

Recherche de systèmes planétaires aux limites de la spectroscopie Doppler

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de Docteur ès sciences,
mention astronomie et astrophysique

par

Christophe LOVIS

de

Saulcy (JU)

Thèse N° xxxx

GENÈVE
Observatoire de Genève
2007

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Planètes extrasolaires : état des découvertes	1
1.2	Bases théoriques de la formation planétaire	2
1.3	Buts de cette thèse	4
I	La technique des vitesses radiales à très haute précision	7
2	Principes de base	9
2.1	Détection de planètes extrasolaires par effet Doppler	9
2.2	Contenu en information Doppler des spectres stellaires	11
2.3	Calcul de la vitesse radiale par corrélation	12
2.4	Correction de la dérive instrumentale	14
2.5	Autres méthodes de calcul des vitesses radiales	15
3	Le spectromètre HARPS	19
3.1	Description de l'instrument	19
3.2	Performances	20
3.2.1	Stabilité instrumentale	20
3.2.2	Efficacité	21
3.3	Réduction des données	21
3.4	Description des différents programmes d'observation	22
3.4.1	Haute précision	22
3.4.2	Extension en volume	22
3.4.3	Naines M	22
3.4.4	Etoiles du halo	23
3.4.5	Suivi des candidats CoRoT	23
4	Aspects instrumentaux de la haute précision	25
4.1	Calibration en longueur d'onde	25
4.1.1	Rôle et importance de la calibration	25
4.1.2	Besoin d'un nouvel atlas de référence	26
4.1.3	Publication	29
4.1.4	Résultats	37

4.1.5	Application à d'autres domaines	40
4.1.6	Limitations intrinsèques des lampes	42
4.2	Correction barycentrique	46
4.2.1	Théorie	46
4.2.2	Paramètres de la correction barycentrique	48
4.3	Effets de couleur	49
4.4	Guidage	55
4.5	Mesure de la dérive instrumentale	57
4.6	Corrélation	58
4.7	Raies telluriques	58
4.8	Correction de la lumière diffusée	59
5	Effets perturbateurs d'origine stellaire	61
5.1	Oscillations stellaires	61
5.1.1	Propriétés des oscillations de type solaire	61
5.1.2	Simulations	63
5.2	Granulation	66
5.2.1	Spectre de puissance	66
5.2.2	Simulations	69
5.3	Activité stellaire	72
5.3.1	Inhomogénéités de surface	72
5.3.2	Indice d'activité du calcium	72
5.3.3	Bissecteurs	76
5.3.4	Tentative de correction de l'effet des taches	80
5.4	Accélération séculaire	83
6	A la recherche des planètes de faible masse	87
6.1	Plusieurs planètes autour de HD 93083, HD 101930 et HD 102117	87
6.1.1	Introduction	87
6.1.2	Publication	88
6.1.3	Une planète peut (souvent) en cacher une autre	95
6.2	Découverte d'un trio de Neptunes autour de HD 69830	101
6.2.1	Introduction	101
6.2.2	Publication	101
6.2.3	Discussion	107
6.3	Bilan des détections de planètes de petite masse	112
6.3.1	Etat des lieux	112
6.3.2	Structure interne des géantes de glace et super-Terres	113
6.3.3	Contraintes observationnelles	117
6.4	Aux limites de la technique des vitesses radiales	124
6.4.1	Etude globale des dispersions en vitesse radiale	124
6.4.2	Stabilité en fonction du niveau d'activité	126
6.4.3	Observations à haute fréquence	129
6.4.4	Simulation des dispersions en vitesse radiale	133

II	Planètes autour d'étoiles de masse intermédiaire	139
7	Recherche de planètes autour de géantes d'amas	141
7.1	Etat des lieux	141
7.1.1	Distribution des masses des primaires	141
7.1.2	Planètes autour de naines A–F	143
7.1.3	Planètes autour d'étoiles géantes	144
7.2	Description de l'échantillon de géantes d'amas	145
7.3	Découverte de deux compagnons substellaires	145
7.3.1	Introduction	145
7.3.2	Publication	147
7.4	Résultats globaux	157
7.4.1	Variabilité par amas	157
7.4.2	Autres candidats potentiels et limites de détection	159
III	Perspectives et conclusion	163
8	Développements futurs	165
8.1	Suivi des candidats Kepler avec HARPS-North	165
8.2	ESPRESSO et CODEX	167
9	Conclusion	169
IV	Annexes	171
A	Revue	173
B	Proceedings de conférence	189

Chapitre 1

Introduction

1.1 Planètes extrasolaires : état des découvertes

Depuis la découverte de la première planète orbitant autour d'une étoile semblable au soleil par Mayor & Queloz (1995), plus de 200 planètes extrasolaires ont été détectées jusqu'à ce jour (début 2007). Diverses méthodes ont été employées pour réaliser ces découvertes : vitesses radiales, transits photométriques, imagerie directe, microlentilles. Cependant, l'écrasante majorité des détections a été faite par la technique des vitesses radiales, grâce à plusieurs grands programmes de recherche ciblant les étoiles du voisinage solaire. Parmi ceux-ci on mentionnera principalement les programmes ELODIE, CORALIE et HARPS pour le groupe de Genève (en partenariat avec plusieurs instituts français et l'ESO), ainsi que les programmes Lick, Keck-HIRES et AAT-UCLES menés par les groupes Californie-Carnegie et anglo-australien. La détection de planètes par transit photométrique (suivie ou précédée par des mesures de vitesse radiale) a par ailleurs permis pour la première fois d'accéder à la structure interne de ces objets. De nombreux programmes photométriques ont été initiés dans ce but ces dernières années (voir par exemple les surveys OGLE, TrES, WASP et HAT).

Les découvertes de planètes extrasolaires et les études statistiques s'y rapportant ont révélé de nombreuses caractéristiques souvent inattendues dans le sens qu'elles ont passablement remis en cause les modèles de formation planétaire tels qu'ils existaient avant ces découvertes. Comme souvent, la nature s'est montrée plus variée et complexe que ce que l'observation de notre propre système solaire pouvait laisser supposer. Voici résumées ci-dessous quelques-unes des propriétés importantes des systèmes planétaires connus à ce jour :

- La distribution des masses tombe presque à zéro pour les masses supérieures à $\sim 10 M_{\text{Jup}}$ (début du désert des naines brunes). Elle croît régulièrement vers les petites masses selon une loi de puissance $dN/dm \sim m^{-1.1}$, mais les biais d'observation actuels ne permettent pas d'en dire davantage sur l'abondance des planètes plus légères que $\sim 10 M_{\oplus}$.
- La distribution des périodes montre une sous-abondance de planètes avec des périodes entre 10 et 100 jours environ, qui pourrait être une signature des processus

de formation. La recherche de planètes à longue période ($P \gtrsim 10$ ans, $a \gtrsim 5$ AU) est pour l'instant limitée par la durée des programmes de recherche. Par ailleurs, la découverte de Jupiters chauds (périodes entre 1 et 10 jours) a constitué une surprise et induit de nombreuses études sur la formation, l'évolution et la stabilité de planètes aussi proches de leur étoile.

- Les excentricités des orbites sont en moyenne plus élevées que dans le système solaire. L'origine de ce phénomène n'est pas encore bien comprise, mais pourrait être liée aux interactions dynamiques entre planétésimaux lors de la formation des systèmes. On observe une circularisation des orbites pour les périodes inférieures à 5-6 jours, due aux forces de marée exercées par l'étoile sur la planète.
- On observe une dépendance marquée de la fréquence des planètes en fonction de la métallicité de l'étoile-hôte. Les étoiles sous-métalliques forment très peu de planètes massives, alors que presque 25% des étoiles très riches en métaux ($[Fe/H] > 0.2$) en possèdent au moins une. L'abondance des planètes de faible masse en fonction de la métallicité est encore mal connue.
- Les étoiles de faible masse (naines M) forment très peu de planètes massives. Cela indique probablement une dépendance des mécanismes de formation en fonction de la masse de la primaire, et donc de la masse du disque protoplanétaire. Nous reviendrons sur cet aspect dans la deuxième partie de cette thèse.
- Les Jupiters chauds qui transitent devant leur étoile ont rendu possibles les premières études portant sur l'atmosphère, la structure interne et la composition de ces objets. Les télescopes spatiaux Hubble et Spitzer ont notamment permis de mesurer le taux d'évaporation, la composition chimique et la distribution de température de plusieurs Jupiters chauds. Parmi l'échantillon actuellement connu, la présence de quelques planètes ayant un rayon significativement supérieur aux modèles théoriques reste difficile à expliquer.
- La découverte de systèmes multi-planétaires a ouvert la voie à l'étude dynamique de ces systèmes. Dans plusieurs cas, les interactions entre planètes ne peuvent être négligées et sont à l'origine de configurations résonantes dynamiquement complexes.

Les programmes d'observation actuels, aussi bien au sol que depuis l'espace, se focalisent désormais sur la détection et la caractérisation de planètes telluriques ou de glace (moins de $10\text{--}20 M_{\oplus}$), de planètes massives à longue période, de systèmes multi-planétaires, de planètes autour de types d'étoiles encore peu étudiés, ainsi que sur l'étude détaillée des spectres des Jupiters chauds, afin de déterminer leur structure et de confronter les observations aux modèles théoriques.

1.2 Bases théoriques de la formation planétaire

Les théories actuelles de la formation planétaire sont basées principalement sur le scénario dit d'accrétion de coeur (Pollack et al. 1996; Ida & Lin 2004a; Alibert et al. 2005). Dans ce scénario, un coeur d'éléments lourds est d'abord formé par accrétion dans le disque protoplanétaire. Cette hypothèse de base est justifiée observationnellement par le fait que toutes les planètes géantes du système solaire semblent posséder un tel coeur, ou à tout

le moins montrent un enrichissement en éléments lourds. Dans ce cadre-là, le processus global de formation des planètes peut être décomposé en différentes étapes, décrites dans les grandes lignes ci-dessous.

Tout commence dans le disque protoplanétaire entourant l'étoile en formation. Le disque possède une composante gazeuse et une composante faite de matériaux solides divers riches en silicates et en métaux, ainsi que des glaces dans les régions externes du disque, là où la température est suffisamment basse pour que les matériaux plus volatiles comme l'eau se condensent. Au-delà de cette limite des glaces, la densité de surface des matériaux solides augmente d'un facteur ~ 4 principalement grâce à la présence de glace d'eau. La distance à laquelle se trouve cette limite va donc jouer un rôle important dans les processus d'accrétion subséquents. La distribution des masses des disques ainsi que les premières phases de leur évolution sont encore mal connues. Les observations ont montré que les masses sont comprises entre 10^{-3} et $10^{-1} M_{\odot}$ et que le temps de vie des disques est inférieur à 10 millions d'années (Beckwith 1996; Haisch et al. 2001), ce qui impose de fortes contraintes sur les scénarios de formation. Ces valeurs dépendent probablement de manière importante de la masse de l'étoile.

Les premières phases de l'accrétion voient les grains originaux croître d'une taille micrométrique à une taille centimétrique, puis kilométrique. Les mécanismes permettant d'agglomérer ces particules sont encore mal compris, mais il est probable que les interactions électrostatiques de type Van der Waals jouent un rôle important au début du processus.

La masse des planétésimaux continue ensuite de croître en fonction de la quantité de matière disponible. Celle-ci est déterminée principalement par leur position dans le disque et par la taille de leur zone d'influence gravitationnelle, ou rayon de Hill ($r_H = a(M_p/3M_*)^{1/3}$). Dans les régions internes du disque, les planétésimaux épuisent rapidement leur réservoir de matériau solide, et après collisions et ré-accrétions avec leurs voisins, finissent par former des planètes telluriques d'une masse maximale probable de quelques M_{\oplus} . Au-delà de la limite des glaces, les planétésimaux grandissent plus vite grâce au surplus de matière disponible, et s'entourent également d'une atmosphère gazeuse. Au début du processus, l'équilibre hydrostatique est maintenu tant que l'énergie rayonnée peut être fournie par l'énergie absorbée par accrétion. Au-dessus d'une certaine masse critique, estimée entre 5–15 M_{\oplus} , les pertes d'énergie par rayonnement deviennent trop grandes et l'enveloppe commence à se contracter. Le taux d'accrétion du gaz commence alors lui aussi à augmenter, et un emballement se produit par instabilité gravitationnelle, menant rapidement à la formation d'une planète géante d'hydrogène et d'hélium.

Parallèlement à ces processus, des phénomènes de migration des planétésimaux se produisent, causés par les interactions et les échanges de moment cinétique avec le disque. Lorsque les masses des embryons sont encore petites, c'est la migration dite de type I qui domine (Ward 1997), dans laquelle la résultante non nulle des forces de marée exercées par le disque force l'embryon à migrer vers l'intérieur. Ce type de migration pose de nombreux problèmes car, selon de nombreux auteurs, l'échelle de temps de la migration de type I serait si rapide que tous les planétésimaux seraient finalement accrétés par l'étoile. Au-dessus d'une certaine masse, l'embryon a pu ouvrir un espace dans le disque, et c'est alors la migration de type II qui prend le dessus (Ward 1997), contrôlée par la viscosité du disque. Le résultat de ces phénomènes de migration est une réduction importante des demi-grands

axes des planètes, qui est quantitativement encore mal comprise mais observationnellement nécessaire pour expliquer l'existence des Jupiters chauds et des autres planètes massives orbitant trop proches pour s'être formées *in situ*.

La difficulté majeure rencontrée par les scénarios de formation planétaire est que les échelles de temps de plusieurs processus fondamentaux tels que dissipation du disque, accrétion sur les coeurs et migration sont du même ordre de grandeur (quelques millions d'années). Il est donc difficile d'avoir une vue d'ensemble du processus, surtout que le résultat final pourrait dépendre souvent de légères variations des paramètres de départ. Certains modèles considèrent que l'accrétion a lieu d'abord (jusqu'à épuisement de la zone d'approvisionnement), suivie ensuite par la migration (Ida & Lin 2004a). D'autres tentent de prendre en compte tous les effets simultanément (Alibert et al. 2005). Ces auteurs réalisent également des simulations Monte Carlo de populations planétaires afin de pouvoir faire des prédictions sur les propriétés statistiques globales des systèmes planétaires et de les comparer aux observations. Il est permis d'espérer que ces développements récents, couplés aux avancées observationnelles, permettront de cerner de mieux en mieux les processus à l'oeuvre dans la formation des planètes.

1.3 Buts de cette thèse

Cette thèse s'oriente selon deux axes principaux : d'une part, la recherche de planètes de petite masse par la technique des vitesses radiales à très haute précision ; d'autre part, la recherche de planètes autour de géantes d'amas de masse intermédiaire, dans le but d'étudier la dépendance des processus de formation planétaire en fonction de la masse de la primaire.

Alors que le nombre de planètes géantes connues à ce jour est suffisant pour étudier leur fréquence et leurs propriétés de base, il n'en est pas de même pour les planètes de plus petite masse, en particulier celles dont la masse laisse penser qu'elles pourraient être telluriques ou de glace ($M \lesssim 10\text{-}20 M_{\oplus}$). La raison en est évidemment la difficulté de détecter de telles planètes avec la méthode des vitesses radiales, qui nécessite une précision de mesure de 1 m s^{-1} ou moins. Dans cette thèse je vais justement décrire une série d'améliorations dans la conception des instruments, la réduction et l'analyse des données qui permettent de repousser les limites de la technique et d'atteindre la précision requise, ce qui a mené à la détection d'une dizaine de ces super-Terres potentielles. Les effets instrumentaux et stellaires seront discutés de manière aussi complète que possible afin de mieux cerner les obstacles à surmonter, et un certain nombre de résultats obtenus avec le spectromètre HARPS dans le domaine des planètes de faible masse seront présentés. Chaque découverte de ce type par la méthode des vitesses radiales permet d'organiser ensuite une campagne photométrique qui doit permettre de détecter un éventuel transit, et ainsi obtenir une mesure du rayon d'une exoplanète de petite masse. Inversement, le satellite CoRoT récemment lancé devrait bientôt livrer son lot de transits planétaires potentiels, parmi lesquels un petit nombre devrait correspondre à des planètes telluriques. Le suivi en vitesse radiale avec des instruments de haute précision tels que HARPS devrait alors permettre de déterminer leur masse et confirmer ainsi leur nature. Les possibilités de

contraindre leur composition globale par ce biais seront également discutées.

Dans cette thèse, j'explorerai aussi un autre domaine où la méthode des vitesses radiales est poussée à ses limites : la recherche de planètes autour d'étoiles géantes situées dans des amas ouverts du voisinage galactique. Plusieurs phénomènes intrinsèques à ce type d'étoiles peuvent perturber la mesure précise de la vitesse radiale, ce qui, combiné à la faible magnitude de ces objets, rend la détection de planètes difficile. Pourtant, ces étoiles sont d'un grand intérêt puisqu'elles sont de masse intermédiaire ($2-4 M_{\odot}$) et forment de ce fait des planètes aux propriétés probablement différentes de celles orbitant autour d'étoiles de type solaire. L'étude d'un échantillon de géantes d'amas me permet ainsi de faire une première estimation de l'abondance de planètes autour de ces étoiles ainsi que de leur masse typique. Ces résultats peuvent être comparés aux différents modèles de formation planétaire, qui prédisent différentes dépendances des processus de formation en fonction de la masse de l'étoile.

Première partie

La technique des vitesses radiales à
très haute précision

Chapitre 2

Principes de base

2.1 Détection de planètes extrasolaires par effet Doppler

Considérons un système de deux corps de masse m_1 et m_2 liés par la gravitation. Dans un tel problème à deux corps avec force centrale, l'énergie et le moment cinétique sont des constantes du mouvement. Celui-ci est donc confiné dans le plan perpendiculaire au vecteur du moment cinétique. Dans le cas d'une force proportionnelle à l'inverse du carré de la distance comme la gravitation, la trajectoire est une section de conique, et donc une ellipse pour un système lié. Dans ce cas, l'équation de la trajectoire pour le mouvement relatif donne, en coordonnées polaires :

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(\vartheta - \omega)} \quad (2.1)$$

Où (r, ϑ) sont les coordonnées par rapport au foyer de l'ellipse ($\vartheta = 0$ correspond à la ligne de visée), a est le demi-grand axe, e l'excentricité et ω la longitude du périastre par rapport à la ligne de visée. Les relations correspondantes pour les orbites des deux objets par rapport au centre de masse du système s'obtiennent par les substitutions :

$$r_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} r \quad \text{et} \quad r_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} r \quad (2.2)$$

Les paramètres de l'ellipse a et e sont reliés à l'énergie E et au moment cinétique L par les formules :

$$E = -\frac{Gm_1m_2}{r} + \frac{1}{2}\mu(\dot{r}^2 + r^2\dot{\vartheta}^2) \quad (2.3)$$

$$= -\frac{Gm_1m_2}{2a} \quad (2.4)$$

$$L = \mu r^2 \dot{\vartheta} \quad (2.5)$$

$$= \sqrt{Gm_1m_2\mu a(1 - e^2)} \quad (2.6)$$

Où $\mu = m_1m_2/(m_1 + m_2)$ est la masse réduite et G la constante de la gravitation.

La résolution des équations du mouvement mène à la célèbre équation de Kepler, qui n'est malheureusement pas soluble analytiquement. Il est donc nécessaire de faire appel au calcul numérique pour obtenir la position et la vitesse des deux composantes du système en fonction du temps. Il est par contre possible de dériver analytiquement la vitesse en fonction de la position sur l'orbite, c'est-à-dire de l'angle ϑ . La projection des vitesses des deux composantes sur la ligne de visée donne les vitesses radiales observées. On obtient la relation

$$v_{r,1} = \sqrt{\frac{G}{1-e^2}} m_2 \sin i (m_1 + m_2)^{-1/2} a^{-1/2} (\sin \vartheta_1 + e \sin \omega_1) \quad (2.7)$$

Où $v_{r,1}$ est la vitesse radiale de la composante 1 et i l'angle d'inclinaison du système. La formule symétrique pour la composante 2 s'obtient simplement en échangeant les indices (avec $\vartheta_2 = \vartheta_1 + \pi$ et $\omega_2 = \omega_1 + \pi$).

La demi-amplitude de la courbe de vitesse radiale, $k = (v_{r,max} - v_{r,min})/2$, est donnée par

$$k_1 = \sqrt{\frac{G}{1-e^2}} m_2 \sin i (m_1 + m_2)^{-1/2} a^{-1/2} \quad (2.8)$$

En transformant vers des unités plus intuitives, on obtient :

$$k_1 = \frac{28.4 \text{ m s}^{-1}}{\sqrt{1-e^2}} \frac{m_2 \sin i}{M_{\text{Jup}}} \left(\frac{m_1 + m_2}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \quad (2.9)$$

Finalement, on peut remplacer le demi-grand axe par la période orbitale en utilisant la troisième loi de Kepler, ce qui donne :

$$k_1 = \frac{28.4 \text{ m s}^{-1}}{\sqrt{1-e^2}} \frac{m_2 \sin i}{M_{\text{Jup}}} \left(\frac{m_1 + m_2}{M_{\odot}} \right)^{-2/3} \left(\frac{P}{1 \text{ yr}} \right)^{-1/3} \quad (2.10)$$

Ces formules permettent donc de relier le signal observé en vitesse radiale aux propriétés orbitales et physiques du système. Dans le cas des planètes extrasolaires, seule la vitesse radiale de l'étoile est en général mesurable, car le rapport de luminosité étoile-planète est de l'ordre de $10^7 - 10^{10}$ dans le visible (la situation est plus favorable dans l'infrarouge). Pour les programmes de recherche de planètes autour d'étoiles du voisinage solaire, la masse de la primaire peut-être déduite avec une bonne précision à partir des données photométriques et astrométriques (Hipparcos), de l'analyse spectroscopique et des modèles d'évolution stellaire. La mesure des paramètres orbitaux (période, excentricité et amplitude en vitesse radiale) permet alors de déterminer la masse du secondaire multipliée par le sinus de l'angle d'inclinaison, aussi appelée masse minimale du compagnon. L'angle d'inclinaison, qui n'est pas mesurable par les vitesses radiales, empêche donc d'accéder à la masse réelle de la planète. Cependant, il est à noter que les angles d'inclinaison sont distribués de manière aléatoire dans l'espace, ce qui mène à une fonction de distribution $f(i) = \sin i$. Les angles proches de 90° ($\sin i$ proche de 1) sont donc favorisés. A titre d'exemple, la valeur moyenne de $\sin i$ est de $\pi/4$ (0.79) et $P(\sin i > 0.5) = 87\%$. En conclusion, si la méconnaissance de

l'angle d'inclinaison peut être gênante pour un système individuel, elle n'a pas d'impact significatif pour les études statistiques portant sur un grand nombre de systèmes.

L'équation 2.10 montre que la recherche d'exoplanètes par vitesse radiale nécessite une précision de mesure d'au moins $\sim 30 \text{ m s}^{-1}$ pour être réellement efficace. Les instruments capables de mesurer les vitesses radiales stellaires avec une telle précision n'ont été développés que dans les 15–20 dernières années. Les autres méthodes potentielles de détection étant encore bien plus complexes, il a donc fallu attendre 1995 et l'avènement d'instruments tels que ELODIE pour assister aux premières découvertes de planètes extrasolaires (Mayor & Queloz 1995).

2.2 Contenu en information Doppler des spectres stellaires

Nous allons maintenant examiner dans quelle mesure les spectres stellaires se prêtent à la mesure précise des vitesses radiales. Les calculs suivants sont tirés en grande partie de Bouchy et al. (2001), qui se sont basés sur les travaux de Connes (1985).

On considère un spectre digitalisé $A_0(i)$ (où i est le numéro du pixel), auquel on applique un décalage Doppler $\Delta\lambda/\lambda = v/c$. On obtient ainsi un spectre décalé $A(i)$. En linéarisant au premier ordre, on peut écrire :

$$A(i) - A_0(i) = \frac{dA_0(i)}{d\lambda} d\lambda(i) = \frac{dA_0(i)}{d\lambda} \frac{v}{c} \lambda(i) \quad (2.11)$$

Cette approximation n'est valide qu'en cas de décalage Doppler très faible par rapport aux changements de pente du spectre, c'est-à-dire par rapport à la largeur typique des raies spectrales. Le décalage en vitesse de A par rapport à A_0 mesuré au pixel i peut donc s'exprimer en première approximation comme :

$$\frac{v(i)}{c} = \frac{A(i) - A_0(i)}{\lambda(i)(dA_0(i)/d\lambda)} \quad (2.12)$$

La précision avec laquelle un décalage Doppler peut être mesuré peut donc être déterminée en propageant les incertitudes sur les termes de droite de l'équation 2.12. On considère ici que le spectre de référence A_0 a un rapport signal/bruit infini. La seule source d'erreur provient donc du spectre mesuré $A(i)$, qui est affecté par du bruit photonique ainsi que du bruit de détecteur σ_D . Si A et A_0 ont la même intensité, exprimée en photoélectrons, l'incertitude sur $A(i)$ peut donc s'écrire :

$$\sigma(A(i)) = \sqrt{A_0(i) + \sigma_D^2} \quad (2.13)$$

L'incertitude fondamentale sur la mesure d'un décalage Doppler au pixel i est alors donnée par :

$$\sigma\left(\frac{v(i)}{c}\right) = \frac{\sqrt{A_0(i) + \sigma_D^2}}{\lambda(i)(dA_0(i)/d\lambda)} \quad (2.14)$$

On voit que cette incertitude sera d'autant plus faible que la dérivée du spectre est grande, ce qui montre bien que l'essentiel de l'information Doppler d'un spectre se trouve dans les ailes des raies spectrales. L'équation 2.14 permet de définir une pondération optimale pour chaque pixel $W(i) = 1/\sigma^2(v(i))$, qui prend en considération la quantité d'information Doppler disponible :

$$W(i) = \frac{\lambda^2(i)(dA_0(i)/d\lambda)^2}{A_0(i) + \sigma_D^2} \quad (2.15)$$

C'est cette pondération qui doit être utilisée pour calculer par exemple le décalage Doppler moyen sur tout le spectre.

La quantité d'information Doppler disponible dans un spectre stellaire varie d'une étoile à l'autre en raison des propriétés intrinsèques des raies spectrales. Le nombre total de raies ainsi que l'élargissement dû à la rotation sont les deux facteurs ayant le plus grand impact sur la précision pouvant être obtenue en vitesse radiale. Pour quantifier cela plus précisément, Bouchy et al. (2001) introduisent un facteur de qualité Q , dérivé de $W(i)$, dépendant uniquement des propriétés intrinsèques des raies stellaires. Afin de le rendre indépendant du flux mesuré sur le spectre, Q est défini comme :

$$Q = \sqrt{\frac{\sum W(i)}{\sum A_0(i)}} \quad (2.16)$$

Ce facteur exprime la richesse du spectre en raies stellaires ainsi que leur qualité, c'est-à-dire essentiellement leur finesse. Les figures 2.1 et 2.2 montrent les valeurs de Q pour différentes portions du spectre visible et pour différentes valeurs de la vitesse de rotation projetée $v \sin i$ en fonction du type spectral des étoiles. On constate que la partie bleue du spectre contient beaucoup plus d'information Doppler que la partie rouge, et ce en raison du plus grand nombre de raies dans cette région. On constate également la très forte sensibilité de Q à l'élargissement des raies. Celui-ci diminue d'un facteur ~ 5 lorsque l'on passe d'une vitesse de rotation nulle à une vitesse de 10 km s^{-1} , ce qui signifie en particulier que la recherche de planètes autour d'étoiles jeunes et/ou de type spectral précoce s'en trouve significativement compliquée.

2.3 Calcul de la vitesse radiale par corrélation

La méthode utilisée avec les instruments Elodie, Coralie et HARPS consiste à calculer la vitesse radiale par corrélation croisée du spectre observé avec un masque binaire (voir Baranne et al. 1996, pour une description détaillée). Etant donné un spectre digitalisé $A(\lambda)$ et un masque de corrélation $M(\lambda)$, la valeur de la fonction de corrélation croisée à la vitesse radiale v s'écrit :

$$CCF(v) = \sum_i A[\lambda(i)] \cdot M[\lambda(i)(1 + v/c)] \quad (2.17)$$

Où la somme est effectuée sur l'ensemble des pixels du spectre. La vitesse radiale de l'étoile est ensuite obtenue en ajustant une gaussienne sur le pic de la fonction de corrélation

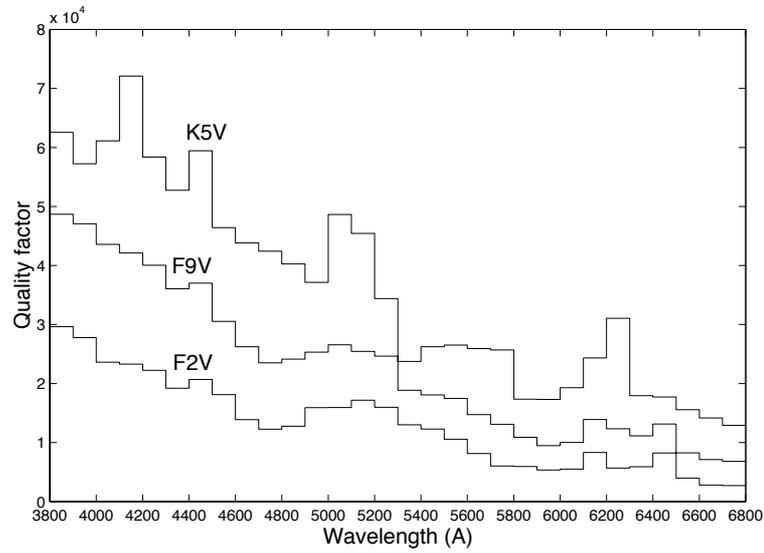


FIG. 2.1 – Facteur de qualité Q en fonction de la longueur d'onde pour des étoiles de différents types spectraux.

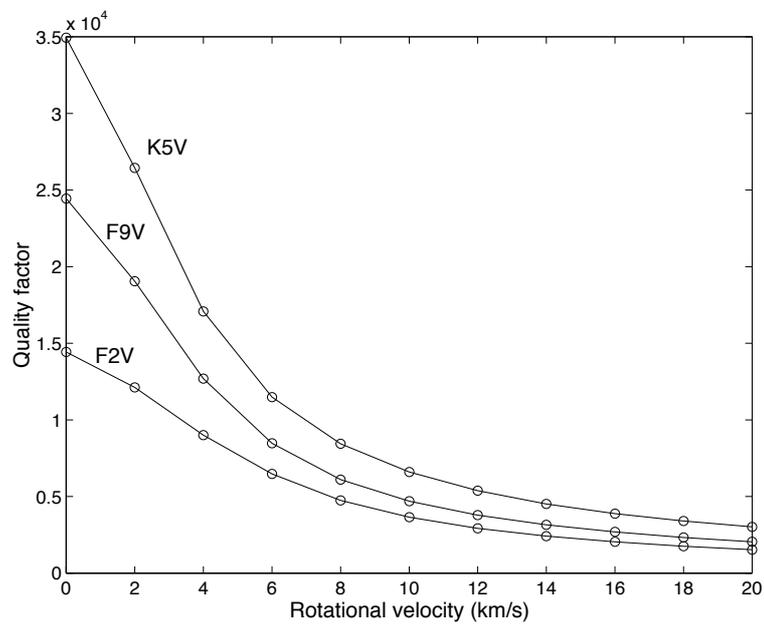


FIG. 2.2 – Facteur de qualité Q en fonction de la vitesse de rotation projetée $v \sin i$ pour des étoiles de différents types spectraux.

croisée. Le masque de corrélation utilisé est un masque binaire (0 ou 1) contenant des "trous" (en fait des 1) aux endroits où se trouvent les raies spectrales de l'étoile. Le résultat est donc un profil de raie moyen pour l'étoile considérée. L'expérience a montré que la précision sur la vitesse radiale obtenue ne dépend que faiblement des caractéristiques du masque. En particulier, il n'est pas réellement nécessaire d'avoir un masque différent pour chaque étoile, ni même pour chaque sous-type spectral. La pratique actuelle sur Coralie et HARPS est d'utiliser un masque pour chaque type spectral principal (G2, K5 et M2). Le fait d'utiliser un masque binaire plutôt qu'un spectre réel comme spectre de référence n'a pas non plus d'impact important sur le résultat final, et permet de simplifier les algorithmes de calcul. Rappelons qu'il ne s'agit pas ici d'obtenir des vitesses radiales absolues, mais uniquement des vitesses radiales relatives. Dans ce contexte, le choix du masque ou du spectre de référence à utiliser n'est pas fondamental, pour autant qu'on choisisse toujours le même masque pour une étoile donnée.

Afin d'optimiser l'extraction du signal de vitesse, il est important de s'assurer que la contribution de chaque raie stellaire dans la CCF est proportionnelle à la quantité d'information Doppler qu'elle contient. Pepe et al. (2002) ont montré que cela était bien le cas si chaque raie était pondérée par sa profondeur relative. Les masques de corrélation ont donc été complétés avec les profondeurs relatives de toutes les raies, et l'algorithme de calcul de la CCF les utilise pour pondérer le flux mesuré à travers chaque trou du masque.

2.4 Correction de la dérive instrumentale

La méthode de calcul des vitesses radiales par corrélation nécessite de connaître précisément la relation de dispersion du spectrographe (solution longueur d'onde). Cette relation est donnée par une calibration en longueur d'onde obtenue à partir de spectres d'une lampe ThAr acquis avant ou après les poses scientifiques. La relation de dispersion effective du spectrographe au moment de l'observation scientifique est cependant difficile à obtenir car plusieurs effets instrumentaux la modifient en permanence et de manière non-négligeable par rapport au niveau de précision requis pour détecter des planètes extrasolaires.

Le premier effet important est la variabilité dans l'illumination du spectrographe au niveau de la fente d'entrée. Dans un spectrographe à fente, les variations d'illumination dues au guidage du télescope, à la focalisation, au seeing et à la dispersion atmosphérique se traduisent directement par des décalages dans la position des raies en longueur d'onde. Ces décalages se produisent sur des échelles de temps souvent plus courtes que les poses scientifiques et peuvent facilement induire des variations fictives en vitesse radiale de l'ordre de $\sim 50\text{--}100 \text{ m s}^{-1}$. La méthode de calcul des vitesses radiales par corrélation ne peut donc pas être utilisée sur des spectrographes à fente si une précision inférieure à ces valeurs est nécessaire. La seule manière de contourner ce problème est d'utiliser un spectrographe à fibre, qui garantit une illumination bien plus stable de l'instrument. Les fibres optiques agissent en effet comme "mélangeuses" de lumière, réduisant les asymétries dans l'illumination d'un facteur $\sim 100\text{--}500$ entre l'entrée et la sortie de la fibre. Des systèmes supplémentaires de brouillage ("scramblers") peuvent être introduits avant l'entrée du spectrographe afin d'uniformiser encore plus l'injection de la lumière dans l'instrument.

Le système de guidage du télescope doit lui aussi être optimisé afin de maintenir le centrage de l'étoile sur la fibre aussi précis que possible. Afin de pouvoir utiliser la méthode de calcul des vitesses radiales par corrélation, les instruments Elodie, Coralie et HARPS ont donc été conçus pour respecter les principes ci-dessus.

Les autres effets instrumentaux importants affectant la relation de dispersion d'un spectrographe sur le court terme sont liés aux variations d'indice de réfraction de l'air et aux flexions mécaniques. L'indice de réfraction de l'air varie en fonction de la pression et de la température dans le spectrographe. Cela affecte directement les longueurs d'onde de la lumière et se traduit donc également par un décalage en vitesse radiale. Des changements de pression de 1 mbar ou de température de 1 K suffisent à provoquer des dérives en vitesse radiale de $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$. Par ailleurs, des flexions mécaniques dans l'instrument dues par exemple à la dilatation thermique produisent également des effets non-négligeables en vitesse radiale.

La méthode implémentée sur Elodie, Coralie et HARPS pour corriger ces effets est la méthode dite de la calibration simultanée (Baranne et al. 1996) : une deuxième fibre injecte dans le spectrographe la lumière d'une lampe ThAr *pendant* les poses scientifiques. Un spectre du thorium acquis simultanément au spectre stellaire (mais légèrement décalé sur le CCD) est ainsi enregistré, ce qui permet de mesurer précisément la dérive de l'instrument entre la calibration originale du début de nuit et la pose scientifique considérée. Concrètement, la calibration en longueur d'onde est tout d'abord réalisée sur les deux fibres simultanément en début de nuit. La dérive instrumentale est ensuite mesurée sur la fibre de référence en comparant les spectres du thorium du début de nuit et acquis simultanément avec la pose scientifique. Enfin, supposant que la dérive ainsi obtenue est aussi valable pour la fibre science, cette dérive est soustraite de la vitesse radiale stellaire obtenue par corrélation, laquelle a été calculée avec la solution longueur d'onde originale de la fibre science. L'hypothèse que les dérives instrumentales sont égales sur les deux fibres est une bonne approximation étant donné que les deux chemins optiques dans le spectrographe sont très similaires et que les variations d'indice de réfraction de l'air affectent les deux faisceaux de la même manière.

Cette méthode du thorium simultanée a permis d'obtenir des précisions sur la mesure des vitesses radiales de $\sim 7 \text{ m s}^{-1}$ pour Elodie, $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ pour Coralie et $\lesssim 1 \text{ m s}^{-1}$ pour HARPS, comme on le verra par la suite dans cette thèse. C'est donc une méthode qui nécessite un effort particulier au niveau de la conception des instruments, mais qui se révèle très précise, fiable et relativement simple à implémenter au niveau de la réduction des données, au point que les vitesses radiales à haute précision peuvent être obtenues *online*, immédiatement après les observations. Avec sa précision en dessous du m s^{-1} , HARPS est actuellement le meilleur instrument au monde pour la mesure des vitesses radiales.

2.5 Autres méthodes de calcul des vitesses radiales

L'autre méthode très répandue permettant d'obtenir des vitesses radiales précises est la méthode dite de la cellule à iode (Valenti et al. 1995; Butler et al. 1996). Le principe consiste à insérer dans le faisceau stellaire, avant l'entrée du spectrographe, une cellule à

iode qui superpose un grand nombre de raies spectrales de la molécule d'iode sur le spectre stellaire. L'utilisation des raies de l'iode comme spectre de référence permet d'obtenir une auto-calibration en longueur d'onde du spectre stellaire, et de calculer la vitesse radiale de l'étoile par rapport à cette référence. Cette méthode prend ainsi en compte *par construction* tous les effets perturbant la relation de dispersion du spectrographe, et est de ce fait conceptuellement plus simple que la méthode du thorium simultané. Cependant, son implémentation pratique se révèle bien plus complexe. En effet, il est nécessaire de modéliser précisément chaque observation "étoile+iode" en multipliant tout d'abord le spectre de l'étoile à résolution infinie avec le spectre de transmission de l'iode, lui aussi à résolution infinie. Il s'agit ensuite de convoluer le spectre résultant avec le profil instrumental (variable) du spectrographe pour obtenir un modèle du spectre observé. Finalement, les (nombreux) paramètres libres du modèle sont ajustés afin d'obtenir la meilleure correspondance possible avec le spectre mesuré. Comme le profil instrumental varie d'un endroit à l'autre du domaine spectral, le spectre est découpé en petites tranches, sur lesquelles la modélisation est réalisée de manière indépendante. Les paramètres libres à ajuster dans chaque tranche comprennent un ou plusieurs facteurs de normalisation, les paramètres de la solution longueur d'onde, la vitesse radiale de l'étoile ainsi qu'un nombre variable de paramètres pour la modélisation du profil instrumental.

La modélisation nécessite également de connaître au préalable le spectre de l'étoile et de l'iode à résolution infinie. Pour l'iode, un spectre à très haute résolution ($R \sim 600'000$) est généralement acquis avec un spectromètre à transformée de Fourier, principalement le FTS de Kitt Peak. Pour l'étoile, les choses sont plus compliquées. Un spectre de référence à haut rapport signal/bruit est d'abord acquis sans utiliser la cellule à iode. Il est ensuite déconvolué du profil instrumental en utilisant des spectres obtenus avec la cellule à iode seule, juste avant ou juste après les observations de l'étoile. Un spectre de référence de résolution supérieure est ainsi construit.

Le point faible de la méthode de la cellule à iode est sa grande sensibilité au bruit, liée aux différentes étapes de déconvolution au cours de la modélisation. La déconvolution en présence de bruit est un processus notoirement complexe et ne peut être faite de manière satisfaisante qu'à haut rapport signal/bruit (S/B). Dans le domaine des vitesses radiales à haute précision, cela se traduit par le fait que la précision se dégrade très rapidement en dessous d'un certain rapport S/B. De plus, pour atteindre une précision donnée (p.ex. 1 m s^{-1}), le rapport S/B requis par la méthode de la cellule à iode est largement supérieur (d'un facteur au moins 3–4) au rapport S/B requis par la méthode du thorium simultané. En effet, la corrélation permet de "rassembler" d'abord toute l'information Doppler du spectre dans une CCF, et de mesurer ensuite la vitesse radiale simplement sur cette CCF, alors que la méthode de la cellule à iode nécessite un haut rapport S/B sur chaque tranche individuelle de spectre pour pouvoir y mesurer la vitesse radiale par déconvolution. De plus, le domaine spectral utilisable par la méthode de la cellule à iode n'est que de $\sim 1000 \text{ \AA}$, car les bandes d'absorption de l'iode sont limitées à l'intervalle 5000–6000 \AA .

Si la méthode de la cellule à iode a démontré depuis longtemps une précision de $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$, il est pourtant difficile de savoir s'il est encore possible de l'améliorer significativement. Les résidus des mesures de vitesse autour des orbites des planètes découvertes par cette technique ne laissent pour l'instant pas penser que la méthode de la cellule à iode

puisse atteindre la précision obtenue avec HARPS et la méthode du thorium simultané.

Chapitre 3

Le spectromètre HARPS

3.1 Description de l'instrument

L'essentiel de cette thèse est consacré à la présentation et l'analyse de résultats obtenus avec le spectromètre HARPS (High-Accuracy Radial-velocity Planet Searcher). Il s'agit donc tout d'abord de décrire avec quelques détails cet instrument de haute précision qui a permis de franchir une nouvelle étape dans la recherche des planètes extrasolaires.

HARPS a été construit pour l'ESO par un consortium comprenant l'Observatoire de Genève, l'Observatoire de Haute-Provence, le Service d'Aéronomie du CNRS et le Physikalischen Institut de l'Université de Berne. L'ESO Garching et l'ESO La Silla ont également participé activement au projet. L'instrument a été mis en service et offert à la communauté à l'automne 2003.

HARPS est un spectromètre échelle à dispersion croisée alimenté par fibre optique, installé sur le télescope de 3.6m de l'ESO à La Silla au Chili. L'instrument se trouve dans une cuve à vide isolée dans une salle située sous le télescope. Dans le plan focal du télescope, la lumière de la cible observée est injectée dans une fibre optique ayant un diamètre sur le ciel de 1 seconde d'arc. Le système de guidage du télescope permet de garder l'étoile centrée sur l'entrée de fibre avec une précision de ~ 0.1 seconde d'arc. La lumière est alors amenée par la fibre (appelée fibre objet) jusqu'au spectrographe. Une seconde fibre, dite de référence, est montée en parallèle et permet d'injecter dans l'instrument la lumière de la lampe ThAr pour la mesure simultanée de la dérive ou, alternativement, le fond de ciel. Les deux faisceaux sont légèrement décalés, de telle sorte que les deux spectres soient suffisamment bien séparés sur le détecteur.

La figure 3.1 montre le schéma optique de l'instrument. Les faisceaux sont collimatés et dispersés sur un réseau échelle R4 utilisé en configuration Littrow. Les différents ordres spectraux sont ensuite dispersés dans la direction orthogonale à la dispersion principale par un grisme, puis imagés sur le détecteur par un objectif. Le détecteur est une mosaïque de 2 CCD 2k4k ayant une taille de pixel de $15 \mu\text{m}$. Le format spectral résultant est de 72 ordres couvrant tout le domaine visible de 3785 à 6915 Å, à l'exception de la région 5306–5339 Å qui tombe dans le trou entre les deux CCD. La résolution spectrale est de $R=110'000$ et la dispersion moyenne est de $0.015 \text{ \AA pixel}^{-1}$ ($820 \text{ m s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$). L'échantillonnage résultant

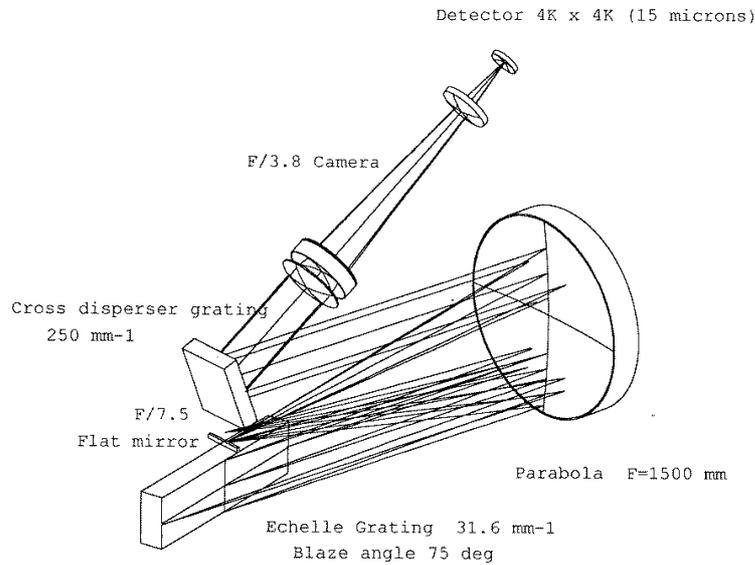


FIG. 3.1 – Schéma optique de HARPS.

est de ~ 3.3 pixels par élément de résolution.

3.2 Performances

3.2.1 Stabilité instrumentale

L'un des points forts de HARPS est incontestablement sa stabilité. Par stabilité instrumentale on entend la sensibilité aux phénomènes susceptibles d'induire des décalages ou mouvements du spectre sur le CCD, et donc des variations fictives de vitesse radiale. HARPS est opéré sous vide, à une pression ne dépassant jamais 0.01 mbar, et dans une enceinte stabilisée thermiquement à 0.01 K. Par conséquent, HARPS est pratiquement insensible aux variations d'indice de réfraction de l'air qui causent les plus grandes dérives dans les instruments non-stabilisés. De plus, la stabilité thermique minimise les flexions mécaniques et les effets de dilatation des différentes composantes de l'instrument.

Le résultat est que, sur des échelles de temps de ~ 1 mois, le spectre est stable sur le CCD au milli-pixel près, ce qui représente 15 nanomètres physiquement ou $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ en vitesse radiale. Par conséquent, le mode d'observation avec thorium simultané n'est en fait utile que si l'on souhaite avoir une précision meilleure que 1 m s^{-1} . L'effet instrumental le plus important détecté à ce jour lié au spectrographe lui-même (dans les conditions nominales d'utilisation) est la dilatation/contraction thermique du CCD due à la lecture du chip et/ou au système de contrôle de la température du cryostat. Cet effet ne dépasse pas quelques dizaines de cm s^{-1} et peut être corrigé par le thorium simultané. En-dehors du spectrographe, le point le plus sensible est le guidage et l'injection de la lumière dans la fibre. Cet aspect est discuté plus en détails au chapitre 4.4.

3.2.2 Efficacité

L'efficacité de HARPS à 5500 Å est de $\sim 30\%$ (spectromètre seul), alors que l'efficacité totale incluant l'atmosphère, le télescope et les fibres est de 6%. Cela se traduit par un rapport signal/bruit de 100 par pixel à 5500 Å sur une étoile de magnitude 7 en 1 minute de pose.

En terme de précision sur la vitesse radiale, on obtient un bruit photonique d'environ 1 m s^{-1} en 1 minute de pose sur une étoile de type spectral K0V et de magnitude 7.5. La précision dépend bien entendu du type spectral et de la vitesse de rotation de l'étoile, mais on s'intéresse ici avant tout à l'efficacité instrumentale. Si l'on extrapole ces chiffres aux objets plus faibles, on obtient en une heure de pose une même précision de $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ pour des étoiles de magnitude 12. A noter qu'on a considéré ici un seeing de 0.8", un cas de figure légèrement meilleur que la moyenne pour le site de La Silla.

3.3 Réduction des données

L'un des autres points forts de HARPS est son pipeline de réduction des données (Data Reduction Software ou DRS) automatique et disponible *online*. Le pipeline délivre la vitesse radiale définitive de l'objet observé seulement quelques minutes après l'observation.

La séquence de réduction d'une pose scientifique est composée des étapes suivantes :

- Correction des pixels/colonnes défectueux
- Soustraction du BIAS et du DARK
- Extraction des ordres spectraux avec rejet des cosmiques
- Flat-fielding
- Calcul de la correction barycentrique
- Calibration en longueur d'onde
- Création du spectre 1D (fusion des ordres et rééchantillonnage)
- Calcul de la dérive instrumentale sur la fibre de référence (mode thorium simultané)
- Sauvegarde des spectres 2D et 1D de la fibre objet et de la fibre de référence (si applicable)
- Correction différentielle de flux rouge/bleu (si applicable)
- Calcul de la fonction de corrélation croisée et de la vitesse radiale
- Calcul du bissecteur de la CCF
- Sauvegarde de la CCF, du bissecteur et des autres résultats

Tout au long du processus, la DRS fait appel à une base de données de calibration qui contient toutes les calibrations nécessaires à la réduction scientifique, acquises en début de nuit. Celles-ci comprennent les BIAS et les DARK, les poses de localisation des ordres, les poses de flat-field ainsi que les poses de calibration en longueur d'onde.

La DRS est organisée en sous-programmes appelés recettes s'occupant chacune de réduire un type de pose spécifique, qu'il s'agisse de calibrations ou de poses scientifiques. Les recettes peuvent faire appel à une bibliothèque de fonctions génériques utiles dans plusieurs situations. Il existe également un certain nombre de recettes "offline" destinées à être utilisées *a posteriori* pour visualiser ou re-réduire des données, par exemple pour calculer une nouvelle fonction de corrélation avec un masque différent.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai été amené à travailler intensivement avec la DRS et à continuer son développement. Je me suis entre autres occupé de la calibration en longueur d'onde, de la correction barycentrique, de la correction de flux, du calcul de la vitesse radiale, du calcul du bissecteur, du calcul de l'indice d'activité du calcium et du développement de différents modules liés à la base de données des mesures. Ces nouveautés ou améliorations, qui ont mené à une nouvelle version de la DRS (v3.0), sont en grande partie décrites dans cette thèse aux chapitres 4 et 5.

3.4 Description des différents programmes d'observation

Le programme scientifique du consortium HARPS, dédié à la recherche de planètes extrasolaires, a été subdivisé en 5 sous-programmes. Ceux-ci sont brièvement décrits ci-dessous.

