
- Kasper, M., Verinaud, C., Beuzit, J.-L., et al. 2007, in *In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct
Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*, ed. P. Kalas
- Kirkpatrick, J. D., Henry, T. J., & Liebert, J. 1993,
*The unique spectrum of the brown dwarf candidate GD 165B and comparison to the spectra of
other low-luminosity objects*,
ApJ, 406, 701
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 1999,
*Dwarfs Cooler than “M” : The Definition of Spectral Type “L” Using Discoveries from the 2
Micron All-Sky Survey (2MASS)*,
ApJ, 519, 802
- Knapp, G. R., Leggett, S. K., Fan, X., et al. 2004,
*Near-Infrared Photometry and Spectroscopy of L and T Dwarfs : The Effects of Temperature,
Clouds, and Gravity*,
AJ, 127, 3553
- Kolmogorov, A. 1941,
*The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds’ Num-
bers*,
Akademiiia Nauk SSSR Doklady, 30, 301
- Kumar, S. S. 1963,
The Structure of Stars of Very Low Mass.,
ApJ, 137, 1121
- Labeyrie, A. 1970,
*Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle
Patterns in Star Images*,
A&A, 6, 85
- Lafrenière, D., Doyon, R., Marois, C., et al. 2007,
The Gemini Deep Planet Survey,
ApJ, 670, 1367
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008,
*Direct Imaging and Spectroscopy of a Planetary Mass Candidate Companion to a Young Solar
Analog*,
ArXiv e-prints
- Lagrange, A.-M., Chauvin, G., Fusco, T., et al. 2003, in *Instrument Design and Performance for Op-
tical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori ; Moorwood, Alan F. M. Procee-
dings of the SPIE, Volume 4841, pp. 860-868 (2003)., ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 860–868
- Larson, R. B. 2001, in *IAU Symposium, Vol. 200, The Formation of Binary Stars*, ed. H. Zinnecker
& R. Mathieu, 93–+

- Latham, D. W., Stefanik, R. P., Mazeh, T., Mayor, M., & Burki, G. 1989,
The unseen companion of HD114762 - A probable brown dwarf,
Nature, 339, 38
- Law, N. M., Mackay, C. D., & Baldwin, J. E. 2006,
Lucky imaging : high angular resolution imaging in the visible from the ground,
A&A, 446, 739
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007,
The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS),
MNRAS, 379, 1599
- Leggett, S. K., Golimowski, D. A., Fan, X., et al. 2002,
Infrared Photometry of Late-M, L, and T Dwarfs,
ApJ, 564, 452
- Leinert, C., Henry, T., Glindemann, A., & McCarthy, Jr., D. W. 1997,
A search for companions to nearby southern M dwarfs with near-infrared speckle interferometry.,
A&A, 325, 159
- Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 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. 970-977 (2004)., ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 970–977
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. Edited by Iye, Masanori ; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 944-952 (2003)., ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996,
Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location,
Nature, 380, 606
- Lovis, C. & Mayor, M. 2007,
Planets around evolved intermediate-mass stars. I. Two substellar companions in the open clusters NGC 2423 and NGC 4349,
A&A, 472, 657
- Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F., et al. 2006,
An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets,
Nature, 441, 305
- Luhman, K. L., Joergens, V., Lada, C., et al. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 443–457
- Lyot, B. 1939,
The study of the solar corona and prominences without eclipses (George Darwin Lecture, 1939),
MNRAS, 99, 580
- Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., et al. 2006, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6272, Advances in Adaptive Optics II. Edited by Ellerbroek, Brent L. ; Bonaccini Calia, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. 62720L (2006).