3.4.1 Haute précision

Le premier sous-programme a pour but de pousser la précision en vitesse radiale à son maximum et de détecter des planètes de faible masse ($M < 20\text{--}30 M_{\oplus}$) afin d'explorer une nouvelle région de l'espace des paramètres des planètes extrasolaires. Environ 400 étoiles ont été sélectionnées pour ce programme parmi les étoiles stables et peu actives de l'échantillon Coralie ayant des vitesses de rotation faibles. Des systèmes planétaires déjà connus en font également partie afin de mieux les caractériser et de rechercher d'éventuelles autres planètes. Ce sous-programme est le plus important du consortium en termes de temps d'observation, puisque environ 50% du temps lui est consacré. Les temps de pose pour les étoiles de ce programme sont fixés à 15 minutes afin de minimiser le bruit photonique et le bruit stellaire dû aux pulsations.

3.4.2 Extension en volume

Le sous-programme 2 est une extension en volume de l'échantillon Coralie (lui-même aussi limité en volume) ayant pour but d'affiner les propriétés statistiques globales des systèmes planétaires. Ce sous-programme comprend environ 1000 étoiles situées à moins de 58 pc du Soleil. Environ 20% du temps d'observation leur est consacré, avec pour objectif d'obtenir une précision de mesure de $2\text{--}3 \text{ m s}^{-1}$. Les temps d'exposition sont donc adaptés en fonction de la magnitude de l'étoile.

3.4.3 Naines M

Le sous-programme 3 a pour but d'explorer les propriétés des planètes orbitant des naines M, et d'étudier ainsi les différences de population par rapport aux étoiles de type solaire. L'accent est mis également sur la recherche de planètes de faible masse puisque celles-ci sont plus faciles à détecter autour des étoiles de petite masse. L'échantillon comprend environ 100 étoiles de type spectral M0V à M6V situées à moins de 11 pc. Les temps

d'exposition sont fixés à 15 minutes en raison de la magnitude souvent élevée de ces objets. Ce programme représente environ 10% du temps d'observation du consortium.

3.4.4 Étoiles du halo

Ce sous-programme cible un échantillon d'une centaine d'étoiles du halo très pauvres en métaux, dans le but de mieux caractériser la fréquence des planètes à faible métallicité. Ce programme représente également 10% du temps d'observation. Les temps de pose sont aussi fixés à 15 minutes, en raison cette fois de la faible profondeur des raies spectrales dans ces étoiles, qui détériore la précision en vitesse radiale.

3.4.5 Suivi des candidats CoRoT

Ce dernier sous-programme n'a pas encore débuté mais est censé permettre de mesurer la masse des planètes découvertes en transit par le satellite CoRoT, lancé fin 2006. La connaissance de la masse est indispensable pour confirmer la nature planétaire des objets découverts et mesurer leur densité moyenne, qui permet d'accéder à leur composition globale. Environ 10% du temps d'observation devrait être consacré à ce sous-programme.

Chapitre 4

Aspects instrumentaux de la haute précision

4.1 Calibration en longueur d'onde

4.1.1 Rôle et importance de la calibration

La calibration en longueur d'onde joue un rôle-clé dans l'obtention de vitesses radiales à haute précision. En effet, c'est elle qui détermine le point zéro de l'échelle des vitesses, par rapport auquel les décalages Doppler des spectres stellaires seront mesurés. Toute fluctuation de ce point zéro se traduit directement par un effet sur les vitesses radiales mesurées. Dans la technique dite de la cellule à iode, on intercale de la vapeur d'iode dans le chemin optique, et c'est le spectre en absorption de cette molécule qui détermine précisément le point zéro des vitesses, au prix cependant d'une pollution des spectres stellaires. Dans la technique dite du ThAr simultané, c'est simplement le spectre de la lampe ThAr enregistré avant les poses scientifiques qui détermine l'échelle des longueurs d'onde. Il n'y a donc pas de pollution des spectres stellaires. Il y a par contre des contraintes supplémentaires sur la conception des instruments, en particulier l'utilisation de fibres pour illuminer le spectrographe, dont une fibre pour la calibration simultanée. Dans cette technique, la référence absolue est donc donnée par la lampe ThAr. Plus précisément, c'est la solution longueur d'onde (relation analytique entre position sur le CCD et longueur d'onde) qui représente le point zéro. La stabilité de celui-ci dépend à la fois de la stabilité intrinsèque des raies spectrales générées par la lampe et de la stabilité de l'algorithme permettant d'obtenir la solution longueur d'onde. Ces deux aspects sont étudiés séparément dans ce chapitre.

Les lampes ThAr sont des lampes à cathode creuse, dans lesquelles une décharge électrique s'établit entre l'anode et la cathode en thorium à travers le gaz ambiant, en l'occurrence l'argon (voir figure 4.1). Les atomes d'argon ionisés entrent en collision avec la cathode et arrachent à celle-ci des atomes de thorium qui sont à leur tour excités par collision dans le plasma. Les atomes de thorium et d'argon émettent alors de la lumière en retombant dans des niveaux d'énergie inférieurs. Le résultat est un riche spectre d'émission

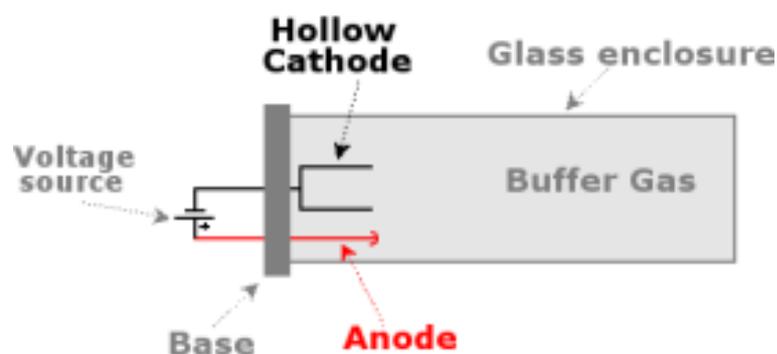


FIG. 4.1 – Schéma d'une lampe à cathode creuse.

couvrant tout le domaine visible et infrarouge proche. Les lampes à cathode creuse ont une durée de vie limitée et évoluent avec le temps. En particulier, l'intensité des raies et les rapports d'intensité entre raies du thorium et de l'argon changent. De plus, les spectres contiennent tellement de raies qu'un grand nombre d'entre elles se chevauchent, du moins partiellement ("blends"). Pour obtenir une calibration en longueur d'onde, il s'agit tout d'abord d'identifier autant de raies que possible dans le spectre, et de leur assigner une longueur d'onde connue a priori. Ce processus nécessite l'utilisation d'un atlas des raies du thorium et de l'argon, qui a forcément ses propres limitations en termes de nombre de raies répertoriées et de précision sur leur longueur d'onde. Toutes ces caractéristiques compliquent quelque peu le processus de calibration en longueur d'onde, car les solutions longueur d'onde finalement obtenues doivent être autant que possible insensibles aux effets mentionnés ci-dessus. Elles doivent en particulier s'adapter à l'intensité variable des raies et aux blends, et s'appuyer sur un atlas de référence précis et aussi exhaustif que possible. Le travail que j'ai effectué dans le domaine de la calibration en longueur d'onde de HARPS avait pour but d'améliorer ces différents aspects afin d'obtenir des solutions longueur d'onde robustes permettant de diminuer significativement le bruit de calibration, situé à environ $0.8\text{--}1\text{ m s}^{-1}$ avant ce travail.

La question de la stabilité intrinsèque en longueur d'onde des lampes ThAr est également un aspect important du problème, bien que plus difficile à investiguer. Comme les lampes évoluent avec le temps, et qu'elles doivent parfois être changées (ce qui s'est déjà produit plusieurs fois sur HARPS), il est crucial de s'assurer que les longueurs d'onde des raies du thorium et de l'argon restent bien constantes au cours de la vie d'une lampe donnée, mais également d'une lampe à l'autre. Ces aspects sont étudiés plus en détails dans la section 4.1.6.

4.1.2 Besoin d'un nouvel atlas de référence

L'atlas de référence pour le spectre du thorium était jusqu'à présent celui de Palmer & Engleman (1983) obtenu avec le Fourier Transform Spectrometer (FTS) du National Solar Observatory de Kitt Peak. Cet instrument, travaillant à très haute résolution ($R=600'000$)

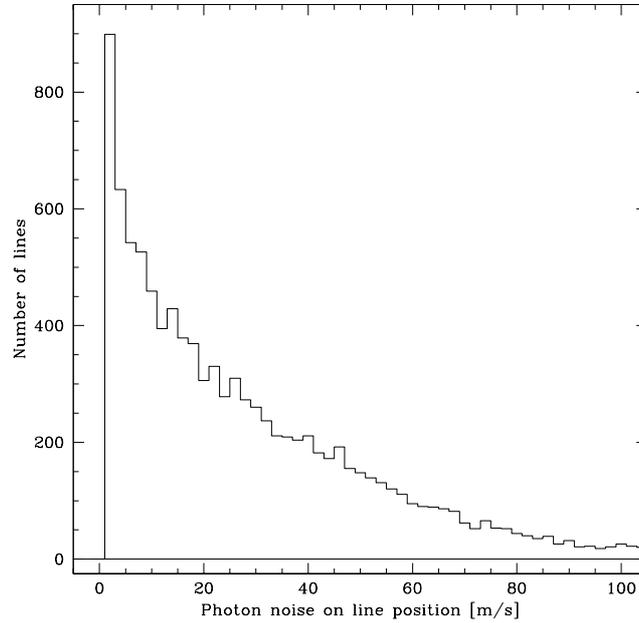


FIG. 4.2 – Distribution de l’incertitude sur la position des raies du thorium dans une pose de calibration HARPS typique. Les incertitudes sont dominées par le bruit photonique et reflètent la distribution des intensités des raies.

a permis d’identifier plus de 7000 raies dans le domaine visible. La précision intrinsèque de l’échelle des longueurs d’onde du FTS est très bonne, mais son efficacité est par contre bien moindre qu’un spectrographe traditionnel. Par conséquent, le bruit photonique est la source dominante de bruit dans la détermination de la position des raies, sauf pour les raies les plus fortes du spectre. Le résultat est que Palmer & Engleman (1983) ont pu mesurer la longueur d’onde des raies avec une précision variant entre ~ 15 et $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$ suivant leur intensité. Lorsqu’on utilise cet atlas comme liste de référence pour calibrer d’autres instruments, on s’attend donc à obtenir des résidus autour des solutions longueur d’onde ayant une dispersion au moins égale à $50\text{--}70 \text{ m s}^{-1}$, la valeur moyenne des incertitudes de l’atlas. En pratique, les dispersions seront même plus grandes à cause des blends, dont le nombre augmente très rapidement à mesure que la résolution spectrale décroît. Dans le cas de HARPS, ces effets systématiques dominent totalement le bruit photonique sur la position mesurée des raies. A titre d’exemple, la figure 4.2 montre l’histogramme des incertitudes sur la position des raies du thorium sur un spectre de calibration typique obtenu avec HARPS. On voit bien que les spectres ThAr contiennent assez d’information pour fournir une très bonne calibration en longueur d’onde, pour autant que les effets systématiques puissent être corrigés.

Quand l’objectif est d’obtenir une calibration en longueur d’onde meilleure que 1 m s^{-1} , les erreurs de l’atlas de référence deviennent très dangereuses. En effet, les solutions lon-

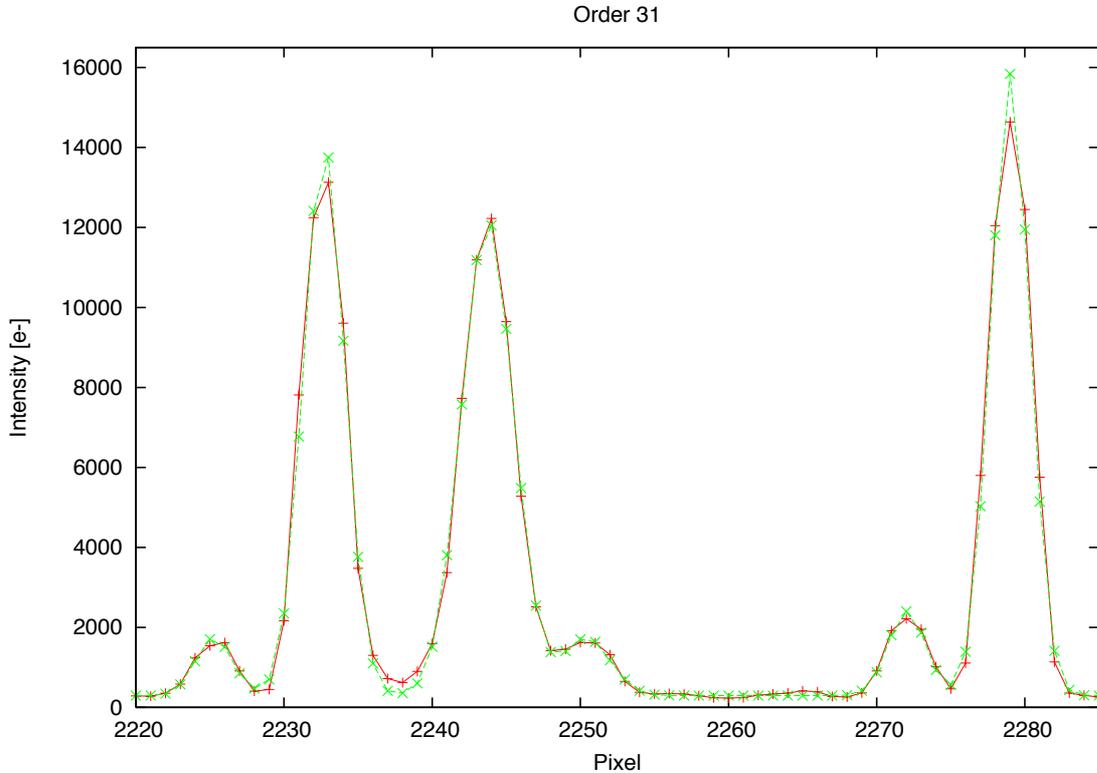


FIG. 4.3 – Segment représentatif d’un spectre du thorium obtenu avec HARPS. Les points rouges (+) représentent le spectre mesuré, tandis que les points verts (×) montrent l’ajustement multi-gaussien des raies, qui permet de traiter correctement les blends.

gueur d’onde sont très sensibles au choix des raies utilisées. L’ajout ou le rejet d’une raie peut perturber la solution de plusieurs m s^{-1} , voir beaucoup plus s’il s’agit d’une raie forte. Comme il est impossible d’utiliser toujours exactement les mêmes raies (p.ex. à cause des rayons cosmiques ou des variations de flux), les incertitudes dans l’atlas de Palmer & Engleman (1983) représentent une importante limitation, qui empêche de descendre sous un certain seuil de précision ($\sim 1 \text{ m s}^{-1}$) sur la calibration en longueur d’onde de HARPS. La situation est même pire si l’algorithme de sélection des raies effectue un sigma-clipping pour tenter d’éliminer celles qui semblent être de mauvaises raies, alors que c’est leur longueur d’onde de référence qui est en fait fautive. L’algorithme risque fort d’éliminer des raies de manière totalement imprévisible d’un spectre à l’autre, avec des effets potentiellement catastrophiques sur la stabilité des solutions longueur d’onde.

Pour remédier à ces problèmes, devenus intolérables avec le passage de Coralie à HARPS, je me suis attelé à la tâche de créer un nouvel atlas de référence à partir des spectres ThAr de HARPS, en me basant sur l’atlas de Palmer & Engleman (1983) pour l’identification des raies et l’échelle globale de longueur d’onde. La première étape de ce

travail a consisté en un scanning systématique des spectres pour y repérer toutes les raies détectables (dont de nombreuses jusque-là inconnues) et traiter les très nombreux blends de manière correcte. La figure 4.3 montre une petite partie représentative d'un spectre du thorium, où l'on voit bien que la proximité des raies les unes par rapport aux autres nécessite une attention particulière. Pour éviter de devoir rejeter un grand nombre d'entre elles, j'ai donc développé un algorithme permettant d'ajuster simultanément plusieurs raies avec des fonctions gaussiennes. Cette première phase du processus menant à la création du nouvel atlas fut quelque peu fastidieuse, mais nécessaire. Les étapes suivantes sont décrites en détails dans un article que j'ai publié dans *A&A*, présenté ci-dessous. Le nouvel atlas lui-même est désormais disponible comme catalogue auprès du Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS).

4.1.3 Publication

A new list of thorium and argon spectral lines in the visible

C. Lovis & F. Pepe

Astronomy & Astrophysics, vol. 468, pp. 1115–1121 (2007)

A new list of thorium and argon spectral lines in the visible^{*,**}

C. Lovis and F. Pepe

Geneva Observatory, University of Geneva, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
 e-mail: christophe.lovis@obs.unige.ch

Received 6 February 2007 / Accepted 13 March 2007

ABSTRACT

Aims. We present a new list of thorium and argon emission lines in the visible obtained by analyzing high-resolution ($R = 110\,000$) spectra of a ThAr hollow cathode lamp. The aim of this new line list is to allow significant improvements in the quality of wavelength calibration for medium- to high-resolution astronomical spectrographs.

Methods. We use a series of ThAr lamp exposures obtained with the HARPS instrument (High Accuracy Radial-velocity Planet Searcher) to detect previously unknown lines, perform a systematic search for blended lines and correct individual wavelengths by determining the systematic offset of each line relative to the average wavelength solution.

Results. We give updated wavelengths for more than 8400 lines over the spectral range 3785–6915 Å. The typical internal uncertainty on the line positions is estimated to be $\sim 10\text{ m s}^{-1}$ (3.3 parts in 10^8 or 0.18 mÅ), which is a factor of 2–10 better than the widely used Los Alamos Atlas of the Thorium Spectrum (Palmer & Engleman 1983). The absolute accuracy of the global wavelength scale is the same as in the Los Alamos Atlas. Using this new line list on HARPS ThAr spectra, we are able to obtain a global wavelength calibration which is precise at the 20 cm s^{-1} level (6.7 parts in 10^{10} or 0.0037 mÅ).

Conclusions. Several research fields in astronomy requiring high-precision wavelength calibration in the visible (e.g. radial velocity planet searches, variability of fundamental constants) should benefit from using the new line list.

Key words. atomic data – techniques: spectroscopic – atlases – catalogs

1. Introduction

The wavelength calibration of astronomical spectrographs in the visible is usually performed using arc lamp spectra such as those produced in hollow cathode lamps. Thorium is the element most often used today because of its numerous spectral features over the whole visible and near-infrared domains. Other advantages of thorium include its mono-isotopic nature and the absence of hyperfine structure, which lead to narrow, highly symmetric line profiles. For all these reasons, ThNe and ThAr hollow cathode lamps have become the standard for wavelength calibration of astronomical spectrographs.

The widely used reference for accurate Th wavelengths is the Atlas of the Thorium Spectrum obtained with the McMath-Pierce Fourier Transform Spectrometer (FTS) of the National Solar Observatory at Kitt Peak (Palmer & Engleman 1983, hereafter PE83). The FTS scans from which this atlas was derived have a spectral resolution of about 600 000. The atlas gives the position of about 11 500 lines between 3000 and 11 000 Å. The quoted wavenumber accuracy ranges from 0.001 cm^{-1} for the strongest lines to 0.005 cm^{-1} for the faintest ones. In velocity

units at 5500 Å, this corresponds to 16–82 m s^{-1} (5.3–27 parts in 10^8 or 0.29–1.50 mÅ).

While the wavelength accuracy of the PE83 atlas will be high enough for most astronomical applications, it starts to be a limiting factor when aiming at very high-precision radial velocity (RV) measurements. Over the past decade, the need for such measurements has considerably increased following the discoveries of the first extrasolar planets using Doppler velocimetry. The improvements of this technique over the years have led to the detection of planets having the mass of Neptune and below. This requires a Doppler precision of 1 m s^{-1} or less (e.g. Lovis et al. 2006). To carry out such observations successfully, all aspects influencing the RV measurement, from the properties of the source to the instrumental design and the data reduction, have to be carefully taken into account. As far as we are concerned, we have been particularly involved in the development and operation of the HARPS instrument, a cross-dispersed, fibered echelle spectrograph mounted on the European Southern Observatory 3.6 m-telescope at La Silla, Chile (Mayor et al. 2003). HARPS is operated under vacuum in an isolated, strictly temperature-controlled environment and is therefore extremely stable and well suited to high-precision spectroscopic work. We have investigated many aspects regarding instrument calibration and data reduction and identified several domains where improvements could be made. One of these is the wavelength calibration process.

Two main techniques are commonly used today to achieve high-precision RV measurements: the so-called iodine cell (Butler et al. 1996) and simultaneous ThAr (Baranne et al. 1996)

* Based on measurements made with the HARPS instrument on the ESO 3.6 m-telescope at La Silla Observatory under program ID 60.A-9036(A).

** Full Table 1 is only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/468/1115>

techniques. While the former uses a superimposed iodine spectrum as absolute wavelength reference, the latter relies on ThAr calibration spectra (this is the one we use on HARPS). In this case, the stability and precision of the wavelength solutions derived from ThAr spectra is a crucial aspect of the calibration process. It turns out that the precision of the Th wavelengths as given in PE83 is no longer adequate for the wavelength calibration of high-resolution spectrographs if a RV precision of 1 m s^{-1} is to be reached. Indeed, errors in the PE83 atlas, which are due to random noise in the FTS scans, translate into systematic offsets of the lines with respect to the average wavelength solution in the spectral chunk to be calibrated. The residuals around the wavelength solution are no longer dominated by photon shot noise, but by these systematic offsets which can be one order of magnitude larger than random noise, as for example in the case of HARPS. As a result, wavelength solutions will not be well constrained and will show unstable behaviour against adding or removing Th lines in the fitting process.

The limited precision of the PE83 wavelengths led us to the idea of creating a new atlas of Th and Ar lines based on HARPS ThAr spectra. Contrary to Fourier transform spectrometers, grating instruments have complicated dispersion relations and their overall wavelength scale cannot be determined from the measurement of a single well-known transition. However, they are usually much more sensitive, which should make it possible to use such instruments to reduce the random noise on the PE83 wavelengths while keeping the absolute wavelength scale given by the FTS. HARPS spectra are indeed of sufficient quality to permit significant improvements in the relative precision on line positions. Moreover, these spectra will allow us to identify thousands of unknown (mostly faint) lines, which are not present in the PE83 atlas due to its lower sensitivity. Finally, this would give us the opportunity to perform a careful treatment of blended lines, which represent a major problem when aiming at high-precision wavelength calibration.

In this paper we describe the new line list we obtained using HARPS ThAr spectra. The different steps of the process are detailed in Sect. 2, and the results presented in Sect. 3. A discussion about the potential of the new atlas, its advantages and limitations, follows in Sect. 4.

2. Experimental method

2.1. Instrumental setup

The light source for the Th spectrum is a standard ThAr hollow cathode lamp¹ operated at a current of 9.0 mA. The lamp window, made of UV glass, has a diameter of 37 mm. The pressure of the fill gas is 800 Pa. In such lamps a discharge is established between the anode and the Th cathode through the carrier gas (Ar in our case). Collisions between the accelerated ions and the cathode sputter off Th atoms from the cathode. Collisions in the plasma in turn excite Th atoms, which emit light by decaying to lower states. As a result, a rich spectrum of Th and Ar emission lines is produced.

The beam from the ThAr lamp is injected into an optical fiber carrying the light to the spectrograph, which is located inside a vacuum vessel in an isolated room below the telescope. Light is dispersed on a large R4 echelle grating and the echelle orders are cross-dispersed by a grism. The entrance slit (i.e. the fiber output) is then re-imaged onto a 4k4k CCD mosaic, made

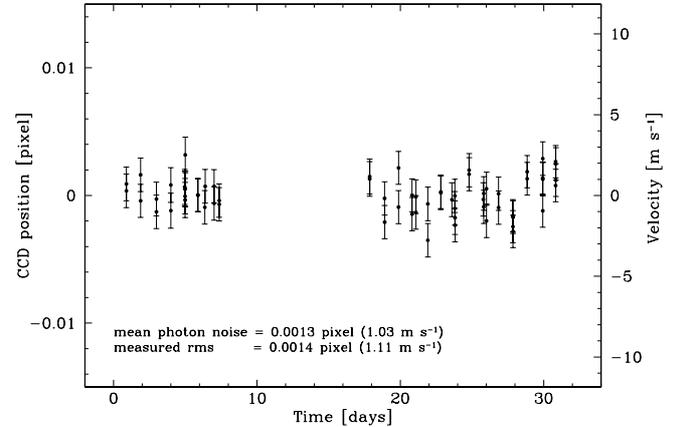


Fig. 1. HARPS instrumental stability and precision on the measurement of line positions. The CCD position of a strong Th line is measured on 64 different ThAr lamp exposures taken over a period of one month. The measured scatter shows that the spectrograph did not drift during this period within the error bar of less than 0.002 pixel.

of two 2k4k EEV CCDs with a pixel size of $15 \mu\text{m}$. The spectral format consists of 72 echelle orders covering the whole visible spectral range from 3785 to 6915 Å, except the interval 5306–5339 Å, which falls within the gap between both CCDs. The spectral resolution is $R = 110\,000$ and the average dispersion $0.015 \text{ Å pixel}^{-1}$ ($820 \text{ m s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ in velocity units). This leads to a sampling of ~ 3.3 pixels per resolution element.

2.2. Characteristics of HARPS ThAr spectra

In the following we will be using a series of ThAr lamp exposures obtained in December 2004 as part of the standard calibration plan. The exposure time was 40 s for each frame. ThAr spectra have been extracted and flat-fielded using the standard echelle reduction procedures implemented in the HARPS data reduction software. The basic data products we are starting from are the extracted two-dimensional (pixel vs. order) spectra. These contain thousands of Th lines, which are unresolved at the HARPS resolution and intrinsically highly symmetric. Moreover, the instrumental profile itself is very close to Gaussian. In the following we therefore use simple Gaussian functions to fit the position of the lines on the extracted spectra.

Line intensities extend over the whole dynamic range of the CCD. For the strongest unsaturated lines, the photon noise on the line position is about 0.002 pixel, corresponding to 1.6 m s^{-1} on average (5.3 parts in 10^9 or 0.029 mÅ). On the other hand, the position of the faintest detectable lines can be measured with a precision of about 0.2 pixel (160 m s^{-1}). However, in the case of very strong lines, photon noise is actually not the limiting factor. We estimate that CCD inhomogeneities, such as pixel size variations (up to a few percent), inhomogeneous intrapixel sensitivity or CCD block stitching errors, will limit the precision at which the true position of a line can be measured to about 0.01 pixel, corresponding to 8 m s^{-1} (2.7 parts in 10^8 or 0.15 mÅ).

To minimize photon noise, the most straightforward option would be to combine many ThAr spectra and measure averaged line positions. However, this is only feasible if the instrument remains sufficiently stable over the time duration of the ThAr sequence. This condition is usually not fulfilled under normal

¹ The lamp was manufactured by Cathodeon/Heraeus (type 3UAX/Th, serial number B13773).

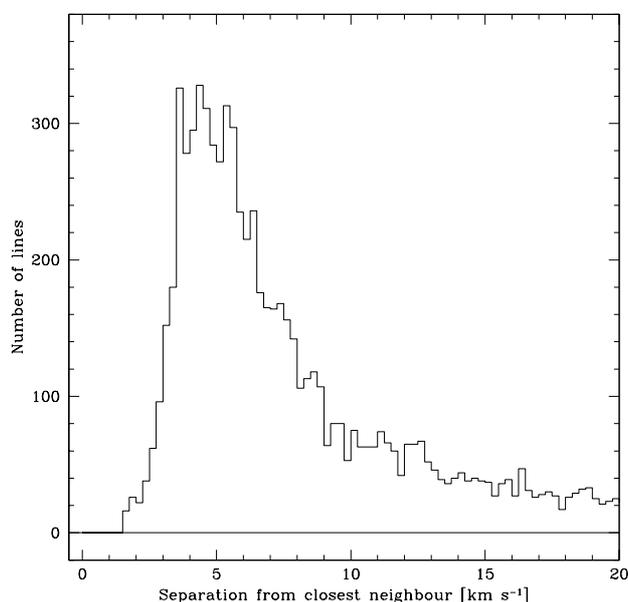


Fig. 2. Closest-neighbour separation between lines in the final list.

terrestrial conditions because variations in atmospheric pressure, temperature changes and mechanical flexures induce instrumental drifts of tens to hundreds m s^{-1} over timescales of minutes to hours. In the case of HARPS, instrumental stability is such that the spectrum does not drift by more than 1 m s^{-1} over timescales of days to months (see Fig. 1). This allowed us to combine a series of 64 ThAr spectra taken over one month to measure line positions, thereby considerably reducing photon noise. For the vast majority of the lines, the measurement uncertainty could actually be reduced to about 10 m s^{-1} (3.3 parts in 10^8 or 0.18 mÅ). A quick comparison with the numbers quoted for the PE83 atlas in Sect. 1 shows that line positions can be determined 2–10 times more precisely using HARPS ThAr spectra. The use of the PE83 atlas leads to a dispersion of the residuals around wavelength solutions of $50\text{--}70 \text{ m s}^{-1}$ due to the errors in the input wavelengths. The creation of a new line list would allow us to bring this number down to about 10 m s^{-1} . This is the main motivation for the new atlas.

2.3. Line-fitting process

At the beginning of the process, we developed an algorithm to systematically search for lines in the ThAr spectra in order to include several thousands of lines which are not listed in the PE83 atlas because it is less sensitive than our HARPS spectra (except in the bluest part). The use of a much larger number of lines, even if most of them are quite faint, has a stabilizing effect on the wavelength solutions, especially in the red part of the spectrum where strong Th lines are scarce. Thanks to the newly detected lines we were able to increase the total number of lines by $\sim 50\%$.

This has a major impact on the occurrence of blends. ThAr spectra are actually so rich that truly isolated lines are very rare, even at a resolution of 110 000. Blends represent a major problem for high-precision wavelength calibration because they induce shifts in the centroids of the components which are often much larger than photon noise. Figure 2 shows a histogram of the closest-neighbour separation between lines. The histogram peaks at $\sim 4.5 \text{ km s}^{-1}$, which corresponds to ~ 1.5 times the

spectral resolution. This obviously means that there remain many undetected blends within the spectral resolution. However, we automatically rejected lines that appear single in our spectra, but actually contain other components resolved by PE83 (at $R = 600\,000$). In this way we eliminated most of the dangerous blends. The effects of unidentified, faint blending components within the HARPS resolution are less severe since they will mostly induce shifts comparable to, or smaller than, photon noise. To deal with blended lines partially resolved by HARPS, we developed an algorithm to simultaneously fit neighbouring lines with multiple Gaussians. The algorithm determines which lines cannot be fitted independently and groups them with their closest neighbours to make a multiple fit. This allowed us to keep in our list blended lines whose components are only ~ 1 resolution element apart (2.7 km s^{-1}), provided the components are of similar intensity.

While the occurrence of too close blends was the main cause for rejecting lines, about 100–200 strongly saturated lines and those in their neighbourhood had to be removed as well because they were impossible to fit properly. At the other extremity of the intensity scale, some PE83 lines were too faint to be fitted, especially in the bluest part of our spectra.

After completion of the list of lines that could be properly fitted, we ran the line-fitting algorithm on each of the 64 ThAr spectra of our series. We then computed for each line its mean position, rejecting outlying measurements using sigma-clipping. Lines which showed an unusual number of rejected measurements were removed from the list for being unstable to the fit. Reasons for unstable behaviour include blended components with large intensity differences, faint lines at the detection limit, pollution by neighbouring strongly saturated lines, possible intrinsic instability of a few contaminant lines, etc. The resulting list is our starting point for the wavelength calibration process.

2.4. Determination of updated wavelengths

The basic principle for the determination of updated wavelengths is extremely simple: a wavelength solution is fitted through the measured line positions (in pixels) using their PE83 wavelengths. The residuals to the fit will not be dominated by random noise from HARPS spectra, but by systematics from the PE83 atlas. Corrections to the PE83 wavelengths are then simply given by the residuals to the wavelength solution. Obviously, wavelength solutions themselves have to be sufficiently well constrained and match the true optical dispersion relation as closely as possible. However, the systematics we want to correct were originally nothing but random noise in the FTS scans from which the PE83 atlas was derived. They are therefore randomly distributed as a function of wavelength and do not have any large-scale impact. The best wavelength solution will then still be the one which minimizes χ^2 , i.e. the sum of the (properly weighted) squared residuals around the fit.

We emphasize that this method will yield updated wavelengths which are *internally* more precise than in PE83, but the global wavelength scale itself will be the same as in PE83, since we made no attempt to improve the *absolute* wavelength accuracy. However, this has no impact on high-precision RV measurements for example, since these are essentially differential measurements.

Our ThAr spectra are split into 72 spectral orders that overlap each other to some extent. This means that a significant fraction of Th lines are detected twice (on two consecutive orders). If we now fit an independent wavelength solution on each

order, we will find two different systematics for a given line in the overlap region. This is particularly unsatisfactory because it is precisely towards order edges that wavelength solutions are most poorly constrained. We therefore chose to couple the wavelength solutions of all orders by imposing one and the same systematic for all lines appearing twice. In practice, we first had to determine which lines are detected twice by assigning a preliminary wavelength to all of them. This was done by fitting independent wavelength solutions on all orders. We then classified lines as being unique or duplicate. Concerning wavelength solutions themselves, we found that third-order polynomials $\lambda(x) = \sum_{k=0}^3 a_k x^k$ give an adequate analytical representation in the sense that the residuals around the fit are randomly distributed as a function of wavelength (no large-scale trends). Moreover, supplementary degrees of freedom would often increase the reduced χ^2 and are therefore not desirable.

The coupling between all orders generates a large linear least-squares problem where lines contribute different types of equations depending on their classification:

- Duplicate PE83 lines: two equations of type

$$\sum a_k x_i^k - \Delta\lambda_i = \lambda_{i, \text{PE83}}. \quad (1)$$

- Unique PE83 lines: one equation of type

$$\sum a_k x_i^k = \lambda_{i, \text{PE83}}. \quad (2)$$

- Duplicate unidentified or Ar lines: two equations of type

$$\sum a_k x_i^k - \lambda_i = 0. \quad (3)$$

- Unique unidentified or Ar lines: no equation

In the above equations, the a_k are the unknown polynomial coefficients of the wavelength solution for the corresponding order, x_i is the position of line i in pixels, $\Delta\lambda_i$ is the unknown systematic offset of line i , $\lambda_{i, \text{PE83}}$ is the PE83 wavelength of line i and λ_i is the unknown wavelength of line i (for unidentified or Ar lines). We consider Ar lines as having unknown wavelengths because they do not appear in PE83 (which used a ThNe source) and because they are sensitive to physical conditions in the lamp (see Sect. 3). The individual systematics $\Delta\lambda_i$ are unknowns to be determined, but they must have a global property that we can use to introduce more constraints on them in the least-squares minimization: they should be normally distributed around zero. We can therefore add a further type of equation (one for each $\Delta\lambda_i$):

$$\Delta\lambda_i = 0. \quad (4)$$

This has to be understood in a least-squares sense: these equations will ensure that, in the global solution, the properly weighted (see below) $\Delta\lambda_i$ will have a mean value close to zero and a variance close to one.

We now need to assign the correct weight to each equation so that we can solve our weighted linear least-squares problem. Uncertainties for each equation will be computed differently depending on equation type. For types 1 and 3, uncertainties are simply given by random noise from HARPS spectra, derived from the combination of the 64 individual spectra. They are computed as the quadratic sum of photon noise and detector-related noise (0.01 pixel). For most lines these error bars could be reduced below 20 m s^{-1} . For equation type 2, uncertainties are given by the quadratic sum of HARPS random noise and the PE83 wavelength uncertainty for the line under consideration

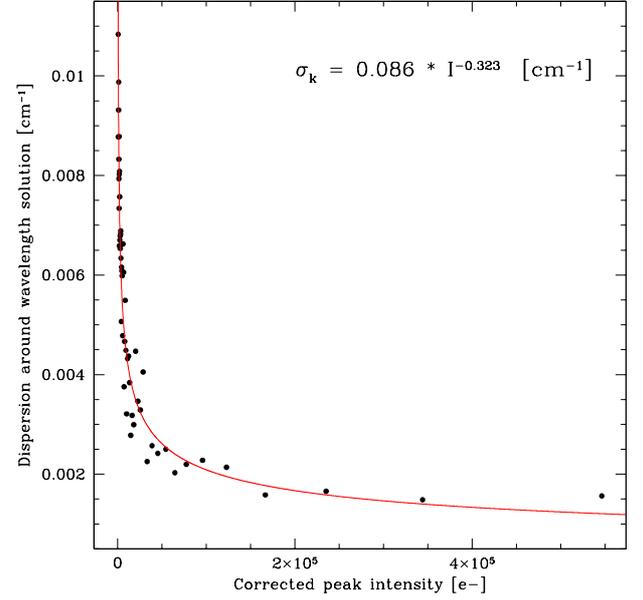


Fig. 3. Relation between line intensities and the dispersion of residuals around wavelength solutions when using the PE83 atlas. This gives the errors on the PE83 wavelengths as a function of the measured line intensity on HARPS spectra. In velocity units at 5500 \AA , errors range from 20 m s^{-1} to $\sim 160 \text{ m s}^{-1}$ (6.7 to 53 parts in 10^8 or 0.37 to 2.9 m\AA).

(see below). Finally, equations of type 4 will be weighted with the PE83 uncertainty alone.

To determine the PE83 wavelength uncertainty for each line, we first computed the residuals of the PE83 lines relative to the wavelength solutions independently obtained on each spectral order. We then plotted these residuals as a function of the line peak intensities, which were previously corrected for the wavelength-dependent HARPS instrumental efficiency. The resulting plot is shown in Fig. 3. Residuals are given in cm^{-1} because the PE83 uncertainties expressed in these units are expected to be almost independent on wavelength (see PE83). There is a clear relation between line intensities and residuals, which actually just reflects the photon noise on the FTS scans from which the PE83 atlas was derived. We fitted a power law to these data to obtain an analytical expression relating the PE83 uncertainty to the measured line intensity on HARPS spectra. This relation is in very good agreement with the error bars quoted in PE83 (see Sect. 1).

The weighted linear least-squares problem can now be solved. We have in total 7648 equations and 2082 unknowns. The χ^2 -minimization yields best-fit values for the coefficients of the wavelength solutions a_k and the systematics $\Delta\lambda_i$, from which updated wavelengths can be obtained for all PE83, unidentified and Ar lines. The reduced χ^2 is equal to 1.57. Several factors can explain its somewhat high value, among which a slight underestimation of the detector-related noise on HARPS spectra, a non-perfect analytical model to describe wavelength solutions, and the presence of undetected blends that introduce small shifts in line centroids. We checked that varying slightly the error bars has a negligible impact on the final results. Consequently we preferred to keep our best error estimates rather than artificially increase them.

Table 1. The first 20 lines of the new atlas. See text for a description of the different columns.

New vacuum wavelength [Å]	Uncertainty [Å]	Wavenumber [cm ⁻¹]	Intensity [e-]	Previous wavelength [Å]	Identification
3785.650454	0.000149	26 415.53974	7273	3785.649743	NoID
3786.675812	0.000129	26 408.38692	11 987	3786.675314	ThII
3787.458325	0.000120	26 402.93078	24 284	3787.457347	ArII
3788.714137	0.000160	26 394.17923	3050	3788.714472	ThI
3789.009459	0.000170	26 392.12203	2584	3789.010941	ThI
3789.435335	0.000157	26 389.15595	2707	3789.435169	ThII
3790.185751	0.000527	26 383.93118	6700	–	?
3790.243720	0.000114	26 383.52765	126 158	3790.243943	ThI
3791.160081	0.000128	26 377.15049	4572	3791.158240	NoID
3791.343954	0.000146	26 375.87125	2491	3791.344838	ThI
3791.431959	0.000119	26 375.25903	16 543	3791.432308	NoID
3791.496302	0.001561	26 374.81143	1711	–	?
3791.871484	0.000113	26 372.20181	68 571	3791.871327	ThI
3792.296894	0.000140	26 369.24344	2497	3792.297101	ThI
3792.373700	0.000149	26 368.70939	2076	3792.373871	ThII
3792.594893	0.000126	26 367.17151	4127	3792.594391	ThI
3793.807442	0.000114	26 358.74422	13 282	3793.806899	ThI
3794.893018	0.000118	26 351.20398	4508	3794.893246	ThI
3795.228217	0.000125	26 348.87661	2699	3795.228593	ThII
3795.775429	0.000112	26 345.07807	11 036	3795.775842	ThI

3. The new line list

The new list gives updated wavelengths for 8442 lines between 3785 and 6915 Å. The data, available in electronic form at the CDS, contain 6 columns, as shown in Table 1. The first column gives the new vacuum wavelength of the lines as obtained in this work. The second column contains the estimated internal uncertainties on line positions. The third column gives the wavenumbers corresponding to the new wavelengths. Peak intensities, corrected for instrumental response, are listed in the fourth column. The fifth column gives the previously published wavelengths when available. For Th lines, this is the PE83 wavelength. For Ar lines, wavelengths have been taken from Norlén (1973) and Whaling et al. (1995, 2002). For unidentified lines, the column was left blank. Finally, the last column gives line identifications when available. “ThI”, “ThII”, “ThIII”, “NoID” and “Contam” are all identifications from PE83. The first three are self-explanatory. “NoID” stands for lines that could not be identified as known Th transitions by PE83, but are probably due to Th. “Contam” stands for identified contaminants. “ArI” and “ArII” identifications are from Norlén (1973) and Whaling et al. (1995, 2002). Previously unidentified lines are designated with “?”. It should be noted that the line intensities given in the table are only indicative since flux ratios between lines may exhibit variations from one ThAr lamp to the other. In particular, the Ar-to-Th flux ratio is very sensitive to physical conditions in the lamp.

We made some comparisons between several lamps of the same manufacturer to check whether wavelengths themselves might be affected by changing physical conditions in the lamps. Although a detailed analysis is beyond the scope of this paper, two main conclusions can already be drawn. First, Th lines turn out to be individually stable in wavelength at least within the error bars quoted in this paper. Second, Ar lines exhibit wavelength shifts from lamp to lamp amounting to a few tens of m s⁻¹. This behaviour is probably the result of pressure shifts, to which the Ar atom is known to be quite sensitive (see Whaling et al. 2002). As a consequence, the Ar wavelengths given in the atlas have to be taken with caution. In general, we strongly recommend not to

use Ar lines to perform wavelength calibration if high precision is needed.

4. Discussion and conclusion

4.1. Comparison with previous line lists

If we merge the best available Th and Ar line lists in the literature (Palmer & Engleman 1983; Norlén 1973; Whaling et al. 1995, 2002), the total number of lines in the interval 3785–6915 Å amounts to 7321. However, an important fraction of these cannot be used when working at a resolution of 110 000 because of blending of individual components. Actually, the number of usable lines from these lists amounts to about 3900. The new atlas contains ~4000 previously unidentified lines and ~500 known lines which could not be used before because of blends with unknown components. In total, the new list more than doubles the number of lines available for wavelength calibration.

As far as precision is concerned, we have briefly described the error distributions in PE83 and the new atlas in Sect. 2. To illustrate this more completely, Fig. 4 shows both distributions on the same plot. The gain in precision is clearly seen and fully justifies the creation of the new atlas.

We mentioned in Sect. 2 that the new list has, by construction, the same absolute, global wavelength scale as PE83. This is illustrated in Fig. 5, which shows the difference in line positions between both atlases. As expected, no large-scale trend can be seen. The mean offset between both lists amounts to only 0.08 m s⁻¹ (2.7 parts in 10¹⁰ or 0.0015 mÅ). The scatter itself mainly reflects the errors in PE83.

4.2. Precision of wavelength calibration

As a final step of our work, we implemented a new wavelength calibration algorithm in the HARPS data reduction pipeline in order to use the new line list. We now routinely obtain residuals around the fit which have a weighted rms dispersion of about 10 m s⁻¹ (3.3 parts in 10⁸ or 0.18 mÅ), as expected from

1120

C. Lovis and F. Pepe: A new list of thorium and argon spectral lines in the visible

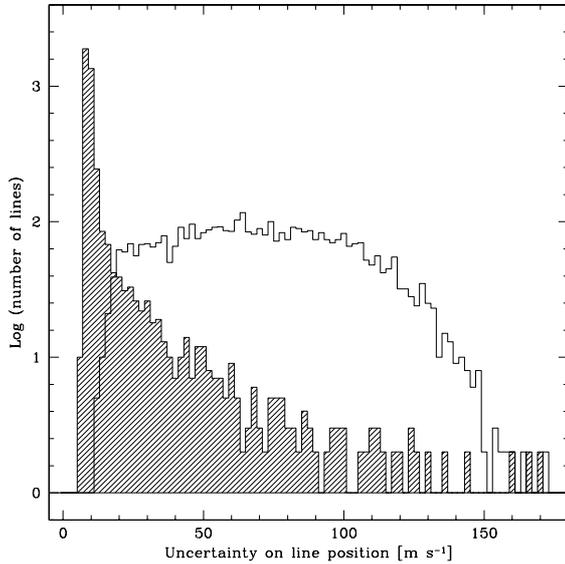


Fig. 4. Distribution of uncertainties on line positions in the new atlas (shaded histogram) and the PE83 atlas (plain histogram). Note the logarithmic scale on the vertical axis.

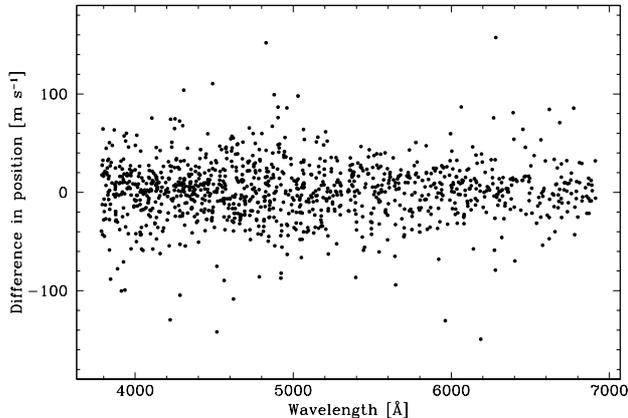


Fig. 5. Difference in line positions between the new atlas and the PE83 atlas as a function of wavelength. Only lines with a PE83 error below 50 m s^{-1} are shown. Both atlases have the same absolute wavelength scale.

the combination of photon noise and uncertainties in the input line list. This means that the wavelength solution is precise at a level of a few m s^{-1} locally, and at the unprecedented level of 20 cm s^{-1} (6.7 parts in 10^{10} or 0.0037 mÅ) globally (for example when computing a radial velocity using the whole spectral range). This can be demonstrated in the following way: we choose one observation of a star and reduce it many times using different wavelength calibrations, i.e. different ThAr exposures. This will yield each time a slightly different radial velocity for the star. The dispersion of these RVs is a measure of the precision we have on the wavelength solutions. Figure 6 shows the results of this test. Using a series of 30 ThAr exposures, we obtain a raw dispersion of 24 cm s^{-1} . Correcting for instrumental drifts at the level of $\sim 10 \text{ cm s}^{-1}$ occurring during the series, this number reduces to 20 cm s^{-1} .

As a conclusion, we find that the quality of the new line list permits significant improvements in the wavelength calibration process in general. A number of research fields in astronomy

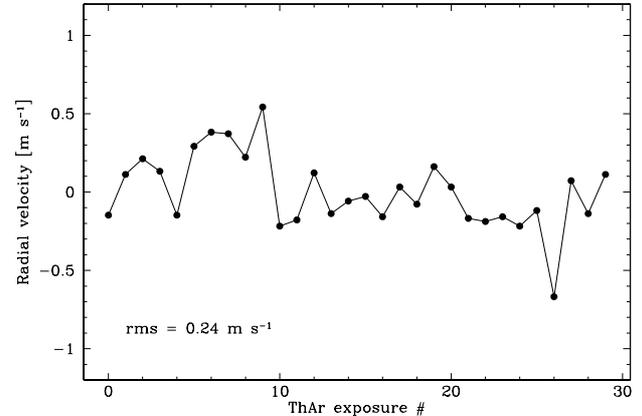


Fig. 6. Test of the HARPS wavelength calibration accuracy. The radial velocity of a star is computed from a single stellar exposure using 30 different ThAr exposures as calibration frames. The obtained RV dispersion is a measure of the precision achieved by the wavelength calibration process.

requiring high-precision wavelength calibration will certainly benefit from using the new atlas. Apart from radial velocity searches for extrasolar planets, we can also mention the work on the variability of fundamental constants (e.g. Murphy et al. 2003; Levshakov et al. 2005; Chand et al. 2006), where an accurate wavelength scale is needed to properly measure line shifts possibly caused by varying physical constants over cosmological timescales.

We recommend using the new list for calibrating all spectrographs working at a resolution $R \leq 110\,000$. Obviously, the lower the resolution, the more adaptations will be needed to deal with blended lines. For each blend, the expected shift of the main component can be estimated using the positions and intensities of all components given in the input list. This value can then be compared to the random noise on the main component (or to some tolerance value) to decide whether or not the line can be safely used for wavelength calibration. An example of such a procedure illustrating how to select suitable lines at lower resolution is presented in Murphy et al. (2007a). At resolutions higher than 110 000, the choice of the input line list depends on what exactly is needed. The new atlas should be sufficient to guarantee a precise wavelength calibration, provided the number of detected lines is high enough. If more lines are needed, then it is necessary to include lines from PE83 that were removed from the new atlas because of blends. In this case, great care should be taken in selecting lines to make sure they are not blended with unknown components.

4.3. Future developments

Although ThAr lamps have several qualities as wavelength calibrators, they also have a number of drawbacks. At moderate spectral resolution, blends represent a major problem which may prevent high-precision wavelength calibration. Furthermore, the high dynamic range in line intensities sometimes makes it difficult to find a good compromise between, on the one hand, the minimization of strongly saturated lines and, on the other hand, the availability of a large number of lines.

Finally, the finite lifetime of lamps and possible aging effects affecting Th wavelengths at the $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ level make these lamps unsuitable for future instruments aiming at cm s^{-1} precision. This is for example the case for CODEX (COsmic Dynamics

EXperiment), a project for a high-resolution spectrograph to be installed on the European Extremely Large Telescope (Pasquini et al. 2006; Grazian et al. 2007). New calibration systems have to be developed to ensure a wavelength accuracy and stability at the 10^{-11} level. This has to be compared to the accuracy level of a few parts in 10^8 achieved by PE83. The needed “ideal” calibrator would produce a dense pattern of equally spaced lines with precisely known and stable wavelengths. Moreover, the lines should all have about the same intensity. All these requirements are obviously challenging, but efforts are presently being made to adapt the laser frequency comb technology to these needs (see Murphy et al. 2007b). The possibility to couple the laser comb to an atomic clock would enable the required very high stability level to be reached. There is little doubt that, once fully adapted, such a calibration system would find applications in a number of different domains.

Acknowledgements. We would like to thank the Swiss National Science Foundation (FNRS) for its continuous support. We also thank M. Murphy for providing us with the PE83 and Ar line lists in electronic form. We are grateful to G. Lo Curto and A. Gilliotte for their support in testing the HARPS ThAr lamps.

References

- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
 Butler, R. P., Marcy, G. W., Williams, E., et al. 1996, *PASP*, 108, 500
 Chand, H., Srianand, R., Petitjean, P., et al. 2006, *A&A*, 451, 45
 Grazian, A., Vanzella, E., Cristiani, S., et al. 2007, *A&A*, submitted
 Levshakov, S. A., Centurión, M., Molaro, P., & D’Odorico, S. 2005, *A&A*, 434, 827
 Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F., et al. 2006, *Nature*, 441, 305
 Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
 Murphy, M. T., Webb, J. K., & Flambaum, V. V. 2003, *MNRAS*, 345, 609
 Murphy, M. T., Tzanavaris, P., Webb, J. K., & Lovis, C. 2007a, *MNRAS*, in press [arXiv:astro-ph/0703623]
 Murphy, M. T., Udem, T., Holzwarth, R., et al. 2007b, *MNRAS*, submitted [arXiv:astro-ph/0703622]
 Norlén, G. 1973, *Phys. Scr.*, 8, 249
 Palmer, B. A., & Engleman, R. 1983, *Atlas of the thorium spectrum* (Los Alamos National Laboratory Report, LA-9615)
 Pasquini, L., Cristiani, S., Dekker, H., et al. 2006, ed. P. Whitelock, M. Dennefeld, & B. Leibundgut, *IAU Symp.*, 232, 193
 Whaling, W., Anderson, W. H. C., Carle, M. T., Brault, J. W., & Zarem, H. A. 1995, *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transf.*, 53, 1
 Whaling, W., Anderson, W. H. C., Carle, M. T., Brault, J. W., & Zarem, H. A. 2002, *J. Res. National Institute of Standards and Technology*, 107, 149

4.1.4 Résultats

Les résultats obtenus en utilisant le nouvel atlas sont déjà en partie décrits dans le papier ci-dessus. Afin d'illustrer encore mieux l'amélioration introduite par le nouvel atlas et le nouvel algorithme de sélection des raies, il est intéressant de comparer les solutions longueur d'onde obtenues avec l'ancienne et la nouvelle DRS. La séquence de 64 spectres du thorium utilisée pour construire le nouvel atlas a donc été réduite avec les deux versions. Les figures 4.4 et 4.5 montrent pour chacun des cas les 64 solutions longueur d'onde de l'ordre 60 superposées après avoir soustrait la moyenne globale. On sait que l'instrument est resté stable pendant la série à $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ près. Les écarts des solutions longueur d'onde par rapport à la moyenne ne sont donc pas réels, mais causés par le "bruit d'algorithme" de la DRS. L'amélioration apportée par la nouvelle DRS est spectaculaire et montre que les solutions longueur d'onde sont beaucoup mieux contraintes qu'auparavant. La dispersion des solutions peut en fait être interprétée comme une mesure de la précision globale de la calibration. En effet, on peut considérer en première approximation que la précision globale est donnée par la dispersion moyenne des solutions dans chaque ordre spectral, divisée par la racine carrée du nombre d'ordres. Concernant l'ancienne DRS, on peut déduire de la figure 4.4 une dispersion de $\sim 8 \text{ m s}^{-1}$ (en donnant plus de poids au centre de l'ordre, qui contient plus de flux), ce qui nous mène à une précision globale de $\sim 0.9 \text{ m s}^{-1}$. Pour la nouvelle DRS, on obtient une dispersion de $\sim 1.7 \text{ m s}^{-1}$ (voir figure 4.5), et donc une précision globale de $\sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$. Ce chiffre est le même que celui qui est dérivé dans le papier par une méthode légèrement différente. La valeur de 20 cm s^{-1} est considérablement plus proche du niveau du bruit photonique sur les spectres ThAr HARPS, estimé à $\sim 10 \text{ cm s}^{-1}$ par la méthode de Bouchy et al. (2001), ce qui montre que les effets systématiques ont été largement éliminés et qu'il sera difficile d'améliorer encore les solutions longueur d'onde.

Le nouvel algorithme de calibration est aussi plus robuste par rapport aux variations de flux de la lampe. Il est en effet important que les inévitables variations de flux sur le long terme n'induisent pas d'effets systématiques sur les solutions longueur d'onde. La figure 4.6 montre les résultats d'une séquence de tests où la vitesse radiale d'une étoile a été calculée en utilisant comme calibration en longueur d'onde différentes poses ThAr obtenues à différents niveaux de flux en faisant varier le temps de pose. On voit qu'il n'y a pas d'effet systématique avec le flux de la lampe au niveau de $\sim 30 \text{ cm s}^{-1}$, sauf éventuellement à très faible flux, où les vitesses semblent légèrement plus hautes ($\sim 60 \text{ cm s}^{-1}$). Il est important que le flux sur les poses ThAr soit toujours suffisant pour avoir un bruit photonique négligeable ($\lesssim 20 \text{ cm s}^{-1}$), ce qui n'est pas le cas de ces points un peu trop élevés. Afin de garantir la qualité de la calibration en longueur d'onde sur plusieurs années, il faut donc garder un niveau de flux suffisamment élevé et constant, au besoin en ajustant le temps de pose des spectres de calibration si le flux intrinsèque de la lampe évolue avec le temps.

Comme dernière vérification de la nouvelle procédure de calibration, la figure 4.7 montre les dispersions en vitesse radiale des étoiles du programme haute précision de HARPS, calculées en utilisant l'ancienne et la nouvelle version de la DRS. On voit qu'aux faibles dispersions ($\sigma_{\text{RV}} \lesssim 3 \text{ m s}^{-1}$) la nouvelle DRS donne des valeurs systématiquement plus faibles que l'ancienne DRS. Cela montre bien que le bruit de calibration a pu être significativement réduit.

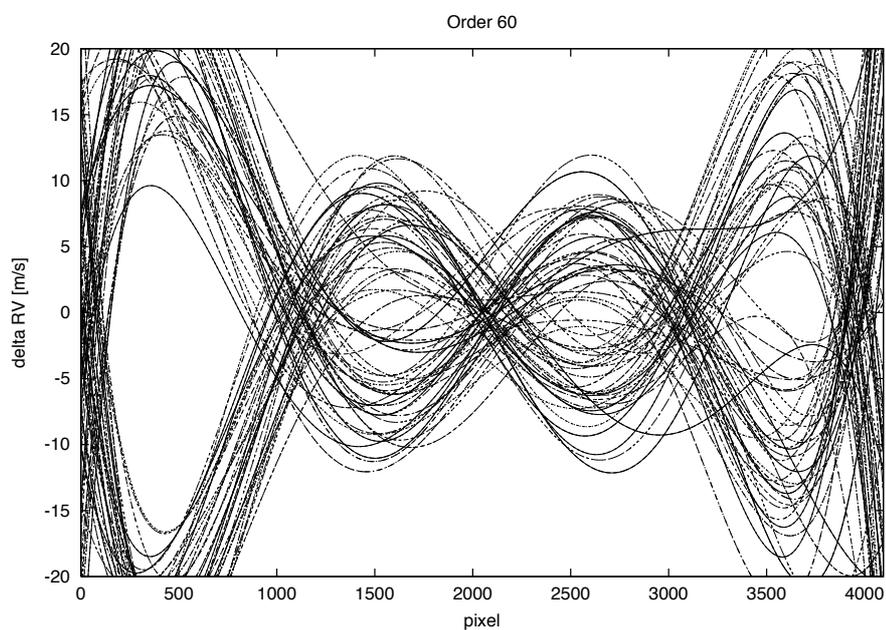


FIG. 4.4 – Comparaison des solutions longueur d'onde sur l'ordre 60 dérivées d'une série de 64 spectres du thorium, obtenues en utilisant l'ancienne version de la DRS et l'ancien atlas du thorium.

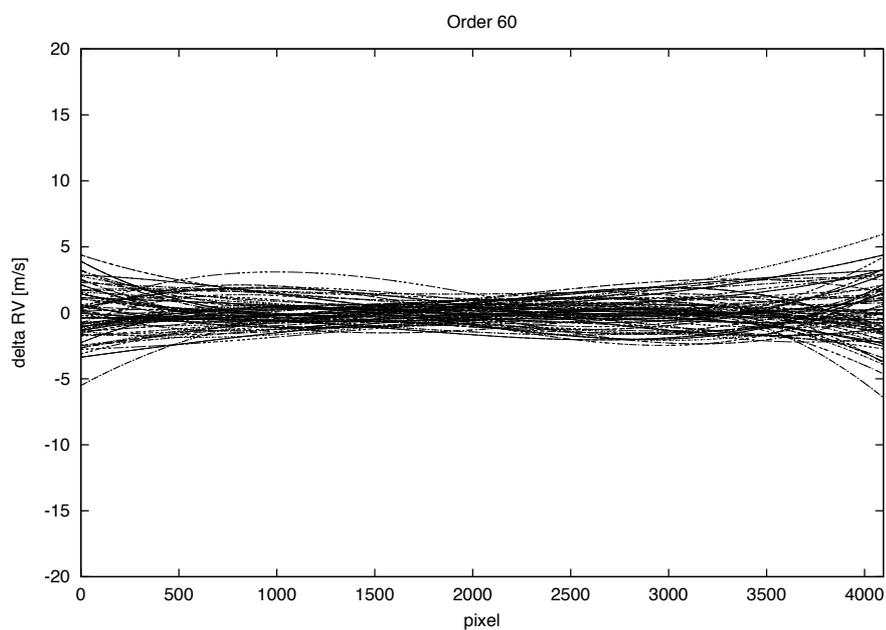


FIG. 4.5 – Même figure que précédemment, mais en utilisant la nouvelle DRS et le nouvel atlas.

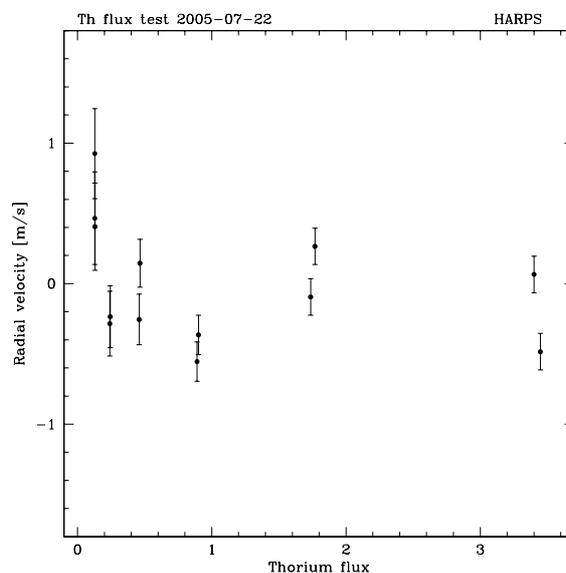


FIG. 4.6 – Test de l’effet du flux de la lampe ThAr sur les solutions longueur d’onde. La vitesse radiale d’une étoile est calculée en utilisant différentes poses de calibration obtenues à différents niveaux de flux. Les valeurs de flux de la lampe sont relatives au niveau de référence de décembre 2004.

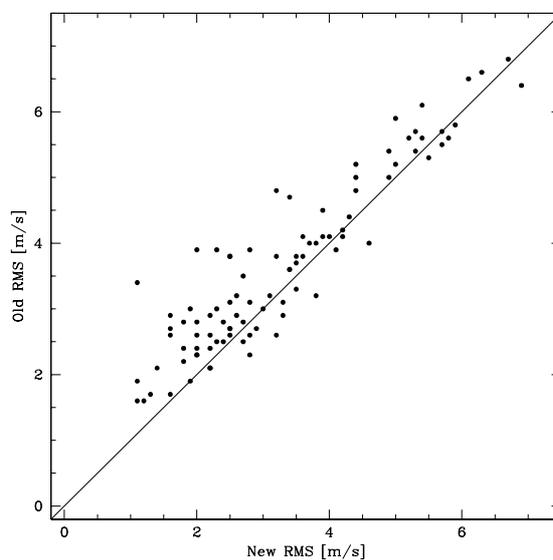


FIG. 4.7 – Comparaison des dispersions en vitesse radiale des étoiles du programme haute précision de HARPS obtenues avec l’ancienne et la nouvelle calibration en longueur d’onde.

4.1.5 Application à d'autres domaines

Le nouvel atlas du thorium n'est pas seulement utile pour obtenir des vitesses radiales à haute précision dans le cadre de la recherche de planètes. Il peut trouver une application dans tous les domaines nécessitant une calibration en longueur d'onde précise dans le domaine visible. Un exemple récent et d'actualité est la recherche d'une éventuelle variabilité des constantes fondamentales telles que la constante de structure fine α et le rapport de masse proton/électron m_p/m_e . L'idée générale de ces expériences (dans le domaine de l'astrophysique) est d'obtenir des spectres à haute résolution d'objets à haut redshift (quasars) et tenter de déceler des changements dans les niveaux d'énergie des atomes ou molécules dont la signature est présente dans ces spectres. En comparant avec les données de laboratoire, il est possible de mesurer une éventuelle variabilité des constantes fondamentales au cours de l'évolution de l'Univers. En ce qui concerne α , de nombreux articles ont été publiés ces dernières années, avec des résultats parfois contradictoires. Murphy et al. (2003) obtiennent une variation significative $\Delta\alpha/\alpha = (-0.54 \pm 0.12) \cdot 10^{-5}$, alors que Chand et al. (2004) et Levshakov et al. (2005) n'observent aucune variation de α .

La méthode utilisée demande de pouvoir mesurer précisément la longueur d'onde de plusieurs raies en absorption ou bandes moléculaires dans des spectres de quasars à différents redshifts. Il faut donc pouvoir compter sur une calibration en longueur d'onde de bonne qualité, qui n'introduise pas d'effets systématiques dans la mesure de la position des raies. La précision de la calibration a effectivement été identifiée comme une des sources majeures d'erreur potentielle par les différents auteurs, qui ont investigué le problème à différents niveaux. Les résultats les plus contestés de ce point de vue sont ceux obtenus avec UVES au VLT car les données ont été réduites avec le pipeline standard et son atlas de référence pour les raies du thorium. Or, aussi bien les algorithmes de calibration utilisés que la liste de raies du thorium adaptée à UVES sont considérés comme peu fiables s'il s'agit d'obtenir une calibration en longueur d'onde de haute précision.

Suite à la publication du nouvel atlas du thorium, j'ai participé à un papier de M. Murphy (Murphy et al. 2007a) dont le but était à la fois d'améliorer significativement la calibration de UVES et d'investiguer quels pouvaient être les effets sur la mesure de $\Delta\alpha/\alpha$ lorsque le pipeline UVES standard est utilisé. La nouvelle méthode de calibration est basée entre autres sur le nouvel atlas du thorium et sur un processus rigoureux de sélection des raies à utiliser, qui illustre de quelle manière le nouvel atlas peut être adapté pour travailler à une résolution plus basse que HARPS. La procédure décrite dans Murphy et al. (2007a) peut sans doute être encore améliorée, mais elle donne des résultats suffisamment précis pour révéler les problèmes liés au pipeline standard de UVES. La figure 4.8 montre que des effets systématiques non-négligeables sont présents dans l'échelle des longueurs d'onde, qui peuvent avoir pour conséquence une mauvaise estimation de $\Delta\alpha/\alpha$ et des barres d'erreur associées. En réanalysant les résultats de Chand et al. (2004) et en corrigeant les biais de calibration, Murphy et al. (2007a) obtiennent une nouvelle valeur $\Delta\alpha/\alpha = (-0.17 \pm 0.06) \cdot 10^{-5}$, qui est cette fois significativement différente de zéro, en contradiction avec les résultats originaux.

De nouvelles observations sont nécessaires pour clarifier définitivement la situation, mais il est clair que, dans ce domaine, la calibration en longueur d'onde doit être faite

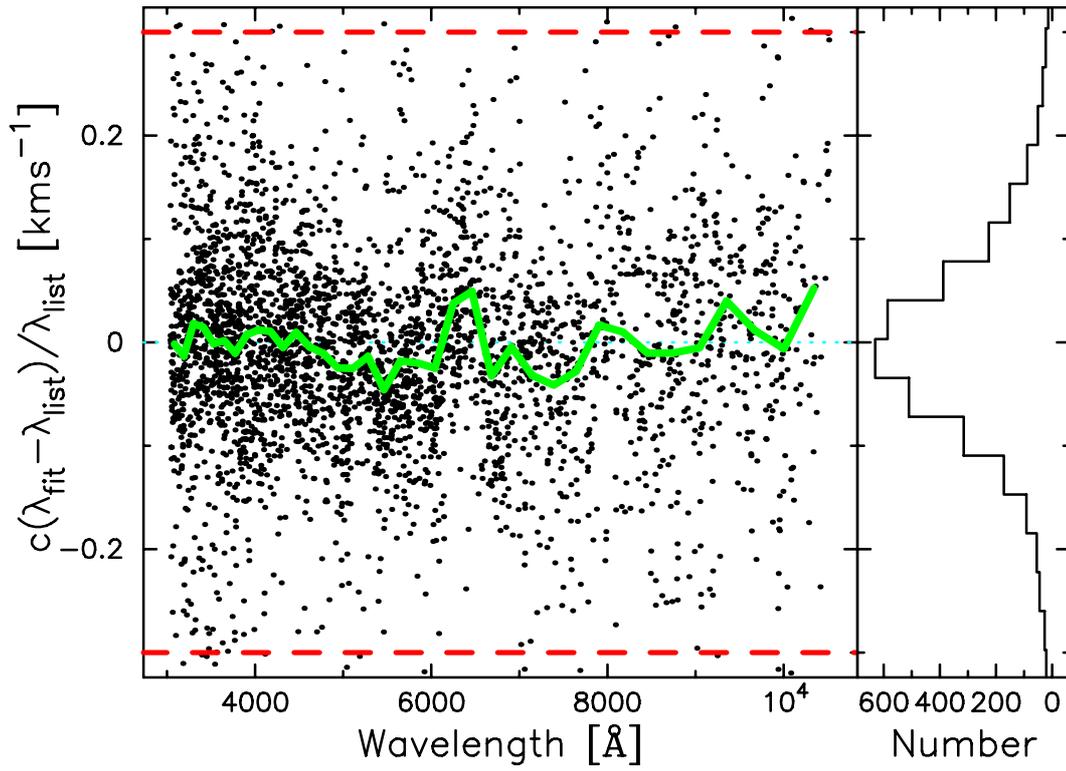


FIG. 4.8 – Différences dans l'échelle des longueurs d'onde de UVES entre la nouvelle et l'ancienne méthode de calibration. La ligne épaisse représente une moyenne glissante. Dans certaines régions du spectre (p.ex. autour de 6300 \AA), on observe des déviations allant jusqu'à 75 m s^{-1} . Figure tirée de Murphy et al. (2007a).

très soigneusement pour éviter des effets systématiques. En particulier, il est important de garder le plus grand nombre possible de raies du thorium dans les ordres spectraux et de pondérer chaque raie selon son bruit photonique dans l’ajustement des solutions longueur d’onde. De plus, le rejet des raies présentant de grands résidus au moyen d’un algorithme de sigma-clipping est toujours dangereux et ne devrait être utilisé qu’avec parcimonie. La dispersion des résidus autour des solutions longueur d’onde est un critère de qualité qui peut et doit être utilisé, mais il perd tout son sens si l’algorithme élimine aveuglément des raies jusqu’à obtenir une valeur artificiellement basse pour ces résidus. On ne peut qu’encourager vivement les chercheurs impliqués dans le domaine de la variabilité des constantes à observer ces principes de base lors de la réduction de leurs futures données.

4.1.6 Limitations intrinsèques des lampes

Comme les longueurs d’onde des raies du thorium et de l’argon sont déterminées par la différence d’énergie entre les niveaux électroniques des atomes, on peut s’attendre a priori à une grande stabilité. Il y a cependant certains effets physiques intrinsèques aux lampes qui peuvent modifier légèrement ces longueurs d’onde, et ainsi provoquer des dérives à long terme des vitesses radiales des étoiles. Le plus important d’entre eux est probablement l’effet de la pression dans la lampe. Les niveaux d’énergie des atomes sont en effet influencés par les potentiels extérieurs tels que ceux des atomes environnants. Cette influence dépend de la pression dans la lampe et a déjà été mise en évidence pour l’argon par Whaling et al. (1995, 2002). A ma connaissance, rien n’a été publié sur le comportement de l’atome de thorium. Afin d’étudier le comportement différentiel du thorium et de l’argon, j’ai calculé la vitesse de l’argon par rapport au thorium pour la lampe THAR1 en fonction du temps (voir figure 4.9). On voit très clairement que l’argon dérive lentement, probablement à cause d’une baisse progressive de la pression dans la lampe. Ce comportement montre bien qu’il faut absolument éviter d’utiliser les raies de l’argon pour la calibration en longueur d’onde, ce qui n’était pas le cas dans l’ancienne DRS. La question de la stabilité intrinsèque des raies du thorium reste par contre ouverte puisqu’il est impossible de mesurer leur position absolue. Cependant, un examen global des données de vitesse radiale pour les étoiles du programme haute précision de HARPS montre que, si elle existe, l’éventuelle dérive des raies du thorium est inférieure à 1 m s^{-1} par année. Une analyse plus poussée des données permettra peut-être de mieux contraindre cette valeur. Quoi qu’il en soit, une dérive aussi lente et faible ne représente pas un véritable problème pour la recherche de planètes extrasolaires, d’autant plus que, si nécessaire, une stratégie de calibration croisée avec plusieurs lampes peut être mise en place et permettre de corriger de telles dérives à long terme.

Il est aussi intéressant de comparer différentes lampes ThAr entre elles. Dans ce but une séquence de tests a été réalisée avec HARPS, dans laquelle la vitesse radiale d’une étoile est calculée à partir de différentes calibrations en longueur d’onde obtenues avec différentes lampes. La lampe standard THAR1 a été comparée avec trois autres lampes de réserve (2 HARPS et 1 Coralie) qui étaient quasiment neuves (voir figure 4.10). Un phénomène étrange est observé : les trois lampes de réserve montrent une grande homogénéité entre elles ($\Delta v < 1 \text{ m s}^{-1}$), mais un écart de $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ avec la lampe THAR1. Par ailleurs, il y a le

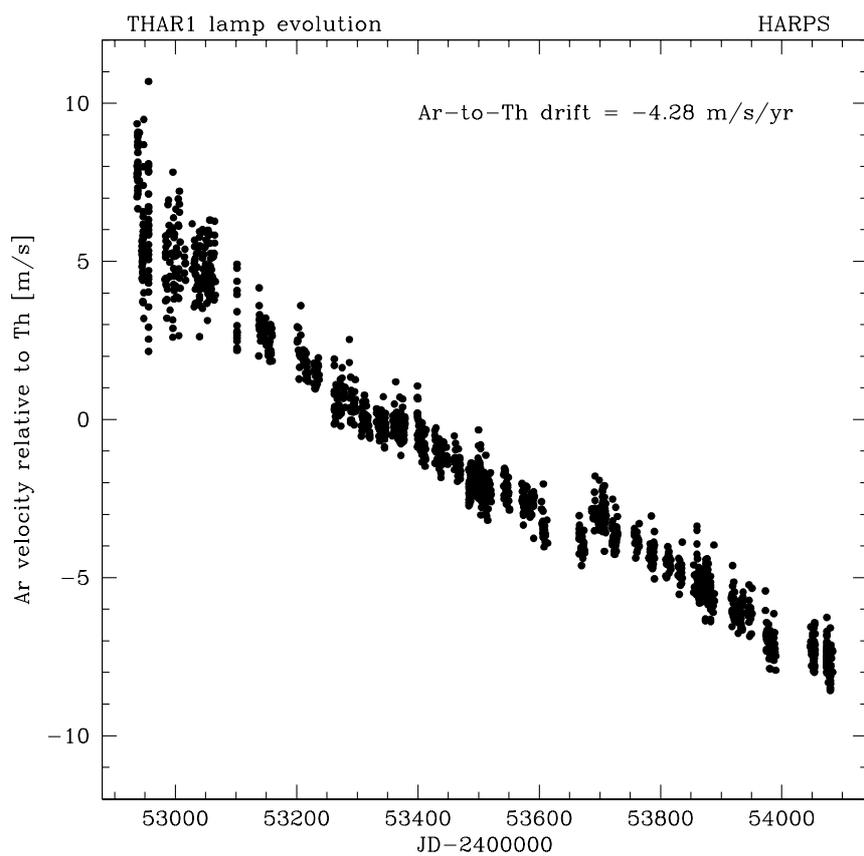


FIG. 4.9 – Evolution de la lampe THAR1 de HARPS en fonction du temps, illustrée par la vitesse des raies de l'argon par rapport aux raies du thorium. Les variations des conditions physiques dans la lampe (p.ex. pression), auxquelles l'argon se montre assez sensible, sont probablement responsables de cette dérive des raies de l'argon.

cas de l'ancienne lampe THAR2 utilisée jusqu'en novembre 2003 sur HARPS. Cette lampe a été utilisée intensivement jusqu'à sa mort, et elle montrait alors un écart de $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ par rapport à la lampe THAR1 (toute neuve à ce moment-là), mais *dans l'autre sens*. J'ai envisagé l'hypothèse que le vieillissement des lampes puisse être à l'origine de cette différence par rapport aux lampes neuves, mais cette explication ne paraît pas très convaincante pour deux raisons. Tout d'abord, THAR1 est encore presque neuve aujourd'hui puisqu'elle n'est utilisée que très peu de temps pour les calibrations du début de nuit. Elle a en tout cas été bien moins utilisée que l'ancienne THAR2. Ensuite, une telle hypothèse implique que THAR1 a dû dériver de 3 m s^{-1} entre fin 2003 et fin 2006, ce qui devrait tout de même se voir assez facilement sur les données du programme haute précision de HARPS. Pourtant, une telle dérive ne semble pas être observée. Une autre hypothèse serait que THAR1 n'a pas dérivé, et que par conséquent les trois lampes de rechange montrent un écart de 6 m s^{-1} par rapport à l'ancienne THAR2. Mais on peut alors se demander pourquoi les trois lampes de rechange sont si semblables, d'autant plus qu'elles proviennent de lots différents...

Je n'ai donc pour l'instant pas d'explication convaincante pour le comportement à long terme des lampes et les "sauts" observés d'une lampe à l'autre. D'autres tests permettront peut-être d'y voir plus clair. Quoi qu'il en soit, on voit bien qu'on atteint ici une limitation intrinsèque des lampes ThAr comme références absolues pour la calibration en longueur d'onde. Leur durée de vie limitée, le nombre élevé de blends et la grande dynamique dans l'intensité des raies représentent également des désavantages non négligeables. Si l'on veut à l'avenir augmenter encore la précision des mesures de vitesse radiale, il sera probablement nécessaire de développer un nouveau système de calibration en longueur d'onde plus performant. Des efforts en ces sens sont déjà en cours. Par exemple, quelques groupes tentent d'adapter la technique du laser à peigne de fréquence aux besoins des spectromètres astronomiques (Murphy et al. 2007b). Un tel laser, couplé à une horloge atomique, génère un spectre d'émission avec des raies parfaitement équidistantes et stables en longueur d'onde, et se rapprocherait ainsi d'un calibrateur idéal. Plusieurs difficultés techniques doivent cependant encore être surmontées, comme l'espacement des raies du peigne qui est pour l'instant trop faible pour la résolution typique des spectromètres astronomiques. Une autre possibilité serait de développer un étalon de Fabry-Pérot stabilisé, mais il n'est pas certain que la stabilité requise puisse être maintenue sur le long terme.

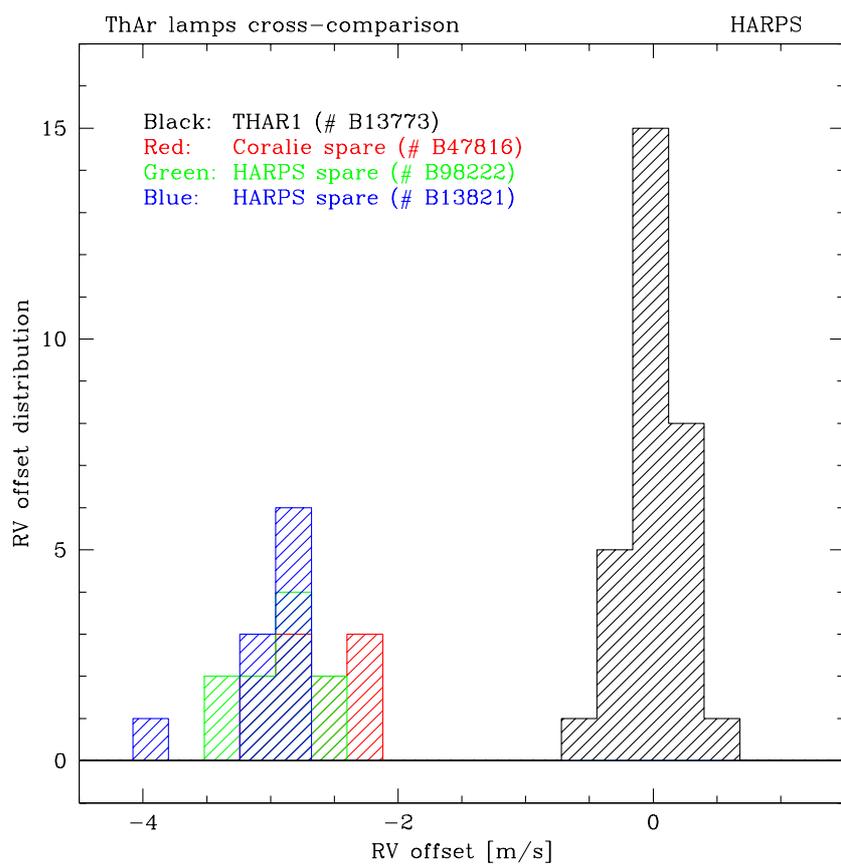


FIG. 4.10 – Comparaison des points zéro de vitesse entre différentes lampes ThAr. On voit qu'un "saut" de $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ sépare la lampe de référence THAR1 des autres lampes (neuves) utilisées pour le test.

4.2 Correction barycentrique

Toute mesure spectroscopique (y compris bien sûr la vitesse radiale) est réalisée dans le référentiel de l'observateur. L'échelle des longueurs d'onde est donc celle du référentiel de l'observateur. Afin de pouvoir comparer plusieurs mesures entre elles, il est nécessaire que celles-ci soient obtenues dans le même référentiel, et que celui-ci soit le plus inertiel possible pour que l'interprétation des mesures soit la plus simple possible. Dans ce contexte, le choix qui s'impose naturellement est le référentiel lié au barycentre du système solaire. Les mesures réalisées doivent donc toujours être transformées du référentiel de l'observateur terrestre vers celui du barycentre. Cette étape importante de la réduction des données est appelée correction barycentrique. C'est une application relativement simple de la relativité, mais il faut néanmoins faire attention à chaque détail si l'on veut obtenir la plus grande précision possible sur cette correction.

4.2.1 Théorie

L'observable qui est effectivement mesurée lorsque l'on calcule la position d'une raie spectrale et qu'on la compare à une position de référence est le décalage spectral relatif z défini comme :

$$z_{obs} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (4.1)$$

La conversion entre z_{obs} et la vitesse radiale réelle de l'objet observé n'est pas triviale et dépend de nombreux processus qui affectent la longueur d'onde de la lumière entre le moment où elle est émise à la surface de l'objet et le moment où elle est détectée par l'observateur. Il est par exemple impossible de mesurer directement la vitesse radiale du centre de masse de l'étoile, puisque la lumière mesurée provient de la photosphère, où différents phénomènes tels que mouvements convectifs et décalage vers le rouge gravitationnel brouillent la mesure de la vitesse radiale réelle. Dans la recherche de planètes extrasolaires, on est cependant intéressé uniquement aux vitesses radiales *relatives* et non pas absolues, ce qui simplifie le problème.

Dans ce qui suit, on décompose le trajet de la lumière entre la source et l'observateur, en prenant en compte tous les effets relativistes liés à l'étoile et à l'observateur. Les calculs se font dans le système de référence céleste barycentrique (Barycentric Celestial Reference System ou BCRS), tel que défini par l'Union astronomique internationale (Rickman 2001). Ce référentiel est centré au barycentre du système solaire et sa métrique devient asymptotiquement plate à grande distance du Soleil. Pour simplifier, on ignore dans le calcul les termes en c^{-4} et au-delà, dont les effets sont inférieurs à 1 cm s^{-1} . Dans ces conditions, la relation entre le décalage spectral mesuré z_{obs} et la vitesse de l'étoile par rapport au BCRS \vec{v}_* est donnée par (Lindegren & Dravins 2003) :

$$1 + z_{obs} = \left(1 - \frac{\Phi_{obs}}{c^2} - \frac{|\vec{v}_{obs}|^2}{2c^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_{obs}}{c}\right)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_*}{c}\right) \cdot \left(1 - \frac{\Phi_*}{c^2} - \frac{|\vec{v}_*|^2}{2c^2}\right)^{-1} \quad (4.2)$$

Dans cette équation, \vec{v}_{obs} représente la vitesse de l'observateur dans le BCRS, Φ_* et Φ_{obs} sont les potentiels gravitationnels à la surface de l'étoile et à l'endroit de l'observateur, et \vec{k} est le vecteur unité pointant de l'observateur vers l'étoile dans le BCRS. Ces formules contiennent, en plus des termes exprimant l'effet Doppler classique, les termes de correction relativistes représentant le décalage vers le rouge gravitationnel de la relativité générale et l'effet de dilatation du temps de la relativité restreinte.

L'équation 4.2 contient en fait deux composantes : une partie décrivant le décalage spectral entre l'étoile et le barycentre, et une autre partie décrivant le décalage entre le barycentre et l'observateur. Le but de la correction barycentrique est uniquement de transformer le décalage mesuré z_{obs} en décalage qui serait mesuré si l'observateur était immobile par rapport au BCRS, noté z_B . Cette transformation s'écrit donc :

$$1 + z_B = (1 + z_{obs}) \cdot \left(1 - \frac{\Phi_{obs}}{c^2} - \frac{|\vec{v}_{obs}|^2}{2c^2}\right)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{\vec{k} \bullet \vec{v}_{obs}}{c}\right) \quad (4.3)$$

C'est l'équation qui doit être utilisée pour transformer les décalages spectraux mesurés en décalages barycentriques. Le terme relativiste, qui dépend du potentiel gravitationnel de l'observateur et de sa vitesse totale, a une valeur numérique moyenne de 1.0000000155 ($1 + 1.550 \cdot 10^{-8}$). Comme la distance de la Terre au Soleil et sa vitesse orbitale varient très peu au cours de l'année, cette valeur reste presque constante : l'amplitude de l'effet relativiste n'est que de 10 cm s^{-1} . Au niveau de précision de HARPS, ce terme peut donc être négligé dans la correction barycentrique. Ce ne sera par contre plus le cas pour les instruments futurs qui atteindront ce type de précision. En faisant cette simplification, la transformation devient :

$$z_B = z_{obs} + \frac{\vec{k} \bullet \vec{v}_{obs}}{c} + z_{obs} \frac{\vec{k} \bullet \vec{v}_{obs}}{c} \quad (4.4)$$

Le produit scalaire $\vec{k} \bullet \vec{v}_{obs}$ représente la projection de la vitesse de l'observateur dans la direction de l'étoile. Cette valeur s'obtient en utilisant un algorithme de calcul d'éphémérides pour le mouvement orbital de la Terre et son mouvement de rotation. Les paramètres nécessaires pour effectuer ce calcul sont discutés dans la section ci-dessous.

Lorsque l'on veut calculer la vitesse radiale d'une étoile par la méthode de la corrélation croisée, la meilleure manière d'implémenter concrètement la correction barycentrique est probablement de transformer directement l'échelle des longueurs d'onde du spectre, de sorte que les raies stellaires se trouvent à la position qui serait mesurée si l'observateur était immobile par rapport au BCRS. Si l'on a une solution longueur d'onde $\lambda(x)$ pour le spectre mesuré, la nouvelle solution après correction devient (cf. Equ. 4.3) :

$$\lambda_B(x) = \lambda(x) \cdot \left(1 - \frac{\Phi_{obs}}{c^2} - \frac{|\vec{v}_{obs}|^2}{2c^2}\right)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{\vec{k} \bullet \vec{v}_{obs}}{c}\right) \quad (4.5)$$

Il suffit donc de multiplier les solutions longueur d'onde par le facteur ci-dessus pour ramener le spectre dans le référentiel du barycentre. A partir de là, la corrélation avec un masque ou un spectre de référence peut s'effectuer normalement en projetant le masque sur le spectre observé en utilisant la solution longueur d'onde corrigée.

Une fois la transformation vers le BCRS effectuée, l'équation de l'effet Doppler ne contient plus que les termes qui concernent l'étoile elle-même :

$$1 + z_B = \left(1 - \frac{\Phi_*}{c^2} - \frac{|\vec{v}_*|^2}{2c^2}\right)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_*}{c}\right) \quad (4.6)$$

On retrouve la formule classique de l'effet Doppler, avec en plus la correction relativiste. Dans le cas où celle-ci varie suffisamment à cause d'un mouvement orbital, la courbe képlérienne classique de vitesse radiale se voit légèrement modifiée et devrait alors être modélisée en tenant compte de cet effet. La valeur du terme relativiste dépend cette fois des propriétés de l'étoile, de sa vitesse absolue par rapport au barycentre et de son éventuel mouvement orbital. Pour une étoile de $1 M_\odot$ ayant une vitesse systémique de 200 km s^{-1} et entourée d'une planète massive induisant une variation en vitesse radiale de 500 m s^{-1} , l'amplitude de l'effet relativiste n'est que de $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$. Il est donc extrêmement difficile à détecter dans le cas d'un système étoile-planète. Il devient par contre mesurable dans le cas de systèmes stellaires binaires, et en particulier si les orbites sont fortement excentriques (les vitesses orbitales varient alors significativement). Il serait certainement intéressant d'essayer de mesurer cet effet avec HARPS en choisissant une cible appropriée. Une tentative est actuellement en cours (S. Zucker, communication personnelle).

4.2.2 Paramètres de la correction barycentrique

L'implémentation concrète de la correction barycentrique demande de pouvoir calculer pour chaque observation la vitesse de l'observateur dans la direction de l'étoile. Cela nécessite d'une part des éphémérides précises du mouvement de la Terre, et d'autre part de fournir une série de paramètres caractérisant l'observation tels que position géographique du télescope et moment exact de la mesure.

Il existe plusieurs algorithmes capables de calculer des éphémérides précises du mouvement de la Terre. La DRS HARPS utilise pour l'instant les algorithmes de l'IMCCE (Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides, anciennement Bureau des Longitudes), plus particulièrement les éphémérides VSOP87 (Bretagnon & Francou 1988). Ceux-ci sont supposés précis à $\sim 0.1 \text{ m s}^{-1}$ sur la vitesse orbitale de la Terre. La précision sur le mouvement de rotation est plus incertaine et devrait être vérifiée. Les éphémérides les plus récentes et probablement les plus précises disponibles actuellement sont celles du JPL (Jet Propulsion Laboratory), en particulier la version DE405 (Standish 2004). Cette dernière est capable de calculer la vitesse orbitale de la Terre avec une précision sans doute meilleure que 0.001 m s^{-1} . Si la situation actuelle est acceptable étant donné la précision de HARPS, il pourrait s'avérer nécessaire d'utiliser, pour les instruments futurs, un nouveau code basé sur DE405 et des algorithmes plus récents pour traiter la rotation de la Terre.

Les paramètres d'entrée nécessaires pour calculer les éphémérides sont listés ci-dessous, avec une brève discussion quant aux éventuels facteurs limitant la précision :

- **Coordonnées géographiques de l'observatoire** : la longitude, la latitude et l'altitude doivent être donnés pour calculer la vitesse de rotation de la Terre au lieu et à l'instant de l'observation. Il s'agit tout d'abord de déterminer la distance à l'axe

- de rotation en prenant en compte la forme réelle de la Terre. L'approximation du sphéroïde de révolution (avec aplatissement) est suffisante au niveau de 1 cm s^{-1} . Il faudrait cependant s'assurer que l'algorithme utilisé par la DRS HARPS fait le calcul correctement. Le traitement de la précession et de la nutation dans la transformation du référentiel terrestre vers le BCRS doit aussi être vérifié.
- **Coordonnées de l'étoile** : l'ascension droite, la déclinaison (mesurées dans le BCRS) et le mouvement propre sont nécessaires pour pouvoir projeter la vitesse de l'observateur dans la direction de l'étoile. Les coordonnées doivent correspondre à la position de la cible au moment de l'observation ; les mouvements propres doivent donc être pris en compte. Une erreur de 7 secondes d'arc sur la position résulte dans une erreur sur la correction barycentrique de 1 m s^{-1} . L'effet de la parallaxe sur la position de la cible provoque une amplitude maximale de 8 cm s^{-1} dans le cas de l'étoile de Barnard et peut donc être négligé. L'angle de vue variable sur la vitesse de la cible dû au mouvement orbital de la Terre ne peut pas être corrigé puisqu'il s'agit d'un effet de projection géométrique. Il ne dépasse pourtant pas $\sim 0.1 \text{ m s}^{-1}$ dans le pire des cas (étoile de Barnard) et peut donc également être négligé.
 - **Date et heure de l'observation** : une erreur de 1 minute sur la date de la mesure provoque une erreur pouvant aller jusqu'à 1.8 m s^{-1} sur la correction barycentrique. L'instant de l'observation doit donc être déterminé avec une grande précision en utilisant le photocentre de la pose. Celui-ci est calculé mais n'est pas encore utilisé dans la DRS HARPS. C'est assurément l'une des modifications les plus urgentes à apporter à la DRS. Par ailleurs, il est nécessaire de vérifier que les échelles de temps utilisées sont correctes et cohérentes, qu'il s'agisse du serveur de temps de l'observatoire ou du temps utilisé par l'algorithme de calcul de la correction barycentrique. Le cas des secondes intercalaires insérées périodiquement dans l'UTC doit être examiné.

En ce qui concerne la correction barycentrique, on constate donc que les choses sont relativement simples en théorie, mais qu'elles se compliquent dans la pratique, et que le diable se cache dans les détails. L'implémentation actuelle ne contient pas d'erreurs majeures (qui auraient été vite repérées), mais, comme mentionné ci-dessus, plusieurs points doivent encore être vérifiés pour avoir une totale confiance dans l'algorithme.

4.3 Effets de couleur

La fonction de corrélation croisée n'est en fait rien d'autre que la somme de toutes les raies stellaires vues à travers les trous du masque de corrélation. Si le rapport de flux entre la partie rouge et la partie bleue du spectre varie d'une mesure à l'autre pour une étoile donnée, la contribution relative de chaque partie du spectre à la fonction de corrélation variera elle aussi. Or, les raies stellaires ont chacune leur propre "vitesse" particulière en raison des décalages vers le bleu convectifs variables d'une raie à l'autre, qui dépendent de la profondeur de formation de la raie et des propriétés de la convection (Dravins & Nordlund 1990; Allende Prieto et al. 2002). Ces décalages sont en général plus prononcés dans la partie bleue du spectre en raison du plus grand contraste de luminosité à ces longueurs d'onde entre les parties ascendantes et descendantes des cellules convectives. Par conséquent, des

contributions variables de chaque partie du spectre à la fonction de corrélation vont induire des effets systématiques sur la mesure de la vitesse radiale. De tels variations de flux sont malheureusement inévitables à cause des changements de transparence de l'atmosphère, des corrections imparfaites de la dispersion atmosphérique et du guidage du télescope.

Afin de remédier à ce problème, j'ai implémenté une correction relative de flux dans la DRS, qui compare la distribution de flux dans le spectre mesuré avec la distribution attendue pour une étoile du même type spectral que l'objet mesuré. Le spectre mesuré est alors corrigé pour que la distribution de flux corresponde à ce qui est attendu. Dans cette opération, une partie du spectre devient surpondérée et une autre partie sous-pondérée, ce qui fausse légèrement l'estimation du bruit photonique. Ce petit désavantage est cependant négligeable en regard de l'amélioration apportée par la stabilisation de la distribution relative de flux. La corrélation s'effectue alors sur le spectre corrigé, ce qui mène à une fonction de corrélation dans laquelle chaque partie du spectre contribue toujours de la même manière pour une étoile donnée.

Pour tester l'implémentation de la correction relative de flux, une série d'observations à haute fréquence de l'étoile τ Ceti a été obtenue et réduite avec trois versions différentes de la DRS : l'ancienne version 1.9, la version 3.0 sans correction de flux, et la version 3.0 avec correction de flux. La figure 4.11 montre les résultats de ces tests. On voit que la correction de flux diminue significativement la dispersion des mesures (de 0.72 à 0.64 m s^{-1}), étant entendu que l'essentiel du signal provient des oscillations de l'étoile. L'amélioration se voit en fait "à l'oeil" par la quasi-disparition des modulations à basse fréquence visibles avec l'ancien pipeline de réduction. La figure 4.12 montre les différences de vitesse entre les différentes versions de la DRS ainsi que le rapport de flux rouge/bleu mesuré sur le spectre. On voit que les modulations à basse fréquence sont clairement corrélées avec les variations relatives de flux.

La figure 4.13 illustre bien l'effet de vitesse dû à ces variations. On constate que des variations de flux rouge/bleu de $\sim 15\%$ provoquent un effet de 1.5 m s^{-1} sur la vitesse radiale. Il est important de préciser que la série de mesures (d'une durée de 2h15) a été obtenue dans de bonnes conditions d'observations, sans nuages visibles ou grandes fluctuations de seeing. On constate donc que la correction de flux est absolument nécessaire pour la haute précision même dans des conditions normales d'observation, et ce à cause d'effets atmosphériques et de guidage inévitables.

Pour terminer, on peut encore calculer le périodogramme de Lomb-Scargle de la série de mesures sur τ Ceti afin de vérifier si les améliorations se voient également dans le spectre de puissance (voir figure 4.14). Le spectre est évidemment bruité en raison de la courte durée des mesures, mais on voit néanmoins clairement que le plus grand pic à basse fréquence disparaît complètement lorsque la correction de flux est activée. D'autres pics à basse fréquence sont également atténués. On constate encore que là où l'on s'attend à trouver du signal (autour de 3–4 mHz, modes acoustiques), les pics semblent mieux émerger du bruit avec la correction de flux.

Au vu des résultats positifs de ces tests, la correction de flux a été implémentée de manière automatique dans la nouvelle version de la DRS. Une bibliothèque de spectres de différents types et sous-types spectraux a été créée. Ceux-ci servent de références auxquelles la DRS compare les spectres mesurés pour les corriger avant de passer à l'étape de

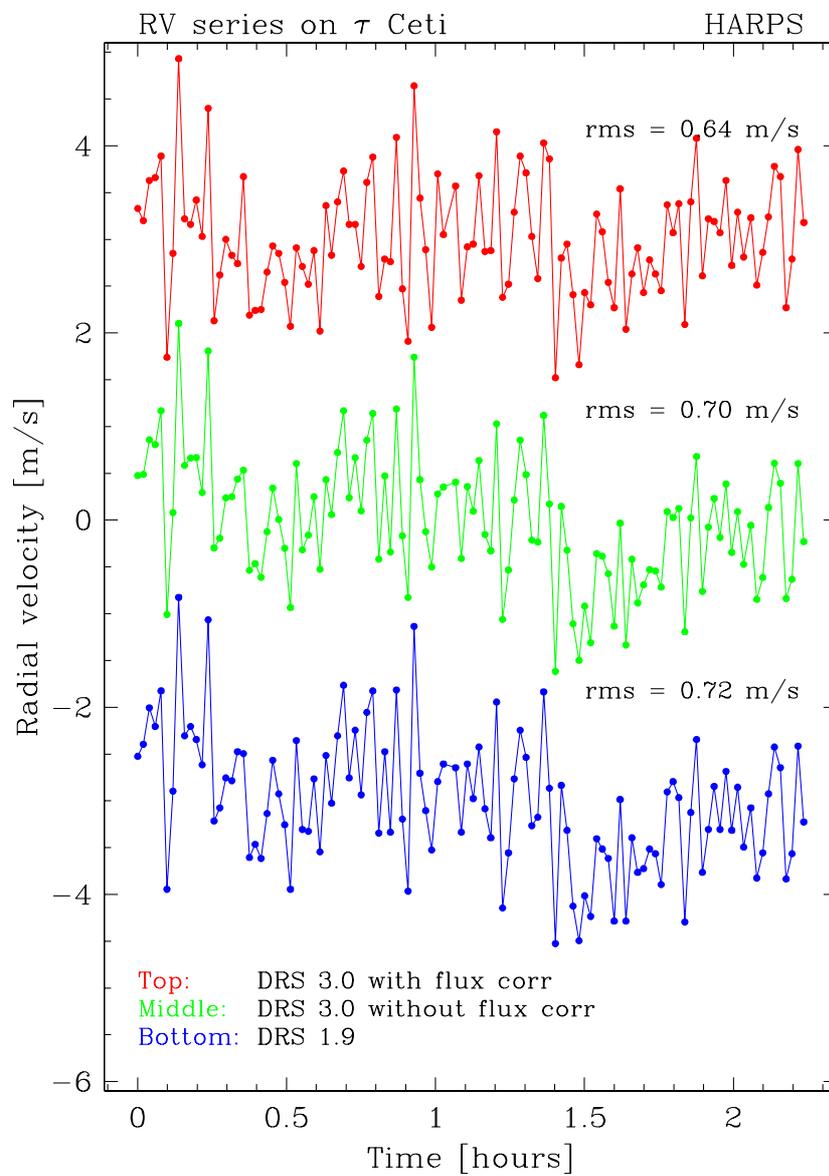


FIG. 4.11 – Série de mesures sur τ Ceti obtenues à haute fréquence sur une durée de 2h15. Les données ont été réduites avec trois versions différentes de la DRS afin d'illustrer les effets des variations relatives de flux rouge/bleu.

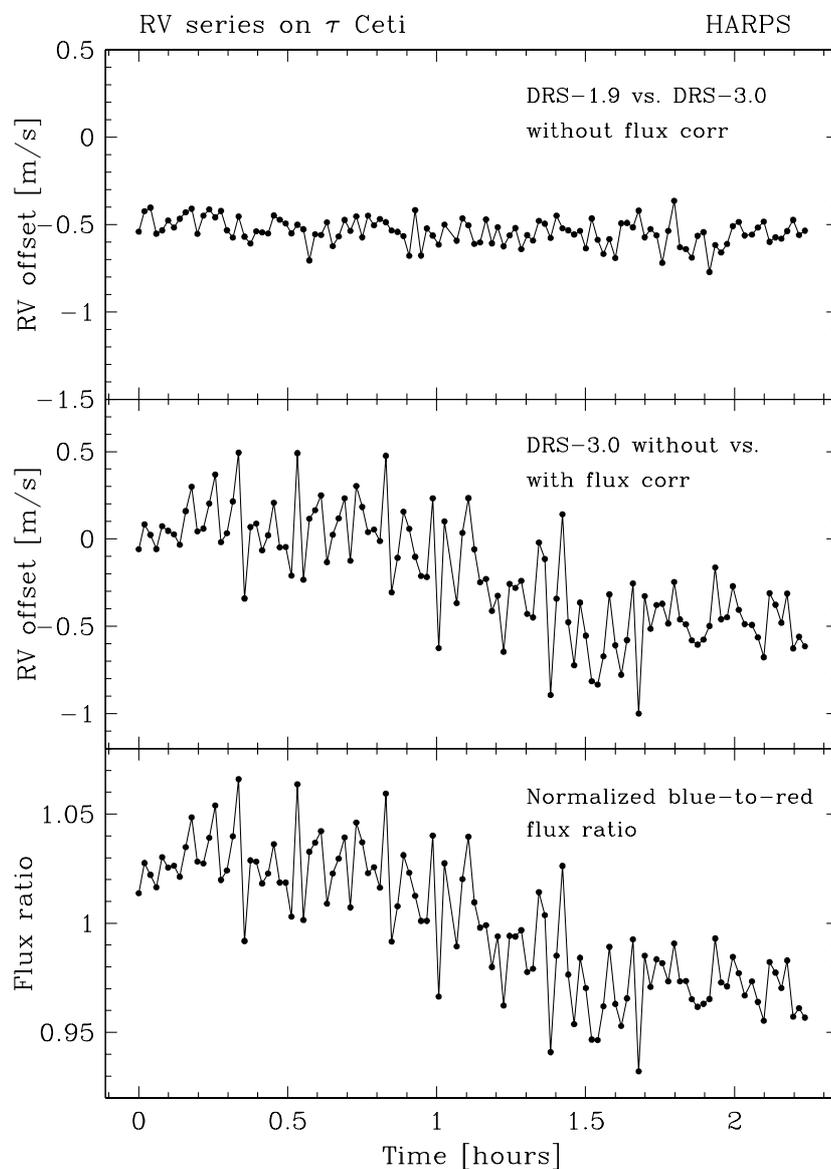


FIG. 4.12 – Différences de vitesse entre les différentes versions du pipeline de réduction (panels du haut et du milieu), et rapport de flux rouge/bleu mesuré sur les spectres (panel du bas). On voit clairement la corrélation entre effets de vitesse et variations de flux.