- Malbet, F. 1996,
High angular resolution coronagraphy for adaptive optics.,
 A&AS, 115, 161
- Malkov, O. Y. 2007,
Mass-luminosity relation of intermediate-mass stars,
 MNRAS, 382, 1073
- Maness, H. L., Marcy, G. W., Ford, E. B., et al. 2007,
The M Dwarf GJ 436 and its Neptune-Mass Planet,
 PASP, 119, 90
- Marchal, L., Delfosse, X., Forveille, T., et al. 2003, in IAU Symposium, Vol. 211, Brown Dwarfs, ed.
 E. Martín, 311–+
- Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2005,
Observed Properties of Exoplanets : Masses, Orbits, and Metallicities,
 Progress of Theoretical Physics Supplement, 158, 24
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Fischer, D., & Lissauer, J. J. 1998,
A Planetary Companion to a Nearby M4 Dwarf, Gliese 876,
 ApJ, 505, L147
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., et al. 2005,
*TRIDENT : An Infrared Differential Imaging Camera Optimized for the Detection of Methanated
 Substellar Companions*,
 PASP, 117, 745
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000,
Efficient Speckle Noise Attenuation in Faint Companion Imaging,
 PASP, 112, 91
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006,
Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique,
 ApJ, 641, 556
- Martín, E. L., Barrado y Navascués, D., Baraffe, I., Bouy, H., & Dahm, S. 2003,
*A Hubble Space Telescope Wide Field Planetary Camera 2 Survey for Brown Dwarf Binaries in the
 α Persei and Pleiades Open Clusters*,
 ApJ, 594, 525
- Martín, E. L., Basri, G., Delfosse, X., & Forveille, T. 1997,
Keck HIRES spectra of the brown dwarf DENIS-P J1228.2-1547,
 A&A, 327, L29
- Mawet, D. & Riaud, P. 2006, in IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Tech-
 niques, ed. C. Aime & F. Vakili, 361–366
- Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., et al. 2006,
*The four-quadrant phase-mask coronagraph : white light laboratory results with an achromatic
 device*,
 A&A, 448, 801

- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003,
Setting New Standards with HARPS,
 The Messenger, 114, 20
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995,
A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star,
 Nature, 378, 355
- Mayor, M. & Udry, S. 2000, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 219,
 Disks, Planetesimals, and Planets, ed. G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, & T. J. Mahoney, 441–+
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al. 2008,
*The HARPS search for southern extra-solar planets. XIII. A planetary system with 3 Super-Earths
 (4.2, 6.9, & 9.2 Earth masses)*,
 ArXiv e-prints, 806
- McCarthy, C. & Zuckerman, B. 2004,
The Brown Dwarf Desert at 75-1200 AU,
 AJ, 127, 2871
- Melo, C. H. F. 2001,
 Ph.D. Thesis
- Mennesson, B. P., Shao, M., Levine, B. M., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical
 Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4860, High-Contrast Imaging for Exo-Planet
 Detection. Edited by Alfred B. Schultz. Proceedings of the SPIE, Volume 4860, pp. 32-44 (2003).,
 ed. A. B. Schultz, 32–44
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007,
*The Planetary Mass Companion 2MASS 1207-3932B : Temperature, Mass, and Evidence for an
 Edge-on Disk*,
 ApJ, 657, 1064
- Montagnier, G., Fusco, T., Beuzit, J.-L., et al. 2007a,
Pupil stabilization for SPHERE's extreme AO and high performance coronagraph system,
 Optics Express, 15293
- Montagnier, G., Ségransan, D., Beuzit, J.-L., et al. 2006,
Five new very low mass binaries,
 A&A, 460, L19
- Montagnier, G., Ségransan, D., Beuzit, J.-L., et al. 2007b, in In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct
 Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century, ed. P. Kalas
- Mouillet, D., Lagrange, A.-M., Beuzit, J.-L., & Renaud, N. 1997,
*A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system. II. First astronomical re-
 sults.*,
 A&A, 324, 1083
- Mugrauer, M. & Neuhäuser, R. 2005,
Gl86B : a white dwarf orbits an exoplanet host star,
 MNRAS, 361, L15

- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995,
Discovery of a Cool Brown Dwarf,
Nature, 378, 463
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005,
Evidence for a co-moving sub-stellar companion of GQ Lup,
A&A, 435, L13
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., & Nakajima, T. 1995,
Infrared Spectrum of the Cool Brown Dwarf GL :229B,
Science, 270, 1478
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2002,
The Stellar Initial Mass Function from Turbulent Fragmentation,
ApJ, 576, 870
- Patel, S. G., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2007,
Fourteen New Companions from the Keck and Lick Radial Velocity Survey Including Five Brown Dwarf Candidates,
ApJ, 665, 744
- Pepe, F., Correia, A. C. M., 8, M., et al. 2007,
The HARPS search for southern extra-solar planets. VIII. μ Arae, a system with four planets,
A&A, 462, 769
- Perryman, M. A. C. & ESA, eds. 1997, ESA Special Publication, Vol. 1200, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission, ed. M. A. C. Perryman & ESA
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996,
Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas,
Icarus, 124, 62
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in C. The art of scientific computing (Cambridge : University Press, —c1992, 2nd ed.)
- Probst, R. G. & Liebert, J. 1983,
LHS 2924 - A uniquely cool low-luminosity star with a peculiar energy distribution,
ApJ, 274, 245
- Queloz, D., Mayor, M., Weber, L., et al. 2000,
The CORALIE survey for southern extra-solar planets. I. A planet orbiting the star Gliese 86,
A&A, 354, 99
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999,
Speckle Noise and the Detection of Faint Companions,
PASP, 111, 587
- Rebolo, R., Martín, E. L., Basri, G., Marcy, G. W., & Zapatero-Osorio, M. R. 1996,
Brown Dwarfs in the Pleiades Cluster Confirmed by the Lithium Test,
ApJ, 469, L53+

- Rebolo, R., Zapatero-Osorio, M. R., & Martín, E. L. 1995,
Discovery of a Brown Dwarf in the Pleiades Star Cluster,
Nature, 377, 129
- Reid, L. N. & Gilmore, G. 1981,
A Star of Very Low Luminosity,
MNRAS, 196, 15P
- Reipurth, B. & Clarke, C. 2001,
The Formation of Brown Dwarfs as Ejected Stellar Embryos,
AJ, 122, 432
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., et al. 1998,
Performance of the Canada-France-Hawaii Telescope Adaptive Optics Bonnette,
PASP, 110, 152
- Roddier, F. 1981, in Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981,
p. 281-376., Vol. 19, 281–376
- Roddier, F. & Roddier, C. 1988, in Very Large Telescopes and their Instrumentation, ed. M.-H. Ulrich,
667–+
- Roddier, F. & Roddier, C. 1997,
Stellar Coronagraph with Phase Mask,
PASP, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000,
The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle,
PASP, 112, 1479
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4839, Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L. ; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 140-149 (2003)., ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Rousset, G., & Petit, C. 2007,
Calibration and precompensation of noncommon path aberrations for extreme adaptive optics,
Journal of the Optical Society of America A, 24, 2334
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992,
New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$,
A&AS, 96, 269
- Sivaramakrishnan, A., Koresko, C. D., Makidon, R. B., Berkefeld, T., & Kuchner, M. J. 2001,
Ground-based Coronagraphy with High-order Adaptive Optics,
ApJ, 552, 397
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006,
The Two Micron All Sky Survey (2MASS),
AJ, 131, 1163

- Smith, B. A. & Terile, R. J. 1984,
A circumstellar disk around Beta Pictoris,
 Science, 226, 1421
- Soumer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003,
Stellar coronagraphy with prolate apodized circular apertures,
 A&A, 397, 1161
- Tamuz, O., Ségransan, D., Udry, S., et al. 2008,
The CORALIE survey for southern extra-solar planets. XV. Discovery of two eccentric planets orbiting HD 4113 and HD 156846,
 A&A, 480, L33
- Tull, R. G. 1998, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 3355, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. S. D'Odorico, 387–398
- Tyson, R. K. 1991, Principles of adaptive optics (Boston : Academic Press, 1991)
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2007,
The HARPS search for southern extra-solar planets. XI. Super-Earths (5 and 8 M_{\oplus}) in a 3-planet system,
 A&A, 469, L43
- Udry, S., Eggenberger, A., Mayor, M., Mazeh, T., & Zucker, S. 2004, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Vol. 21, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed. C. Allen & C. Scarfe, 207–214
- Udry, S. & Santos, N. C. 2007,
Statistical Properties of Exoplanets,
 ARA&A, 45, 397
- Véran, J.-P., Rigaut, F., Maître, H., & Rouan, D. 1997,
Estimation of the adaptive optics long-exposure point-spread function using control loop data,
 Optical Society of America Journal A, 14, 3057
- Véran, J.-P. & Rigaut, F. J. 1998, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 3353, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. D. Bonaccini & R. K. Tyson, 426–437
- Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., et al. 1994, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 2198, Proc. SPIE Instrumentation in Astronomy VIII, David L. Crawford ; Eric R. Craine ; Eds., Volume 2198, p. 362, ed. D. L. Crawford & E. R. Craine, 362–+
- Whitworth, A. P. & Goodwin, S. P. 2005,
The formation of brown dwarfs,
 Astronomische Nachrichten, 326, 899
- Whitworth, A. P. & Zinnecker, H. 2004,
The formation of free-floating brown dwarves and planetary-mass objects by photo-erosion of protellar cores,
 A&A, 427, 299