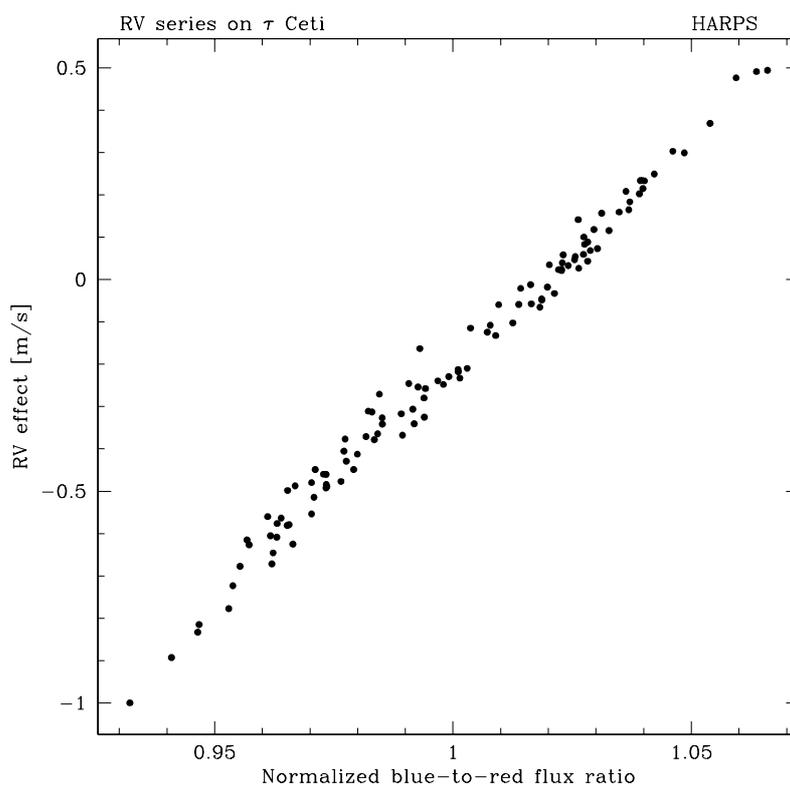


FIG. 4.13 – Effet de vitesse lié aux variations relatives de flux. Une fluctuation de 15% du rapport de flux rouge/bleu provoque un effet de 1.5 m s^{-1} en vitesse radiale.

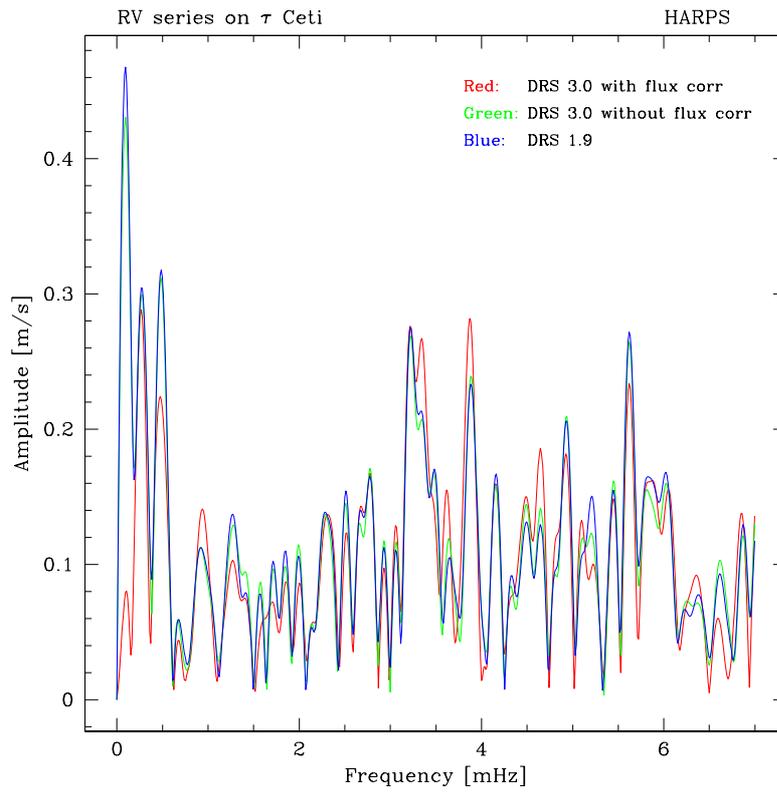


FIG. 4.14 – Périodogrammes de Lomb-Scargle obtenus avec les trois versions différentes de la DRS. La correction de flux permet d'atténuer considérablement les pics à basse fréquence.

corrélation. Il paraît clair que si cette correction est déjà efficace au cours d'une seule nuit d'observation, elle le sera encore plus sur le long terme, lorsque des mesures d'une même étoile sont obtenues dans des conditions d'observation très différentes (masse d'air, seeing, transparence, etc.).

4.4 Guidage

Pour un spectro-vélocimètre utilisant la technique du thorium simultané, le guidage est un maillon essentiel dans la "chaîne" de la haute précision. L'illumination de la fente d'entrée du spectrographe (c'est-à-dire la fibre) doit en effet être aussi uniforme et stable que possible. Toute variation dans l'illumination se traduit directement par un décalage sur le spectre, et donc par une variation de vitesse radiale, qui ne peut être ni détectée ni calibrée. C'est pourquoi un effort important a été consenti dans la conception de HARPS pour optimiser le guidage et le centrage sur la fibre. La fibre elle-même contribue grandement à brouiller la distribution de lumière à l'entrée. Mais il reste tout de même un effet résiduel qui doit être minimisé par un centrage et un guidage du télescope de haute précision. Les tests réalisés pendant les commissionings de HARPS ont montré que le positionnement de l'étoile sur le bord de la fibre (qui a un diamètre de 1") induit un effet en vitesse radiale de $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$. Le programme qui gère le guidage sur HARPS est actuellement capable de suivre l'étoile avec une précision de $\sim 0.1''$, ce qui se traduit par un bruit de guidage de l'ordre de $\sim 0.3 \text{ m s}^{-1}$.

Alors que le guidage de HARPS fonctionne actuellement de manière satisfaisante, quelques problèmes ont néanmoins été rencontrés durant les premières années d'opération de l'instrument. Par exemple, les observations d'astérosismologie ont souffert d'un problème de "point dur" dans le moteur d'entraînement du télescope induisant un signal périodique parasite à 3 mHz parfaitement visible dans le spectre de puissance de certaines séries d'astérosismologie, en particulier lorsque l'étoile est très brillante et les temps de pose courts. Dans ces cas-là, la fréquence de correction du guidage doit être suffisamment élevée pour pouvoir recentrer l'étoile suffisamment rapidement au passage du point dur. Un autre épisode malencontreux, affectant cette fois tous les types de programme, s'est produit en septembre 2003 quand l'une des cellules à iode s'est cassée dans la bonnette du télescope. L'iode, corrosif, a abîmé le miroir de la caméra de guidage, rendant très aléatoire voire impossible le guidage sur l'étoile car le trou de la fibre n'était plus identifiable sur les images de guidage. Le miroir a été réparé en avril 2004, avec pour conséquence que toutes les observations effectuées entre ces deux dates sont affectées d'un bruit de guidage non négligeable, bien que difficile à estimer.

Pour tenter de mesurer cet effet, j'ai analysé de plus près les mesures de HD 20794, l'une des rares étoiles ayant été suffisamment mesurées durant les périodes considérées. J'ai découpé la série de données disponibles en trois tranches de 100 jours environ, la première tranche couvrant la période affectée par le problème de guidage (voir figure 4.15). La dispersion des mesures dans cette période se monte à 1.63 m s^{-1} , significativement plus élevée que dans les périodes suivantes (1.30 et 1.17 m s^{-1}). Bien entendu, l'interprétation de ces chiffres est délicate, car plusieurs facteurs peuvent expliquer ces différences. La cali-

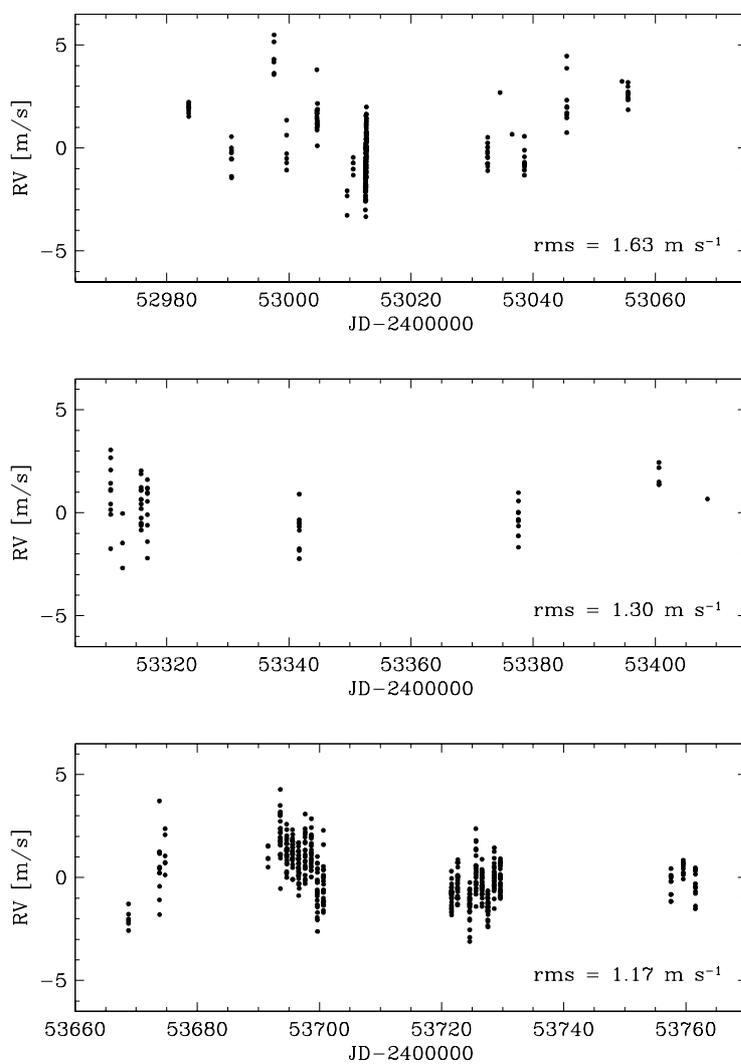


FIG. 4.15 – Séries de mesure de HD 20794 découpées en tranches de 100 jours, avec la première tranche affectée par le problème de guidage (panel du haut). La dispersion mesurée dans cette tranche est significativement plus élevée que pour les observations ultérieures, très probablement à cause du mauvais guidage.

bration en longueur d'onde n'est probablement pas en cause car le bruit de calibration est de l'ordre de $\sim 40 \text{ cm s}^{-1}$ au maximum pendant ces périodes. De plus, les mesures d'autres étoiles (p.ex. HD 43834) obtenues pendant les mêmes nuits ne montrent pas de variations corrélées avec HD 20794, ce qui serait attendu en cas d'instabilité du point zéro. L'étoile elle-même pourrait montrer des variations cycliques de son niveau d'activité, et donc de "jitter". Cependant, l'indice d'activité du calcium $\log R'_{\text{HK}}$ ne montre pas de variations significatives pendant la durée des mesures. L'explication la plus plausible semble donc être que la dispersion des mesures était plus élevée entre septembre 2003 et février 2004 en raison du problème de guidage. L'augmentation de la dispersion s'explique si l'on ajoute quadratiquement un bruit de guidage de $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ pendant cette période, ce qui paraît tout à fait plausible étant donné l'état du miroir de guidage.

4.5 Mesure de la dérive instrumentale

La mesure de la dérive instrumentale est actuellement réalisée sur HARPS au moyen de la méthode décrite dans Bouchy et al. (2001). Leur équation 3 exprime le décalage en vitesse δv du spectre A par rapport à un spectre de référence A_0 , calculé pour le pixel i :

$$\frac{\delta v(i)}{c} = \frac{A(i) - A_0(i)}{\lambda(i)(\partial A_0(i)/\partial \lambda(i))} \quad (4.7)$$

Il s'agit en fait simplement d'exprimer un changement de vitesse au moyen du changement d'intensité mesuré sur le spectre. Cette approximation est une linéarisation des équations et n'est donc valable que pour des décalages très faibles par rapport à la largeur des raies spectrales. Le décalage en vitesse total du spectre peut ensuite être calculé comme la moyenne pondérée des décalages individuels, en utilisant une pondération $W(i)$ qui exprime la quantité d'information Doppler dans chaque élément du spectre :

$$W(i) = \frac{\lambda^2(i)(\partial A_0(i)/\partial \lambda(i))^2}{A_0(i) + \sigma_{\text{D}}^2} \quad (4.8)$$

On voit que la quantité d'information Doppler dépend à la fois du bruit instrumental (bruit photonique et bruit de détecteur σ_{D}) et de la pente du spectre lui-même.

La dérive instrumentale est ainsi mesurée pour le spectre dans son ensemble et est ensuite soustraite de la vitesse radiale de l'étoile obtenue par corrélation. La dérive typique de HARPS au cours d'une nuit est inférieure à 1 m s^{-1} grâce à la très grande stabilité de l'instrument (vide d'air, stabilité thermique et mécanique). La méthode de Bouchy et al. (2001) peut donc être appliquée dans ce cas. Pour d'autres instruments moins stables comme Coralie, les dérives sont trop importantes ($\gtrsim 10\text{--}100 \text{ m s}^{-1}$) et la méthode de calcul de la dérive par corrélation doit être utilisée.

Dans le cas de HARPS, si l'on veut pousser la précision à son maximum, il sera probablement nécessaire de passer à une mesure locale plutôt que globale de la dérive instrumentale. En effet, ce sont des effets de dilatation thermique des CCD et de leur support qui dominent cette dérive, et ceux-ci n'affectent pas de la même manière les deux CCD de HARPS ou les extrémités droite et gauche d'un même CCD. Quelques tests effectués

ont montré que les différences de dérive entre zones des CCD sont souvent du même ordre de grandeur que la dérive globale. Une amélioration possible de la DRS serait donc d'y implémenter une correction locale de la dérive instrumentale, en corrigeant par exemple directement les solutions longueur d'onde avant de calculer les vitesses radiales par corrélation. Un autre problème de la méthode de Bouchy et al. (2001) est qu'elle est "aveugle" dans le sens qu'elle prend en compte tous les pixels du spectre exactement de la même manière, qu'ils contiennent des raies du thorium utiles, du bruit de fond, des reflets ou des raies de l'argon (instables dans le temps et d'une lampe à l'autre). Si l'on veut pousser encore la précision, il serait donc nécessaire de rendre la méthode plus "intelligente" et de corriger sa trop grande sensibilité au bruit (spécialement à bas rapport signal/bruit) et aux variations de flux. Une possibilité serait simplement de calculer les différences de position pour l'ensemble des raies du thorium mesurées par l'algorithme d'ajustement des raies sur les spectres.

4.6 Corrélation

Il est aussi encore possible de gagner de la précision au niveau du processus de corrélation. Il faut par exemple que le nombre de raies utilisées pour calculer la fonction de corrélation (c'est-à-dire le nombre de trous du masque réellement utilisés) reste strictement le même au cours de l'année, ce qui n'est pas exactement le cas actuellement (ce nombre varie de 2-3%). Or, chaque raie individuelle d'une étoile donnée a sa propre "vitesse" particulière, due au décalage vers le bleu convectif (Dravins & Nordlund 1990; Allende Prieto et al. 2002). Une variation du nombre de raies utilisées introduit donc des systématiques sur la vitesse radiale. Si l'on admet que ces décalages vers le bleu différentiels (par rapport au masque de corrélation utilisé) ont des valeurs typiques de l'ordre de 100-200 m s^{-1} , on voit qu'une variation de 2-3% du nombre de raies utilisées peut introduire un "bruit" sur la vitesse radiale de l'ordre de $\sim 0.5 \text{ m s}^{-1}$. Ceci n'est qu'une approximation grossière, mais qui montre que l'effet en question doit être étudié de près étant donné le niveau de précision actuel.

4.7 Raies telluriques

D'autres aspects instrumentaux qui pourraient contribuer significativement n'ont pas encore pu être étudiés de manière approfondie. Je pense par exemple aux effets des raies telluriques résiduelles. Actuellement, les régions du spectre fortement polluées par l'absorption atmosphérique ont été éliminées du masque de corrélation. Cependant, il reste un nombre probablement élevé de petites raies dans d'autres régions. Je l'ai constaté en particulier lors d'un travail pratique effectué par Florian Pantillon et que j'ai supervisé, dans lequel nous avons analysé le comportement individuel des raies du sodium à 5890 et 5896 Å. La mesure de la position des raies est fortement perturbée par la présence de raies telluriques, à un niveau deux à trois fois supérieur au bruit photonique (30-50 m s^{-1} contre 15 m s^{-1}). Une analyse approfondie du spectre d'absorption atmosphérique est donc probablement nécessaire si l'on veut encore améliorer la précision instrumentale sur la vitesse

radiale.

4.8 Correction de la lumière diffusée

La DRS HARPS ne corrige pour l'instant pas la lumière diffusée ("background") sur le CCD. Même si les spectres HARPS sont extrêmement propres, un faible fond de lumière résiduelle dû à des reflets sur les surfaces optiques ou autres est inévitable dans ce genre d'instrument. Pour les spectres acquis en mode thorium simultané, une pollution supplémentaire apparaît sur la fibre ciel due au flux du thorium sur la fibre de référence. Cette pollution a probablement un effet négligeable sur les vitesses radiales lorsqu'on travaille à haut rapport signal/bruit, ce qui est le cas des programmes de recherche à haute précision. Ce n'est plus le cas pour les objets faibles et surtout pour toutes les analyses spectroscopiques tels que calculs d'indice d'activité ou mesure de largeurs équivalentes de raies. Par exemple, la mesure de l'indice d'activité S dans les raies H et K du calcium souffre beaucoup de la pollution du spectre par le thorium simultané, à tel point qu'il est très délicat d'utiliser ces mesures pour analyser les petites variations d'activité d'une étoile sur une période de rotation ou sur le long terme.

Afin d'améliorer cette situation, il faudrait implémenter dans la DRS un algorithme de correction de la lumière diffusée basé sur le flux mesuré entre les ordres spectraux sur les images brutes. De telles procédures existent depuis longtemps dans d'autres environnements de réduction tels que MIDAS ou IRAF. C'est assurément quelque chose qui doit absolument être fait pour HARPS.

Chapitre 5

Effets perturbateurs d'origine stellaire

5.1 Oscillations stellaires

5.1.1 Propriétés des oscillations de type solaire

Les étoiles ayant une zone convective externe sont capables d'exciter en surface des modes acoustiques (ou modes p), pour lesquels la force de rappel est la pression. Les fréquences de ces différents modes d'oscillations obéissent à une relation asymptotique qui s'écrit (Tassoul 1980) :

$$\nu_{nl} = \Delta\nu \left(n + \frac{l}{2} + \alpha \right) \quad (5.1)$$

Dans cette équation, n représente l'ordre radial et l le degré angulaire du mode. α est une constante qui dépend des propriétés des couches superficielles de l'étoile. $\Delta\nu$ est appelé grande séparation et représente l'écart en fréquence entre deux modes de même degré angulaire et d'ordres radiaux consécutifs. Une telle relation produit donc une structure en forme de peigne dans le spectre de fréquence d'une série de mesures astérosismiques.

Ces oscillations sont connues depuis longtemps dans le cas du Soleil, où elles montrent des périodes typiques de 5 minutes. Le terme "oscillations de type solaire" a par la suite été adopté pour désigner les pulsations observées dans d'autres étoiles si elles sont excitées par la convection turbulente en surface comme pour le Soleil.

Les modes acoustiques peuvent être détectés en photométrie ou en spectroscopie, mais c'est bien la technique des vitesses radiales à haute précision qui a permis de réaliser l'essentiel des découvertes ces dernières années. Ces oscillations provoquent des variations de vitesse radiale de l'ordre de $0.5\text{--}4\text{ m s}^{-1}$ dans les étoiles de type solaire, en fonction de leurs propriétés physiques. L'étude des fréquences et amplitudes de ces modes permet d'accéder à la structure interne des étoiles, de la même manière que l'étude des ondes sismiques sur la Terre. L'astérosismologie offre donc l'opportunité de contraindre les modèles de structure interne et d'évolution stellaires.

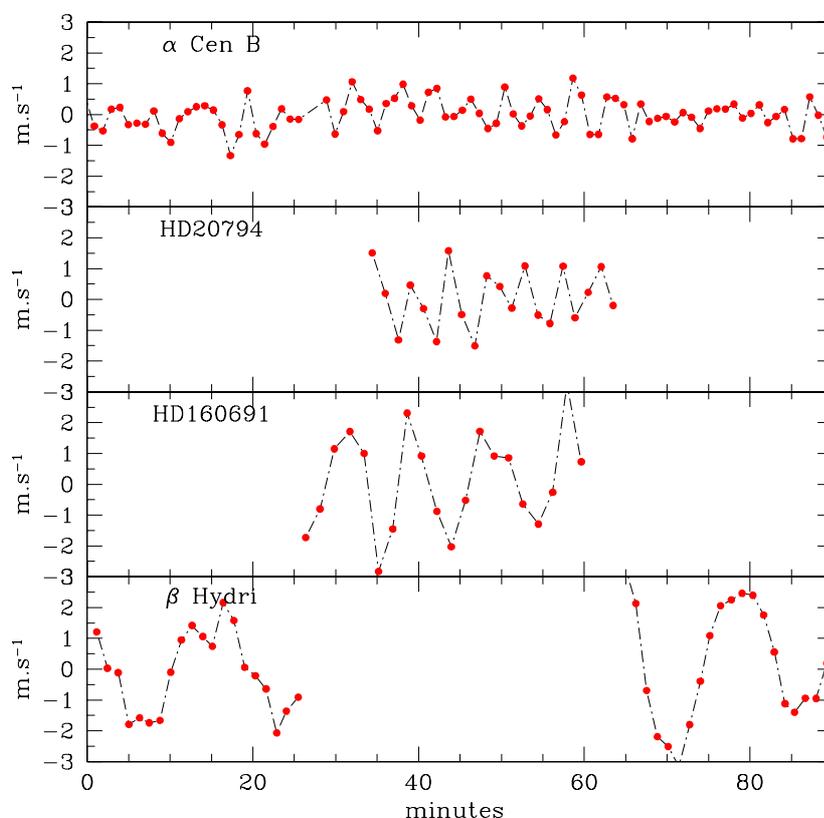


FIG. 5.1 – Séquences d’observations HARPS à haute fréquence montrant les oscillations de type solaire de 4 étoiles de différents types spectraux : α Cen B (K1V), HD 20794 (G8V), HD 160691 (G3IV-V) et β Hydri (G2IV). Figure réalisée par F. Bouchy.

Dans le cadre d’un programme de recherche de planètes, le signal des modes p représente malheureusement une source de bruit supplémentaire, puisqu’il brouille quelque peu la mesure de la vitesse radiale. C’est pourquoi la stratégie de mesure avec HARPS a été adaptée peu après le début des opérations afin de minimiser l’impact des oscillations. Comme les périodes des oscillations se situent entre ~ 3 et ~ 15 minutes pour les naines FGK pas trop évoluées, il a été décidé de fixer tous les temps de pose des observations du programme haute précision à 15 minutes. Ce compromis permet de moyennner suffisamment les pulsations pour tous les types d’étoiles tout en gardant un temps d’exposition raisonnable.

La figure 5.1 montre quelques exemples d’oscillations de type solaire observées avec HARPS durant les commissionings de l’instrument. Quatre étoiles de types spectraux et classes de luminosité différents ont été observées pendant ~ 1 h. On constate que la période et l’amplitude des pulsations augmentent avec la masse le long de la séquence principale et avec le stade d’évolution. Ceci est en accord avec les modèles théoriques, qui prévoient que

les fréquences augmentent avec la racine carrée de la densité moyenne de l'étoile, et que les amplitudes sont proportionnelles au rapport luminosité sur masse (Christensen-Dalsgaard 2004). Il est donc beaucoup plus facile de moyenniser le signal des modes p dans le cas d'une naine K sur la séquence principale que dans le cas d'une sous-géante de type spectral G0. L'étoile μ Ara (HD 160691, G3IV-V) était de ce point de vue un cas difficile. C'est une campagne d'astérosismologie sur cette étoile (Bouchy et al. 2005) qui a permis de découvrir l'une des premières planètes de masse similaire à Neptune (Santos et al. 2004; Pepe et al. 2007). Cette planète serait sans doute passée inaperçue sans cette séquence de mesures, puisque les pulsations à longue période (~ 10 minutes) et grande amplitude ($\sim 3 \text{ m s}^{-1}$) de son étoile-hôte auraient rendu son faible signal en vitesse radiale ($\sim 4 \text{ m s}^{-1}$) difficilement détectable.

5.1.2 Simulations

Afin d'étudier plus en détails comment les modes acoustiques peuvent être moyennés en fonction du temps d'intégration et des propriétés stellaires, j'ai développé un outil permettant de simuler des séries de mesures astérosismiques. Le programme simule les modes acoustiques en se basant sur la méthodologie décrite par Kjeldsen et al. (2005). L'amplitude des modes p est modélisée par une enveloppe gaussienne en fonction de la fréquence, alors que les fréquences d'oscillation dans cette enveloppe sont espacées d'une demie fois la grande séparation $\Delta\nu$ (afin de prendre en compte les modes de degré angulaire $l=0$ et $l=1$). Le modèle nécessite donc 4 paramètres pour une étoile donnée : l'amplitude maximale par mode A , la fréquence du maximum d'amplitude ν_{max} , la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe gaussienne ainsi que la valeur de la grande séparation $\Delta\nu$. L'effet en vitesse radiale de chaque mode est ensuite généré par une sinusoïde d'amplitude donnée par le modèle et de phase aléatoire. Le but de ce modèle n'est bien sûr pas d'être utilisé pour des études astérosismiques, mais de reproduire qualitativement les courbes de vitesse radiale observées.

La figure 5.2, tirée de Kjeldsen et al. (2005), montre l'amplitude par mode des oscillations telle qu'obtenue en analysant les données astérosismiques de plusieurs étoiles et en lissant les spectres de puissance afin de ne garder que l'enveloppe des modes. Ces données permettent de déterminer les 4 paramètres du modèle pour chacune de ces étoiles. Pour tester l'outil de simulation que j'ai développé, j'ai cherché à comparer des mesures astérosismiques obtenues avec HARPS avec le modèle. Parmi les données récentes disponibles, j'ai choisi une série d'observations de τ Ceti (HD 10700, G8V) obtenue en décembre 2006 pendant la nuit de commissioning de la nouvelle DRS. Les temps de pose étaient de 40 s, pour un bruit photonique moyen de 25 cm s^{-1} . La série ne dure que 2h mais a l'avantage d'avoir été acquise dans de bonnes conditions d'observation et sans problème de guidage. J'ai ajusté approximativement les paramètres du modèle pour τ Ceti en interpolant les valeurs données par Kjeldsen et al. (2005) et en comparant visuellement avec les observations. La figure 5.3 montre que l'on peut obtenir un accord tout à fait satisfaisant entre modèle et observations, non pas bien sûr du point de vue de l'analyse astérosismique, mais du point de vue de l'aspect global de la courbe de vitesse radiale. Les paramètres du modèle sont dans ce cas $A=0.2 \text{ m s}^{-1}$, $\nu_{\text{max}}=4 \text{ mHz}$, FWHM=1.9 mHz et $\Delta\nu=155 \mu\text{Hz}$.

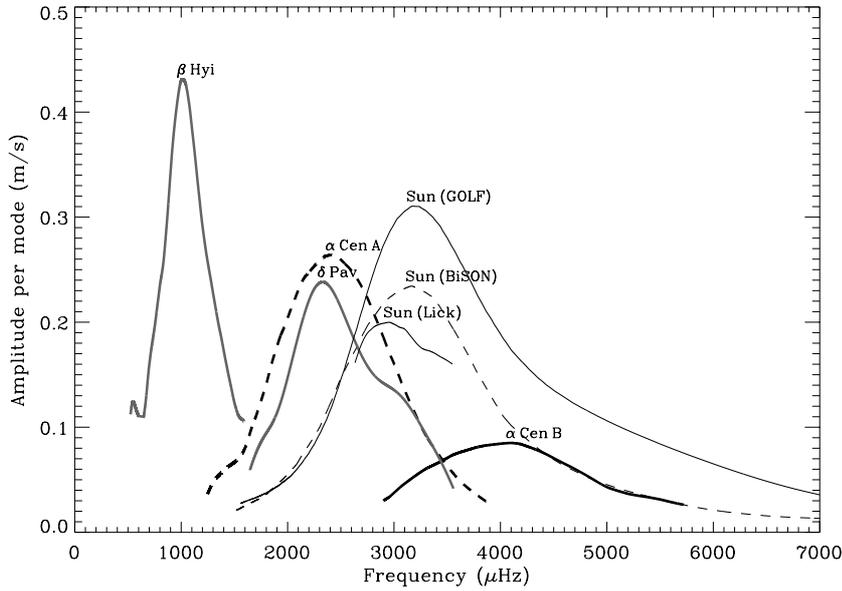


FIG. 5.2 – Amplitude par mode d’oscillation en fonction de la fréquence pour le Soleil, α Cen A, α Cen B et β Hyi. Les spectres de puissance ont été lissés pour ne laisser apparaître que l’enveloppe globale. Figure tirée de Kjeldsen et al. (2005).

Il est intéressant d’étudier le comportement des données réelles et modélisées en fonction du temps d’intégration. On peut en effet binner les données afin de simuler un temps d’exposition plus long et voir dans quelle mesure et sur quelle échelle de temps la dispersion des vitesses diminue au fur et à mesure que les modes d’oscillation sont moyennés. La figure 5.4 montre des différences étonnantes entre modèle et observations. Dans les deux cas, on constate que la dispersion diminue significativement avec le temps de pose tant que celui-ci est inférieur à une période d’oscillation typique de l’étoile (250 s). La différence se produit ensuite : dans le cas réel, les vitesses radiales ne se moyennent presque plus au-delà de 250 s, et la dispersion reste à un niveau relativement élevé ($\sim 0.25 \text{ m s}^{-1}$). Par contre, dans la simulation, la dispersion est déjà descendue à 0.1 m s^{-1} pour un temps d’intégration de 250 s. On constate donc que le modèle incluant uniquement les contributions des modes p est incomplet et fait des prédictions trop optimistes quant aux possibilités de moyenner les vitesses radiales en augmentant le temps de pose. En fait, le modèle est probablement à peu près correct pour simuler les modes p eux-mêmes, mais le problème vient du fait que d’autres sources de bruit stellaire doivent être prises en compte, en particulier la granulation (voir chapitre ci-dessous). Le résultat en ce qui concerne les modes p est le suivant : il suffit d’intégrer sur au moins 1–2 périodes caractéristiques pour diminuer le bruit des modes de manière significative. L’utilité d’augmenter le temps de pose au-delà de cette valeur n’est pas évidente et dépend des propriétés des autres sources de bruit stellaire et instrumentale, qui ont une forte coloration rouge (bruit de basse fréquence, voir ci-dessous).

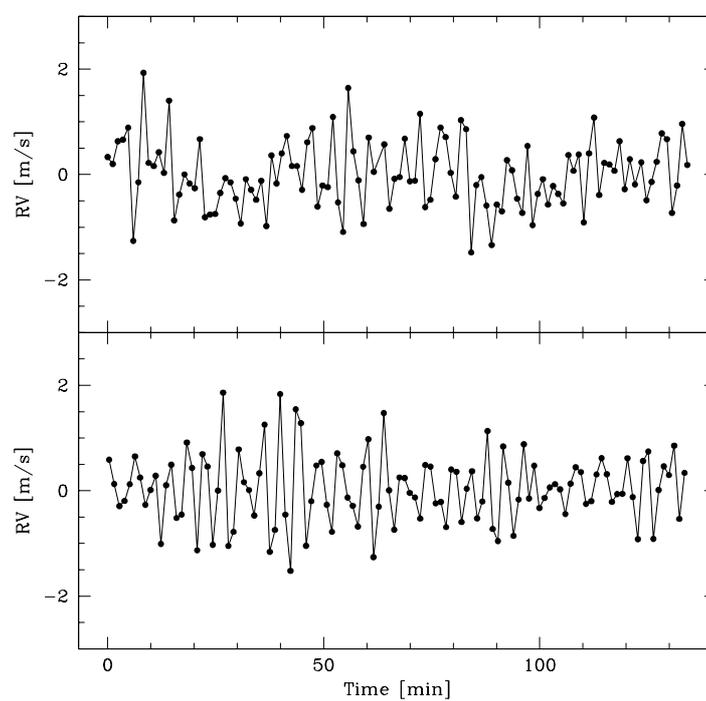


FIG. 5.3 – Courbe de vitesse radiale en fonction du temps de τ Ceti obtenue avec HARPS (haut) et modélisation des oscillations de l'étoile (bas, voir texte).

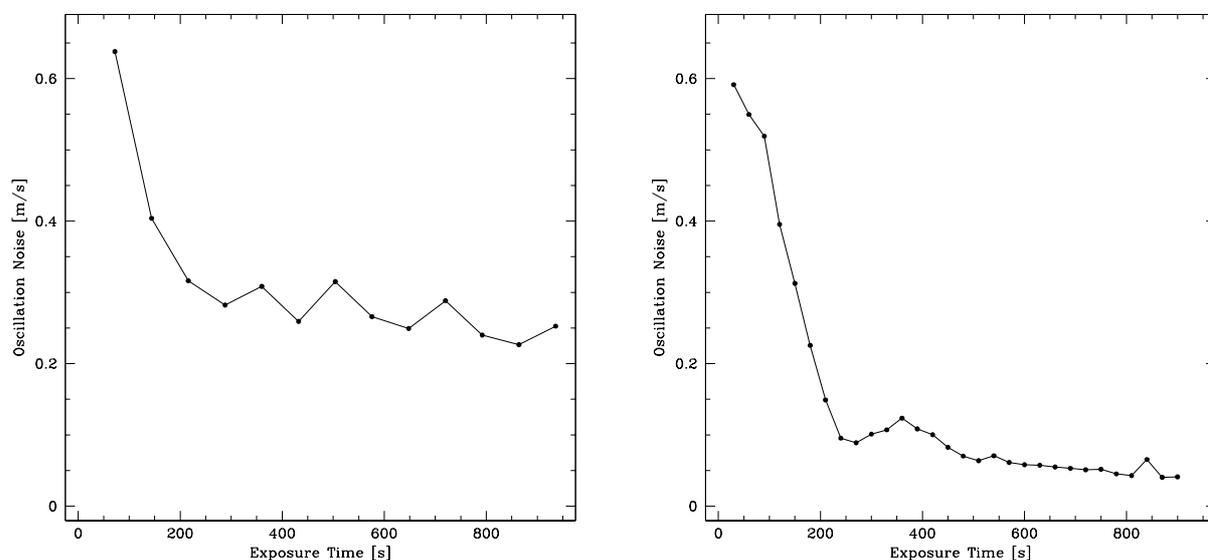


FIG. 5.4 – Dispersion des vitesses radiales en fonction du temps d’intégration pour la séquence de mesures de τ Ceti obtenue avec HARPS (gauche) et pour la séquence de vitesses radiales synthétiques simulant les modes d’oscillation de τ Ceti (droite).

5.2 Granulation

5.2.1 Spectre de puissance

Les résultats obtenus sur les modes p m’ont poussé à considérer plus attentivement les autres sources de bruit stellaire. La seule référence possible en la matière est bien entendu le Soleil. Le bruit de fond en vitesse radiale et en lumière intégrée sur le disque entier a été étudié par Harvey (1985), qui a développé un modèle analytique du spectre de puissance du bruit. Quatre composantes principales contribuant à ce bruit de fond sont identifiées, qui dominent chacune le spectre dans des gammes de fréquence différentes. De la plus haute vers la plus basse fréquence, on trouve successivement : la granulation, la méso-granulation, la super-granulation et les régions actives. Le modèle de Harvey (1985) a été utilisé et confirmé par Palle et al. (1995), qui le comparent à des observations du Soleil sur le long terme obtenues avec un spectro-photomètre à l’observatoire du Teide aux Canaries. L’instrument mesure la vitesse radiale du Soleil en lumière intégrée dans la raie du potassium à 7699 \AA . Les résultats de ces observations sont visibles dans la figure 5.5, tirée de Palle et al. (1995). On y voit les contributions au spectre de puissance des différents phénomènes, en fonction de la fréquence. La gamme de fréquence s’étend sur 5 ordres de grandeur, couvrant des périodes allant de 100 s jusqu’à plus de 100 jours.

Kjeldsen et al. (2005) utilisent également le modèle de Harvey (1985) pour ajuster le bruit de fond sur le spectre de puissance du Soleil obtenu avec les instruments GOLF et BiSON entre 0.1 et 10 mHz. En plus de cela, ils font de même pour 4 autres étoiles

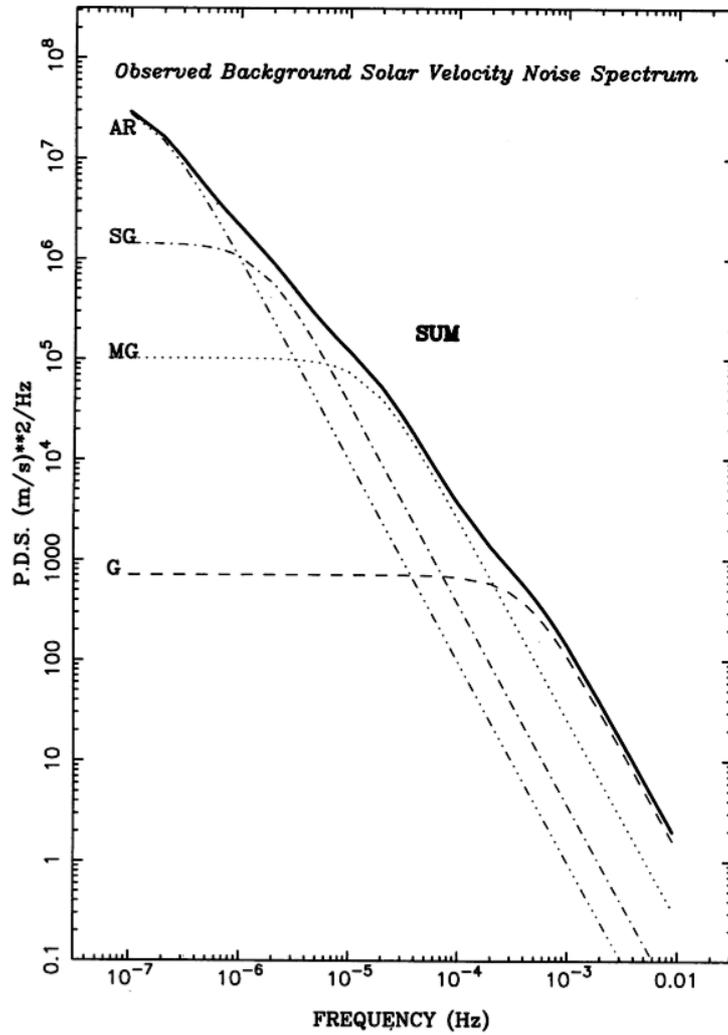


FIG. 5.5 – Spectre de puissance du bruit de fond en vitesse radiale du Soleil sur 5 ordres de grandeur en fréquence. Les contributions individuelles des 4 sources de bruit (granulation, méso-granulation, super-granulation et régions actives) sont indiquées en pointillés. Figure tirée de Palte et al. (1995).

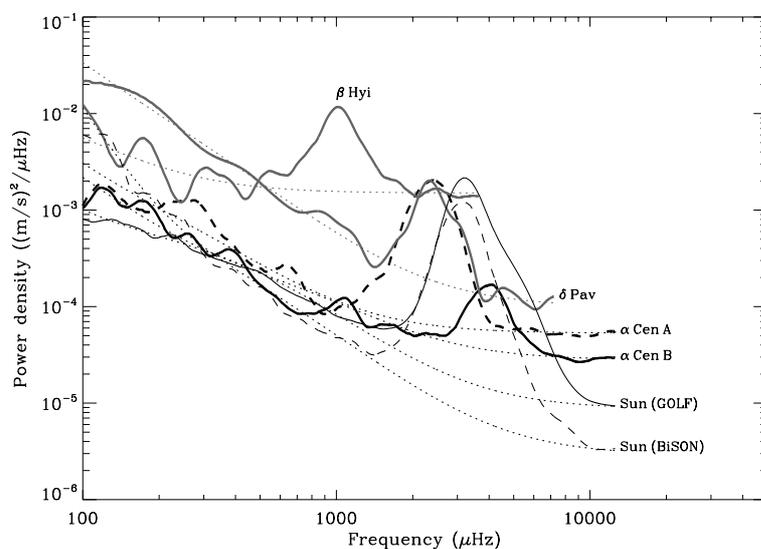


FIG. 5.6 – Spectre de puissance en vitesse radiale (lissé) pour le Soleil et 4 autres étoiles. L'enveloppe des modes p est clairement visible. Les lignes pointillées montrent les ajustements au bruit de fond obtenus en utilisant le modèle de Harvey (1985). Figure tirée de Kjeldsen et al. (2005).

ayant fait l'objet de mesures astérosismiques : α Cen A, α Cen B, δ Pav et β Hyi (voir figure 5.6). Le point important est ici que les spectres de puissance ont été calculés *avant* de soustraire les dérives à basse fréquence comme il est d'usage dans les publications traitant d'astérosismologie. Les données ont différents niveaux de bruit photonique, ce qui explique les différences de bruit de fond à haute fréquence. A plus basse fréquence (en deçà de l'enveloppe des modes p), on constate une certaine convergence quant au niveau de bruit de fond entre le Soleil, α Cen A et α Cen B, ce qui pourrait indiquer que les étoiles de type solaire montrent un comportement assez similaire à basse fréquence. Cependant, il est délicat de comparer des données obtenues par des moyens différents : BiSON utilise une raie du potassium et GOLF une raie du sodium, alors que les mesures de vitesse radiale "standard" utilisent essentiellement les raies du fer neutre. Ces raies sont formées à différentes altitudes dans la photosphère et ont probablement des sensibilités différentes aux phénomènes tels que la granulation. Dans ce contexte, il serait intéressant d'obtenir une longue séquence de mesures du Soleil avec un instrument comme HARPS, ce qui permettrait de bien contraindre le spectre de puissance à basse fréquence, qui serait alors mesuré exactement de la même manière que pour les autres étoiles. Kjeldsen et al. (2005) mentionnent une série d'observations du Soleil faites de cette manière à l'observatoire Lick par J. Wright, mais sans donner beaucoup de détails quant à leur utilité pour étudier le spectre de basse fréquence.

Pour terminer, précisons que le bruit à basse fréquence a aussi probablement une composante instrumentale importante, qui est difficile à séparer de la composante stellaire.

Cependant, les niveaux de bruit mesurés par différents instruments sur le Soleil et d'autres étoiles de type solaire semblent converger vers des valeurs semblables, ce qui suggère que c'est tout de même la composante stellaire qui domine, du moins dans la gamme de fréquence considérée; ce d'autant plus que le bruit instrumental dans les données héliosismiques est presque certainement inférieur au bruit de fond mesuré.

5.2.2 Simulations

Les niveaux de bruit basse fréquence obtenus par Kjeldsen et al. (2005) montrent un bon accord avec les résultats de Pallé et al. (1995). En première approximation, on peut donc utiliser le spectre de puissance du Soleil comme modèle pour le bruit de fond d'autres étoiles. J'ai complété l'outil de simulation des modes p dans ce sens, en y incluant les paramètres du modèle analytique de Harvey. Les valeurs de ces paramètres sont très semblables dans le papier original (Harvey 1985) et dans Pallé et al. (1995), à l'exception de l'amplitude de la méso-granulation, qui varie d'un facteur 5 d'une version à l'autre. Comme la méso-granulation est la source de bruit dominante sur des périodes allant d'une heure à un jour, ce désaccord est quelque peu ennuyeux lorsque l'on veut simuler des observations astérosismiques. J'ai donc réalisé les simulations en essayant les deux valeurs.

J'ai tout d'abord généré une série synthétique de mesures de τ Ceti d'une durée de 24h, puis j'ai binné les points pour simuler des temps d'intégration de 15 minutes (le standard actuel pour les mesures du programme haute précision de HARPS). Le résultat est saisissant : comme on le voit dans les figures 5.7 et 5.8, l'allure générale de la courbe de vitesse radiale n'a plus rien à voir avec un simple mélange de modes acoustiques. Les différents types de granulation introduisent un bruit rouge qui provoque toutes sortes de modulations de faible amplitude. Dans le cas de la forte méso-granulation (figure 5.8), on constate qu'il est très difficile de faire baisser la dispersion des mesures en augmentant les temps d'intégration (tout en restant dans des valeurs raisonnables). Cependant, une comparaison "à l'oeil" avec les données réelles (figure 5.3) laisse penser que l'amplitude de la méso-granulation est quelque peu exagérée, et que la figure 5.7 correspond mieux à la réalité. Dans ce cas, la dispersion des mesures tombe à 0.77 m s^{-1} avec des poses de 15 minutes. Si l'on néglige les sources de bruit stellaire de plus basse fréquence (régions actives), la dispersion donnée par les simulations réalisées ici devrait correspondre environ à la dispersion globale en vitesse radiale obtenue sur le long terme. Il est donc intéressant de comparer ces chiffres avec les résultats globaux du programme haute précision de HARPS (voir chapitre 6.4). Il se trouve que les plus faibles dispersions obtenues à ce jour, que ce soit sur les étoiles les plus stables ou dans les résidus autour d'orbites képlériennes, sont de l'ordre de $\sim 60\text{--}80 \text{ cm s}^{-1}$. En plus des limites instrumentales, ce pourrait bien être là la signature des limites stellaires imposées par les phénomènes de granulation.

Cette analyse reste encore très spéculative étant donné le faible niveau de connaissance de la granulation dans d'autres étoiles que le Soleil. Des travaux théoriques et observationnels sont nécessaires pour mieux caractériser ces phénomènes et identifier les types d'étoiles qui y sont le moins sensibles. Cela permettrait certainement de mieux cibler les recherches à très haute précision de planètes telluriques. Dans l'immédiat, l'analyse approfondie des données du programme haute précision de HARPS permettra peut-être de déceler des ten-

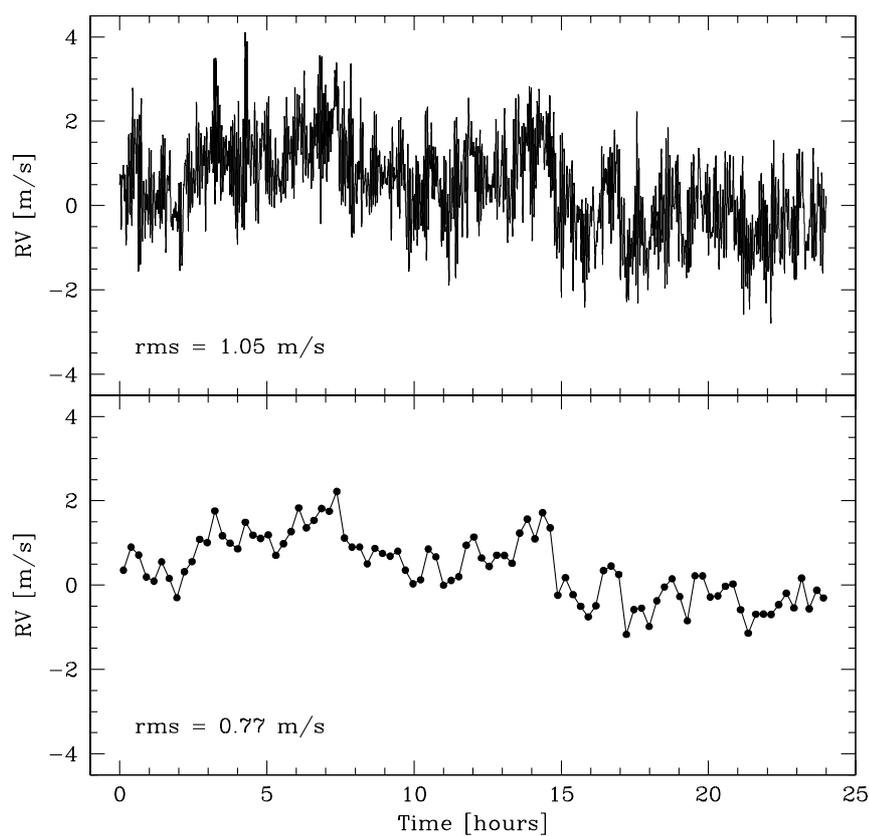


FIG. 5.7 – Série synthétique de mesures astérosismiques sur τ Ceti d'une durée de 24h, utilisant la valeur basse de l'amplitude de la méso-granulation. Le panel du haut montre les vitesses radiales brutes, alors que le panel du bas simule un temps d'exposition de 15 minutes.

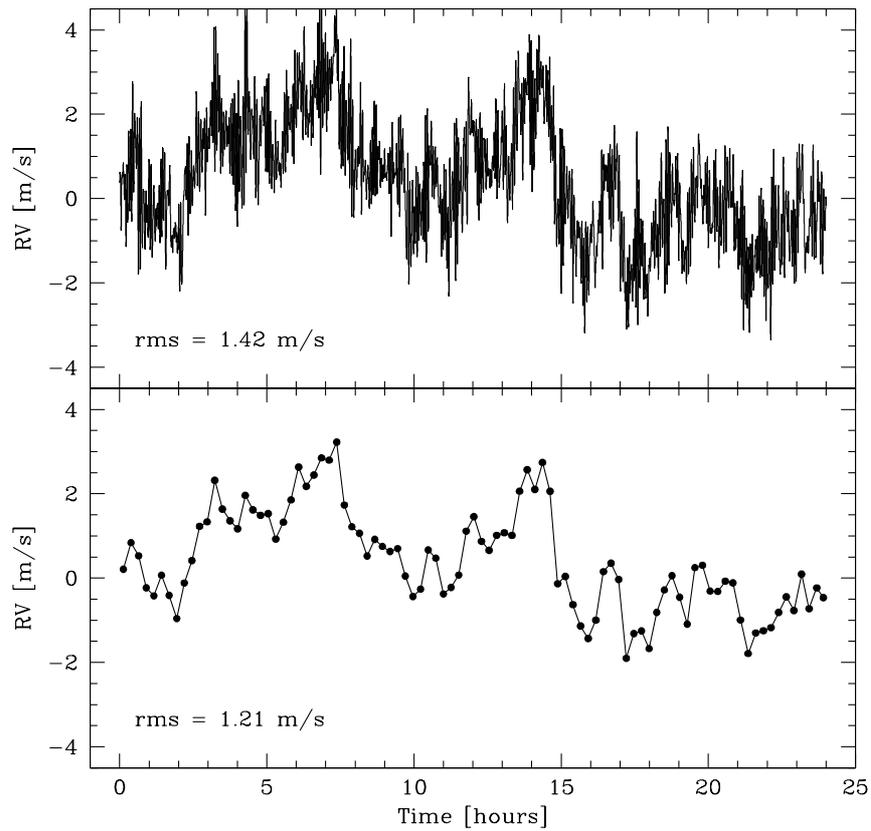


FIG. 5.8 – Série synthétique de mesures astérosismiques sur τ Ceti d’une durée de 24h, utilisant la valeur haute de l’amplitude de la méso-granulation. Le panel du haut montre les vitesses radiales brutes, alors que le panel du bas simule un temps d’exposition de 15 minutes.

dances en fonction des propriétés physiques des étoiles (type spectral, masse, métallicité, etc).

5.3 Activité stellaire

5.3.1 Inhomogénéités de surface

Sur des échelles de temps supérieures à quelques jours, le bruit stellaire en vitesse radiale est dominé par les phénomènes liés à l'activité magnétique de l'étoile. Cela inclut en particulier les taches sombres, mais aussi les zones plus brillantes (plages) ainsi que des zones où la convection peut être perturbée, voire stoppée, par l'activité magnétique. En bref, tout effet induisant des inhomogénéités à la surface de l'étoile est susceptible de perturber les vitesses radiales en modifiant la contribution des zones affectées à la lumière intégrée du disque stellaire. Entraînées par la rotation stellaire, ces zones peuvent même simuler la présence d'une planète en induisant une pseudo-variation sinusoidale de la vitesse radiale. Sur le plus long terme, les cycles magnétiques tels que le cycle solaire de 11 ans pourraient aussi causer des variations apparentes de vitesse radiale, bien que cela reste à démontrer.

Afin de pouvoir distinguer le signal induit par une planète d'autres effets intrinsèques à l'étoile, plusieurs diagnostics ont été développés ces dernières décennies pour quantifier l'activité magnétique. Il est très tôt apparu que les étoiles les plus actives sont les étoiles jeunes ($\lesssim 1$ milliard d'années), qui ont des vitesses de rotation élevées. Ce type d'objets représente donc un défi difficile en ce qui concerne la détection de planètes par effet Doppler, à tel point que les grands programmes de recherche les ont systématiquement exclus. L'activité diminue avec l'âge à mesure que l'étoile ralentit, induisant une diminution parallèle du "jitter" en vitesse radiale jusqu'à un point encore difficile à estimer, mais certainement inférieur à $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$ pour les naines FGK les plus inactives, comme l'illustrent les mesures obtenues avec HARPS (voir chapitre 6.4).

Le diagnostic principal d'activité reste encore et toujours le niveau d'émission chromosphérique au centre des raies H&K du calcium. Un autre outil très utile est l'analyse du profil des raies par l'intermédiaire du bissecteur, qui permet d'exclure la présence d'une planète en cas de variations intrinsèques de la forme des raies. Dans le cadre de cette thèse, j'ai développé et adapté ces deux diagnostics d'activité pour les données HARPS (voir ci-dessous). Comme on le verra, ceux-ci s'avèrent surtout utiles pour les étoiles ayant un certain niveau d'activité. Pour les étoiles inactives, leur pouvoir d'analyse s'estompe car les variations dans les raies du calcium ou sur le bissecteur sont souvent trop faibles pour être détectées.

5.3.2 Indice d'activité du calcium

L'indice d'activité du calcium, ou indice S , a été popularisé par les mesures systématiques sur un grand nombre d'étoiles réalisées au Mt Wilson depuis les années 1960 (Wilson 1968; Vaughan et al. 1978; Duncan et al. 1991). Il s'agit de mesurer le flux dans les raies H&K du calcium ionisé à 3933.66 et 3968.47 Å. Le coeur de ces raies, formé dans la chro-

mosphère, représente en effet un excellent traceur de l'activité magnétique, et un pic de réémission est même présent dans les étoiles actives. La procédure originale du Mt Wilson utilise un spectrophotomètre ayant une bande passante triangulaire de 1.09 \AA centrée sur le coeur des raies H&K. Afin de normaliser le flux H&K, l'instrument mesure quasi-simultanément le flux intégré dans deux bandes passantes plus larges de 20 \AA (appelées R et V) situées de part et d'autre des raies H&K, à 3901.07 et 4001.07 \AA . L'indice S est alors défini comme :

$$S = \alpha \frac{H + K}{R + V} \quad (5.2)$$

Où α est une constante de calibration liée à l'instrument utilisé. L'indice S doit encore être normalisé par rapport au flux bolométrique de l'étoile, puis transformé pour obtenir la contribution chromosphérique seule, ce qui nécessite de soustraire le flux photosphérique. Ces calibrations et transformations ont été déterminées par Noyes et al. (1984), qui définissent une nouvelle quantité R'_{HK} exprimant le rapport du flux chromosphérique du calcium à la luminosité bolométrique. Cette quantité a l'avantage d'être proportionnelle à la quantité d'énergie transportée par le champ magnétique pour chauffer la chromosphère, et est donc intimement liée à l'activité magnétique de l'étoile. De plus, Noyes et al. (1984) ont montré qu'il existait une relation relativement étroite entre R'_{HK} et la période de rotation stellaire, faisant de cette quantité l'indicateur le plus fiable pour prédire les âges et périodes de rotation des étoiles, du moins pour les étoiles jeunes.

Le calcul des indices S et $\log R'_{\text{HK}}$ a été implémenté pour plusieurs spectrographes utilisés pour la recherche de planètes (p.ex. Santos et al. 2000; Wright et al. 2004) afin de les utiliser comme diagnostics. Je me suis chargé de l'implémenter pour les spectres HARPS. Je me suis efforcé de suivre le plus possible la méthode employée au Mt Wilson, en gardant exactement les mêmes bandes spectrales. Le passage de l'indice S à $\log R'_{\text{HK}}$ est effectué en deux étapes. Il s'agit tout d'abord de transposer l'indice obtenu S_{HARPS} sur l'échelle du Mt Wilson. Etant donné les méthodes très similaires appliquées pour calculer S , on s'attend à obtenir une relation proche de 1 :1 entre S_{HARPS} et S_{MW} . La calibration s'effectue au moyen d'un ensemble d'étoiles standards mesurées sur les deux échelles. J'ai donc rassemblé les données d'environ 75 étoiles de niveaux d'activité très différents mesurées à la fois avec HARPS et au Mt Wilson (Duncan et al. 1991) ou à Cerro Tololo (Henry et al. 1996), ces derniers auteurs ayant aussi travaillé sur l'échelle du Mt Wilson. J'obtiens la relation suivante :

$$S_{\text{MW}} = 0.962 \cdot S_{\text{HARPS}} + 0.025 \quad (5.3)$$

La deuxième et dernière étape pour calculer $\log R'_{\text{HK}}$ consiste à appliquer la calibration de Noyes et al. (1984), ce qui nécessite de connaître l'indice de couleur $B - V$ de l'étoile considérée.

L'indice $\log R'_{\text{HK}}$ peut être utilisé dans deux buts légèrement différents : il permet tout d'abord de connaître le niveau moyen d'activité d'une étoile, et d'avoir ainsi une idée du jitter en vitesse radiale auquel on peut s'attendre. Cette application ne nécessite pas une attention particulière au niveau de l'acquisition des spectres puisqu'il n'est pas nécessaire

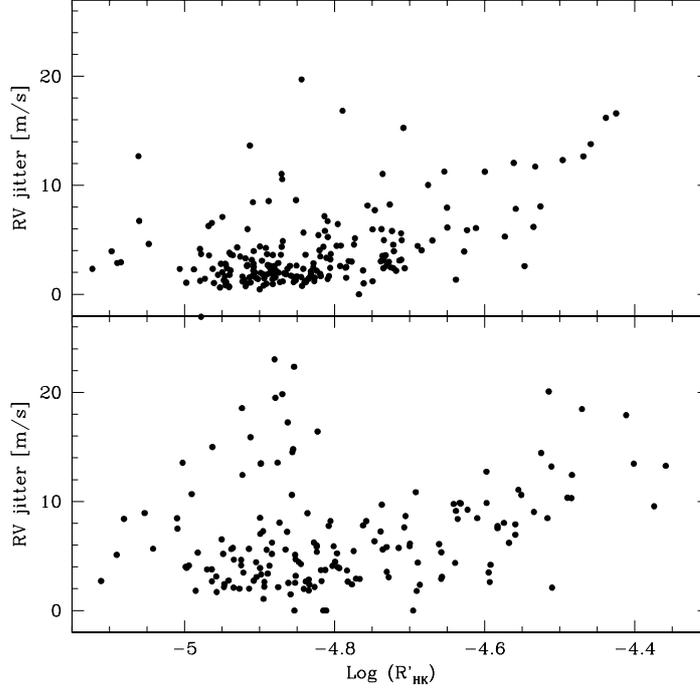


FIG. 5.9 – Dispersion des mesures de vitesse radiale (corrigée des erreurs instrumentales) en fonction de l'indice d'activité $\log R'_{\text{HK}}$ pour les étoiles du programme haute précision (haut) et du programme extension en volume de HARPS (bas).

d'avoir un rapport signal/bruit important dans les raies du calcium pour obtenir une estimation fiable du $\log R'_{\text{HK}}$. Des calibrations reliant $\log R'_{\text{HK}}$, vitesse de rotation projetée et niveau de jitter en vitesse radiale peuvent alors être appliquées (Santos et al. 2000; Wright 2005) pour obtenir une estimation de la variabilité d'une étoile due à l'activité. L'autre manière d'utiliser $\log R'_{\text{HK}}$ est de considérer sa variabilité en fonction du temps, et de la comparer à la variabilité en vitesse radiale pour rechercher d'éventuelles corrélations.

La première application est illustrée dans la figure 5.9, qui montre la variabilité en vitesse radiale en fonction de $\log R'_{\text{HK}}$ pour les étoiles des programmes haute précision et extension en volume de HARPS. On constate que la variabilité commence à augmenter systématiquement avec le niveau d'activité au-dessus de $\log R'_{\text{HK}} \cong -4.75$. Cette valeur est justement la valeur généralement acceptée pour séparer les étoiles en deux catégories : actives et non-actives. En dessous de -4.75 , les choses sont beaucoup moins claires : d'autres facteurs contribuant à la dispersion des vitesses (planètes, effets instrumentaux, oscillations stellaires, granulation) prennent le dessus et rendent toute estimation du jitter basée sur $\log R'_{\text{HK}}$ aléatoire. La variabilité en vitesse radiale pour les étoiles non-actives est discutée plus en détails au chapitre 6.4, mais, comme on le voit sur la figure 5.9, on peut d'ores

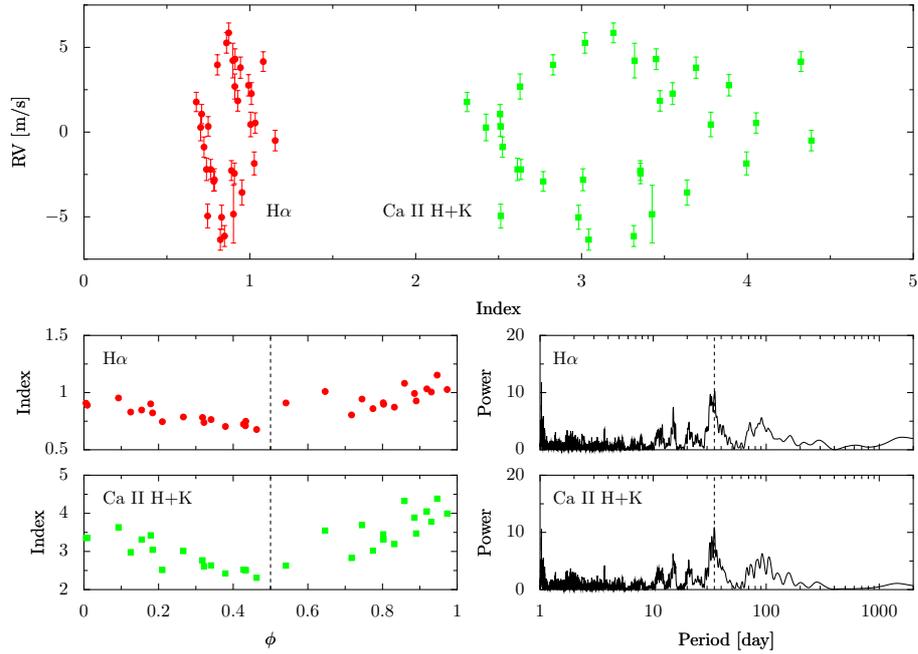


FIG. 5.10 – Variabilité dans les indices d’activité CaII H&K et H α pour la naine M active GJ 674. L’activité stellaire est parfaitement corrélée avec la périodicité à 35 jours détectée en vitesse radiale, qui correspond à la période de rotation stellaire. Figure tirée de Bonfils et al. (2007).

et déjà dire qu’une fraction importante d’entre elles sont stables au niveau de $1\text{--}2\text{ m s}^{-1}$. Les données HARPS permettent donc de remettre en question la calibration du jitter en fonction de l’activité stellaire publiée par Wright (2005), qui donne une variabilité minimale autour de 3 m s^{-1} pour les étoiles les plus inactives. Il est probable que ce seuil de 3 m s^{-1} est en fait le reflet de limitations instrumentales plutôt qu’une caractéristique réelle de l’activité stellaire.

La deuxième application de l’indice d’activité est très bien illustrée par l’exemple récent de GJ 674, une naine M active dont la courbe de vitesse radiale présente deux périodicités distinctes à 4.69 et 35 jours (Bonfils et al. 2007). Il s’avère que la période à 35 jours se retrouve aussi dans des mesures photométriques ainsi que, justement, dans les indices d’activité du calcium et H α (voir figure 5.10). Il ne s’agit donc pas d’une planète, mais bien d’une ou plusieurs taches révélant la période de rotation stellaire.

De manière générale, plus une étoile est active, plus la variabilité dans les raies du calcium est grande et donc d’autant plus facile à détecter. La recherche de corrélations entre vitesse radiale et $\log R'_{\text{HK}}$ est de ce fait facilitée dans le cas des étoiles actives comme GJ 674. La situation se corse pour les étoiles non-actives : il est alors nécessaire d’obtenir des spectres ayant un bon rapport signal/bruit dans les raies du calcium, ce qui est parfois difficile à réaliser en raison de la magnitude élevée de l’étoile ou des temps de pose trop

courts effectués dans le cadre de programmes de recherche de planètes. Il serait intéressant d'étudier plus en détails la relation entre niveau de variabilité de l'indice d'activité et de la vitesse radiale. Pour les étoiles actives, une dispersion en vitesse de $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$ est souvent accompagnée par des variations de S de l'ordre de $\sim 10\%$. Par extrapolation, on peut penser qu'une précision de l'ordre de $\sim 0.1\text{--}1\%$ serait nécessaire pour détecter des variations de $\log R'_{\text{HK}}$ dans les étoiles non-actives. Un tel niveau de précision peut être atteint avec HARPS pour les étoiles brillantes, mais nécessite tout de même un rapport signal/bruit de ~ 100 dans le continu à 4000 \AA . En fait, le plus gros problème qui reste à surmonter si l'on veut pousser la précision sur l'indice S est la pollution causée par la lumière diffusée sur le CCD, en particulier la pollution due au thorium simultané. En l'état actuel des choses, on constate une forte corrélation entre indice S et rapport signal/bruit qui empêche de tirer profit de la précision théoriquement permise par le niveau de bruit photonique. L'implémentation d'une correction de la lumière diffusée dans la DRS est absolument indispensable à ce stade pour pouvoir disposer d'indices d'activité fiables.

5.3.3 Bissecteurs

J'ai aussi implémenté pour HARPS le calcul des bissecteurs de la fonction de corrélation. Le bissecteur est défini comme le point situé à mi-chemin entre les deux ailes de la fonction de corrélation, et est calculé à différentes profondeurs entre le continu et le fond de la CCF. On peut alors calculer le "span" du bissecteur, c'est-à-dire la différence de vitesse entre les parties supérieure et inférieure du bissecteur, qui est une mesure de l'asymétrie du profil de la CCF. Le bissecteur permet donc de détecter d'éventuelles variations dans le profil des raies qui peuvent être causées par des phénomènes liés à l'activité stellaire tels que les taches. Typiquement, l'effet d'une tache entraînée par la rotation de l'étoile provoque une distorsion du profil des raies qui se traduit par une anti-corrélation entre span du bissecteur et vitesse radiale mesurée, comme l'ont montré Queloz et al. (2001) dans le cas de l'étoile HD 166435.

J'ai implémenté le calcul du bissecteur dans la DRS HARPS d'une manière identique à celle de Queloz et al. (2001). Il est désormais calculé immédiatement après le calcul de la CCF. L'échantillonnage de la CCF peut potentiellement poser un problème pendant le calcul du bissecteur car la CCF doit être interpolée sur une grille de points espacés régulièrement en fonction de la profondeur. Or, si la CCF est échantillonnée trop grossièrement, l'interpolation sera imprécise aux profondeurs où le changement de pente est le plus fort, c'est-à-dire près du continu et du fond de la CCF. Pour minimiser ce problème, il s'agit de choisir un pas de corrélation suffisamment fin (au moins 0.25 km s^{-1} dans le cas de HARPS) et d'utiliser un algorithme d'interpolation le plus robuste possible. Les splines étant fortement contre-indiqués dans les zones à fort changement de pente, j'ai opté pour une interpolation quadratique contrainte, qui utilise la forme globalement gaussienne de la CCF pour fixer le terme quadratique.

Alors que des variations de bissecteurs dues à l'activité ont été détectées dans plusieurs cas individuels, il n'y a pas à ce jour d'étude globale de la variabilité du bissecteur sur un grand nombre d'étoiles. Pour tenter d'avoir un premier aperçu de la situation, j'ai calculé la dispersion des mesures de span du bissecteur pour les étoiles des programmes

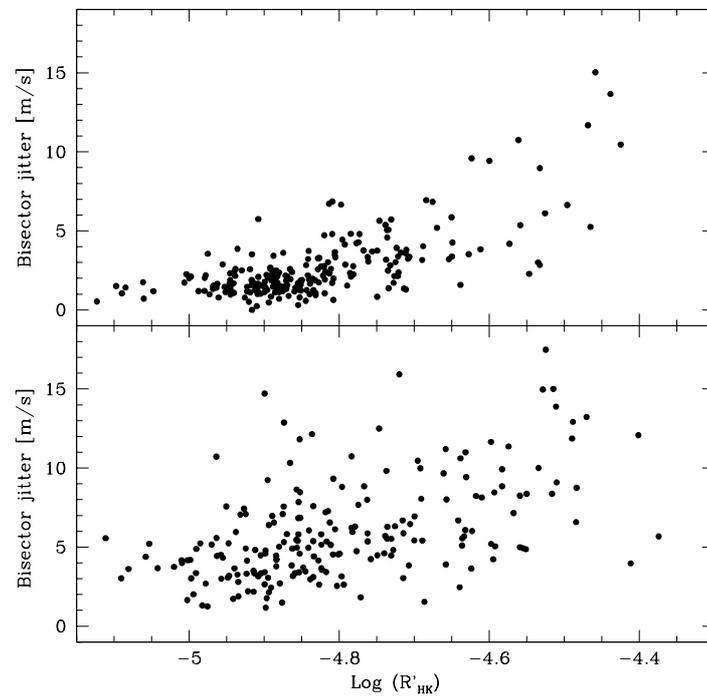


FIG. 5.11 – Dispersion des mesures de span du bissecteur (corrigée des erreurs instrumentales) en fonction de l'indice d'activité $\log R'_{\text{HK}}$ pour les étoiles du programme haute précision (haut) et du programme extension en volume de HARPS (bas).

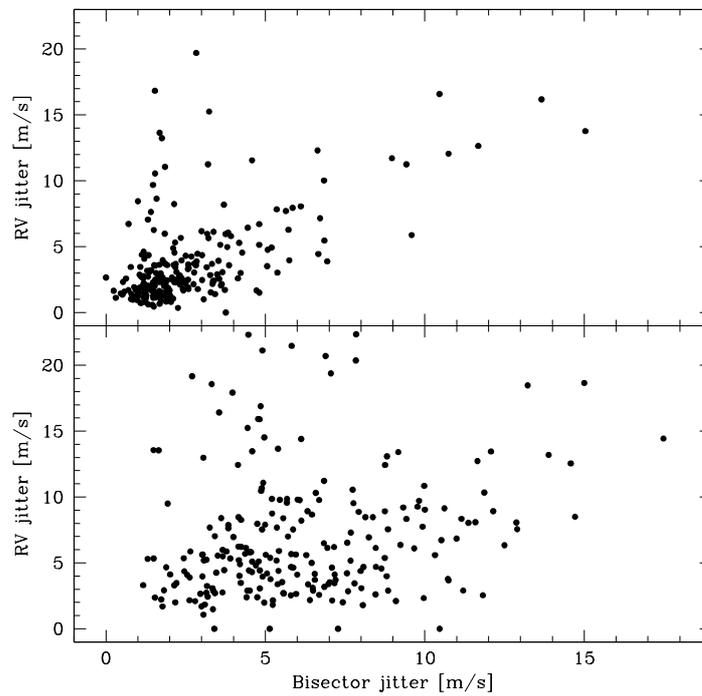


FIG. 5.12 – Dispersion des mesures de vitesse radiale (corrigée des erreurs instrumentales) en fonction de la variabilité du bissecteur pour les étoiles du programme haute précision (haut) et du programme extension en volume de HARPS (bas).

haute précision et extension en volume de HARPS. La figure 5.11 montre les résultats en fonction de $\log R'_{\text{HK}}$. On voit clairement une corrélation entre les deux paramètres pour les étoiles du programme haute précision, alors que les niveaux de bruit photonique plus élevés rendent les choses moins claires pour les étoiles du programme extension en volume. La tendance confirme en tout cas que la présence de taches est fortement liée au niveau d'activité de l'étoile. La dispersion des points est néanmoins grande et montre que certaines étoiles ont un bissecteur peu perturbé alors que leur niveau d'activité est élevé. Il pourrait s'agir d'étoiles ayant une vitesse de rotation projetée faible, ce qui diminuerait les effets des taches sur la vitesse radiale ainsi que la détectabilité des distorsions de profils dues aux taches.

La figure 5.12 montre quant à elle la relation entre variabilité du bissecteur et de la vitesse radiale. A nouveau, une corrélation est présente pour les étoiles du programme haute précision, alors que les choses sont plus floues pour le programme extension en volume, probablement à cause du bruit instrumental plus élevé. On constate que la tendance globale montre une pente de ~ 1 entre les deux quantités, indiquant que lorsqu'une étoile est active, les variations de vitesse et de bissecteur sont en général du même ordre de grandeur. Un autre aspect intéressant de la figure 5.12 est qu'elle permet de faire ressortir assez clairement les candidats planètes : il y a fort à parier que les points à grande dispersion en vitesse mais faible variabilité du bissecteur indiquent la présence de planètes.

Terminons par une constatation générale : comme l'indice $\log R'_{\text{HK}}$, le bissecteur perd de sa sensibilité dans le cas des étoiles non-actives. En effet, les étoiles tournant lentement ont des largeurs de raies inférieures à la résolution spectrale des instruments, ce qui provoque une dilution des distorsions de profil. Les effets perturbateurs sur la vitesse radiale diminuent également à faible vitesse de rotation, mais plus lentement que les effets sur le bissecteur. Il s'agit donc d'être particulièrement prudent en cas de détection d'un faible signal en vitesse radiale à une période compatible avec la période de rotation stellaire ($\sim 20\text{--}40$ jours), même si le bissecteur ne montre aucune variation. Dans un tel cas, la persistance du signal (et de sa phase) dans la durée est probablement le meilleur critère qui puisse différencier une planète d'une tache.

L'examen systématique du comportement du bissecteur pour les étoiles du programme haute précision reste encore à faire. A première vue, il apparaît cependant que les étoiles actives montrent presque toutes une variabilité significative du bissecteur, mais qu'une anti-corrélation entre bissecteur et vitesse n'est pas toujours visible, du moins en première analyse. Dans un certain nombre de cas, le comportement du bissecteur semble chaotique, alors qu'on observe même parfois une corrélation positive entre bissecteur et vitesse. La quantité infinie des géométries possibles pour les distributions de taches peut peut-être expliquer une telle variété de comportement. Il est possible que l'anti-corrélation ne ressorte clairement qu'en cas de tache unique et étendue, persistant pendant toute la durée des observations. Cette configuration pourrait être la plus probable dans le cas des étoiles les plus actives, alors qu'une distribution plus complexe de taches serait plus fréquente aux niveaux d'activité moyens. Des modèles de taches à ajuster aux observations permettront peut-être d'y voir plus clair, même s'il est difficile de remonter des observations vers la géométrie réelle des taches tant les paramètres libres du modèle sont nombreux.

5.3.4 Tentative de correction de l'effet des taches

Est-il possible de corriger les effets "nuisibles" des taches sur les mesures de vitesse radiale ? Cela s'annonce très difficile pour les étoiles non-actives et qui tournent lentement. Pour les étoiles actives, il y a quelques pistes qui méritent d'être explorées. La plus évidente consiste à rechercher une relation entre bissecteur et vitesse radiale. Dans le cas typique de l'anti-corrélation entre ces deux grandeurs, il est possible de corriger les vitesses radiales *a posteriori* en utilisant le bissecteur comme diagnostic. La correction est cependant souvent peu intéressante dans un tel cas, car l'existence même d'une relation claire entre bissecteur et vitesse radiale implique que les variations de vitesse sont presque entièrement dues aux taches, et donc qu'aucune planète détectable ne se cache dans les données. Si l'on a simultanément dans les vitesses radiales un signal dû à une planète et un signal dû aux taches (d'amplitude comparable ou inférieure), aucune corrélation n'apparaîtra sur le bissecteur. Dans un tel cas, un diagnostic permettant de soustraire, ou du moins d'estimer, la composante due aux taches serait extrêmement utile. Il est probablement possible de pousser beaucoup plus loin l'analyse des profils de raies, en travaillant à des résolutions spectrales plus élevées et à très haut rapport signal/bruit. Le problème est que de telles données n'existent pas, et que la seule possibilité est de travailler sur les données de vitesse radiale elles-mêmes.

J'ai tenté de développer un diagnostic permettant d'estimer, voire de corriger, l'effet des taches sur les vitesses en me basant sur la constatation suivante : l'effet d'une tache sur la position d'une raie stellaire est essentiellement dû au flux manquant à la position de la tache sur le disque stellaire. Il "manque" du flux car la tache est plus froide et donc rayonne moins. En première approximation, on peut considérer que la photosphère et la tache rayonnent comme des corps noirs de températures T_{eff} et T_s . Or, le rapport des flux des deux corps noirs dépend de la longueur d'onde, ce qui signifie que la quantité de flux manquante dépend elle aussi de la longueur d'onde. On peut résumer cet effet en disant que le contraste entre les taches et la photosphère varie en fonction de la longueur d'onde, et en particulier qu'il diminue vers le rouge et l'infrarouge, là où les deux corps noirs sont dans le régime de Rayleigh-Jeans. En pratique, cela signifie que la vitesse radiale calculée dans le bleu et dans le rouge ne sera pas la même, et que la différence entre les deux valeurs est due à l'effet des taches. L'idée est donc de tenter d'exploiter cet effet pour corriger les vitesses radiales.

La vitesse radiale d'une étoile mesurée à deux longueurs d'onde différentes peut s'écrire :

$$v_{mes}(\lambda_1) = v_r + \Delta v(\lambda_1) \quad (5.4)$$

$$v_{mes}(\lambda_2) = v_r + \Delta v(\lambda_2) \quad (5.5)$$

Dans cette équation, $\Delta v(\lambda)$ représente la perturbation en vitesse radiale due aux taches, alors que v_r est la vitesse radiale réelle de l'étoile, que l'on souhaite isoler. La perturbation en vitesse radiale à un instant donné dépend essentiellement de la distribution des taches sur le disque, de la vitesse de rotation de l'étoile et du contraste des taches à la longueur d'onde observée. Comme on travaille ici sur une seule et même observation, seul l'effet du contraste nous intéresse (on ne cherche pas à comparer plusieurs observations entre

elles). L'hypothèse centrale est que la perturbation en vitesse est *proportionnelle au flux manquant à la longueur d'onde observée*. On peut donc écrire :

$$\Delta v(\lambda) \sim \frac{B_\lambda(T_{\text{eff}}) - B_\lambda(T_s)}{B_\lambda(T_{\text{eff}})} \sim \left(1 - \frac{B_\lambda(T_s)}{B_\lambda(T_{\text{eff}})}\right) \quad (5.6)$$

Où $B_\lambda(T)$ désigne la fonction de Planck. On admet ici que toutes les taches ont la même température T_s . Le rapport des perturbations en vitesse à deux longueurs d'onde différentes peut donc s'écrire :

$$\frac{\Delta v(\lambda_2)}{\Delta v(\lambda_1)} = \frac{B_{\lambda_1}(T_{\text{eff}})}{B_{\lambda_2}(T_{\text{eff}})} \cdot \frac{B_{\lambda_2}(T_{\text{eff}}) - B_{\lambda_2}(T_s)}{B_{\lambda_1}(T_{\text{eff}}) - B_{\lambda_1}(T_s)} =: C(\lambda_1, \lambda_2, T_{\text{eff}}, T_s) \quad (5.7)$$

La fonction C exprime l'effet différentiel des taches aux deux longueurs d'onde données. L'équation 5.7 permet de fermer le système d'équations 5.4 et d'obtenir la vitesse radiale réelle v_r :

$$v_r = v_{\text{mes}}(\lambda_2) - \frac{C}{C-1} \cdot [v_{\text{mes}}(\lambda_2) - v_{\text{mes}}(\lambda_1)] \quad (5.8)$$

$$= v_{\text{mes}}(\lambda_2) - \frac{C}{C-1} \cdot \Delta v(\lambda_1, \lambda_2) \quad (5.9)$$

Ce modèle simple permet donc, du moins en théorie, de corriger les vitesses radiales de l'effet des taches en mesurant la différence de vitesse à deux longueurs d'onde différentes. Le grand avantage de cette méthode est qu'elle s'applique aux mesures individuelles et ne nécessite donc pas d'hypothèses ad hoc sur la distribution des taches en fonction du temps. Connaissant T_{eff} , λ_1 et λ_2 , une estimation approximative de la température des taches suffit pour calculer C , et la mesure de la différence de vitesse rouge-bleu permet alors d'obtenir une vitesse radiale corrigée.

Malheureusement, cette méthode a un grand désavantage : la barre d'erreur sur la vitesse corrigée est démultipliée par rapport à la barre d'erreur originale sur la vitesse radiale "standard". En effet, si l'on propage les erreurs, on obtient :

$$\sigma(v_r) = \sqrt{\sigma^2[v_{\text{mes}}(\lambda_2)] + \left(\frac{C}{C-1}\right)^2 \cdot \sigma^2[\Delta v(\lambda_1, \lambda_2)]} \quad (5.10)$$

Le problème est que la valeur numérique de $C/(C-1)$ est de l'ordre de ~ 10 pour des naines FGK, des températures de taches plausibles (1000–2000 K plus basses que T_{eff}) et des longueurs d'onde d'observation proches des deux extrémités du domaine visible, comme le permet HARPS. Cela signifie que les erreurs statistiques sur $\Delta v(\lambda_1, \lambda_2)$ sont démultipliées d'un facteur 10. Comme l'erreur statistique sur $\Delta v(\lambda_1, \lambda_2)$ est d'environ deux fois le bruit photonique sur la vitesse radiale "standard", on voit que les barres d'erreur sur la vitesse corrigée seront ~ 20 fois plus élevées que l'erreur standard. Etant donné que le bruit photonique minimal obtenu avec HARPS sur des étoiles brillantes est de l'ordre de $\sim 20 \text{ cm s}^{-1}$, on peut espérer mesurer la vitesse corrigée au mieux avec une précision de 4 m s^{-1} , et ce calcul n'inclut pas d'éventuels effets systématiques dans la mesure de

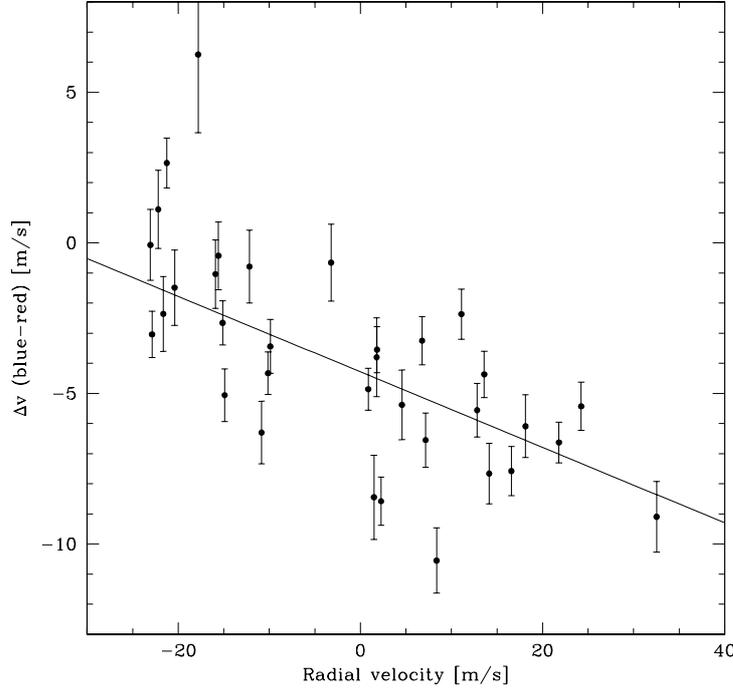


FIG. 5.13 – Différence de vitesse rouge-bleu en fonction de la vitesse radiale pour l'étoile active HD 224789.

$\Delta v(\lambda_1, \lambda_2)$. La seule manière d'améliorer significativement la situation serait d'augmenter l'écart en longueur d'onde entre λ_1 et λ_2 , en particulier si λ_2 peut être repoussé dans l'infrarouge proche ($\lambda_2 \gtrsim 9000 \text{ \AA}$). A l'intérieur du domaine visible, les différences entre les deux corps noirs ne sont en effet pas suffisamment grandes pour rendre la méthode assez sensible.

Il paraît donc difficile d'utiliser ce procédé dans le cadre des recherches de planètes à haute précision avec HARPS. Certaines applications pourraient cependant s'avérer intéressantes, comme la recherche de planètes autour d'étoiles très jeunes et actives. Si le bruit photonique n'est pas trop élevé, il devrait être possible de corriger le signal de grande amplitude des taches dans ces étoiles, ce qui permettrait de rechercher plus efficacement le signal des planètes.

le temps a manqué pour réaliser des tests approfondis de cette méthode sur les données HARPS. J'ai cependant examiné le cas de HD 224789 (K2V, $V=8.27$), une étoile active ($\log R'_{\text{HK}} = -4.46$) du programme haute précision qui a été souvent mesurée. L'étoile montre une dispersion des vitesses radiales de 16 m s^{-1} mais aucune périodicité évidente, ce qui laisse supposer que ce signal est dû avant tout à des taches. Le bissecteur est d'ailleurs anti-corrélé avec la vitesse radiale, ce qui confirme cette hypothèse. J'ai tout d'abord calculé

les vitesses radiales séparément dans le bleu et dans le rouge en enlevant alternativement les trous du masque de corrélation dans la partie du spectre non désirée. J'ai alors défini λ_1 et λ_2 comme les longueurs d'onde moyennes de chaque partie du masque, ce qui donne $\lambda_1 = 4180 \text{ \AA}$ et $\lambda_2 = 5434 \text{ \AA}$. J'ai ensuite calculé la différence de vitesse rouge-bleu et recherché une éventuelle corrélation avec la vitesse radiale (en supposant que le seul signal présent est celui des taches). La figure 5.13 montre que ces deux paramètres sont effectivement corrélés, et que la pente de la corrélation est $a = -8 \pm 2$. Or, la pente prévue par le modèle ci-dessus donne $a = -9$ pour $T_{\text{eff}} = 4900 \text{ K}$ et $T_s = 3900 \text{ K}$. Il semble donc y avoir un bon accord entre l'observation et le modèle, bien que l'hypothèse sur la température des taches soit plutôt incertaine.

Des tests systématiques de cette méthode sur un grand nombre d'étoiles actives sont nécessaires pour la valider complètement. S'il ne sera pas toujours possible de réellement corriger les vitesses radiales, il sera en revanche peut-être possible de détecter une variabilité significative de la différence de vitesse rouge-bleu. Cela permettrait déjà d'identifier les taches comme causes probables de la variabilité en vitesse radiale. Cette méthode fournit donc un diagnostic supplémentaire de l'activité stellaire.

5.4 Accélération séculaire

L'effet Doppler permet de mesurer la composante radiale du vecteur vitesse des étoiles, du moins si l'on fait abstraction de tous les effets stellaires empêchant de mesurer la vitesse réelle du centre de masse. Or, la projection du vecteur vitesse de l'étoile sur la ligne de visée change lentement au cours du temps à cause du mouvement de l'étoile dans l'espace (voir figure 5.14). La vitesse radiale mesurée change donc elle aussi. Il ne s'agit bien sûr pas d'une variation réelle de la vitesse de l'étoile, mais d'un pur effet de projection, désigné sous le terme d'accélération séculaire. Un tel effet géométrique ne peut à proprement parler pas être corrigé, puisque la seule manière de garder un même angle de vue sur le vecteur vitesse de l'étoile serait de se déplacer soi-même dans l'espace. On peut cependant calculer la dérive en vitesse radiale attendue et soustraire cet effet afin de ne pas confondre accélération séculaire et dérive réelle due à un compagnon en orbite.

L'accélération séculaire peut être calculée de la manière suivante, en supposant une étoile en mouvement rectiligne uniforme par rapport au barycentre du système solaire.

Le vecteur position $\vec{r}(t)$ et la vitesse radiale $\vec{v}_r(t)$ sont définis comme :

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v} \cdot t \quad (5.11)$$

$$\vec{v}_r(t) = \vec{v} \bullet \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} \quad (5.12)$$

On a donc pour l'accélération séculaire :

$$\frac{d}{dt} \vec{v}_r(t) = \vec{v} \bullet \frac{d}{dt} \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} \quad (5.13)$$

Le calcul de la dérivée du vecteur position donne :

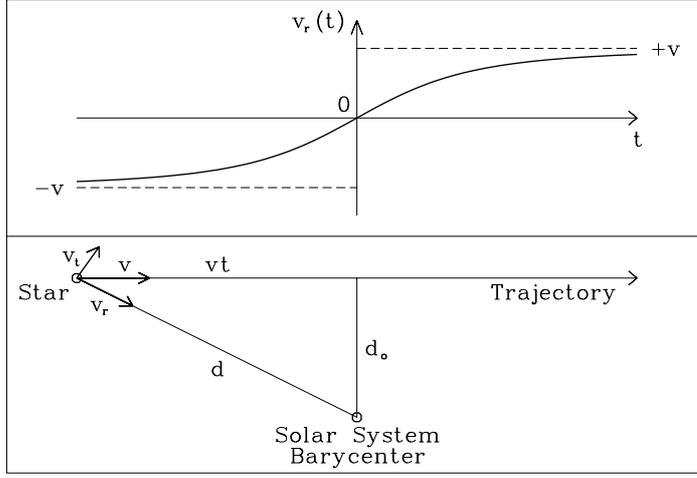


FIG. 5.14 – Illustration de l'accélération séculaire. Figure tirée de Kürster et al. (2003), qui ont détecté le phénomène dans le cas de l'étoile de Barnard.

$$\frac{d}{dt} \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} = \frac{\vec{v}}{|\vec{r}|} + \frac{\vec{r} \cdot \vec{v}}{|\vec{r}|^3} \cdot \vec{r} \quad (5.14)$$

On obtient donc (α étant l'angle entre les vecteurs \vec{r} et \vec{v}) :

$$\frac{d}{dt} \vec{v}_r(t) = \frac{|\vec{v}|^2}{|\vec{r}|} - \frac{(\vec{r} \cdot \vec{v})^2}{|\vec{r}|^3} \quad (5.15)$$

$$= \frac{|\vec{v}|^2}{|\vec{r}|} \cdot (1 - \cos^2 \alpha) \quad (5.16)$$

$$= \frac{|\vec{v}|^2}{|\vec{r}|} \cdot \sin^2 \alpha \quad (5.17)$$

$$= \frac{|\vec{v}|^2}{|\vec{r}|} \cdot \left(\frac{v_t}{|\vec{v}|} \right)^2 \quad (5.18)$$

$$= \frac{v_t^2}{|\vec{r}|} \quad (5.19)$$

La vitesse tangentielle v_t peut s'exprimer au moyen des mouvements propres :

$$v_t = \sqrt{\mu_\alpha^2 + \mu_\delta^2} \cdot |\vec{r}| \quad (5.20)$$

On obtient donc finalement une expression très simple pour l'accélération séculaire :

$$\frac{d}{dt} \vec{v}_r(t) = |\vec{r}| \cdot (\mu_\alpha^2 + \mu_\delta^2) \quad (5.21)$$

TAB. 5.1 – Liste des 20 plus grandes valeurs de l'accélération séculaire pour les étoiles du programme haute précision.

Etoile	Distance [pc]	Mouvement propre ["/an]	Accélération séculaire [m s ⁻¹ /an]
HD 26965A	5.04	4.09	1.94
HD 209100	3.63	4.70	1.84
HD 20794	6.06	3.12	1.36
HD 13445	10.91	2.19	1.21
HD 39194	25.59	1.28	0.96
HD 136352	14.56	1.65	0.91
HD 1581	8.59	2.07	0.84
HD 20807	12.08	1.48	0.61
HD 199288	21.62	1.10	0.60
HD 3823	25.47	0.99	0.57
HD 102365	9.24	1.58	0.53
HD 154363	10.76	1.46	0.53
HD 72673	12.17	1.35	0.51
HD 39091	18.21	1.10	0.50
HD 104006	31.90	0.81	0.49
HD 210918	22.13	0.98	0.48
HD 189567	17.71	1.08	0.48
HD 115617	8.53	1.51	0.45
HD 106116	33.90	0.74	0.42
HD 130992	16.96	1.04	0.42

L'accélération séculaire ne dépend donc que de la distance et du mouvement propre de l'étoile. On remarque également qu'elle est toujours positive (c'est donc bien une *accélération*) et que par conséquent toutes les étoiles d'un programme de recherche de planètes dériveront dans le même sens (mais avec différentes pentes).

J'ai implémenté la correction de l'accélération séculaire dans la base de données HARPS en utilisant les parallaxes et mouvements propres Hipparcos. Il s'avère que c'est un effet globalement faible qui peut souvent être négligé. Mais il est tout de même appréciable pour un certain nombre d'étoiles très proches ayant une grande vitesse tangentielle. L'accélération est d'ailleurs visible "à l'oeil" pour plusieurs étoiles dans les mesures HARPS. A titre d'exemple, les tables 5.1 et 5.2 donnent les 20 plus grandes valeurs de l'accélération séculaire parmi les étoiles des programmes haute précision et naines M de HARPS. On constate que certaines étoiles à planètes et certaines étoiles utilisées comme standards font partie de ces listes, ce qui montre bien l'importance de corriger cet effet. On voit également que les naines M, en moyenne plus proches que les naines FGK, montrent des valeurs d'accélération globalement plus élevées, le record étant détenu par Gl 191 (étoile de Kapteyn), avec 6.77 m s⁻¹ par année.

TAB. 5.2 – Liste des 20 plus grandes valeurs de l'accélération séculaire pour les étoiles du programme naines M.

Etoile	Distance [pc]	Mouvement propre ["/an]	Accélération séculaire [m s ⁻¹ /an]
G1 191	3.92	8.67	6.77
G1 299	6.84	5.40	4.58
G1 699	1.82	10.36	4.49
G1 1	4.36	6.10	3.73
G1 887	3.29	6.90	3.60
G1 166C	5.04	4.09	1.94
G1 87	10.39	2.56	1.56
G1 465	8.89	2.55	1.33
G1 273	3.80	3.74	1.22
G1 406	2.39	4.67	1.20
G1 754	5.96	2.94	1.19
GJ 1068	7.12	2.52	1.04
G1 105B	7.21	2.32	0.89
G1 213	5.79	2.54	0.86
G1 526	5.43	2.30	0.66
G1 205	5.69	2.23	0.65
GJ 1129	10.20	1.63	0.63
GJ 1057	8.54	1.74	0.59
GJ 1001	9.60	1.62	0.58
LHS 543	10.70	1.49	0.54

Chapitre 6

A la recherche des planètes de faible masse

6.1 Plusieurs planètes autour de HD 93083, HD 101930 et HD 102117

6.1.1 Introduction

Depuis le début du temps garanti HARPS (octobre 2003), la plus haute priorité a été donnée au programme haute précision, dans le but de découvrir rapidement des planètes de masse plus petite que Saturne et explorer ainsi un nouveau domaine de l'espace des paramètres des planètes extrasolaires. En effet, à fin 2003, seule une poignée des exoplanètes connues avait une masse inférieure à Saturne, la plus petite étant HD 49674b, avec une masse de $0.12 M_{\text{Jup}}$. Toutes ces planètes étaient donc clairement dans le domaine des géantes gazeuses. Le gain en précision attendu avec HARPS rendait possible d'accéder à des masses bien inférieures, de l'ordre d'Uranus et Neptune et au-dessous, permettant ainsi de s'approcher du domaine des géantes de glace et des planètes telluriques. C'est pourquoi le consortium HARPS a décidé de consacrer environ 50% du temps d'observation aux 400 étoiles du programme haute précision.

Les premières découvertes de planètes de masse comparable à Neptune ont eu lieu quasiment simultanément en 2004 : μ Ara c (Santos et al. 2004), 55 Cnc e (McArthur et al. 2004) et Gl436 b (Butler et al. 2004) ont des masses minimales comprises entre 14 et $22 M_{\oplus}$. La détection de μ Ara c, loin d'être facile en raison des modes acoustiques de grande amplitude de son étoile, a été rendue possible grâce à une campagne d'astérosismologie (Bouchy et al. 2005). L'étoile, appartenant au programme haute précision, a ensuite continué d'être suivie avec HARPS, qui a démontré à cette occasion qu'il répondait à toutes les attentes en terme de précision des mesures.

Trois autres planètes ont bientôt émergé du programme haute précision, et je me suis attelé à la tâche de rédiger l'article traitant des premières découvertes émanant de ce programme. Les planètes en question orbitent autour des étoiles HD 93083 (K3V), HD 101930 (K1V) et HD 102117 (G6V) et ont des masses minimales de 0.37, 0.30 et $0.14 M_{\text{Jup}}$, res-

pectivement. Les demi-grands axes sont respectivement de 0.48, 0.30 et 0.15 AU, ce qui place ces planètes dans une région assez peu peuplée de l'espace des paramètres des planètes extrasolaires. Elles viennent en fait peupler un peu la "vallée" en période remarquée par Udry et al. (2003) et prédite théoriquement par Ida & Lin (2004a). Pour ces derniers auteurs, cette vallée provient du fait qu'il paraît difficile de stopper les processus de migration et d'accrétion rapide de gaz une fois qu'ils ont été enclenchés, et donc l'existence de géantes gazeuses de faible masse à des distances intermédiaires de l'étoile nécessiterait un subtil dosage entre ces processus et le temps d'évaporation du disque. A l'heure actuelle, ce déficit de planètes aux périodes intermédiaires semble se confirmer observationnellement, mais son interprétation exacte n'est pas encore claire.

Dans cet article, j'ai aussi voulu donner une première estimation du budget d'erreur de HARPS basé sur les résultats disponibles à ce moment-là. Il s'agissait de donner quelques nombres de référence, tels que les valeurs typiques de différentes sources de bruit (photonique, guidage, calibration, etc.), la précision à court terme de l'instrument et une estimation de la stabilité à long terme basée sur les mesures d'un échantillon d'étoiles stables. J'ai depuis complété ces études de stabilité avec les données plus récentes. Les résultats sont présentés au chapitre 6.4.

6.1.2 Publication

The HARPS search for southern extra-solar planets. III. Three Saturn-mass planets around HD 93083, HD 101930 and HD 102117

C. Lovis, M. Mayor, F. Bouchy, F. Pepe, D. Queloz, N.C. Santos, S. Udry, W. Benz, J.-L. Bertaux, C. Mordasini, J.-P. Sivan

Astronomy & Astrophysics, vol. 437, pp. 1121–1126 (2005)

The HARPS search for southern extra-solar planets[★]

III. Three Saturn-mass planets around HD 93083, HD 101930 and HD 102117

C. Lovis¹, M. Mayor¹, F. Bouchy², F. Pepe¹, D. Queloz¹, N. C. Santos^{3,1},
S. Udry¹, W. Benz⁴, J.-L. Bertaux⁵, C. Mordasini⁴, and J.-P. Sivan²¹ Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
e-mail: christophe.lovis@obs.unige.ch² Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Traverse du Siphon, 13013 Marseille, France³ Centro de Astronomia e Astrofísica da Universidade de Lisboa, Observatório Astronómico de Lisboa, Tapada da Ajuda, 1349-018 Lisboa, Portugal⁴ Physikalisches Institut Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern, Switzerland⁵ Service d'Aéronomie du CNRS, BP 3, 91371 Verrières-le-Buisson, France

Received 11 February 2005 / Accepted 16 March 2005

Abstract. We report on the detection of three Saturn-mass planets discovered with the HARPS instrument. HD 93083 shows radial-velocity (*RV*) variations best explained by the presence of a companion of $0.37 M_{\text{Jup}}$ orbiting in 143.6 days. HD 101930 b has an orbital period of 70.5 days and a minimum mass of $0.30 M_{\text{Jup}}$. For HD 102117, we present the independent detection of a companion with $m_2 \sin i = 0.14 M_{\text{Jup}}$ and orbital period $P = 20.7$ days. This planet was recently detected by Tinney et al. (2004, *ApJ*, submitted). Activity and bisector indicators exclude any significant *RV* perturbations of stellar origin, reinforcing the planetary interpretation of the *RV* variations. The radial-velocity residuals around the Keplerian fits are 2.0, 1.8 and 0.9 m s^{-1} respectively, showing the unprecedented *RV* accuracy achieved with HARPS. A sample of stable stars observed with HARPS is also presented to illustrate the long-term precision of the instrument. All three stars are metal-rich, confirming the now well-established relation between planet occurrence and metallicity. The new planets are all in the Saturn-mass range, orbiting at moderate distance from their parent star, thereby occupying an area of the parameter space which seems difficult to populate according to planet formation theories. A systematic exploration of these regions will provide new constraints on formation scenarios in the near future.