- Wright, J. T., Marcy, G. W., Fischer, D. A., et al. 2007,
Four New Exoplanets and Hints of Additional Substellar Companions to Exoplanet Host Stars,
ApJ, 657, 533
- Xia, F., Ren, S., & Fu, Y. 2008,
The empirical mass-luminosity relation for low mass stars,
Ap&SS, 5
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000,
The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary,
AJ, 120, 1579
- Zucker, S. & Mazeh, T. 2002,
On the Mass-Period Correlation of the Extrasolar Planets,
ApJ, 568, L113

Résumé

Au cours de cette dernière décennie, le domaine de la recherche et l'étude de compagnons froids autour des étoiles du voisinage solaire s'est beaucoup accéléré. L'étude des compagnons stellaires de faible masse et des compagnons naines brunes apportent d'importantes contraintes sur la compréhension de la formation stellaire. L'étude des systèmes planétaires, quant à elle, permet de comprendre la formation de notre propre système solaire. Jusqu'à présent, la technique des vitesses radiales a permis de découvrir la plupart des nouveaux systèmes. Il s'agit d'une méthode indirecte qui ne permet pas l'analyse des photons du compagnon froid. La prochaine étape consiste à analyser directement les photons de compagnons. Pour ce faire, de nombreux projets d'instruments imageurs à haut contraste ont vu le jour récemment. Cette thèse s'inscrit dans la préparation scientifique et le développement de l'un de ces projets : l'instrument SPHERE qui sera installé au Very Large Telescope au Chili en 2012.

Dans une première partie, je présente les questions astrophysiques qui motivent la recherche de compagnons d'étoiles ainsi que les deux techniques observationnelles que j'ai utilisé au cours de ma thèse : l'imagerie à haut contraste et la technique des vitesses radiales. Un état des lieux de la recherche des compagnons planétaires, naines brunes et stellaires est également fait. Dans la deuxième partie, je développe les techniques observationnelles ainsi que l'analyse de données utilisées. La troisième partie présente une étude sur le désert des naines brunes autour d'étoiles de type solaires sélectionnées dans un échantillon d'étoiles à dérives en vitesses radiales. La quatrième partie développe un travail observationnel qui consiste à essayer de détecter les compagnons planétaires ou naines brunes autour de naines rouges. La dernière partie est consacrée à la présentation de l'instrument SPHERE et à ma contribution personnelle à l'étude de cet instrument.

Abstract

In the last decade, the field of the search and study of cold companions around solar neighborhood stars has greatly improved. The study of low mass stellar companions and brown dwarf companions brings important constraints in the understanding of stellar formation. The study of planetary systems allows us to understand the formation of our own solar system. Up to now, most systems were discovered with the radial velocities technique. This technique is an indirect method that prevents from analysing the photons of a cold companion. The next step consists in detecting and analysing the photons of such companions. Many projects of high contrast imaging instruments have been recently developed in order to fulfil this task. This thesis was inspired by the scientific preparation and the development of such a project : the SPHERE instrument that will be installed at the Very Large Telescope in Chile in 2012.

In the first part, I introduce the astrophysical questions that motivate the search for star companions and describe the two observation techniques that I used during my PhD : high contrast imaging and radial velocities techniques. A state of art about the status of the search for low mass stellar companions, brown dwarf companions and planetary companions is also done. In the second part, I describe the observation, data reduction and analysis techniques I used. The third part presents a study on the brown dwarf desert around around solar type stars that were selected from a sample of stars with radial velocity drift. In the fourth part, I develop an observation work that consists in detecting the planetary or brown dwarf companions around red dwarfs. The last part is devoted to the description of the SPHERE instrument and to my own contribution into this instrumental project.