Key words. stars: individual: HD 93083 – stars: individual: HD 101930 – stars: individual: HD 102117 – stars: planetary systems – techniques: radial velocities – techniques: spectroscopic

1. Introduction

The HARPS instrument is the new ESO high-resolution ($R = 115\,000$) fiber-fed echelle spectrograph, mainly dedicated to planet search programmes and asteroseismology. It has already proved to be the most precise spectro-velocimeter to date, reaching an instrumental *RV* accuracy of $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ (Mayor et al. 2003; Pepe et al. 2004; Santos et al. 2004a), and even better on a short-term basis. This opens a new field in the search for extrasolar planets, allowing the detection of companions of a few Earth masses around solar-type stars. Indeed, the increase of the planet frequency towards very low masses is confirmed by the recent discovery of Neptune-mass exoplanets (McArthur et al. 2004; Santos et al. 2004a; Butler et al. 2004). Moreover, the combination of CORALIE (Queloz et al. 2000) and HARPS data, extending over several years, will allow the

characterization of long-period planets and complex planetary systems. The low-mass and long-period regions of the exoplanet parameter space will therefore be under close scrutiny in the coming months and years. This will improve our knowledge of the planet distribution in the mass-period diagram and will allow comparisons with theoretical predictions (see for example Armitage et al. 2002; Ida & Lin 2004; Alibert et al. 2005).

In this paper we present the discovery of three planetary companions to the stars HD 93083, HD 101930 and HD 102117. Interesting characteristics of these planets include a mass in the Saturn-mass regime and below, and an orbital distance to the star of 0.1–0.5 AU. According to recent planet formation scenarios (Ida & Lin 2004), they are situated in a region of the mass-period diagram that seems difficult to populate. The systematic exploration of this mass and distance regime is therefore an important test for the core-accretion and migration theories of planet formation.

This paper is structured as follows. Section 2 describes the observations, the data reduction process and discusses the

[★] Based on observations made with the HARPS instrument on the ESO 3.6 m telescope at La Silla Observatory under programme ID 072.C-0488(E).

long-term precision of the HARPS measurements. The physical properties of the parent stars are presented in Sect. 3, followed by the RV measurements and orbital solutions in Sect. 4. We discuss in the last section the characteristics of these new planets in the context of the already-known properties of exoplanets and highlight some theoretical questions that might be answered by radial-velocity surveys in the near future.

2. Observations and measurement precision

HD 93083, HD 101930 and HD 102117 are all members of the HARPS high-precision RV sample. The aim of this survey is to obtain RV measurements with photon errors below 1 m s^{-1} to detect very low-mass extrasolar planets. The stars in this sample have been selected from the CORALIE planet search database for being non-evolved, having low projected rotational velocity ($v \sin i < 3 \text{ km s}^{-1}$) and exhibiting low activity levels ($\log R'_{\text{HK}} < -4.7$). These criteria should eliminate most stars showing large intrinsic RV variations and select only very quiet, chromospherically inactive stars, so that stellar RV jitter does not hide possible planetary signals down to $1\text{--}2 \text{ m s}^{-1}$. Obviously, the photon noise error on the radial velocity must also remain below 1 m s^{-1} . For each HARPS spectrum we compute the photon-limited, ultimate RV precision using the formulae given by Connes (1985) and Bouchy et al. (2001). HARPS typically delivers $0.5\text{--}1 \text{ m s}^{-1}$ photon-limited accuracy at a S/N ratio of ~ 100 per pixel (0.8 km s^{-1}) at 550 nm on solar-type stars. The exact number mainly depends on the depth of absorption lines and the projected rotational velocity.

The radial velocities for HD 93083, HD 101930 and HD 102117 have been obtained with the standard HARPS reduction pipeline, based on the cross-correlation with a stellar template, the precise nightly wavelength calibration with ThAr spectra and the tracking of instrumental drifts with the simultaneous ThAr technique (Baranne et al. 1996). Of particular interest is the fact that the nightly instrumental drifts always remain below 1 m s^{-1} for HARPS due to the high instrumental stability.

To assess the long-term precision of the instrument, we selected a sample of 12 stable stars, which have been followed regularly over the past two years. These stars include HD 55 (K5V, $V = 8.49$), HD 1581 (F9V, $V = 4.23$), HD 6673 (K1V, $V = 8.84$), HD 20794 (G8V, $V = 4.26$), HD 28471 (G5V, $V = 7.89$), HD 30278 (G8V, $V = 7.61$), HD 44594 (G4V, $V = 6.61$), HD 82342 (K3/K4V, $V = 8.31$), HD 114853 (G2V, $V = 6.93$), HD 162396 (F8V, $V = 6.19$), HD 196761 (G8/K0V, $V = 6.36$) and HD 215152 (K0V, $V = 8.11$). For each of these stars, several measurements have been gathered, spanning at least 300 days, and the mean RV was subtracted to enable a comparison between different stars. The first data points were acquired during the commissioning periods of the instrument in February and June 2003. Between then and the more recent measurements, many modifications have been made to the instrument, especially the exchange of the ThAr reference lamps. In spite of that, the global RV dispersion of the measurements amounts to 1.81 m s^{-1} (see Fig. 1). This includes many different effects, which can be estimated as follows.

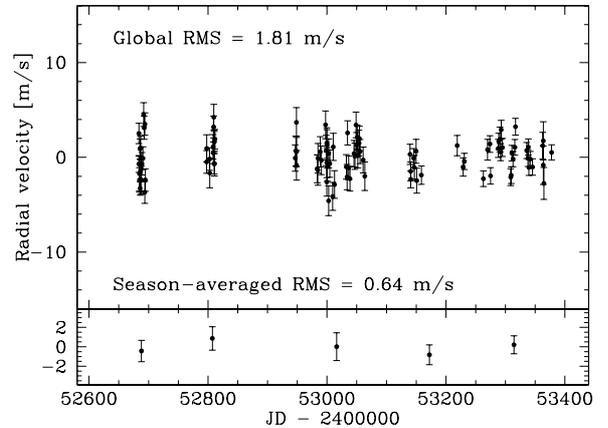


Fig. 1. Radial velocities for a sample of 12 stable stars from the HARPS high-precision programme, observed over about 700 days. For each star, the mean RV has been subtracted. The overall rms of 1.81 m s^{-1} is made of different contributions, among which photon noise ($\sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$), calibration noise ($\sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$), guiding errors ($0.2\text{--}0.6 \text{ m s}^{-1}$) and stellar acoustic modes ($0.5\text{--}2.0 \text{ m s}^{-1}$). Seasonal averages have been computed (*bottom part*). The absence of long-term drifts and the dispersion of only 0.64 m s^{-1} illustrate the long-term stability of ThAr reference lamps.

- The mean photon error, computed according to Bouchy et al. (2001), is 0.8 m s^{-1} ;
- the zero-point wavelength calibration, given by nightly ThAr reference spectra, is presently determined with an accuracy of $\sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$;
- guiding errors are responsible for $0.2\text{--}0.6 \text{ m s}^{-1}$ of extra dispersion, due to the non-optimal tuning of the guiding software. This issue has now been solved and the guiding noise should remain below 0.3 m s^{-1} in the future;
- the largest contribution to the global RV dispersion comes from the star itself, mainly due to acoustic modes (p -modes). For our 12 stars we estimate this contribution to be $0.5\text{--}2.0 \text{ m s}^{-1}$, depending on spectral type and evolutionary status (see Mayor et al. 2003; Bouchy et al. 2005). The observational strategy has been recently optimized to minimize these stellar oscillations, essentially by integrating over long enough periods to cover more than $1\text{--}2$ oscillations ($3\text{--}15 \text{ min}$, depending on spectral type).

Adding all these effects quadratically, we obtain a total dispersion that is very close to the measured value of 1.81 m s^{-1} (the exact number depending on the adopted mean value for the oscillation noise). This leaves only little space (probably less than 1 m s^{-1}) for other star-related variations, such as the presence of undetected planetary companions, star spots and activity-induced jitter.

Among the above-mentioned error sources, three of them should be of less importance in the future, permitting an even better precision. Firstly, guiding errors are no longer a limiting factor. Secondly, the new observing strategy should allow us to maintain the stellar oscillation “noise” below 0.5 m s^{-1} for K-dwarfs and 1.5 m s^{-1} for slightly evolved, early G-dwarfs (worst case). Indeed, comparisons between measurements on a given star taken before and after the strategy change have

Table 1. Observed and inferred stellar parameters for the planet-hosting stars presented in this paper.

Parameter	HD 93083	HD 101930	HD 102117
Sp	K3V	K1V	G6V
V [mag]	8.30	8.21	7.47
$B - V$ [mag]	0.945	0.908	0.721
π [mas]	34.60	32.79	23.81
M_V [mag]	6.00	5.79	4.35
T_{eff} [K]	4995 ± 50	5079 ± 62	5672 ± 22
$\log g$ [cgs]	4.26 ± 0.19	4.24 ± 0.16	4.27 ± 0.07
[Fe/H] [dex]	0.15 ± 0.06	0.17 ± 0.06	0.30 ± 0.03
L [L_{\odot}]	0.41	0.49	1.57
M_* [M_{\odot}]	0.70 ± 0.04	0.74 ± 0.05	1.03 ± 0.05
$v \sin i$ [km s $^{-1}$]	0.9	0.7	1.5
$\log R'_{\text{HK}}$	-5.02 ± 0.02	-4.99 ± 0.02	-5.03 ± 0.02
P_{rot} [days]	48	46	34

already shown a significant reduction of the RV dispersion. Finally, improvements in the wavelength calibration are still ongoing, in particular the elaboration of a more accurate list of ThAr laboratory wavelengths, which will lead to a lower calibration noise. The improved wavelength solutions will then be applied to all data (past and future), ensuring an even better night-to-night stability.

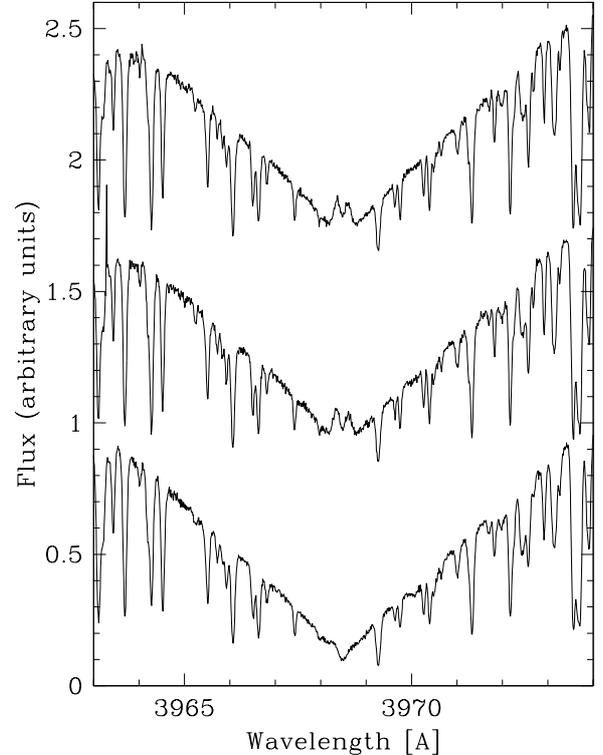
To study the behavior of reference ThAr spectra over time, we have computed seasonal averages (see Fig. 1, bottom). The dispersion of these seasonal mean values amounts to 0.64 m s^{-1} , showing that ThAr lamps are able to deliver an absolute wavelength reference at that level of precision over long periods of time, even in the case of lamp exchange or lamp current variations (both occurred during the first year of HARPS operation). In conclusion, we are therefore very confident of the HARPS ability to maintain a long-term accuracy at the level of 1 m s^{-1} .

3. Parent star characteristics

The basic properties of HD 93083 (K3V, $V = 8.30$), HD 101930 (K1V, $V = 8.21$) and HD 102117 (G6V, $V = 7.47$) are given by the Hipparcos catalogue (Esa 1997). Physical properties have been derived following the method by Santos et al. (2001, 2004b), using a standard local thermodynamical equilibrium (LTE) analysis. This study provides precise values for the effective temperatures, metallicities and surface gravity.

From the colour index, the measured effective temperature and the corresponding bolometric correction, we estimate the star luminosities and we then interpolate the masses and ages in the grid of Geneva stellar evolutionary models with appropriate metal abundances (Schaller et al. 1992; Schaerer et al. 1993). The projected rotational velocity $v \sin i$ is also computed using the calibration of the CORALIE cross-correlation function given by Santos et al. (2002). Table 1 gathers the photometric, astrometric, spectroscopic information and inferred quantities for HD 93083, HD 101930 and HD 102117.

The results show that the masses of these stars range from 0.7 to $1.03 M_{\odot}$. Interestingly, they all have a metallicity higher than solar ([Fe/H] = 0.15, 0.17 and 0.30 respectively),

**Fig. 2.** CaII H ($\lambda = 3968.47 \text{ \AA}$) absorption line region for HD 93083 (top), HD 101930 (middle) and HD 102117 (bottom). Re-emission peaks are absent or very weak in these three stars, indicating low chromospheric activity.

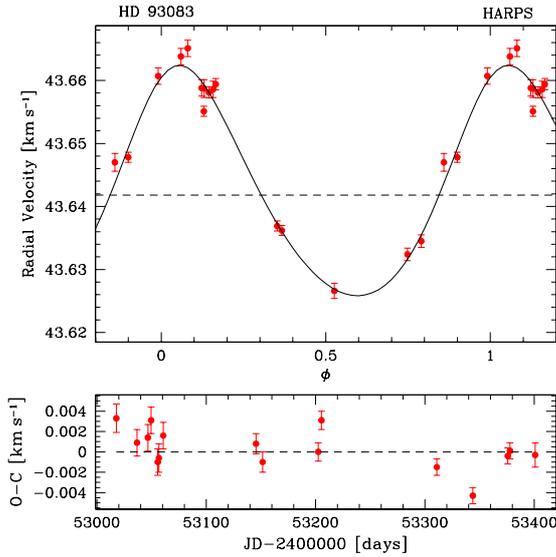
confirming the now well-established relation between planet occurrence and metallicity (Santos et al. 2004b).

We also compute from the spectra an activity indicator S_{HARPS} measuring the re-emission flux in the CaII H and K lines. This indicator has been calibrated on the Mount Wilson scale (Baliunas et al. 1995) using stars with well-known activity levels. We then correct for the photospheric contribution following Noyes et al. (1984) and obtain the well-known activity index $\log R'_{\text{HK}}$. This index represents a useful tool to estimate the stellar RV jitter expected for each star due to rotational modulation of star spots or other active regions on the stellar surface (Saar & Donahue 1997). From this indicator we derive an estimation of the stellar rotation period following the calibrations by Noyes et al. (1984). Although these relations have been shown not to be reliable for ages greater than $\sim 2 \text{ Gyr}$ (Pace & Pasquini 2004), they are still helpful in distinguishing between active, young stars and chromospherically quiet, old stars.

All three stars examined in this paper exhibit low chromospheric activity ($\log R'_{\text{HK}} = -5.0$, see Fig. 2). This is further supported by the non-detection of X-ray emission from these stars, despite their relatively small distance. Together with the measured small $v \sin i$ ($< 1.5 \text{ km s}^{-1}$), this indicates very low activity-induced RV jitter ($< 1\text{--}2 \text{ m s}^{-1}$). Moreover, the analysis of the bisector shape of the cross-correlation function (see Queloz et al. 2001) shows no variations in the CCF profile down to the photon noise level, giving strong support to the planetary interpretation of the RV variations.

Table 2. Orbital and physical parameters for the planets presented in this paper.

Parameter	HD 93083 b	HD 101930 b	HD 102117 b	
P	[days]	143.58 ± 0.60	70.46 ± 0.18	20.67 ± 0.04
T	[JD-2 400 000]	53181.7 ± 3.0	53145.0 ± 2.0	53100.1 ± 0.1
e		0.14 ± 0.03	0.11 ± 0.02	$0.00 (+0.07)$
V	[km s ⁻¹]	43.6418 ± 0.0004	18.3629 ± 0.0003	49.5834 ± 0.0003
ω	[deg]	333.5 ± 7.9	251 ± 11	162.8 ± 3.0
K	[m s ⁻¹]	18.3 ± 0.5	18.1 ± 0.4	10.2 ± 0.4
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	0.239	0.116	0.019
$f(m)$	[10 ⁻⁹ M _⊙]	0.088	0.042	0.0023
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	0.37	0.30	0.14
a	[AU]	0.477	0.302	0.149
N_{meas}		16	16	13
$Span$	[days]	383	362	383
σ (O-C)	[m s ⁻¹]	2.0	1.8	0.9

**Fig. 3.** Phased radial velocities for HD 93083. The best Keplerian fit to the data gives a minimum mass of $0.37 M_{\text{Jup}}$ and an orbital period of 143.6 days for the planet.

4. Radial-velocity data and orbital solutions

4.1. HD 93083

Sixteen radial-velocity measurements have been obtained for HD 93083 spanning about one year. Exposure time was 15 min on average, yielding a typical S/N ratio of 130 per pixel at 550 nm. The mean photon noise error on a single data point is 0.4 m s^{-1} , to which we quadratically added the corresponding calibration error (see Sect. 2). The list of all RV measurements for HD 93083 can be found in Table 3. Figure 3 shows the radial velocities folded to a period $P = 143.58$ days, given by the best Keplerian fit to the data. The RV semi-amplitude is $k = 18.3 \text{ m s}^{-1}$ and the eccentricity $e = 0.14$. These parameters lead to a minimum mass $m_2 \sin i = 0.37 M_{\text{Jup}}$ for the planet. All relevant data for this planet are listed in Table 2.

The weighted rms of the residuals around the fit is 2.0 m s^{-1} , which is larger than the internal errors. More data points are needed to establish whether this extra dispersion is

Table 3. Radial-velocity values and error bars for HD 93083. All data are relative to the solar system barycenter.

JD-2 400 000	RV	Uncertainty
	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]
53 017.84496	43.6470	0.0014
53 036.78231	43.6607	0.0013
53 046.66898	43.6638	0.0013
53 049.71044	43.6651	0.0013
53 055.74405	43.6588	0.0013
53 056.75374	43.6587	0.0014
53 060.75307	43.6586	0.0013
53 145.55149	43.6324	0.0010
53 151.57396	43.6345	0.0010
53 202.47605	43.6581	0.0009
53 205.45320	43.6594	0.0009
53 310.85564	43.6478	0.0009
53 343.85438	43.6551	0.0008
53 375.83553	43.6369	0.0008
53 377.84184	43.6362	0.0008
53 400.79648	43.6266	0.0012

intrinsic to the star or whether it could be explained by the presence of a third body in the system. The latter hypothesis is reinforced by the slow RV drift that seems to be present in the residuals of the radial velocities around the orbit, as can be seen in Fig. 3 (bottom).

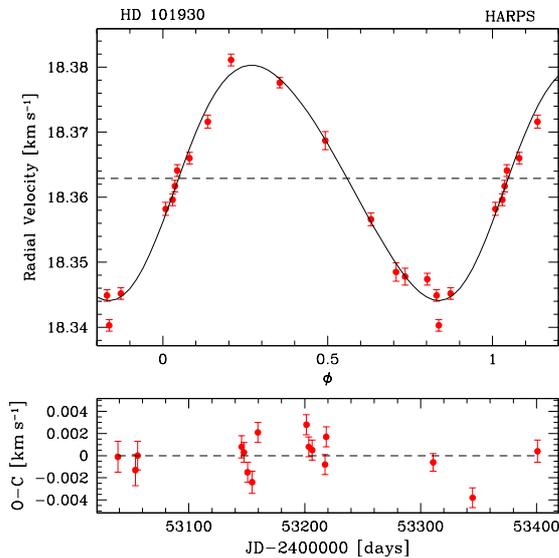
4.2. HD 101930

We have obtained 16 HARPS radial-velocity measurements of HD 101930 over a time span of ~ 1 year. The exposure time was 15 min, yielding a typical S/N ratio of 110 per pixel at 550 nm. The mean photon noise error on a single data point is 0.5 m s^{-1} , to which we quadratically added the calibration error (see Sect. 2). Table 4 gives the list of all RV measurements obtained for HD 101930.

The RV variations are best explained by a Keplerian orbit with period $P = 70.46$ days, semi-amplitude $k = 18.1 \text{ m s}^{-1}$

Table 4. Radial-velocity values and error bars for HD 101930. All data are relative to the solar system barycenter.

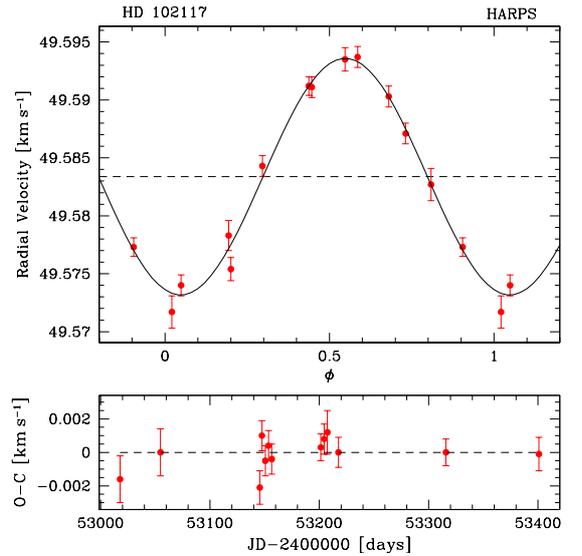
JD-2 400 000	RV [km s ⁻¹]	Uncertainty [km s ⁻¹]
53 038.78552	18.3687	0.0014
53 053.89075	18.3485	0.0014
53 055.83816	18.3478	0.0013
53 145.58216	18.3582	0.0010
53 147.55920	18.3617	0.0009
53 150.66830	18.3660	0.0009
53 154.58438	18.3716	0.0010
53 159.54707	18.3811	0.0009
53 201.47066	18.3474	0.0009
53 203.47312	18.3449	0.0009
53 206.46791	18.3452	0.0009
53 217.51591	18.3596	0.0009
53 218.51090	18.3641	0.0009
53 310.86794	18.3776	0.0009
53 344.86147	18.3403	0.0009
53 400.81929	18.3566	0.0010

**Fig. 4.** Phased radial velocities for HD 101930. The planet has a minimum mass of $0.30 M_{\text{Jup}}$ and an orbital period of 70.5 days.

and eccentricity $e = 0.11$. From these orbital parameters and the primary mass given in Table 1 ($0.74 M_{\odot}$), we derive a minimum mass $m_2 \sin i = 0.30 M_{\text{Jup}}$ for the companion. The residuals around the fit have a weighted rms of 1.8 m s^{-1} , slightly larger than internal errors. The extra dispersion might be caused by stellar RV jitter. Future measurements will allow us to investigate this point more precisely. Figure 4 shows the phased radial velocities for HD 101930 together with the residuals around the orbit, and Table 2 contains all relevant parameters for HD 101930 b.

Table 5. Radial-velocity values and error bars for HD 102117. All data are relative to the solar system barycenter.

JD-2 400 000	RV [km s ⁻¹]	Uncertainty [km s ⁻¹]
53 017.85639	49.5717	0.0014
53 054.80495	49.5827	0.0014
53 145.59708	49.5754	0.0010
53 147.57142	49.5843	0.0009
53 150.67935	49.5911	0.0009
53 153.55336	49.5937	0.0009
53 156.57259	49.5871	0.0009
53 201.49891	49.5773	0.0008
53 204.47977	49.5740	0.0009
53 207.46689	49.5783	0.0013
53 217.52802	49.5903	0.0009
53 315.86091	49.5912	0.0008
53 400.83082	49.5935	0.0010

**Fig. 5.** Phased radial velocities for HD 102117. The planet has a minimum mass of $0.14 M_{\text{Jup}}$ and an orbital period of 20.7 days.

4.3. HD 102117

For this star we gathered 13 radial-velocity measurements with HARPS spanning about 380 days between January 2004 and January 2005. These are listed in Table 5. The spectra, acquired in 10–15 min exposures, have a mean S/N ratio of 120 per pixel, corresponding to a photon error of 0.5 m s^{-1} on this star. Note that the photon noise at a given S/N ratio is the same as for HD 101930, although HD 102117 has an earlier spectral type (G6 vs. K1), and therefore less numerous and broader spectral lines. This is probably due to the higher metallicity of HD 102117, leading to deeper absorption lines. After quadratically adding the calibration error, we obtain a total error of $\sim 0.9 \text{ m s}^{-1}$ for each data point.

The best-fit Keplerian orbit explaining the RV variations has a period $P = 20.67$ days, a semi-amplitude $k = 10.2 \text{ m s}^{-1}$ and an eccentricity e equal to 0. We derive a companion minimum mass $m_2 \sin i = 0.14 M_{\text{Jup}}$, which is one of the

lightest extrasolar planets known to date. The weighted rms around the fit is only 0.9 m s^{-1} , equal to internal errors. This shows that intrinsic stellar effects, such as activity-related jitter, are negligible for this star at a level of a few tens of cm s^{-1} . HD 102117 b has been previously announced by Tinney et al. (2004), who find orbital parameters very similar to ours, although with slightly larger uncertainties due to the larger error bars ($\sigma_{O-C} = 3.3 \text{ m s}^{-1}$). The combination of both data sets show that the radial velocities match very well in phase and amplitude. Figure 5 shows the phased radial velocities for HD 102117 with the corresponding residuals around the fit, and Table 2 gives the best-fit parameters for HD 102117 b.

5. Discussion and conclusion

Table 2 summarizes all orbital and physical properties of the planets presented in this paper. These new discoveries have been made possible thanks to the high *RV* precision reached with the HARPS spectrograph. This precision is demonstrated by the very low residuals around the orbital fits, allowing an accurate determination of the orbital parameters even with few data points, provided the phase coverage is good enough.

All three stars discussed in this paper are more metal-rich than the Sun and therefore confirm the observational trend showing a clear correlation between planet occurrence and metallicity.

As already mentioned in Sect. 1, these new Saturn-mass planets are located at intermediate distances from their parent star (0.1–0.5 AU). The existence of planets in this area of the mass-period diagram might pose a challenge to the standard planet formation theories. The difficulty arises from the fast runaway accretion and migration processes that would make such planets more massive and come closer to their parent stars, thereby becoming hot Jupiters (or hot Saturns). A reliable mechanism permitting termination of the accretion process at intermediate distances from the star remains to be found, although the evaporation of the disk and the metallicity of the central star might play an important role. Among the three planets presented in this paper, HD 102117 b is certainly the most challenging one in that respect, with a mass of $\sim 50 M_{\oplus}$ and a semi-major axis of 0.15 AU. The recently discovered Neptune-mass planet around μ Ara (Santos et al. 2004a), orbiting at 0.09 AU, shows similar properties, but in that case the presence of other massive planets in the system might have had an

influence on its final mass. On the contrary, no other massive planets seem to exist around HD 102117, at least within ~ 5 AU. From the observational point of view, these new discoveries might indicate that a population of Neptune- and Saturn-mass planets remains to be discovered below 1 AU. The increasing precision of the radial-velocity surveys will help answer this question in the near future, thereby providing useful new constraints on planet formation theories.

Acknowledgements. We would like to thank the Swiss National Science Foundation (FNRS) and the Portuguese Fundação para a Ciência e Tecnologia for their continuous support of this project. This study also benefitted from the support of the HPRN-CT-2002-00308 European programme.

References

- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *A&A*, 434, 343
- Armitage, P. J., Livio, M., Lubow, S. H., & Pringle, J. E. 2002, *MNRAS*, 334, 248
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
- Bouchy, F., Bazot, M., & Santos, N. 2005, *A&A*, submitted
- Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, *A&A*, 374, 733
- Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004, *ApJ*, 617, 580
- Connes, P. 1985, *Ap&SS*, 110, 211
- Esa 1997, *VizieR Online Data Catalog*, 1239, 0
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 604, 388
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- McArthur, B. E., Endl, M., Cochran, W. D., et al. 2004, *ApJ*, 614, L81
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- Pace, G., & Pasquini, L. 2004, *A&A*, 426, 1021
- Pepe, F., Mayor, M., Queloz, D., et al. 2004, *A&A*, 423, 385
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *A&A*, 379, 279
- Queloz, D., Mayor, M., Weber, L., et al. 2000, *A&A*, 354, 99
- Saar, S. H., & Donahue, R. A. 1997, *ApJ*, 485, 319
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
- Santos, N. C., Bouchy, F., Mayor, M., et al. 2004a, *A&A*, 426, L19
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004b, *A&A*, 415, 1153
- 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
- Tinney, C., Butler, P., Marcy, G., et al. 2004, *ApJ*, submitted

6.1.3 Une planète peut (souvent) en cacher une autre

J'ai récemment repris l'analyse des courbes de vitesse radiale de ces trois étoiles, en incluant les nouvelles mesures obtenues avec HARPS jusqu'au début 2007. Le moins que l'on puisse dire, c'est que la situation a évolué. Je présente ci-dessous les nouveaux résultats pour chaque étoile.

HD 93083

Dans Lovis et al. (2005), je mentionnais déjà que le rms de 2.0 m s^{-1} autour de l'orbite publiée était trop élevé par rapport aux erreurs de mesure, et qu'il indiquait peut-être la présence d'autres planètes dans le système, en particulier à plus longue période.

Mis à part la périodicité à 145 jours déjà connue, les nouvelles données révèlent effectivement une modulation à plus longue période (~ 1400 jours). L'ajustement d'une double képlérienne révèle bien une nouvelle planète de masse $m \sin i \cong 0.3 M_{\text{Jup}}$, mais ne donne pas un résultat entièrement satisfaisant (rms = 1.9 m s^{-1} , χ^2 réduit = 43.96). Une analyse en fréquence des résidus autour de la solution montre un peu de puissance vers $P = 2.7$ jours, avec une probabilité de fausse alarme encore non-négligeable. J'ai alors ajusté simultanément trois képlériennes autour de ces périodes, ce qui donne un résultat clairement meilleur par rapport à la solution à deux planètes (rms = 1.1 m s^{-1} , χ^2 réduit = 17.00). La planète à très courte période, si elle est confirmée, aurait une masse minimum $m \sin i = 4.3 M_{\oplus}$, et serait ainsi la plus petite planète jamais découverte. La figure 6.1 montre les courbes de vitesse radiale de ces trois planètes en phase, alors que leurs éléments orbitaux sont listés dans la table 6.1.

Des mesures supplémentaires sont nécessaires pour confirmer l'existence de la planète à 2.7 jours, en particulier des observations à haute fréquence (une mesure par nuit). Le nombre de points ($N=31$) est encore trop faible par rapport au nombre de degrés de liberté d'un ajustement à trois planètes. Cependant, la courbe du haut de la figure 6.1 paraît déjà assez convaincante. Avec une masse (minimum) de $4.3 M_{\oplus}$, on a très probablement affaire à une planète tellurique (super-Terre) ou à une planète d'eau (glace/vapeur). Selon les modèles de Fortney et al. (2007), on s'attend à un rayon de 10000 à 15000 kilomètres selon la composition. Etant donné le rayon de l'étoile ($\sim 0.7 R_{\odot}$), la profondeur d'un éventuel transit ne serait que de 1 mmag au maximum. L'amplitude attendue de l'effet Rossiter serait quant à elle de $0.5\text{--}1 \text{ m s}^{-1}$ selon la formule analytique de Ohta et al. (2005), soit à la limite de la détectabilité avec HARPS. On voit donc que la recherche d'éventuels transits de cet objet sera extrêmement difficile, comme pour toutes les super-Terres et géantes de glace autour de naines G et K. Néanmoins, il vaut peut-être la peine d'essayer de détecter l'effet Rossiter avec HARPS. Si l'on pouvait déterminer la période de rotation de l'étoile indépendamment, et en faisant l'hypothèse que l'axe de rotation de l'étoile est aligné avec la perpendiculaire au plan de l'orbite, alors la mesure de l'effet Rossiter pourrait apporter une contrainte intéressante sur le rayon de la planète. L'hypothèse de l'alignement quasi parfait entre spin et orbite paraît raisonnable dans la mesure où l'angle en question s'est révélé être très petit dans tous les cas étudiés jusqu'à présent (HD 209458, HD 189733 et HD 149026).

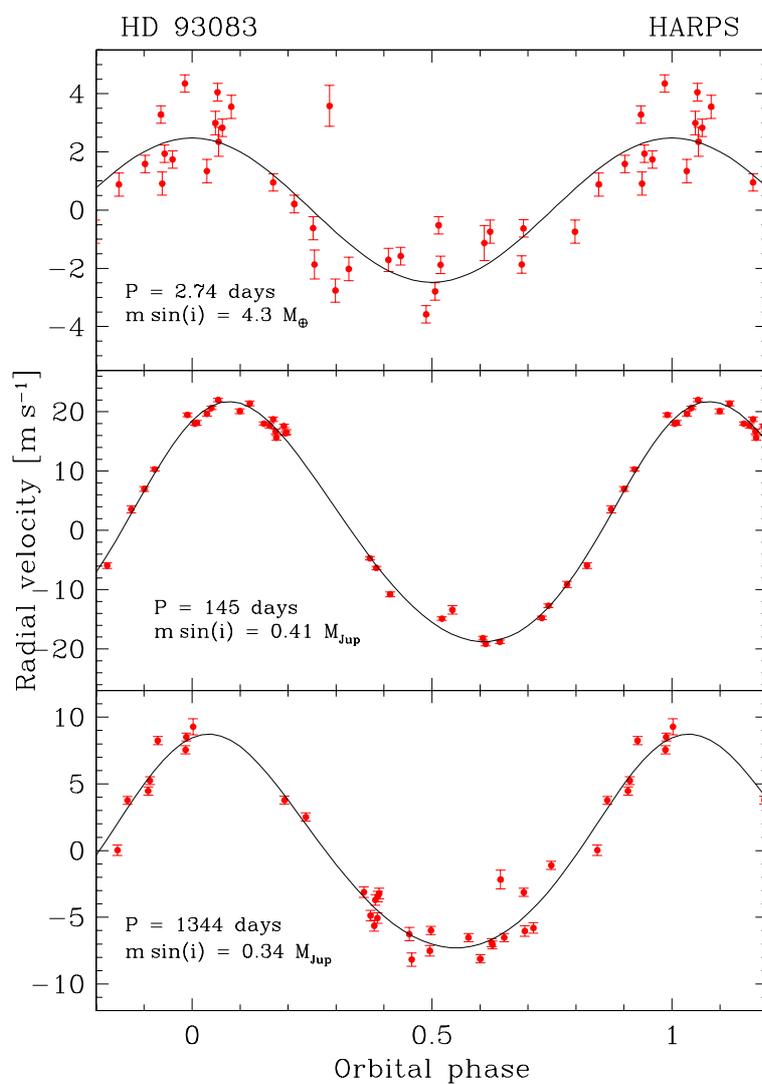


FIG. 6.1 – Vitesse radiale repliée en phase de chacune des planètes orbitant HD 93083. Dans chaque cas, la contribution des deux autres planètes a été soustraite. On notera que l'échelle verticale varie suivant la planète.

TAB. 6.1 – Paramètres orbitaux des planètes du système de HD 93083.

Parameter		HD 93083 b	HD 93083 c	HD 93083 d
P	[days]	144.935 ± 0.089	1344 ± 25	2.73777 ± 0.00027
T	[JD-2400000]	53177.2 ± 1.5	53881 ± 57	54002.321 ± 0.069
e		0.087 ± 0.008	0.09 ± 0.03	0 (fixed)
ω	[deg]	327.0 ± 3.9	345 ± 16	0 (fixed)
K	[m s ⁻¹]	20.25 ± 0.11	8.01 ± 0.22	2.48 ± 0.10
V	[km s ⁻¹]		43.6477 ± 0.0001	
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	0.27	0.99	0.00062
$f(m)$	[10 ⁻¹² M _☉]	123	70.7	0.0043
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	0.41	0.34	0.013
$m_2 \sin i$	[M _⊕]	131	109	4.3
a	[AU]	0.48	2.12	0.034
N_{meas}			31	
$Span$	[days]		1182	
σ (O-C)	[m s ⁻¹]		1.12	

En conclusion, le système planétaire de HD 93083 mérite d'être suivi de près et à haute fréquence afin de mieux contraindre le nombre de planètes dans le système et les paramètres orbitaux de celles-ci. HD 93083 est un cas d'école qui confirme la tendance émergente qui veut que les étoiles déjà entourées d'une planète en possèdent très souvent d'autres. La caractérisation complète d'un système nécessite cependant un suivi régulier et l'accumulation d'un grand nombre de mesures.

HD 101930

Dans ce cas aussi, je mentionnais dans Lovis et al. (2005) que le rms de 1.8 m s⁻¹ autour de la solution orbitale publiée cachait peut-être des compagnons non encore détectés. L'ajustement à une planète sur l'ensemble des données disponible confirme très clairement la présence du compagnon à 70 jours. Cependant, le rms de 1.6 m s⁻¹ et le χ^2 réduit de 24.2 laissent penser que le système comporte au moins une planète supplémentaire. Un examen des résidus autour de l'orbite à 70 jours révèle en effet une modulation à plus longue période. J'ai donc fait un ajustement à deux planètes, qui montre un nouveau compagnon orbitant en 373 jours, avec une masse minimale de 20.4 M_⊕. La figure 6.2 montre la courbe de vitesse radiale en fonction du temps, alors que les paramètres orbitaux du système sont donnés dans la table 6.2. L'ajustement à deux planètes est significativement meilleur qu'avec une seule planète (rms = 0.8 m s⁻¹, χ^2 réduit = 6.75). Le deuxième signal est d'une amplitude remarquablement faible ($K = 2.21$ m s⁻¹) et démontre que seul un instrument aussi précis et stable sur le long terme que HARPS est capable de détecter cet objet, qui, si son existence se confirme, serait le Neptune le plus éloigné de son étoile connu à ce jour ($a = 0.92$ AU).

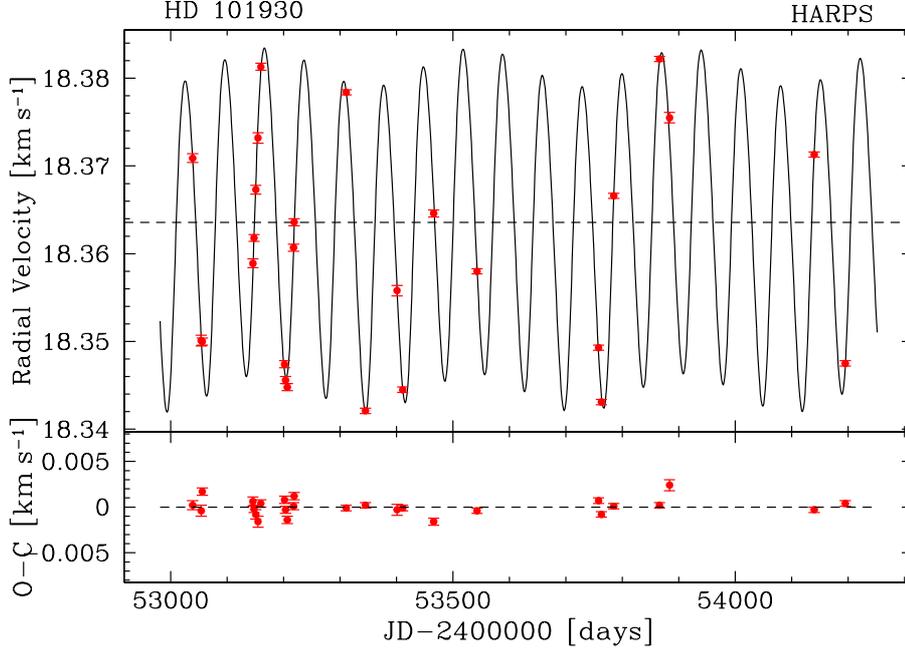


FIG. 6.2 – Vitesse radiale en fonction du temps pour HD 101930. Le signal principal provient de la planète déjà connue, de période $P = 70.3$ jours et de masse minimale $m \sin i = 0.31 M_{\text{Jup}}$. Un ajustement képlérien à deux planètes révèle un nouveau compagnon orbitant en 373 jours, de masse minimale $m \sin i = 0.064 M_{\text{Jup}} = 20.4 M_{\oplus}$.

TAB. 6.2 – Paramètres orbitaux des planètes du système de HD 101930.

Parameter		HD 101930 b	HD 101930 c
P	[days]	70.343 ± 0.015	373.3 ± 3.7
T	[JD-2400000]	53143.52 ± 0.72	53912.1 ± 5.4
e		0.089 ± 0.007	0.0 (+0.06)
ω	[deg]	236.8 ± 4.0	-
K	[m s ⁻¹]	18.59 ± 0.11	2.21 ± 0.12
V	[km s ⁻¹]	18.3636 ± 0.0001	
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	0.12	0.076
$f(m)$	[10 ⁻¹² M_{\odot}]	46.3	0.415
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	0.31	0.064
$m_2 \sin i$	[M_{\oplus}]	98.6	20.4
a	[AU]	0.30	0.92
N_{meas}		26	
Span	[days]	1156	
σ (O-C)	[m s ⁻¹]	0.77	

TAB. 6.3 – Paramètres orbitaux des planètes du système de HD 102117.

Parameter		HD 102117 b	HD 102117 c
P	[days]	20.7765 ± 0.0023	5000 (fixed)
T	[JD-2400000]	53099.845 ± 0.031	55603 ± 52
e		0.0 (+0.003)	0.0 (fixed)
ω	[deg]	161.63 ± 0.60	-
K	[m s ⁻¹]	10.83 ± 0.10	8.18 ± 0.67
V	[km s ⁻¹]	49.5939 ± 0.0008	
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	0.021	3.76
$f(m)$	[10 ⁻¹² M _☉]	2.74	284
$m_2 \sin i$	[M _{Jup}]	0.15	0.70
$m_2 \sin i$	[M _⊕]	47.7	223
a	[AU]	0.149	5.78
N_{meas}		25	
$Span$	[days]	1177	
σ (O-C)	[m s ⁻¹]	1.09	

HD 102117

L'orbite publiée dans Lovis et al. (2005) pour HD 102117 était de très bonne qualité, avec une dispersion des résidus autour de la courbe de seulement 0.9 m s^{-1} . Cependant, la prise en compte des nouvelles données détériore significativement cette solution. Si le signal à 20.8 jours est toujours clairement présent, le rms des résidus monte lui à 1.9 m s^{-1} (χ^2 réduit = 44.8). L'examen des résidus laisse deviner une légère dérive linéaire, bien que cela reste à confirmer. Afin d'obtenir des contraintes supplémentaires, j'ai pris en considération les points obtenus avec Coralie, qui s'étendent sur une période de temps relativement longue (~ 7 ans). Ceux-ci ne montrent aucune dérive à long terme, et présentent une dispersion totale de 8.4 m s^{-1} , alors que la dispersion des points HARPS est de 7.6 m s^{-1} (dominée par le signal à 20.8 jours). Il est donc plausible que HD 102117 soit entourée d'un deuxième compagnon avec une longue période mais une amplitude de vitesse radiale inférieure à $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$. Comme il n'est pour l'heure pas possible de contraindre davantage l'orbite de ce possible deuxième compagnon, mais que son influence est tout de même visible dans les données HARPS, j'ai fait un ajustement à deux planètes en fixant la période de la planète extérieure à $P = 5000$ jours. L'algorithme converge alors vers une demi-amplitude $K = 8.2 \text{ m s}^{-1}$ pour cette planète, ce qui resterait compatible avec les données Coralie. La figure 6.3 montre la courbe de vitesse radiale en fonction du temps avec les orbites des deux planètes, alors que les paramètres orbitaux sont donnés dans la table 6.3. Comme les données Coralie sont d'une précision bien inférieure aux points HARPS et n'apportent donc pas de contrainte significative pour la planète intérieure, je ne les ai pas incluses dans l'ajustement final.

L'ajout du compagnon extérieur améliore significativement la solution par rapport à la situation à une seule planète (rms = 1.1 m s^{-1} , χ^2 réduit = 17.37). Il faut cependant rester très prudent quant à l'existence de cet objet étant donné le manque de contraintes sur sa

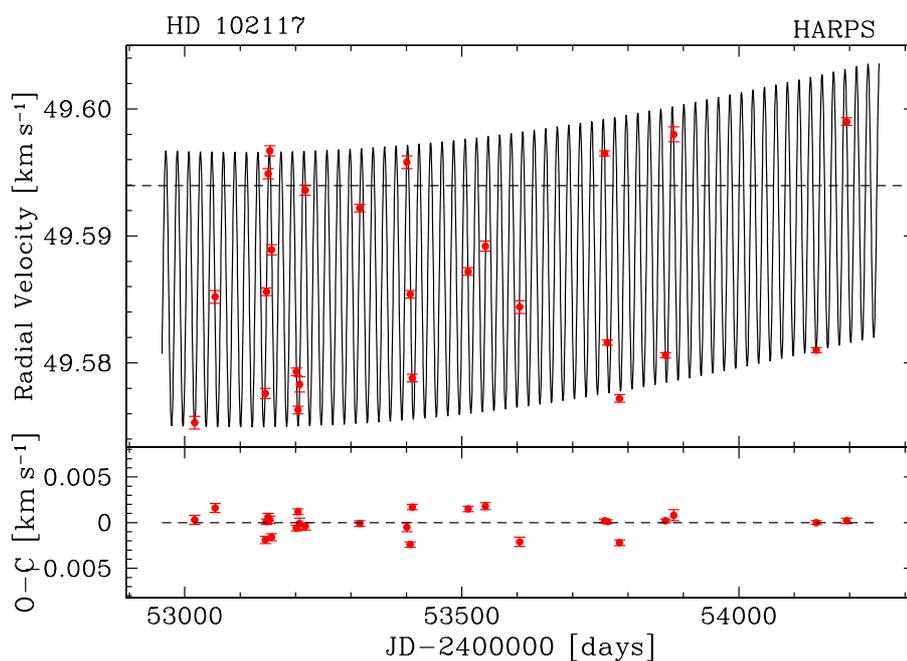


FIG. 6.3 – Vitesse radiale en fonction du temps pour HD 102117. Le signal principal provient de la planète déjà connue, de période $P = 20.78$ jours et de masse minimale $m \sin i = 0.15 M_{\text{Jup}}$. Une deuxième planète de période $P = 5000$ jours a été ajoutée pour expliquer la dérive à long terme des mesures HARPS. L'hypothétique compagnon extérieur aurait alors une masse minimale de $\sim 0.7 M_{\text{Jup}}$ (une masse significativement plus grande serait en désaccord avec les données Coralie).

période orbitale et la durée insuffisante des mesures HARPS. Remarquons tout de même que s'il existe, il pourrait présenter des caractéristiques similaires à Jupiter ($m \sin i \sim 0.7 M_{\text{Jup}}$, $a \sim 5$ AU).

6.2 Découverte d'un trio de Neptunes autour de HD 69830

6.2.1 Introduction

Parmi les étoiles observées avec HARPS depuis le début des mesures en 2003, certaines ont tout de suite montré des signaux en vitesse radiale aisément identifiables. D'autres par contre montrent une variabilité certaine sans pour autant qu'il soit possible d'expliquer le signal par le simple ajustement d'une képlérienne. Si les étoiles en question sont par ailleurs non-actives et tournent lentement, il s'agit alors d'accumuler les mesures car on est peut-être en présence de systèmes multi-planétaires, qui ne peuvent être compris et contraints qu'avec un nombre important de mesures suffisamment étalées dans le temps.

C'est ce qui s'est passé avec l'étoile HD 69830, une naine K0V de magnitude $V = 5.95$ qui fait partie du programme haute précision de HARPS. Cette étoile avait déjà été suivie avec Coralie mais sa variabilité ($\sigma_{\text{RV}} \sim 8 \text{ m s}^{-1}$) n'était pas suffisamment supérieure au bruit instrumental ($\sim 5 \text{ m s}^{-1}$) pour réellement attirer l'attention. Les mesures HARPS ont rapidement révélé des variations à haute fréquence provoquant une dispersion globale de 4 m s^{-1} . Le niveau d'activité de l'étoile ($\log R'_{\text{HK}} = 4.97$) et sa vitesse de rotation projetée ($v \sin i = 1.1 \text{ km s}^{-1}$) indiquent que HD 69830 est une vieille étoile très peu active, et rendent peu probable une cause d'origine stellaire pour la dispersion de 4 m s^{-1} . L'accumulation des mesures, en particulier à haute fréquence (un point par nuit pendant plusieurs missions GTO), a rapidement fait apparaître deux planètes à courte période (8.67 et 31.6 jours), de masse minimale 10.2 et 11.8 M_{\oplus} . Une troisième planète orbitant à 0.63 AU, d'une masse minimale de 18.1 M_{\oplus} , s'est finalement révélée, faisant de HD 69830 la première étoile découverte entourée d'un système de planètes de faible masse, et ce en l'absence de planètes géantes (du moins à l'intérieur de ~ 4 AU).

Le fait que HD 69830 se soit déjà distinguée en 2005 par la détection d'un excès infrarouge dans sa proche périphérie (Beichman et al. 2005) ne fait que rendre ce joli système d'autant plus intéressant. J'ai donc commencé de rédiger l'article annonçant sa découverte dès que les données observationnelles ont été suffisantes pour bien contraindre les orbites. Comme ce système était susceptible d'éveiller l'intérêt au-delà du seul cercle des astronomes, je l'ai soumis à la revue *Nature*, qui l'a accepté comme Article.

6.2.2 Publication

An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets

C. Lovis, M. Mayor, F. Pepe, Y. Alibert, W. Benz, F. Bouchy, A.C.M. Correia, J. Laskar, C. Mordasini, D. Queloz, N.C. Santos, S. Udry, J.-L. Bertaux, J.-P. Sivan

Nature, vol. 441, pp. 305–309 (2006)

An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets

Christophe Lovis¹, Michel Mayor¹, Francesco Pepe¹, Yann Alibert², Willy Benz², François Bouchy^{3,4}, Alexandre C. M. Correia⁵, Jacques Laskar⁶, Christoph Mordasini², Didier Queloz¹, Nuno C. Santos^{1,7,8}, Stéphane Udry¹, Jean-Loup Bertaux⁹ & Jean-Pierre Sivan¹⁰

Over the past two years, the search for low-mass extrasolar planets has led to the detection of seven so-called 'hot Neptunes' or 'super-Earths' around Sun-like stars. These planets have masses 5–20 times larger than the Earth and are mainly found on close-in orbits with periods of 2–15 days. Here we report a system of three Neptune-mass planets with periods of 8.67, 31.6 and 197 days, orbiting the nearby star HD 69830. This star was already known to show an infrared excess possibly caused by an asteroid belt within 1 AU (the Sun–Earth distance). Simulations show that the system is in a dynamically stable configuration. Theoretical calculations favour a mainly rocky composition for both inner planets, while the outer planet probably has a significant gaseous envelope surrounding its rocky/icy core; the outer planet orbits within the habitable zone of this star.

Since the discovery of the first extrasolar planet around a solar-type star ten years ago¹, new detections have been regularly reported by several teams, bringing the number of known extrasolar planets to more than 170 today^{2,3}. The vast majority of these discoveries have been made using the radial velocity technique, that is, the measurement of tiny radial velocity variations of the central star due to the gravitational pull of orbiting planets. This technique, intrinsically sensitive to massive, Jupiter-like planets, has been continuously improved to reach an accuracy of $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$, leading to the discovery of planets lighter than Neptune on close-in orbits. The low end of the planetary mass distribution is now accessible to radial velocity surveys, whose ultimate detection limits have yet to be established. The accumulation of high-precision radial velocity measurements allows us to continuously refine the orbital parameters of the planets known at present and often reveals the presence of other bodies in the systems. The 17 multi-planet systems detected to date have been the subject of numerous researches studying their formation, dynamical evolution and long-term stability. They show an impressive diversity in planetary masses, orbital distances and dynamical structure, but they all share the common property of being dominated by one or more gaseous giant planets in the Jupiter-mass range. In this Article we present the first observed multiple planetary system composed only of Neptune-mass objects, orbiting the star HD 69830.

Properties of HD 69830

HD 69830 is a nearby star located 12.6 pc away from the Sun towards the southern constellation Puppis. It has spectral type K0V and visual magnitude $V = 5.95$ (ref. 4), making it just visible to the naked eye. In order to determine its basic physical properties, we performed a spectroscopic analysis based on models of stellar atmospheres⁵. We obtain an effective temperature $T_{\text{eff}} = 5,385 \pm 20 \text{ K}$ and a metallicity $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.05 \pm 0.02$ (that is, 89% of the solar heavy element

concentration). From these parameters, and using the appropriate bolometric correction, we derive a total luminosity of $0.60 \pm 0.03 L_{\odot}$ (where L_{\odot} is the solar luminosity). By interpolating within grids of theoretical stellar evolution tracks^{6,7}, we find a stellar mass of $0.86 \pm 0.03 M_{\odot}$ (where M_{\odot} is the solar mass) and an age of $\sim 4\text{--}10 \text{ Gyr}$. HD 69830 is therefore an old main-sequence star, slightly less massive than the Sun.

This star has recently been under close scrutiny owing to the detection by the Spitzer Space Telescope of a strong infrared excess relative to the stellar photosphere⁸. It is attributed to emission by small grains of crystalline silicates with a size below $\sim 1 \mu\text{m}$. The grains have a temperature of $\sim 400 \text{ K}$ and must therefore be located close to the star, most probably within 1 astronomical unit (1 AU). These observations are interpreted as the signature of a massive asteroid belt within 1 AU, in which collisional processes continuously replenish the debris disk. Alternatively, the infrared emission might be caused by an evaporating super-comet recently captured onto a close orbit around HD 69830, although this scenario seems less likely.

High-precision radial velocities

We have obtained high-precision radial velocity measurements of HD 69830 during the past two years with the HARPS instrument installed on the European Southern Observatory 3.6-m telescope at La Silla Observatory, Chile. HARPS is a high-resolution ($R = 110,000$) cross-dispersed echelle spectrograph designed to achieve the highest possible radial velocity accuracy^{9,10}. It has demonstrated a long-term precision of $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$, thereby becoming the most powerful instrument with which to detect extrasolar planets with the radial velocity technique^{11–13}. HD 69830 is a member of the high-precision sample of nearby stars that we are following closely in order to detect very-low-mass planets. We have obtained 74 data points

¹Observatoire de Genève, 51 ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland. ²Physikalisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern, Switzerland. ³Observatoire de Haute-Provence, 04870 St Michel l'Observatoire, France. ⁴Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France. ⁵Departamento de Física da Universidade de Aveiro, Campus Universitário de Santiago, 3810-193 Aveiro, Portugal. ⁶Astronomie et Systèmes Dynamiques, IMCCE-CNRS UMR 8028, 77 Av. Denfert-Rochereau, 75014 Paris, France. ⁷Centro de Astronomia e Astrofísica da Universidade de Lisboa, Observatório Astronómico de Lisboa, Tapada da Ajuda, 1349-018 Lisboa, Portugal. ⁸Centro de Geofísica de Évora, Colégio Luis Verney, Rua Romão Ramalho, 59, 7002-554 Évora, Portugal. ⁹Service d'Aéronomie du CNRS, BP 3, 91371 Verrières-le-Buisson, France. ¹⁰Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Traverse du Siphon, 13013 Marseille, France.

spanning about 800 days between October 2003 and January 2006 (see Supplementary Information).

The radial velocities have been derived from the extracted spectra by the usual cross-correlation technique with a stellar template, coupled to high-precision wavelength calibration¹⁴. To estimate the uncertainties on the data points, we quadratically add the photon noise, the guiding error, the wavelength calibration uncertainty and the estimated stellar oscillation noise^{9,15}, leading to a global error bar of $0.7\text{--}1.5\text{ m s}^{-1}$ per measurement. This does not include other noise sources that are intrinsic to the star, such as activity-related radial velocity jitter caused by cool spots at the stellar surface. However, HD 69830 exhibits low chromospheric activity, as can be seen by measuring the re-emission flux at the centre of the Ca II H and K lines. The normalized chromospheric emission index, $\log(R_{\text{HK}})$ (ref. 16), obtained from our HARPS spectra, has an average value of -4.97 , typical for old, quiet K dwarfs. Moreover, HD 69830 has a low projected rotational velocity: we measure $v \sin i = 1.1_{-1.1}^{+0.5}\text{ km s}^{-1}$ using a calibration of the width of the cross-correlation function¹⁷ (where v is the stellar equatorial rotational velocity and i is the inclination angle of the stellar rotation axis relative to the line of sight). From these indicators we expect very low radial velocity jitter, probably below 1 m s^{-1} .

Orbital parameters for the three planets

The analysis of the radial velocity data reveals multi-periodic variations with a peak-to-peak amplitude of $\sim 15\text{ m s}^{-1}$. A close inspection of the radial velocity curve on short timescales clearly shows a sinusoidal modulation with a period of ~ 9 days, although successive maxima do not occur at the same radial velocity value, indicating that a second signal is present with a period of ~ 30 days. We first performed a two-keplerian fit to the data with starting values close to these two periods. The global r.m.s. dispersion of the residuals amounts to 1.57 m s^{-1} and the reduced χ^2 value is 4.19 (with 11 free parameters), meaning that this solution is not satisfactory. Moreover, the residuals around the fit are clearly not randomly distributed, but instead reveal another long-term periodicity at about 200 days. We therefore perform a three-keplerian fit to the radial velocities, which gives a much better result with a global (weighted) r.m.s. of 0.81 m s^{-1} and a reduced χ^2 value of 1.20 (16 free parameters). In this model, the inner planet has a period of 8.667 days, an eccentricity of 0.10 and a minimum mass of $10.2 M_{\oplus}$ (where M_{\oplus} is the Earth's mass). The second planet has a period of 31.56 days, an eccentricity of 0.13 and a minimum mass of $11.8 M_{\oplus}$. Finally, the third planet has an orbital period of 197 days, an eccentricity of 0.07 and a minimum mass of $18.1 M_{\oplus}$. The list of all orbital parameters for the system can be found in Table 1, while Fig. 1 shows the phase-folded radial velocity curves for the three planets.

Figure 2 shows two close-up views of the data and best-fit model as a function of time, together with the whole radial velocity curve after removal of the inner planets, thus revealing the long-term variations due to the third planet.

To check if our solution really gives the best fit to the data, we also explored the parameter space with a genetic algorithm. This technique, now routinely used to analyse radial velocity data, has the ability to find the absolute minimum on the χ^2 surface, avoiding the risk of getting trapped in a local minimum. In our case, the genetic algorithm yields orbital parameters that are indistinguishable from those we have found with the simple least-squares minimization, and confirms that the three-planet solution gives a superior fit compared to the two-planet model. Finally, we checked that the radial velocity variations are not partly due to stellar radial velocity jitter by computing the bisector velocity span of the cross-correlation function, which traces possible line shape variations¹⁸. The bisector turns out to be stable at the level of 0.81 m s^{-1} and is not correlated with any of the orbital periods, including the 31.6-day period which is close to the rotation period of the star (~ 35 days, estimated from the activity index¹⁶). If the signal was stellar in origin, bisector variations would occur with an amplitude similar to the radial velocity variations ($\sim 5\text{ m s}^{-1}$ for the second planet), and the bisector signal would vary in phase with the stellar rotation period. None of these signatures are observed in our case. We are thus confident that the radial velocity signal is indeed due to orbiting planetary companions.

Dynamical stability of the system

The multiple planetary system around HD 69830 is unique in that it is the first reported to be composed only of Neptune-mass objects, at least within a few astronomical units. Indeed, the time span of the observations (~ 800 days) and the precision of the measurements allow us to exclude any Saturn-mass planet orbiting within $\sim 4\text{ AU}$. When discovering a new system, the immediate question arising is whether or not it is dynamically stable over Myr to Gyr timescales. At first glance, the low planetary masses and small eccentricities suggest a high probability that the HD 69830 system is indeed stable. To investigate this point more thoroughly, we performed numerical N -body integrations¹⁹ assuming coplanarity of the orbits and two different inclination angles (corresponding to different true planetary masses). For both inclinations $i = 90^\circ$ (edge-on) and $i = 1^\circ$ (pole-on), the system turns out to remain stable over at least 1 Gyr. Whereas long-term stability could be expected in the minimum-mass case ($i = 90^\circ$, see Fig. 3a), it is notable that the system survives even if the true planetary masses lie in the Jupiter-mass range.

We also considered the possibility that an asteroid belt might exist within $\sim 1\text{ AU}$ of the star, as suggested by the recent observations of the Spitzer Space Telescope⁸. Given the orbits of the three planets, the

Table 1 | Orbital and physical parameters of the planets in the HD 69830 system

Parameter	Planet		
	HD 69830 b	HD 69830 c	HD 69830 d
Orbital period (d)	8.667 ± 0.003	31.56 ± 0.04	197 ± 3
Time of periastron (BJD)	2453496.8 ± 0.6	2453469.6 ± 2.8	2453358 ± 34
Eccentricity	0.10 ± 0.04	0.13 ± 0.06	0.07 ± 0.07
Longitude of periastron ($^\circ$)	340 ± 26	221 ± 35	224 ± 61
Velocity semi-amplitude (m s^{-1})	3.51 ± 0.15	2.66 ± 0.16	2.20 ± 0.19
Semi-major axis (AU)	0.0785	0.186	0.630
Minimum mass (M_{\oplus})	10.2	11.8	18.1
Number of data points		74	
O – C residuals (m s^{-1})		0.81 (overall) / 1.50 (early) / 0.64 (late)	
Reduced χ^2 value		1.20	

The parameters and their formal 1σ error bars are those given by the best three-keplerian fit to the data. We checked that planet-planet interactions do not significantly influence the orbital parameters by also performing N -body fits to the data with various inclination angles. As expected, dynamical interactions are so weak that they can be neglected over the short time span of the data, and we therefore use the three-keplerian fit in this paper. The r.m.s. of the observed minus calculated (O – C) residuals is given separately for early and late measurements to illustrate the higher quality of more recent data points. Note that the radial velocity semi-amplitudes of the three planets are the smallest measured to date, showing the potential of the radial velocity method to detect terrestrial planets close to their parent star. BJD, barycentric Julian date.

obvious question is whether or not there are zones of dynamical stability in the system where small bodies could survive in spite of the perturbing effects of the planets. For a uniform grid in semi-major axis (from 0.07 AU to 1.20 AU) and in eccentricity (from 0 to 0.9), massless particles were numerically integrated over two consecutive 1,000-year time intervals together with the three planets in the system. The variation of the mean motion frequency over the two time intervals provides a stability criterion for the particles²⁰. The results, shown in Fig. 3b, indicate that two regions seem to be stable enough to harbour an asteroid belt: an inner region between 0.3 AU and 0.5 AU, and the outer region beyond 0.8 AU (assuming there is no massive, as-yet undetected, planet further away). The observed high temperature of the emitting grains (~ 400 K) seems to favour the

hypothesis of a debris disk in the inner region, although the present observations may not allow us to clearly decide for one of the two regions. Conversely, the presence of a stable debris disk within ~ 1 AU of the star can be used to constrain the inclination of the system, as too-massive planets would have ejected all other bodies out of the central regions. Simulations show that no particle survives in the inner region for $i < 3^\circ$, corresponding to planetary masses in the Jupiter-mass range. Although not particularly strong, this constraint shows that dynamical studies are able to deliver valuable information for the characterization of planetary systems.

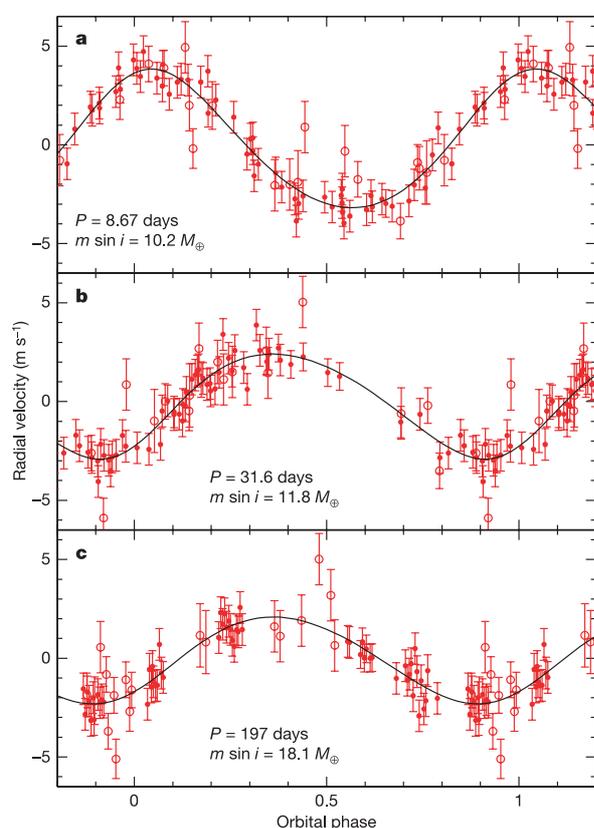


Figure 1 | Phase-folded radial velocity curves for the three planets. In each case, the contribution of the two other planets has been subtracted. The orbital periods, P , are 8.67, 31.6 and 197 days, for the inner (a), intermediate (b) and outer (c) planet, respectively. The radial velocity semi-amplitudes range from 3.5 to 2.2 m s^{-1} , corresponding to minimum masses $m \sin i$ of $10.2 M_{\oplus}$, $11.8 M_{\oplus}$ and $18.1 M_{\oplus}$ (here M_{\oplus} is the Earth's mass, m is the actual planetary mass and i is the inclination angle of the system). The integration time was 4 min on average for the first 18 measurements (shown as open circles), and was increased to 15 min for the remaining points (filled circles). The latter measurements are of much higher quality for the following reasons: lower photon noise (from 0.4 to 0.2 m s^{-1}), improved guiding accuracy (from ~ 1.0 to 0.3 m s^{-1}), lower wavelength calibration error (from 0.8 to $\sim 0.3 \text{ m s}^{-1}$) and better averaging of the stellar p-mode oscillations (which have characteristic periods of a few minutes and individual amplitudes of a few tens of cm s^{-1} that may add up to a few m s^{-1})^{9,15}. For the K0 dwarf HD 69830, we estimate that the oscillation noise is between 0.2 and 0.8 m s^{-1} depending on the exposure time. Combining all these error sources in quadrature, we obtain final 1σ error bars between 0.7 and 1.5 m s^{-1} .

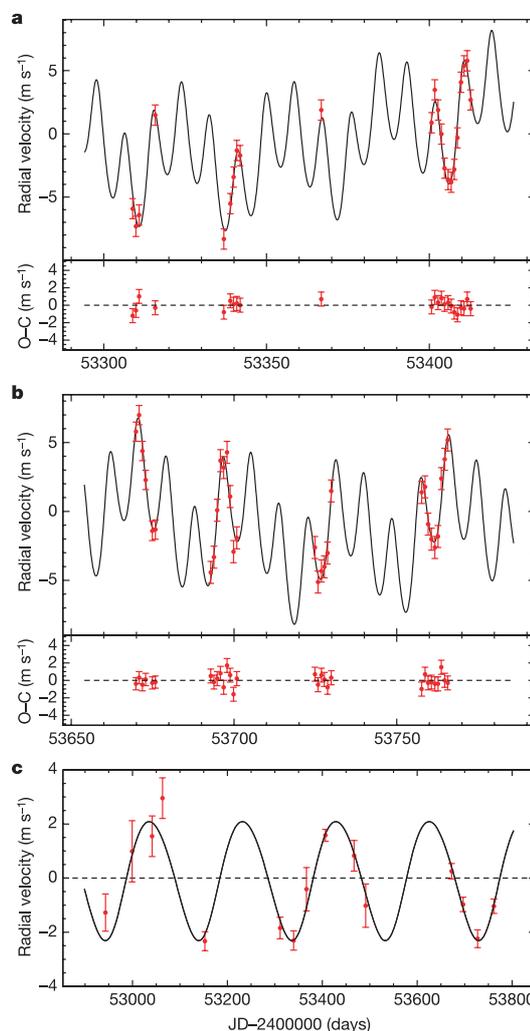


Figure 2 | Radial velocity curve as a function of time. a, b, Close-up views of the data, showing the cumulative signal of three planets. The short-period planet ($P = 8.67$ days) shows up as a high-frequency modulation, whereas the intermediate planet ($P = 31.6$ days) is revealed through the varying values of successive minima and maxima. The outer planet ($P = 197$ days) is not easily seen on these magnified views, but its presence becomes clear when removing the signal of the inner planets and binning the data points (one per observing run), as shown in c. Note that only high-quality radial velocity measurements are able to fully resolve this system. The weighted r.m.s. of the residuals around the best-fit model is 0.81 m s^{-1} and becomes as low as 0.64 m s^{-1} when considering only the more recent, higher-quality data points. O - C, observed minus calculated; JD, Julian date. Error bars are 1σ .

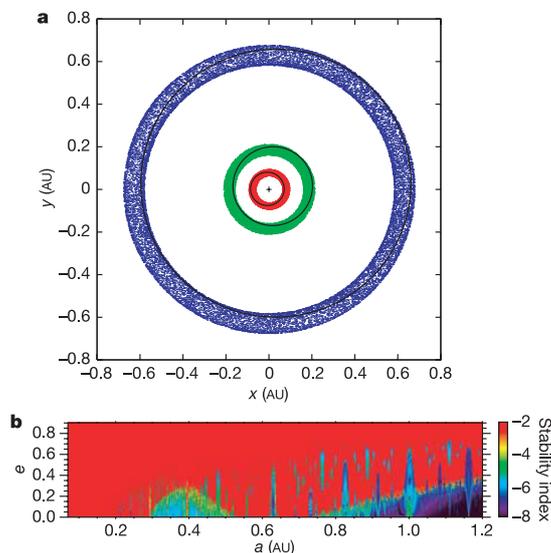


Figure 3 | Dynamical study of the HD 69830 system. **a**, Long-term evolution of the orbits of the three planets starting with the orbital solution from Table 1 and inclination equal to 90° . The panel shows a face-on view of the system; x and y are spatial coordinates in a frame centred on the star. Present orbital solutions are traced with solid lines and each dot corresponds to the position of the planet every 50,000 years. The system remained stable for at least 1 Gyr. The semi-major axes are constant, and the eccentricities undergo small variations ($0.05 < e_b < 0.20$, $0 < e_c < 0.14$ and $0.069 < e_d < 0.077$, where e_b , e_c and e_d denote the eccentricity of the inner, intermediate and outer planet, respectively). The fundamental periods related to the precession of the perihelion are respectively 5,266 yr, 15,855 yr and 148,000 yr. **b**, Stability analysis for massless particles. For a uniform grid of 0.001 AU in semi-major axis (a , from 0.07 to 1.20 AU), and 0.05 in eccentricity (e , from 0 to 0.9), massless particles are numerically integrated over two consecutive 1,000-year time intervals together with the three planets in the system. The variation of the mean motion frequency over the two time intervals provides a stability criterion for the particles²⁰. The colour grid corresponds to this stability index, red denoting the most unstable orbits with a close encounter with the central star or a planet, while dark blue corresponds to very stable orbits. The particles can survive for an extended time in a region between 0.3 and 0.5 AU, or in the more stable region beyond 0.8 AU. As for the Solar System main asteroid belt, several mean motion resonances with the outermost planet can be identified that would create gaps or accumulation in a potential asteroid belt: 1:2 (~ 0.40 AU), 2:3 (~ 0.48 AU), 1:1 (~ 0.63 AU), 3:2 (~ 0.82 AU) and 2:1 (~ 1.00 AU).

Formation and composition of the planets

The discovery of the HD 69830 system also represents a milestone in the understanding of planet formation. In the so-called core accretion model²¹, planetesimals accrete material from the protoplanetary disk, forming first a rocky or icy core with a mass up to $10\text{--}15 M_\oplus$. After that, a runaway gas accretion phase follows, which rapidly leads to the formation of a gaseous giant planet provided gas accretion starts before the evaporation of the disk. Simultaneously, inward migration due to interactions with the disk decreases the orbital semi-major axis. The final fate of the planet will be determined by the subtle balance between accretion, disk evaporation and migration timescales^{22,23}.

Using the models of ref. 22, we performed a large number of simulations aiming at reproducing the HD 69830 system. We assumed a stellar mass of $0.86 M_\odot$ and slightly sub-solar metallicity, but did not take into account the possible evaporation of the planets^{24,25}. We found that in order to reproduce the mass and semi-major axis of these planets, gas disk masses (between 0.07 AU and 30 AU) of $0.04\text{--}0.07 M_\odot$ and disk lifetimes of 1–3 Myr are required. These values are compatible with the observed ones^{26,27}.

We also found that to account for planets with masses between $10 M_\oplus$ and $20 M_\oplus$ at 0.2 AU, a significant amount of migration had to occur (at least one-tenth of the value analytically predicted for laminar disks²⁸). The starting positions of the embryos of the inner planets are found to be inside the ice line. Thus, these two bodies have grown by accreting essentially rocky planetesimals and some amount of gas. Obviously, if these planets lose mass owing to evaporation, a larger initial mass would be required to account for the present mass, implying that the embryos formed at larger distances. While the innermost planet would probably still start well within the ice line, the second one might accrete some limited amount of ices. The exact ratio between core mass and envelope mass depends on whether or not the disk of solids is depleted close to the central star (due to either the high temperatures in the inner disk, or to the formation process of the planets itself), as depletion in planetesimals triggers gas accretion²⁹. Assuming no depletion, the envelope of the inner planets is likely to remain very small, whereas strong depletion could lead to a substantial mass of accreted gas (up to $5 M_\oplus$).

The embryo of the outermost planet started beyond the ice line and therefore accreted a large amount of ices. Again, the core-to-envelope mass ratio depends on the possible depletion of the disk of solids by the formation of the second embryo. In order for the final mass to remain around $20 M_\oplus$, the Kelvin-Helmholtz time must be of the order of the disk lifetime (a few Myr), which limits the mass of the planet at this time to about $9\text{--}10 M_\oplus$ (ref. 23). Therefore, in the case of strong disk depletion by the second embryo, the final planet probably has a core-to-envelope mass ratio of about unity, while low depletion would lead to a smaller amount of accreted gas. Interestingly, this planet appears to be located near the inner edge of the habitable zone, where liquid water can exist at the surface of rocky/icy bodies³⁰. Indeed, the habitable zone is expected to be shifted closer to the star compared to our Solar System owing to the lower luminosity of HD 69830. Although this $\sim 20 M_\oplus$ planet is probably not telluric, its discovery opens the way to an exciting topic in astronomy: the characterization of low-mass planets in the habitable zone of solar-type stars.

Obviously, the planetary system around HD 69830 deserves thorough theoretical and observational investigations owing to its many interesting properties. It represents an important step forward in the characterization of planetary systems and will certainly help us to understand their huge diversity better.

Received 10 March; accepted 18 April 2006.

- Mayor, M. & Queloz, D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature* **378**, 355–359 (1995).
- Udry, S., Fischer, D. A. & Queloz, D. in *Protostars and Planets V* (eds Reipurth, B., Jewitt, D. & Keil, K.) (Univ. Arizona Press, Tucson, in the press).
- Schneider, J. The Extrasolar Planets Encyclopaedia. (<http://exoplanet.eu>) (10 March 2006).
- Perryman, M. A. C. *et al.* The HIPPARCOS catalogue. *Astron. Astrophys.* **323**, L49–L52 (1997).
- Santos, N. C., Israelian, G. & Mayor, M. Spectroscopic [Fe/H] for 98 extra-solar planet-host stars. Exploring the probability of planet formation. *Astron. Astrophys.* **415**, 1153–1166 (2004).
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G. & Maeder, A. New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **96**, 269–331 (1992).
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G. & Chiosi, C. Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars: From 0.15 to $7 M_{\text{sun}}$, and from $Z = 0.0004$ to 0.03. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **141**, 371–383 (2000).
- Beichman, C. A. *et al.* An excess due to small grains around the nearby K0 V star HD 69830: Asteroid or cometary debris? *Astrophys. J.* **626**, 1061–1069 (2005).
- Mayor, M. *et al.* Setting new standards with HARPS. *Messenger* **114**, 20–24 (2003).
- Pepe, F. *et al.* The HARPS search for southern extra-solar planets. I. HD 330075 b: A new “hot Jupiter”. *Astron. Astrophys.* **423**, 385–389 (2004).
- Santos, N. C. *et al.* The HARPS survey for southern extra-solar planets. II. A 14 Earth-masses exoplanet around μ Arae. *Astron. Astrophys.* **426**, L19–L23 (2004).
- Lovis, C. *et al.* The HARPS search for southern extra-solar planets. III. Three Saturn-mass planets around HD 93083, HD 101930 and HD 102117. *Astron. Astrophys.* **437**, 1121–1126 (2005).

13. Udry, S. *et al.* The HARPS search for southern extra-solar planets. V. A 14 Earth-masses planet orbiting HD 4308. *Astron. Astrophys.* **447**, 361–367 (2006).
14. Baranne, A. *et al.* ELODIE: A spectrograph for accurate radial velocity measurements. *Astron. Astrophys.* **119** (Suppl.), 373–390 (1996).
15. Bouchy, F., Bazot, M., Santos, N. C., Vauclair, S. & Sosnowska, D. Asteroseismology of the planet-hosting star μ Arae. I. The acoustic spectrum. *Astron. Astrophys.* **440**, 609–614 (2005).
16. Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K. & Vaughan, A. H. Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *Astrophys. J.* **279**, 763–777 (1984).
17. Santos, N. C. *et al.* The CORALIE survey for southern extra-solar planets. IX. A 1.3-day period brown dwarf disguised as a planet. *Astron. Astrophys.* **392**, 215–229 (2002).
18. Queloz, D. *et al.* No planet for HD 166435. *Astron. Astrophys.* **379**, 279–287 (2001).
19. Correia, A. C. M. *et al.* The CORALIE survey for southern extra-solar planets. XIII. A pair of planets around HD 202206 or a circumbinary planet? *Astron. Astrophys.* **440**, 751–758 (2005).
20. Laskar, J. Frequency analysis for multidimensional systems—global dynamics and diffusion. *Physica D* **67**, 257–281 (1993).
21. Pollack, J. B. *et al.* Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. *Icarus* **124**, 62–85 (1996).
22. Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W. & Winisdoerffer, C. Models of giant planet formation with migration and disc evolution. *Astron. Astrophys.* **434**, 343–353 (2005).
23. Ida, S. & Lin, D. N. C. Toward a deterministic model of planetary formation. I. A desert in the mass and semimajor axis distributions of extrasolar planets. *Astrophys. J.* **604**, 388–413 (2004).
24. Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C. & Hébrard, G. Atmospheric escape from hot Jupiters. *Astron. Astrophys.* **418**, L1–L4 (2004).
25. Baraffe, I., Alibert, Y., Chabrier, G. & Benz, W. Birth and fate of hot-Neptune planets. *Astron. Astrophys.* (in the press); preprint at (<http://arXiv.org/astro-ph/0512091>) (2005).
26. Haisch, K. E., Lada, E. A. & Lada, C. J. Disk frequencies and lifetimes in young clusters. *Astrophys. J.* **553**, L153–L156 (2001).
27. Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. Circumstellar disks and the search for neighbouring planetary systems. *Nature* **383**, 139–144 (1996).
28. Tanaka, H., Takeuchi, T. & Ward, W. R. Three-dimensional interaction between a planet and an isothermal gaseous disk. I. Corotation and Lindblad torques and planet migration. *Astrophys. J.* **565**, 1257–1274 (2002).
29. Alibert, Y., Mousis, O., Mordasini, C. & Benz, W. New Jupiter and Saturn formation models meet observations. *Astrophys. J.* **626**, L57–L60 (2005).
30. Kasting, J. F., Whitmire, D. P. & Reynolds, R. T. Habitable zones around main sequence stars. *Icarus* **101**, 108–128 (1993).

Supplementary Information is linked to the online version of the paper at www.nature.com/nature.

Acknowledgements The data presented here were obtained with the ESO 3.6-m telescope at La Silla Paranal Observatory, Chile. We thank O. Tamuz for the development of the genetic algorithm code, and J. Couetdic for his help in studying the stability of the asteroid belt. We thank the Swiss National Science Foundation (FNRS), the Centre National de la Recherche Scientifique (France) and the Fundação para Ciência e a Tecnologia (Portugal) for their continuous support.

Author Information Reprints and permissions information is available at npg.nature.com/reprintsandpermissions. The authors declare no competing financial interests. Correspondence and requests for materials should be addressed to C.L. (christophe.lovis@obs.unige.ch) or M.M. (michel.mayor@obs.unige.ch).

6.2.3 Discussion

Le système de HD 69830 est remarquable pour plusieurs raisons. Tout d'abord, c'est le premier système découvert qui est composé uniquement de planètes de petite masse. Les faibles amplitudes en vitesse radiale ($K = 2.2\text{--}3.5 \text{ m s}^{-1}$) l'ont rendu indétectable jusqu'à l'avènement de HARPS. Cette découverte laisse penser que de nombreuses étoiles pourraient être entourées de tels systèmes, d'autant plus difficiles à "résoudre" que le nombre de planètes y est important. En effet, seul un grand nombre de mesures, fait de séquences rapprochées mais aussi de bonne couverture temporelle, permet de séparer les différents signaux en vitesse radiale. Empiriquement, on constate que le nombre de mesures nécessaire pour résoudre un système et avoir confiance dans le résultat est environ proportionnel au nombre de planètes (en fait au nombre de paramètres libres d'un ajustement multi-képlérien) : environ 20 mesures pour une planète seule, ~ 40 mesures pour 2 planètes, ~ 60 mesures pour 3 planètes, etc. Ces chiffres supposent bien entendu que dans chaque cas la couverture en phase de toutes les planètes est suffisamment bonne, et que l'amplitude des signaux est au moins ~ 2 fois supérieure au bruit de mesure. Il est bien sûr possible de détecter un signal plus proche du niveau de bruit, mais cela requiert alors encore beaucoup plus de mesures. On voit bien que les nombres donnés ci-dessus impliquent que la caractérisation complète de systèmes multi-planétaires (a fortiori de faible masse) coûte très cher en termes de temps d'observation. A titre de comparaison, le nombre moyen de mesures pour les étoiles du programme haute précision de HARPS est actuellement (début 2007) de ~ 12 , et seules 24 étoiles ont été mesurées 40 fois ou plus. Parmi celles-ci, nombreuses sont celles qui "résistent" encore à l'analyse, sans doute faute d'un nombre de mesures suffisant pour résoudre le système en ses multiples composantes.

La faible masse des trois Neptunes orbitant HD 69830 a immédiatement posé la question de leur formation et composition. Comme décrit dans la dernière section du papier ci-dessus, les modèles de formation développés par le groupe de Berne, combinant accréation de coeurs, migration et évolution du disque (e.g. Alibert et al. 2005), ont été appliqués au cas de HD 69830 dans le but de reconstruire le trajet évolutif des trois Neptunes et ainsi de faire des prédictions quant à leur structure interne. Dans un deuxième temps, ces mêmes modèles ont été combinés avec les modèles d'irradiation et d'évaporation de Baraffe et al. (2004, 2006) afin de mieux prendre en compte les effets de la proximité de l'étoile pour les deux planètes intérieures. Les résultats, présentés dans Alibert et al. (2006), confirment dans les grandes lignes les tracés évolutifs et les compositions donnés dans Lovis et al. (2006), avec cependant des enveloppes initiales plus importantes pour les deux planètes intérieures, qui se seraient ensuite partiellement évaporées sous l'effet de l'irradiation stellaire. La figure 6.4, tirée de Alibert et al. (2006), montre l'évolution des trois planètes dans un diagramme demi-grand axe - masse. Seule HD69830b serait née à l'intérieur de la limite des glaces, et serait de ce fait dépourvue d'eau. Les modèles prédisent un coeur de roches d'environ $10 M_{\oplus}$ entouré d'une enveloppe H/He originelle de $\sim 5 M_{\oplus}$, qui se réduit à moins de $2 M_{\oplus}$ après évaporation. L'observation d'un transit de HD69830b permettrait de mesurer son rayon et donc sa densité moyenne, ce qui permettrait de contraindre les modèles et représenterait un grand pas en avant dans notre compréhension de la formation des planètes de petite masse. Malheureusement, les tentatives effectuées avec le satellite

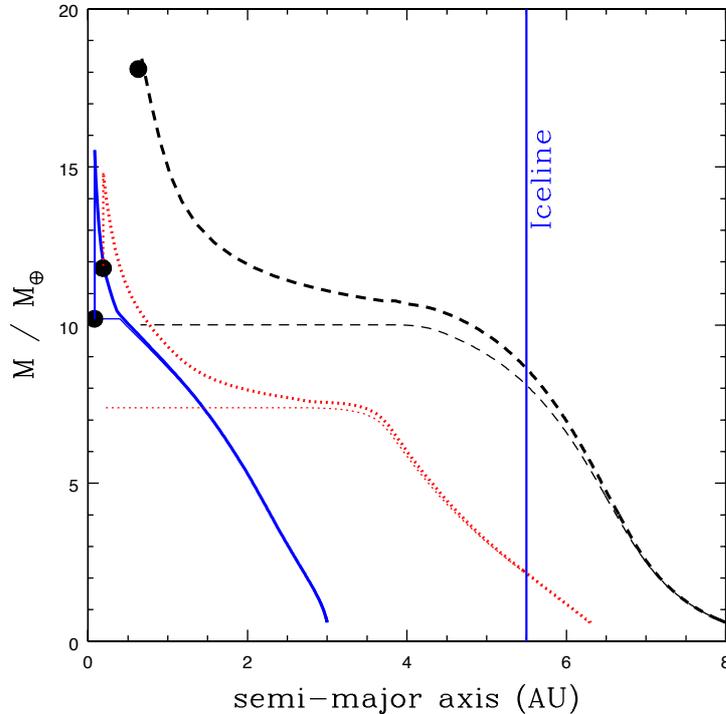


FIG. 6.4 – Tracés évolutifs des trois Neptune orbitant HD 69830 (figure tirée de Alibert et al. 2006). Les embryons naissent à plusieurs AU de l'étoile (au bas du graphique) et migrent vers l'intérieur tout en accrétant de la masse (tout d'abord des roches et/ou de la glace, puis essentiellement du gaz quand les tracés s'incurvent). L'évaporation subséquente des deux planètes intérieures est représentée par les traits verticaux à la fin de l'évolution.

MOST se sont pour l'instant révélées infructueuses.

HD69830c et HD69830d seraient quant à elles nées au-delà de la limite des glaces, accrétant des quantités non-négligeables de glace. Elles auraient toutes deux un coeur de roches et de glace d'environ $8-10 M_{\oplus}$ entouré d'une enveloppe gazeuse conséquente de $\sim 8 M_{\oplus}$. Les effets de l'évaporation sont faibles pour HD69830c et nuls pour HD69830d (orbitant à 0.63 AU). L'eau contenue dans ces deux planètes doit se trouver, étant donné les conditions de température et de pression, dans un état de fluide super-critique, comme le montre la figure 6.5 tirée de Alibert et al. (2006).

Le deuxième aspect qui rend le système de HD 69830 particulier est la détection en 2005 par le télescope spatial Spitzer d'un excès infrarouge entre 8 et $35 \mu\text{m}$, avec un spectre montrant des signatures typiques de silicates cristallins tels que l'olivine, la forsterite et les pyroxènes (Beichman et al. 2005). Ces caractéristiques spectrales ainsi que l'absence simultanée d'émission excédentaire à $70 \mu\text{m}$ mènent à la conclusion que cet excès infrarouge est dû à un disque de poussières chaud ($\sim 400 \text{ K}$) situé à environ 1 AU de l'étoile, fait

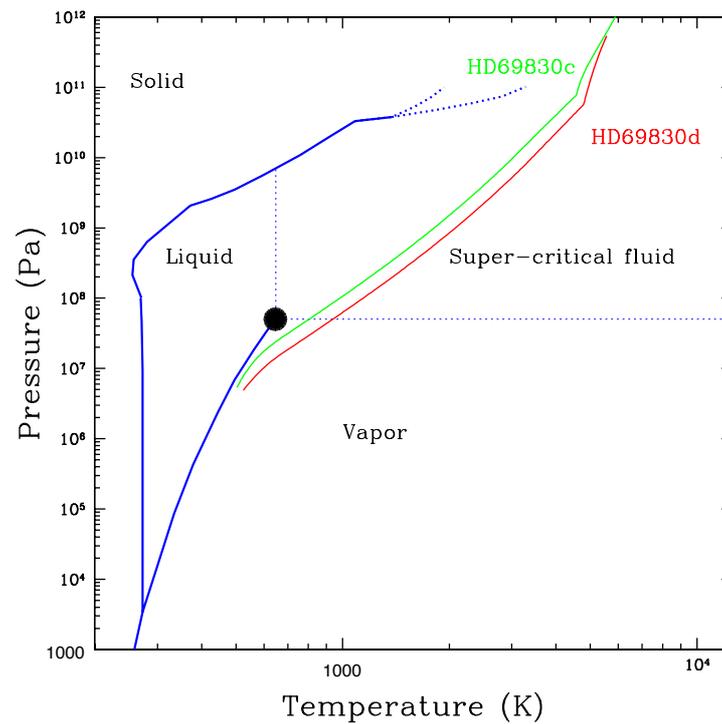


FIG. 6.5 – Conditions de température et de pression dans les intérieurs de HD69830c et HD69830d, superposées à un diagramme de phase simplifié de l'eau (figure tirée de Alibert et al. 2006). Les conditions régnant dans les coeurs laissent supposer que l'eau s'y trouve sous forme de fluide super-critique, bien que les données expérimentales manquent à de telles pressions et températures.

de grains ayant une taille typique de $1 \mu\text{m}$ et au-dessous. Cette poussière chaude est très atypique pour des vieilles étoiles comme HD 69830, âgée de plus de 3–4 milliards d’années. Cette étoile est en effet la seule parmi l’échantillon de 84 étoiles observées par Beichman et al. (2005) à posséder de telles propriétés, suggérant qu’un événement rare ou transitoire est à l’origine du phénomène. Des collisions récentes à l’intérieur d’une ceinture d’astéroïdes ou la sublimation d’une super-comète déviée vers les régions internes du système permettraient d’expliquer la grande quantité de poussières détectées.

Deux autres études se sont entre temps penchées sur le sujet afin de préciser l’origine des poussières en tenant compte entre autres de la présence des trois Neptunes et de leurs caractéristiques orbitales. Wyatt et al. (2007) développent un modèle d’évolution à long terme des disques de débris sous l’influence de collisions entre planétésimaux, et tentent d’expliquer la présence de poussières chaudes dans les régions internes autour de sept étoiles connues pour avoir un tel disque de poussières (dont HD 69830). Ils montrent qu’il est impossible qu’un disque de débris maintienne une telle luminosité sur des échelles de temps comparables à la vie de l’étoile. Une grande quantité de poussière telle qu’observée autour de HD 69830 ne peut donc provenir que d’un événement récent. Wyatt et al. (2007) suggèrent que des planétésimaux aient pu être éjectés d’une ceinture d’astéroïdes située à plus grande distance suite à une instabilité dynamique. Ces petits corps seraient alors précipités vers les régions centrales et généreraient la poussière observée par cascade collisionnelle. Un événement semblable, le Grand Bombardement Tardif, aurait eu lieu dans notre propre système solaire voici 3.9 milliards d’années suite à la migration lente de Jupiter et Saturne qui ont alors franchi leur résonance 1 :2. Cette épisode, qui a duré environ 100 millions d’années, a considérablement perturbé et modifié les orbites des corps de la ceinture d’astéroïdes et de la ceinture de Kuiper.

Une analyse plus approfondie du spectre infrarouge de HD 69830 a été publiée par Lisse et al. (2007), qui décrivent de manière très détaillée la composition des poussières. La figure 6.6 montre le spectre Spitzer avec le modèle qui reproduit le mieux les observations, décomposé en ses différents constituants (figure tirée de Lisse et al. 2007). La modélisation indique que l’émission provient d’un disque dense de poussières situé entre 0.93 et 1.16 AU de l’étoile, coïncidant avec les résonances 2 :1 et 5 :2 avec la planète HD69830d. Sa masse totale serait de $3 \cdot 10^{-7}$ kg, correspondant à la masse d’une comète de 60 km de rayon, ou d’un astéroïde de 30 km de rayon. Etant donné la composition des poussières, Lisse et al. (2007) suggèrent que celles-ci pourraient provenir de la désintégration d’un astéroïde de type P ou D, qui sont par ailleurs très nombreux dans la ceinture extérieure de notre système solaire. Un certain nombre d’entre eux pourraient avoir été capturés dans les résonances 2 :1 ou 5 :2 avec HD69830d, ce qui mènerait à une série de collisions générant de manière continue des poussières faites de petites particules et de glace, dont la durée de vie est très éphémère à cette distance de l’étoile.

On voit bien qu’une bonne connaissance du système planétaire orbitant HD 69830 est absolument nécessaire pour comprendre la dynamique globale des ceintures de poussières et d’astéroïdes. De nombreuses similarités avec notre propre système solaire sont déjà apparues, ouvrant la porte à des études comparatives sur l’évolution de ces deux systèmes. HD 69830 est bien entendu continuellement suivie avec HARPS afin de préciser les orbites des trois Neptunes et de rechercher d’éventuelles planètes supplémentaires. A ce propos,

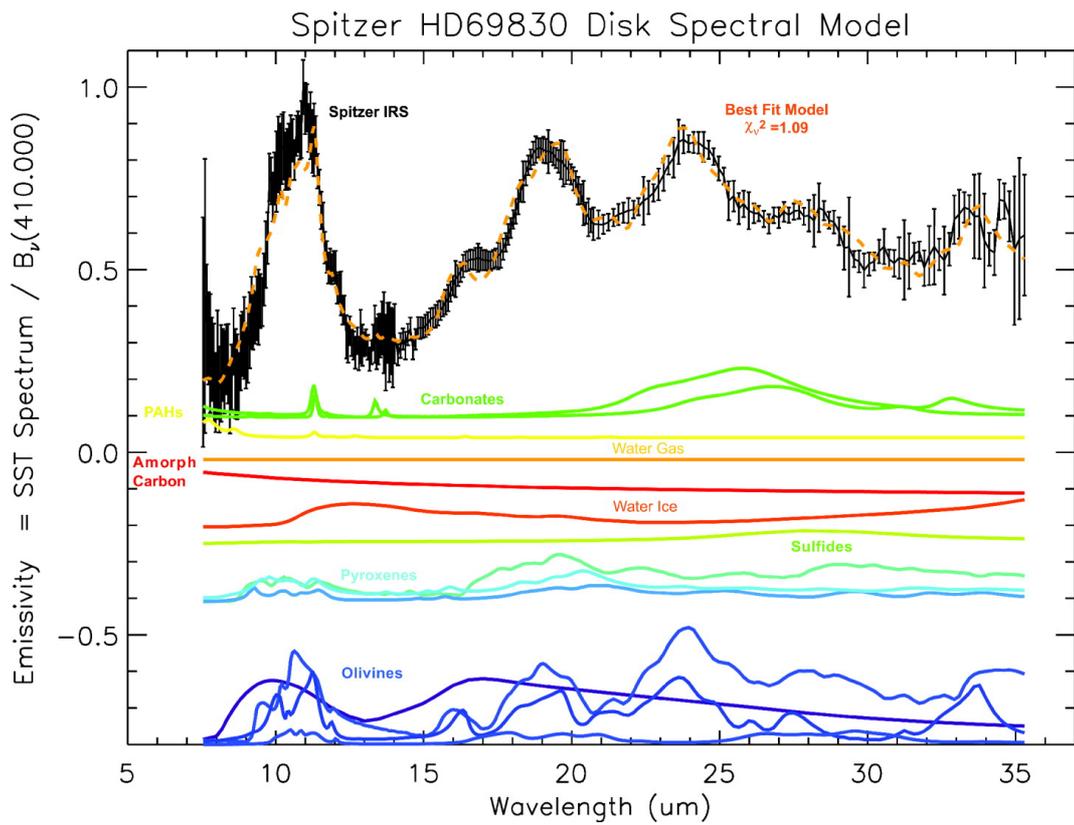


FIG. 6.6 – Spectre de l'excès infrarouge de HD 69830 obtenu par Spitzer et spectre synthétique obtenu par modélisation du disque de poussière (figure tirée de Lisse et al. 2007). Les différentes composantes du modèle sont montrées séparément au-dessous. On note la présence de nombreuses olivines et pyroxènes, ainsi que de glace d'eau.

les données HARPS les plus récentes semblent indiquer la présence d'une nouvelle planète, orbitant à ~ 2 AU de l'étoile et de masse inférieure à $0.1 M_{\text{Jup}}$. Des données supplémentaires couvrant la totalité de l'orbite ($P \sim 1100$ jours) sont cependant nécessaires pour confirmer le faible signal en vitesse radiale de cette hypothétique planète, qui, si elle existe, va certainement modifier la structure dynamique actuellement connue du système.

6.3 Bilan des détections de planètes de petite masse

6.3.1 Etat des lieux

La recherche dans le domaine des planètes extrasolaires a récemment franchi un palier supplémentaire avec les premières découvertes de planètes trop légères pour être des géantes gazeuses comme Jupiter et Saturne, où l'hydrogène et l'hélium constituent l'essentiel de la masse. En effet, au-dessous de $\sim 0.05\text{--}0.1 M_{\text{Jup}}$ ($15\text{--}30 M_{\oplus}$), les modèles de formation par accrétion de coeur prédisent que la proportion en masse d'éléments lourds sera au moins aussi importante que la quantité d'hydrogène et d'hélium. Les modèles théoriques prévoient une grande variété de possibilités pour la structure interne de ces objets de faible masse (super-Terres, planètes-océan, géantes de glace, etc.). Il sera donc extrêmement intéressant d'apporter des contraintes observationnelles (masse et rayon, donc densité moyenne) afin de mieux cerner leur nature. Entre 2004 et début 2007, la technique des vitesses radiales a permis la découverte de 14 planètes de petite masse, dont les propriétés sont données dans la table 6.4. Parmi celles-ci, 10 ont été détectées avec HARPS, 3 avec Keck-HIRES et 1 avec HET-HRS, ce qui montre bien le rôle prépondérant de HARPS dans la recherche de ces objets.

On voit que 6 de ces 14 planètes orbitent autour de naines M, alors qu'on trouve très peu de planètes géantes autour de celles-ci. Ceci montre une dépendance des processus de formation en fonction de la masse de la primaire, en particulier en ce qui concerne la phase d'accrétion rapide de gaz menant à la formation des planètes géantes. Les petites planètes semblent quant à elles pouvoir se former fréquemment, malgré la faible masse de la primaire, et même peut-être malgré la faible métallicité de celle-ci. Il est par contre prématuré de tirer des conclusions sur l'abondance respective des planètes de faible masse parmi les naines M et les étoiles de type solaire, en raison du biais observationnel rendant plus aisée la détection de petites planètes autour des naines M. A masse et période orbitale données, l'amplitude du signal de vitesse radiale sera en effet ~ 2 fois plus grande pour une naine M typique ($0.33 M_{\odot}$) que pour une étoile de $1 M_{\odot}$. A titre d'exemple, une super-Terre "typique" de masse $m = 10 M_{\oplus}$ et période $P = 10$ jours induira une dispersion des mesures de vitesse radiale de 2 m s^{-1} autour d'une étoile de $1 M_{\odot}$, et 4 m s^{-1} autour d'une naine M. Dans le premier cas, de nombreuses mesures HARPS seraient nécessaires pour révéler le compagnon car le signal est à peine au-dessus des niveaux de bruit instrumental et stellaire. Dans le deuxième cas, le candidat-planète est bien plus facile à repérer.

On voit que pour l'instant seules des petites planètes orbitant très proches de leur étoile ($a < 0.2$ AU) ont été détectées, à l'exception notable de Gl581 d ($a = 0.25$ AU) et surtout de HD69830 d ($a = 0.63$ AU). Ceci découle bien sûr d'un biais observationnel, qui devrait se combler partiellement ces prochaines années avec l'augmentation du nombre

TAB. 6.4 – Propriétés des planètes de faible masse découvertes par vitesse radiale et de leur étoile-hôte (état début 2007).

Nom	$m_2 \sin i$ [M_{\oplus}]	P [jours]	a [AU]	m_1 [M_{\odot}]	[Fe/H]
G1581 c	5.1	12.932	0.073	0.31	-0.33
G1876 d	5.7	1.93776	0.0208067	0.32	-0.12
G1581 d	7.6	83.6	0.25	0.31	-0.33
HD69830 b	10.5	8.667	0.0785	0.86	-0.05
GJ674 b	11.8	4.6938	0.039	0.35	-0.28
HD69830 c	12.1	31.56	0.186	0.86	-0.05
HD160691 d	14.0	9.55	0.09	1.08	0.28
55Cnc e	14.3	2.81	0.038	1.03	0.29
HD4308 b	14.9	15.56	0.114	0.83	-0.31
G1581 b	15.6	5.3683	0.041	0.31	-0.33
HD190360 c	18.1	17.1	0.128	1.04	0.24
HD69830 d	18.4	197	0.63	0.86	-0.05
HD219828 b	21.0	3.8335	0.052	1.24	0.19
GJ436 b	22.6	2.64385	0.0285	0.44	-0.32

de mesures. Le fait que les deux planètes orbitant à plus de 0.2 AU fassent partie de systèmes à trois planètes n'est certainement pas un hasard. Elles ont pu être découvertes grâce au grand nombre de mesures collectées afin de "résoudre" une courbe de vitesse radiale tout d'abord incompréhensible. Finalement, il est intéressant de constater que 10 planètes sur 14 font partie d'un système multi-planétaire, ou, autrement dit, que seules 4 étoiles ne possèdent qu'une petite planète et pas de géantes gazeuses (en l'état actuel des connaissances). Ces étoiles sont GJ 674, GJ 436, HD 4308 et HD 219828. Un suivi à long terme de ces étoiles révélera si elles sont tout de même entourées d'autres planètes (de forts soupçons existent déjà pour HD 219828 et GJ 436). L'étude des populations relatives de super-Terres et géantes gazeuses et leur répartition par étoile devrait permettre à terme de mieux comprendre les conditions de formation des systèmes planétaires. Malheureusement, l'échantillon statistique est encore trop réduit pour tirer des conclusions.

6.3.2 Structure interne des géantes de glace et super-Terres

L'étude des planètes telluriques et des satellites du système solaire, ainsi que des planètes Uranus et Neptune, nous a menés à une connaissance relativement bonne de la composition et structure interne de ces objets, faits essentiellement de fer, roches et glace. Dans les grandes lignes, le scénario de leur formation est assez bien connu, et peut se résumer de la manière suivante. Les 4 planètes telluriques Mercure, Vénus, la Terre et Mars se sont formées *in situ*, dans les régions internes et chaudes du disque protoplanétaire. Elles ont donc grandi en accréant presque uniquement des matériaux solides et, après différenciation, se sont figées dans une configuration comprenant principalement un noyau de fer et un manteau de roches (Fe, Si, Mg, O). Les tailles respectives du noyau et du manteau

varient d'une planète à l'autre, la Terre ayant par exemple 33% en masse de fer contre ~60% pour Mercure. Comme elles se sont formées à l'intérieur de la limite des glaces (située à ~2.7 AU), elles n'ont pas pu accréter de glace et sont donc à l'origine dépourvues d'eau. L'eau terrestre a été délivrée plus tard par les impacts cométaires, mais la masse totale des océans ne représente toujours que $2 \cdot 10^{-4} M_{\oplus}$.

Le scénario est différent au-delà de la limite des glaces, puisque les quantités d'eau accrétées deviennent alors du même ordre de grandeur que la masse de fer et de roches. Les satellites des planètes géantes sont ainsi composés d'au moins 35% de glace. Quant à Uranus et Neptune, elles ont réussi à acquérir un cœur de roches et (surtout) de glace suffisamment massif pour pouvoir retenir une enveloppe d'hydrogène et d'hélium. Les modèles et les observations montrent cependant que cette enveloppe a une masse de seulement $\sim 2 M_{\oplus}$, et que par conséquent la glace reste le composant principal de ces planètes. Une explication possible de la faible masse de l'enveloppe serait qu'aux grandes distances où ces planètes se sont formées, la formation du noyau a pris beaucoup de temps et le disque de gaz était déjà dissipé lorsque ces noyaux ont atteint la masse critique permettant de retenir l'hydrogène ($\sim 10 M_{\oplus}$). Étant donné leur composition et leur masse (14 et 17 M_{\oplus}), Uranus et Neptune sont donc probablement les objets de notre système solaire qui ressemblent le plus aux "Neptunes chauds" découverts ces dernières années. Ceci est confirmé par les récentes mesures de la masse et du rayon de GJ436 b ($M = 22.6 M_{\oplus}$, $R = 25200$ km), qui montrent que cette planète est composée essentiellement de glace, avec une enveloppe d'hydrogène représentant moins de 10% en masse (Gillon et al. 2007).

Les planètes et satellites de notre système solaire sont pourtant loin d'incarner toute la diversité possible des planètes de faible masse. Les découvertes récentes de probables super-Terres et géantes de glace ont donné un nouvel élan aux recherches visant à explorer les différentes compositions et structures de ces objets. Valencia et al. (2006, 2007) et Fortney et al. (2007) ont par exemple récemment publié une série de modèles permettant de prédire les rayons des planètes en fonction de leur masse et de leur composition. Ces relations masse-rayon peuvent être utilisées pour déduire la composition d'une planète connaissant sa masse et son rayon, grandeurs qui peuvent être mesurées par vitesse radiale et la méthode des transits. La figure 6.7 montre les résultats des modèles de Fortney et al. (2007) pour les planètes telluriques et de glace de masse comprise entre 0.01 et 1000 M_{\oplus} (!). Ces modèles décrivent la structure interne de manière relativement simple, décomposant la planète en couches concentriques de fer et de roches ou de roches et de glace et en utilisant des équations d'état simplifiées. Ils reproduisent cependant correctement (à quelques pour cent près) les rayons observés des planètes du système solaire et devraient dans un premier temps suffire pour les planètes extrasolaires étant donné les incertitudes des mesures. On voit bien que plus une planète contient de matériaux légers (p.ex. glace), plus son rayon sera grand. Pour une masse de 10 M_{\oplus} , une hypothétique planète de fer pur aura un rayon de 8660 km, une planète faite uniquement de roches un rayon de 12550 km et une planète de glace pure un rayon de 18280 km. On a donc une variation de plus de 100% entre les deux cas extrêmes de composition "solide". Si une enveloppe, même petite, d'hydrogène et d'hélium est présente, le rayon augmente encore plus rapidement : avec la même composition qu'Uranus et Neptune ($\sim 15\%$ de H/He en masse), le rayon d'une planète de 10 M_{\oplus} atteint ~ 22000 km. Ces variations importantes laissent entrevoir des

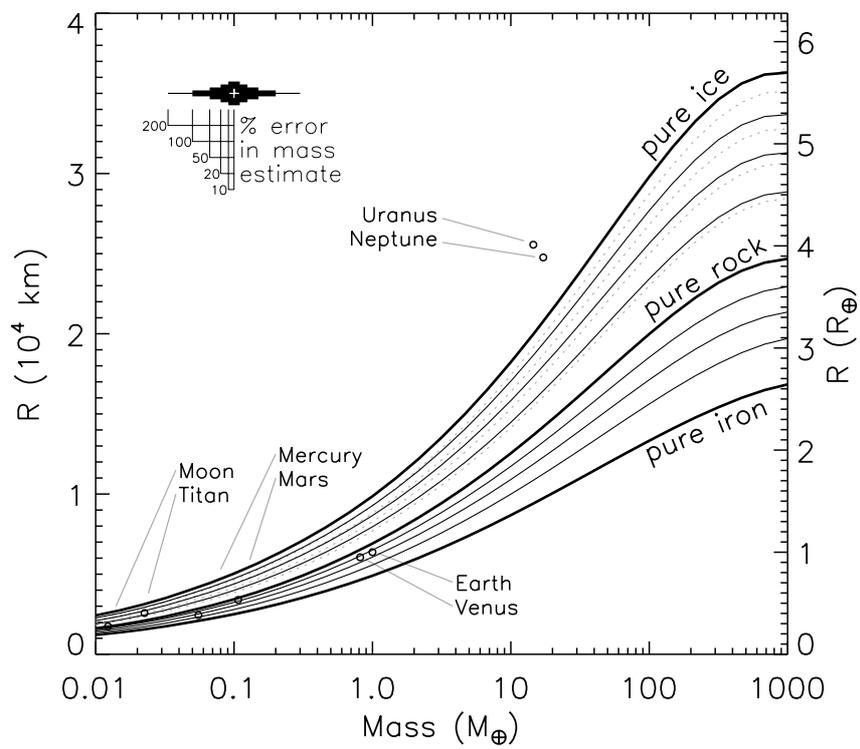


FIG. 6.7 – Relations masse-rayon pour les planètes telluriques et de glace obtenues à partir des modèles théoriques de Fortney et al. (2007). Figure tirée de Fortney et al. (2007).

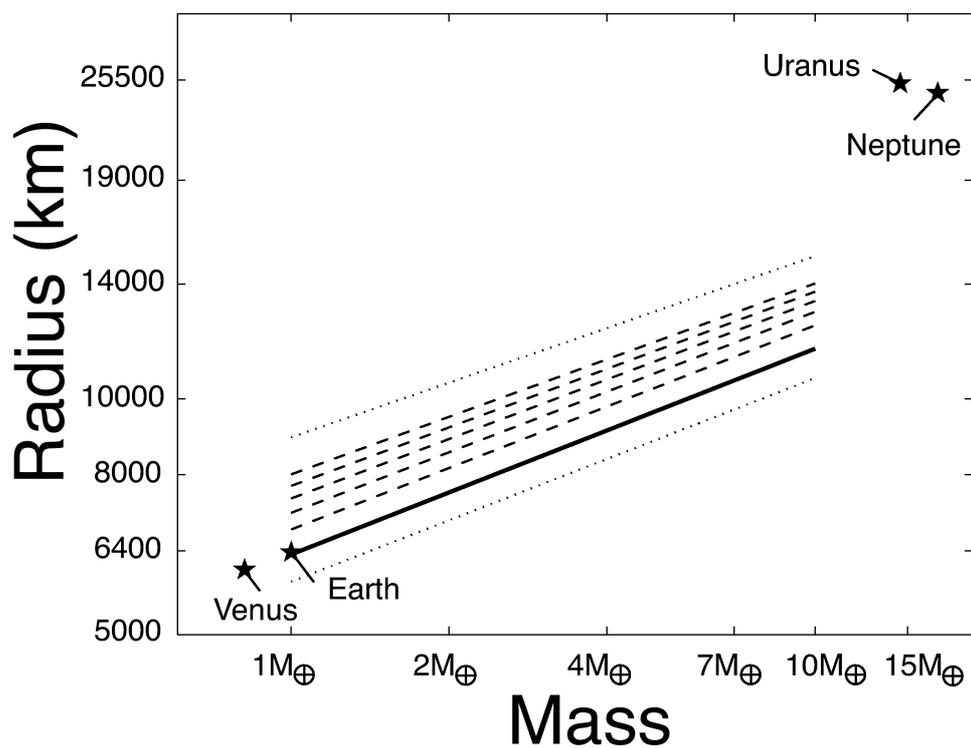


FIG. 6.8 – Relations masse-rayon pour les planètes telluriques et de glace de masse inférieure à $10 M_{\oplus}$ obtenues à partir des modèles de Valencia et al. (2007). La ligne continue représente les planètes purement telluriques ayant un rapport manteau/noyau de 2 :1. Les lignes au-dessus représentent les planètes-océan avec des proportions d'eau de 10%–50%. Figure tirée de Valencia et al. (2007).

possibilités intéressantes de contraindre observationnellement la composition des planètes de faible masse par la mesure de leur rayon et de leur masse.

Valencia et al. (2007) présentent des modèles détaillés de super-Terres jusqu'à $10 M_{\oplus}$ ne contenant pas d'hydrogène. La structure interne des planètes est modélisée par une succession de couches concentriques comprenant, du centre vers l'extérieur :

- Un coeur de fer pouvant comporter une partie solide et une partie liquide
- Le manteau, divisé en manteau interne et externe composés de différents types de silicates
- Une couche de H_2O divisée en océan d'eau recouvrant une couche de glace à haute pression (glace VII et X)

Les proportions variables de chacune de ces couches permettent de générer un grand nombre de modèles avec des compositions et des rayons différents. Cela peut mener, dans certaines régions de l'espace des paramètres, à des ambiguïtés sur la détermination de la composition à partir de la masse et du rayon. Un résultat particulièrement intéressant ressort néanmoins de ces modèles : l'existence d'un rayon maximal pour les planètes purement telluriques (voir figure 6.8). Une planète purement tellurique (c'est-à-dire sans eau) de $10 M_{\oplus}$ aura par exemple un rayon maximal de ~ 11500 km. Tout rayon au-delà de cette valeur signifierait que la planète contient une fraction significative d'eau (le rayon passe à ~ 12200 km pour une proportion en masse de 10% d'eau). Cette propriété permet donc de distinguer les planètes telluriques des planètes-océan (Léger et al. 2004). Ces chiffres supposent un rapport de masse noyau/manteau semblable à la Terre et, bien entendu, une absence d'enveloppe d'hydrogène et d'hélium. Ces hypothèses ne sont pas a priori évidentes et cette notion de rayon maximal sera en fait surtout utile pour les plus petites masses, pour lesquelles la rétention de H/He est très improbable, et qui montrent une sensibilité plus importante du rayon à la composition.

6.3.3 Contraintes observationnelles

La question est désormais de savoir dans quelle mesure les observations futures de planètes de faible masse permettront de contraindre leur composition globale. Les programmes de recherche par vitesse radiale, et en particulier HARPS, vont probablement continuer à découvrir de nouveaux objets de plus en plus petits au fur et à mesure que les mesures s'accumulent. Le problème est que la recherche de transits par photométrie depuis le sol va se heurter à une limite probablement indépassable : pour des raisons instrumentales et atmosphériques, il est extrêmement difficile d'obtenir une précision photométrique meilleure que ~ 1 mmag, ce qui est insuffisant pour détecter le transit de super-Terres ou de planètes-océan autour d'étoiles de type solaire (profondeur du transit $\lesssim 0.5$ mmag). Il reste cependant la possibilité de rechercher des transits autour de naines M, comme l'ont démontré récemment Gillon et al. (2007). Leur détermination du rayon de GJ436 b a permis pour la première fois de mesurer la densité moyenne d'un Neptune chaud et de contraindre sa composition (voir figure 6.9). Comme autre exemple, une planète-océan de $10 M_{\oplus}$ ($R = 13400$ km) transitant devant une naine M typique de $0.33 M_{\odot}$ ($R = 0.33 R_{\odot}$) provoquerait une chute de luminosité de 3.4 mmag, qui devrait encore être détectable depuis le sol moyennant de bonnes conditions d'observation. Afin de maximiser les chances de détection

et d'obtenir une bonne précision sur les paramètres du transit, il paraît indispensable de mettre sur pied un réseau de télescopes répartis sur tout le globe, prêts à réagir rapidement et assurant le suivi des candidats découverts par vitesse radiale autour de naines M.

La seule manière d'améliorer significativement la précision photométrique est bien sûr d'observer depuis l'espace. Les télescopes spatiaux Hubble et Spitzer ont joué et jouent encore un rôle primordial dans la caractérisation des planètes extrasolaires qui transitent devant leur étoile. Cependant, il n'est bien sûr pas question de les utiliser systématiquement pour tester si une planète récemment découverte transite ou pas, et ce en raison de la faible probabilité des transits ($P = R/a \sim 5\text{--}10\%$). Le satellite MOST est déjà mieux adapté à cette tâche, mais il n'a pas originellement été conçu dans ce but.

Ce sont bien sûr avant tout les satellites CoRoT et Kepler qui devraient révolutionner notre connaissance des planètes de faible masse ces prochaines années. CoRoT a été lancé avec succès en décembre 2006 et vient de commencer ses observations, alors que Kepler est prévu pour fin 2008. Ces deux missions devraient détecter des dizaines, voire des centaines, de transits de petites planètes autour des étoiles situées dans leurs champs d'observation respectifs, et ce avec une très grande précision photométrique. La situation sera ici inversée : les transits seront détectés en premier, et la mesure des masses par vitesse radiale viendra ensuite. Malheureusement, la situation au niveau de la précision des mesures est elle aussi inversée : ce sont cette fois les incertitudes sur les masses (c'est-à-dire sur les amplitudes de vitesse radiale) qui risquent de rendre difficile la détermination précise de la composition des objets détectés. En effet, les étoiles observées par CoRoT et Kepler seront principalement des naines G de magnitude visuelle typique $V = 12\text{--}14$. Même pour HARPS, il ne sera pas facile d'obtenir des mesures suffisamment précises de ces étoiles en un temps d'observation raisonnable. On peut ici regretter que cet aspect des choses n'ait pas été mieux pris en compte lors de la conception de ces missions. En effet, il aurait suffi que les étoiles-cibles soient plus brillantes de $\sim 1\text{--}2$ magnitudes pour rendre les choses beaucoup plus faciles du point de vue du suivi en vitesse radiale de ces objets. Dans le même ordre d'idées, on peut regretter qu'aucun satellite (aussi petit soit-il) ne soit prévu pour réaliser le suivi photométrique depuis l'espace des super-Terres et planètes de glace découvertes par les surveys en vitesse radiale autour des étoiles du voisinage solaire.

Ceci dit, il est clair que HARPS (et d'autres instruments futurs, cf. chapitre 8) permettra tout de même de contraindre la masse des planètes CoRoT-Kepler de manière intéressante. L'impact des incertitudes de mesure sur les rayons et les masses de ces planètes a déjà été étudié par quelques auteurs. Valencia et al. (2007) concluent, à partir de leur grille de modèles, qu'une précision de $\sim 5\%$ sur les rayons et de $\sim 10\%$ sur les masses permettra de faire la distinction entre planètes telluriques et planètes-océan. Ils considèrent que la précision atteinte par le futur spectrographe HARPS-NEF (voir chapitre 8), 1 m s^{-1} en une heure de pose sur une étoile de magnitude 12, sera suffisante pour atteindre le seuil de 10% d'erreur sur la masse. Selsis et al. (2007), quant à eux, paraissent un peu moins optimistes et insistent sur le fait que c'est bien la précision des mesures de vitesse radiale qui sera le facteur limitant pour déterminer la composition des planètes CoRoT-Kepler, du moins tant qu'aucun instrument semblable à HARPS ne sera installé sur un télescope de 8m. Ils mentionnent le chiffre de 80 heures d'observations HARPS par candidat CoRoT-Kepler pour suffisamment contraindre sa masse.

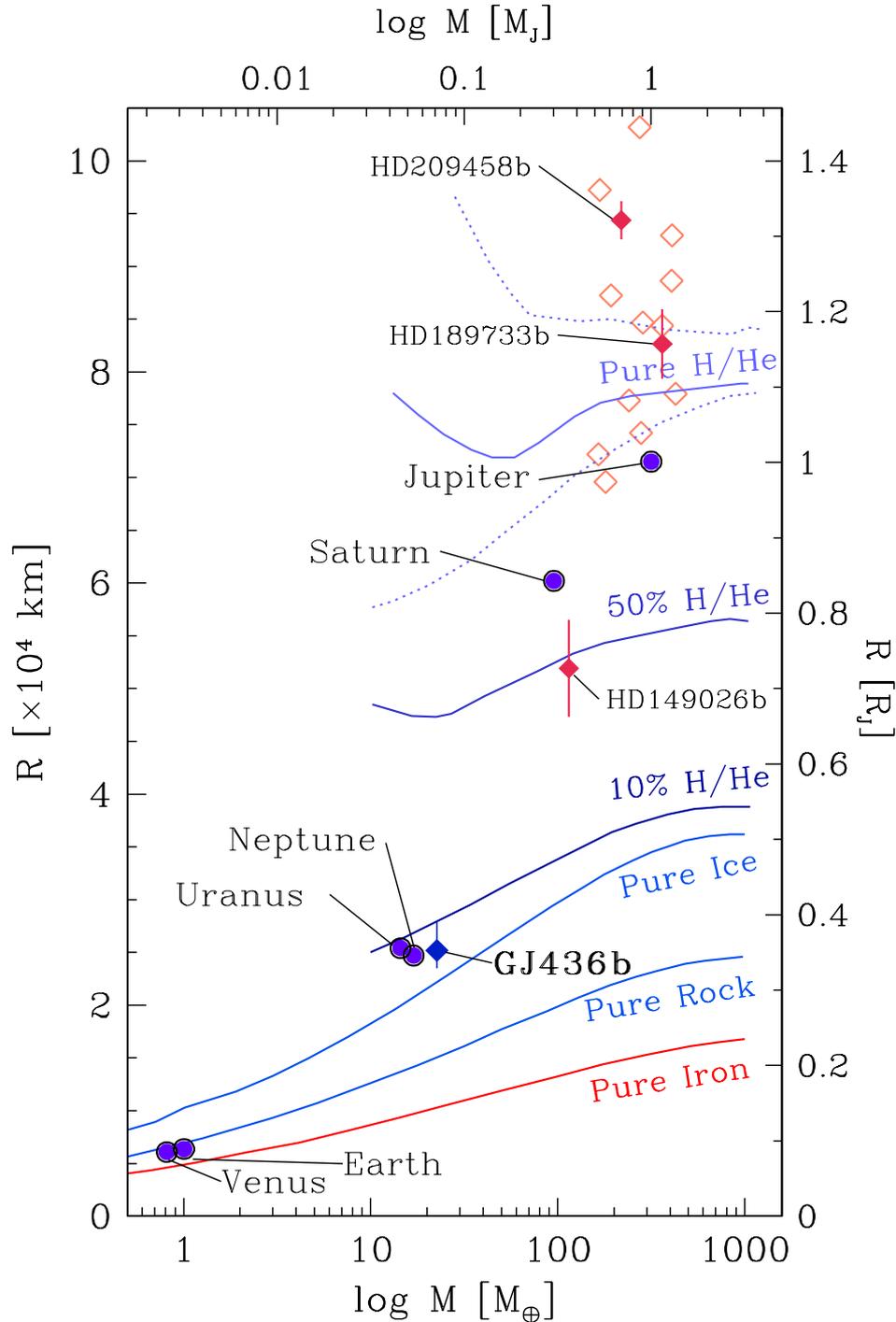


FIG. 6.9 – Relations masse-rayon prédites par les modèles théoriques de Fortney et al. (2007) pour différentes compositions planétaires. Quelques planètes dont la masse et le rayon sont connus sont également affichées, en particulier GJ436 b, qui a une composition très proche d'Uranus et Neptune. Figure tirée de Gillon et al. (2007), adaptée de Fortney et al. (2007).

J'ai réalisé quelques simulations pour mieux cerner les capacités et les limites de HARPS dans le suivi des candidats CoRoT et Kepler. J'ai considéré que HARPS délivre une précision de 1.75 m s^{-1} en une heure de pose sur une étoile G2V de magnitude $V=12$. Ces chiffres sont en accord avec les performances obtenues avec HARPS au cours des dernières années. Ils sont valables pour un seeing de $\sim 1''$, une valeur typique pour La Silla. Etant donné que tous les candidats CoRoT et Kepler seront faibles, j'ai considéré un temps de pose fixe de 1h. La simulation est simplifiée par le fait que les périodes et phases des candidats seront précisément connus, et que par conséquent les seuls paramètres à ajuster seront l'amplitude et le point zéro des vitesses radiales. De plus, il est possible d'observer préférentiellement aux instants proches des minima et maxima de vitesse radiale, ce qui diminue le nombre de mesures nécessaire. J'ai adopté (et testé) l'estimation de Selsis et al. (2007) pour relier l'incertitude sur l'amplitude σ_k à l'erreur de mesure σ_{RV} et au nombre de mesures N :

$$\sigma_k = \sqrt{\frac{1.2}{N}} \sigma_{\text{RV}} \quad (6.1)$$

Il y a 4 paramètres ajustables dans la simulation pour pouvoir calculer l'incertitude sur la masse de la planète : le nombre de mesures, la magnitude de l'étoile, la masse de la planète et son demi-grand axe. J'ai fixé la masse de l'étoile à $1 M_{\odot}$ car c'est la masse la plus probable pour les candidats CoRoT et Kepler. Dans un premier temps, j'ai fait varier chacun des paramètres tour à tour en gardant les autres fixes. Comme valeurs de référence, j'ai adopté $N=50$, $V=12$, $m=10 M_{\oplus}$ et $a=0.1 \text{ AU}$. La figure 6.10 montre la dépendance de l'erreur relative sur la masse en fonction de chacun des 4 paramètres. On voit que pour les valeurs de référence, la masse de la planète est contrainte à 10% près. Si l'on peut se contenter de 15%, alors 20h d'observations devraient suffire. Pour des étoiles de magnitude 13 et 14, la contrainte sur la masse passe à 15% et 25% respectivement en 50h de pose. Pour les plus petites masses, on obtient une contrainte de 20% à $5 M_{\oplus}$ et seulement $\sim 50\%$ à $2 M_{\oplus}$. Quant aux demi-grands axes, on voit que l'on peut aller jusqu'à $\sim 0.3 \text{ AU}$ sans perdre trop de précision.

Pour terminer, j'ai tracé les courbes d'incertitude constante dans le diagramme demi-grand axe contre masse. La figure 6.11 montre la situation pour une étoile de magnitude $V=12$ avec $N=50$. La figure 6.12 est semblable, mais pour $V=13$. Globalement, on constate que HARPS pourra probablement contraindre de manière intéressante la composition des Neptunes chauds et planètes-océan de masse supérieure à $\sim 10\text{--}15 M_{\oplus}$. Pour les planètes de plus petite masse, les choses s'annoncent plus difficiles, en particulier si l'étoile est plus faible que $V=12$. Un nouvel instrument capable de gagner 1–2 magnitudes par rapport à HARPS améliorerait significativement la situation.

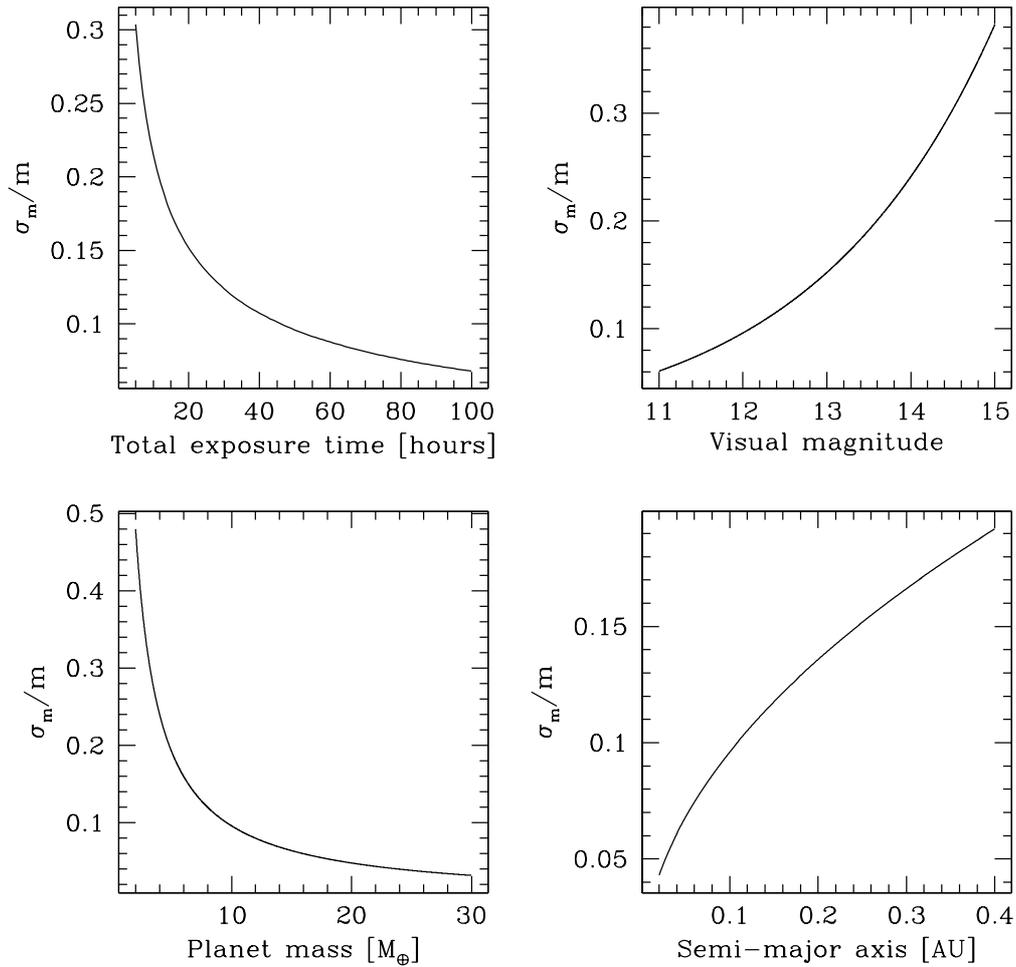


FIG. 6.10 – Dépendance de l'incertitude relative sur la masse obtenue avec HARPS en fonction du nombre d'observations (en haut à gauche), de la magnitude de l'étoile (en haut à droite), de la masse de la planète (en bas à gauche) et de son demi-grand axe (en bas à droite). Dans chaque cas, on fait varier un paramètre en gardant les autres fixés aux valeurs de référence, qui sont respectivement $N=50$, $V=12$, $m=10 M_\oplus$ et $a=0.1$ AU.

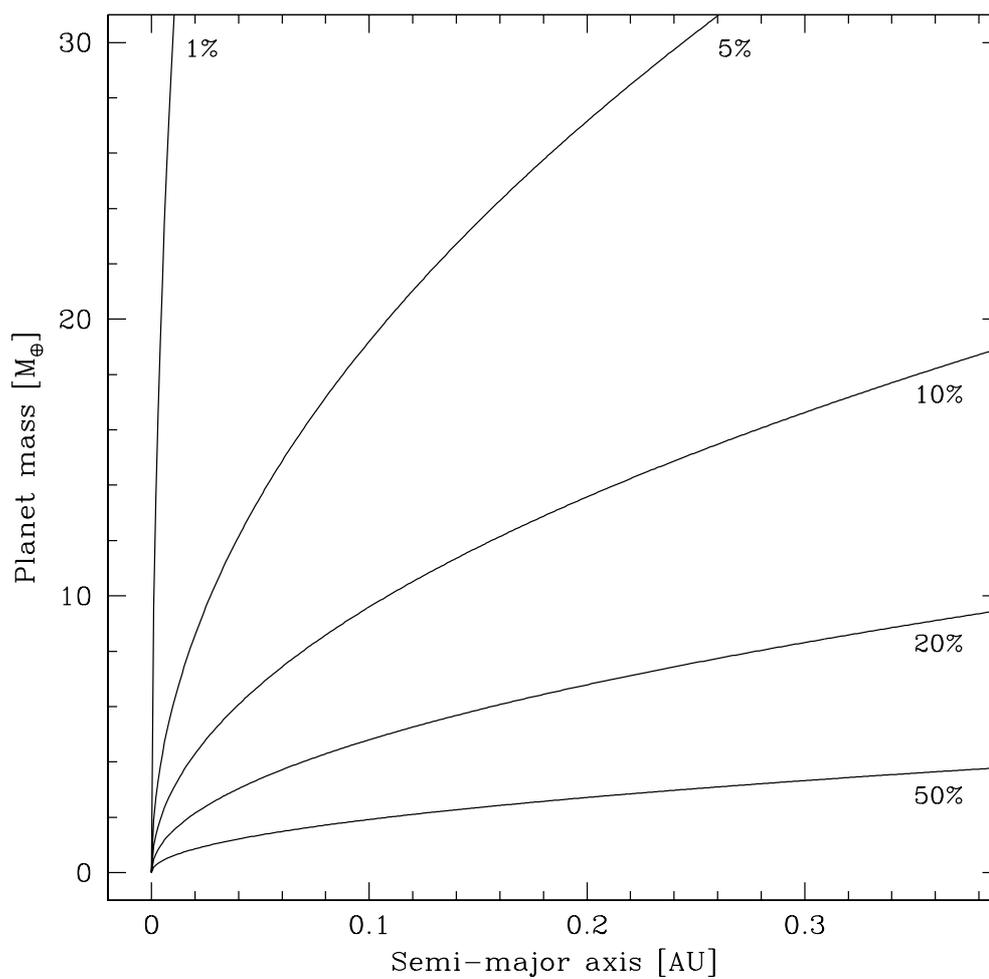


FIG. 6.11 – Courbes d'incertitude relative σ_m/m constante dans le diagramme demi-grand axe contre masse, pour une étoile de magnitude $V=12$ et 50h d'observations avec HARPS.

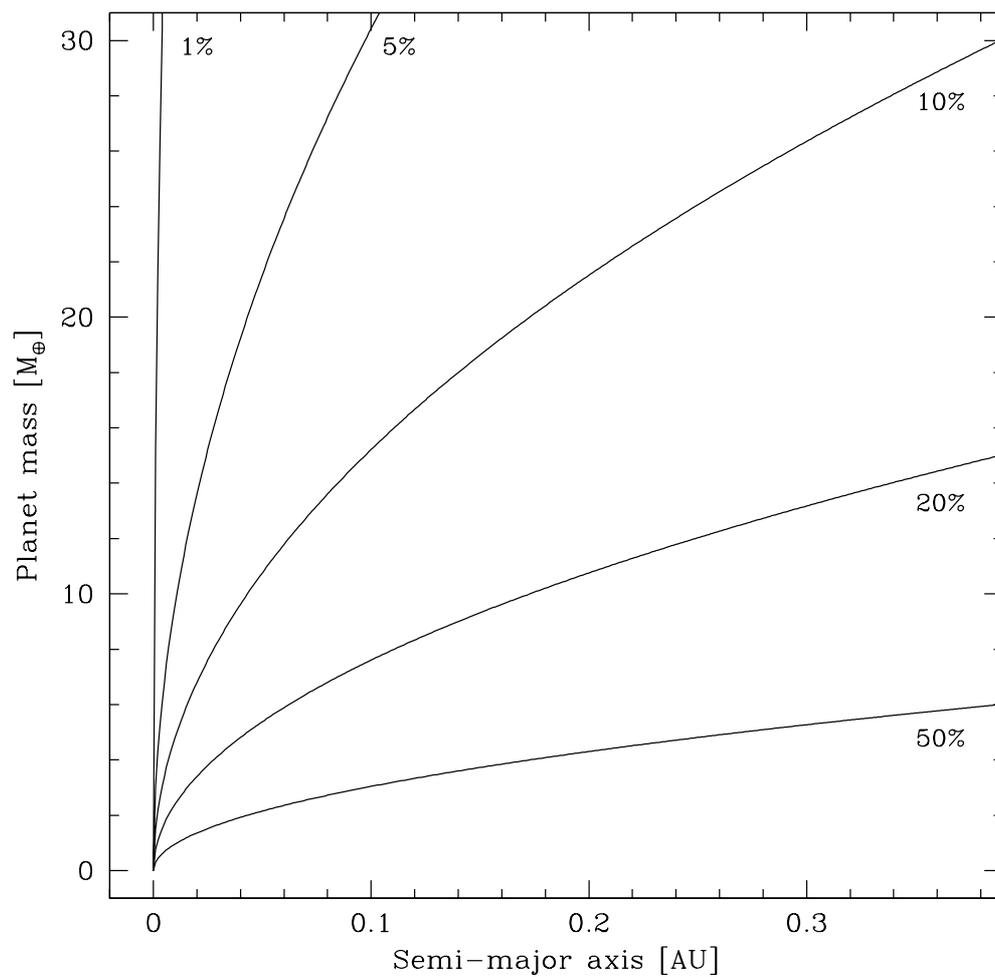


FIG. 6.12 – Courbes d'incertitude relative σ_m/m constante dans le diagramme demi-grand axe contre masse, pour une étoile de magnitude $V=13$ et 50h d'observations avec HARPS.

6.4 Aux limites de la technique des vitesses radiales

La limite ultime de la technique des vitesses radiales n'est pour l'instant pas encore connue. Le problème principal vient du fait qu'il est difficile de déterminer quel est l'effet dominant (instrumental ou stellaire) qui perturbe les mesures. Pour étudier cette question, j'examine ci-dessous quelques résultats globaux obtenus avec HARPS.

6.4.1 Etude globale des dispersions en vitesse radiale

Le moyen le plus simple d'estimer les limites actuelles de la technique est d'étudier la distribution des variabilités en vitesse radiale de toutes les étoiles du programme haute précision de HARPS (environ 400 étoiles). Je me limite à cet échantillon car les mesures de ces étoiles sont de qualité supérieure par rapport aux autres programmes, en raison du bruit photonique négligeable, des temps de pose suffisants pour moyenniser les oscillations stellaires et du nombre de mesures souvent important. De plus, les étoiles de ce programme ont été sélectionnées pour leur niveau d'activité généralement faible et leur faible vitesse de rotation (projetée), ce qui minimise les perturbations de vitesse radiale dues à l'activité stellaire.

J'ai donc calculé la dispersion des mesures de vitesse pour toutes les étoiles de ce programme sans planète connue, en excluant les mesures des premiers mois de fonctionnement de HARPS, qui sont légèrement moins précises. Je considère ici les moyennes par nuit, avec pour chaque étoile la correction de l'accélération séculaire. Le nombre de mesures par étoile est très variable et reflète un biais avec une forte composante humaine : plus une étoile a été jugée intéressante, plus elle a été mesurée. Comme les étoiles intéressantes montrent, par définition, des variations de vitesse radiale, on voit bien qu'il ne faudrait surtout pas considérer uniquement les étoiles avec un certain nombre minimal de mesures dans notre analyse, sous peine de surestimer totalement la variabilité minimale de nos étoiles. Je prends donc en compte toutes les étoiles qui ont été mesurées au moins deux fois (367 sur 392). Le nombre fini de mesures introduit lui-aussi un biais sur l'estimation de la variabilité réelle d'une étoile donnée : plus le nombre de mesures est faible, plus le RMS réel sera sous-estimé. Je corrige ce biais en utilisant la formule

$$\sigma = s \sqrt{\frac{n-1}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}} \quad (6.2)$$

Où σ est la variabilité réelle, s est le RMS mesuré, n le nombre de mesures et Γ désigne la fonction Gamma. Cette formule est valable pour autant que les mesures aient une distribution normale, ce qui paraît raisonnable dans notre cas.

La figure 6.13 montre l'histogramme de la dispersion des vitesses pour cet échantillon. On voit que la distribution montre un pic vers $\sim 1.50 \text{ m s}^{-1}$, ce qui correspondrait donc à la variabilité typique des étoiles les plus stables du programme haute précision. Cependant, il est très délicat d'interpréter ce chiffre, car il est difficile de séparer les effets instrumentaux des effets stellaires d'une part, et les phénomènes intrinsèques aux étoiles des effets dus aux planètes d'autre part.

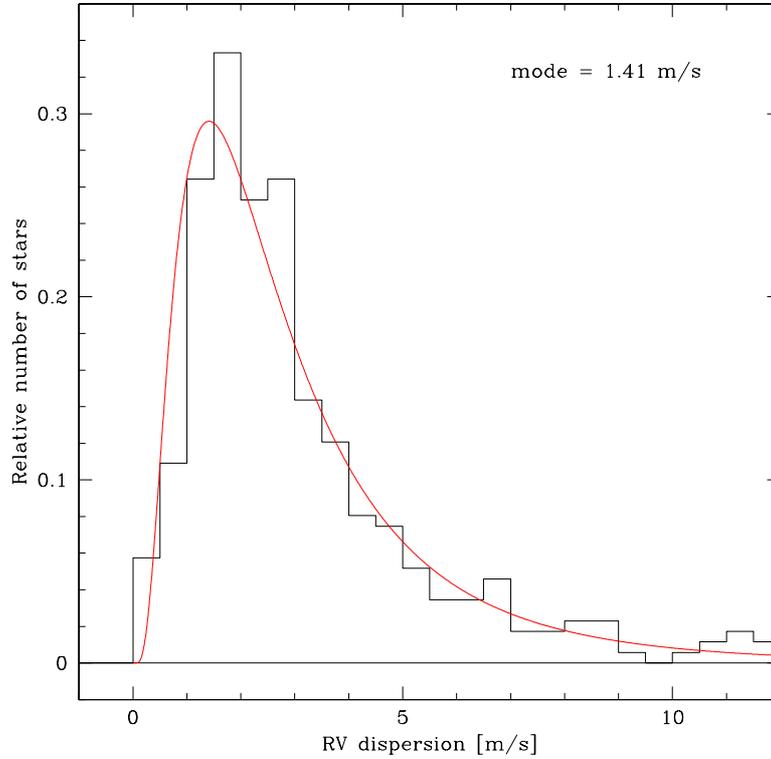


FIG. 6.13 – Histogramme de la dispersion des mesures de vitesse radiale pour les étoiles du programme haute précision.

Du côté instrumental, on peut estimer, pour les étoiles du programme haute précision, que le bruit photonique moyen se monte environ à $\sim 50 \text{ cm s}^{-1}$. Le bruit sur la calibration en longueur d'onde ne devrait pas dépasser $20\text{--}30 \text{ cm s}^{-1}$ (cf. chapitre 4.1). Quant au bruit de guidage, il est très difficile à estimer, mais selon les tests effectués pendant les commissionings de HARPS, il devrait rester inférieur à $\sim 30 \text{ cm s}^{-1}$. Les effets de couleur liés aux variations de rapport de flux rouge/bleu (voir chapitre 4.3) sont maintenant corrigés et devraient avoir un effet résiduel négligeable. Si l'on additionne quadratiquement ces différents effets, on obtient donc un bruit instrumental moyen d'environ 65 cm s^{-1} .

Comme je l'ai mentionné au chapitre 4, il reste probablement d'autres effets instrumentaux à prendre en compte dans le budget d'erreur global. Cependant, il est peu probable que la dispersion typique des étoiles les plus stables ($\sim 1.50 \text{ m s}^{-1}$) puisse être entièrement imputée à ces causes-là. Il est plus plausible qu'une partie de cette dispersion provienne des étoiles elles-mêmes, soit par variabilité intrinsèque, soit à cause des petites planètes non encore découvertes autour de ces étoiles. Ceci est confirmé par l'étude des solutions orbitales des planètes déjà publiées issues du programme haute précision. La table 6.5 montre

TAB. 6.5 – Étoiles du programme haute précision ayant des planètes déjà publiées (état début 2007).

Nom	m_V [mag]	$B - V$ [mag]	Type spectral	$\log R'_{\text{HK}}$	$\sigma_{\text{O-C}}$ [m s^{-1}]	Référence
HD 160691	5.12	0.69	G5V	-4.99	1.4	Pepe et al. (2007)
HD 93083	8.30	0.94	K3V	-4.94	1.1	ce travail
HD 101930	8.21	0.91	K1V	-4.97	0.8	ce travail
HD 102117	7.47	0.72	G6V	-4.98	1.1	ce travail
HD 4308	6.55	0.66	G3V	-4.89	1.3	Udry et al. (2006)
HD 69830	5.95	0.75	K0V	-4.92	0.8	Lovis et al. (2006)

la dispersion des résidus autour des solutions képlériennes pour ces 6 systèmes. On voit que dans tous les cas la dispersion des résidus est inférieure à 1.5 m s^{-1} , ce qui tendrait à montrer que les étoiles non-actives avec des dispersions de vitesse supérieures à cette valeur pourraient en fait bien souvent être entourées de planètes de faible masse, qui n'attendent qu'un nombre suffisant de mesures pour être découvertes. J'examine cette hypothèse plus en détails au chapitre 6.4.4.

A ce stade, une seule chose est sûre : HARPS a démontré qu'il existe une grande proportion d'étoiles de type solaire non-actives qui montrent des niveaux de variabilité intrinsèque inférieurs à 2 m s^{-1} , voire à 1 m s^{-1} . Ce résultat est en contradiction avec les niveaux de "jitter" obtenus par Wright (2005) dans leur étude globale du programme Californie-Carnegie-AAT. En effet, ces auteurs dérivent des valeurs typiques de "jitter" de $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ pour les naines G et K les plus inactives. Il paraît probable qu'une fraction non négligeable de cette valeur provienne en fait d'erreurs instrumentales plutôt que de bruit intrinsèque aux étoiles. Ceci est confirmé par le fait que la dispersion des résidus autour des orbites publiées par ce groupe (ainsi que par les autres groupes utilisant une cellule à iode) n'est jamais inférieure à $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$, alors que HARPS a montré à plusieurs reprises qu'il est possible de descendre autour de $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$.

6.4.2 Stabilité en fonction du niveau d'activité

Même si les étoiles du programme haute précision ont été sélectionnées entre autres pour leur faible niveau d'activité, une proportion non-négligeable d'entre elles montrent quand même une activité modérée. La figure 6.14 montre la distribution des indices d'activité $\log R'_{\text{HK}}$ pour les étoiles de ce programme. On voit qu'environ un tiers des étoiles ont un $\log R'_{\text{HK}}$ supérieur à -4.80. Afin de mettre en évidence un lien éventuel entre niveau d'activité et variabilité en vitesse radiale, j'ai séparé les étoiles en deux catégories : actives ($\log R'_{\text{HK}} > -4.80$) et non-actives ($\log R'_{\text{HK}} < -4.80$). La figure 6.15 montre l'histogramme de la dispersion des vitesses pour ces deux catégories, construit de la même manière que l'histogramme global de la figure 6.13. On voit bien que les étoiles actives montrent une distribution beaucoup plus plate que les étoiles non-actives, avec un pic vers $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ au lieu de 1.5 m s^{-1} . En conclusion, si l'on veut à l'avenir pousser au maximum la précision en vitesse radiale pour pouvoir détecter des amplitudes de quelques dizaines

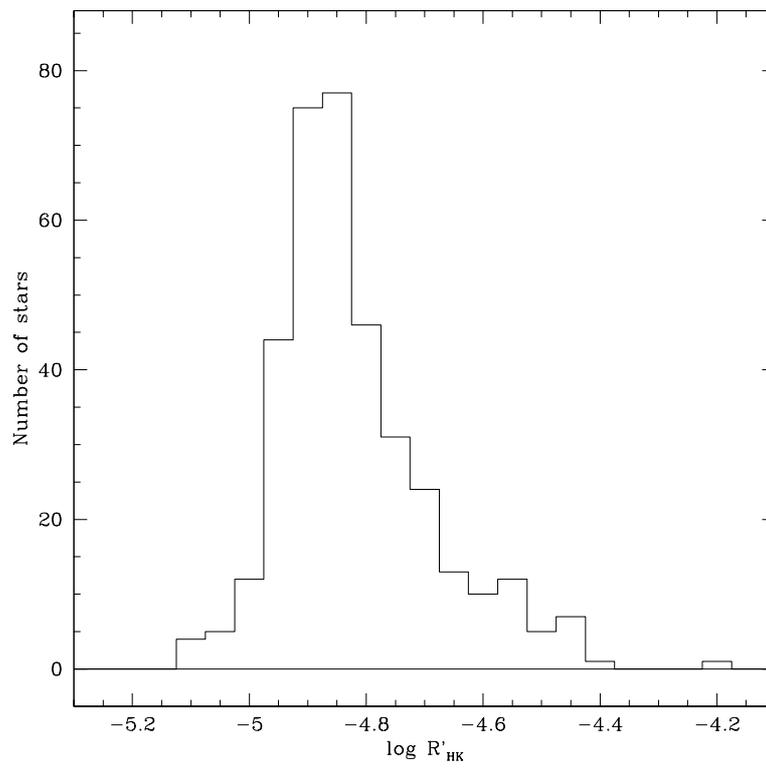


FIG. 6.14 – Distribution de l'indice d'activité $\log R'_{HK}$ pour les étoiles du programme haute précision.

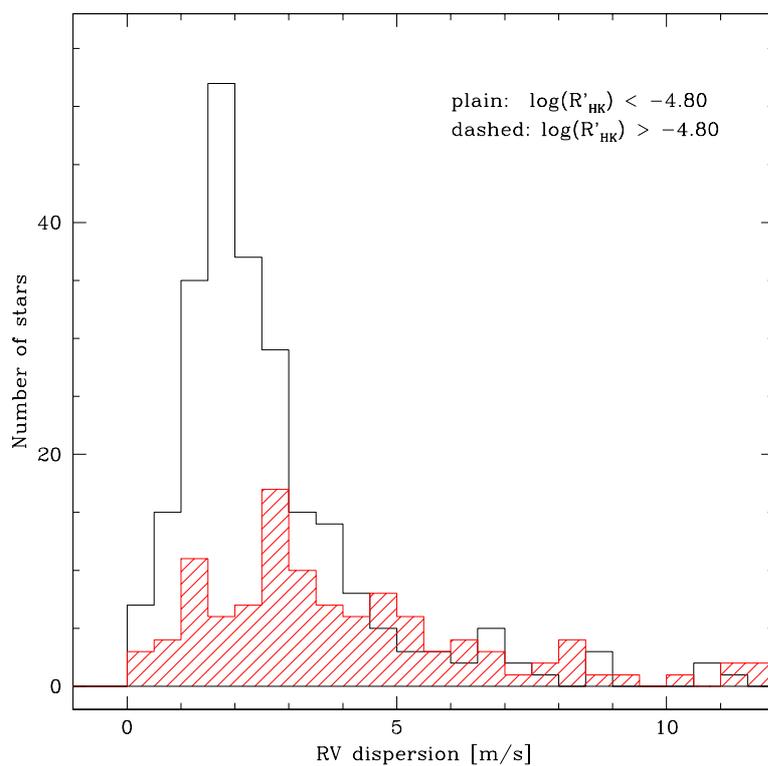


FIG. 6.15 – Distribution de la dispersion des mesures de vitesse radiale pour les étoiles non-actives (histogramme uni) et actives (hachuré).

TAB. 6.6 – Propriétés des étoiles de la campagne haute fréquence.

Nom	m_V [mag]	$B - V$ [mag]	Type spectral	$\log R'_{\text{HK}}$	σ_{RV} [m s^{-1}]
HD 20794	4.26	0.71	G8V	-4.92	1.36
HD 36003	7.65	1.11	K5V	-4.88	2.22
HD 40307	7.17	0.94	K3V	-4.95	2.80
HD 59468	6.72	0.69	G5V	-4.92	1.18
HD 72673	6.38	0.78	K0V	-4.85	1.62
HD 98281	7.29	0.73	G8V	-4.82	2.17

de cm s^{-1} (quelques masses terrestres à 1 AU), il paraît indispensable de sélectionner les étoiles de manière drastique sur leur niveau d'activité. Cela n'est bien sûr pas une surprise, mais plutôt la confirmation que la tendance déjà connue reste valable en-dessous du seuil de $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ qui marquait la limite de la précision instrumentale avant l'avènement de HARPS.

J'ai aussi tenté de dégager des tendances en fonction du type spectral et de la magnitude absolue. Je n'ai pas trouvé de corrélation évidente entre variabilité en vitesse radiale et ces paramètres stellaires. Le nombre d'étoiles relativement petit rend délicate toute "catégorisation" excessive. Cependant, des études plus approfondies permettront peut-être d'en dire plus.

6.4.3 Observations à haute fréquence

Pour illustrer plus concrètement la difficulté à estimer où se trouvent les limites de la technique des vitesses radiales, je vais considérer ici le cas de six étoiles qui ont fait l'objet d'une campagne de mesures particulière avec HARPS. En effet, dans le but de pousser HARPS dans ses derniers retranchements, nous avons sélectionné en 2005, parmi les objets les plus stables du programme haute précision, quelques étoiles non-actives ($\log R'_{\text{HK}} < -4.80$), non-évoluées et ayant des vitesses de rotation très faibles, ce dans le but de minimiser le plus possible le jitter lié à l'activité et aux oscillations. Cet échantillon a alors été observé chaque nuit ou toutes les deux nuits pendant plusieurs missions consécutives de temps garanti HARPS. Au final nous avons donc obtenu des séries de 30–60 mesures réparties sur des périodes de 100–200 jours, qui doivent permettre de mieux comprendre la variabilité de très faible amplitude de ces objets.

La figure 6.16 montre la vitesse radiale des six étoiles en fonction du temps, couvrant toute la période allant de fin 2003 à début 2007. Ces étoiles sont, de gauche à droite et de haut en bas : HD 20794 (G8V), HD 36003 (K5V), HD 40307 (K3V), HD 59468 (G5V), HD 72673 (K0V) et HD 98281 (G8V). La table 6.6 liste les propriétés principales de ces objets. La figure 6.17 est similaire à la figure 6.16, mais montre un zoom sur la campagne "haute fréquence" de chaque étoile.

Le bilan pour chaque étoile se présente comme suit :

- HD 20794 : Depuis le début des mesures Coralie, cette étoile a toujours été l'un de nos meilleurs "standards". Cependant, alors qu'elle montre une très faible variabilité à

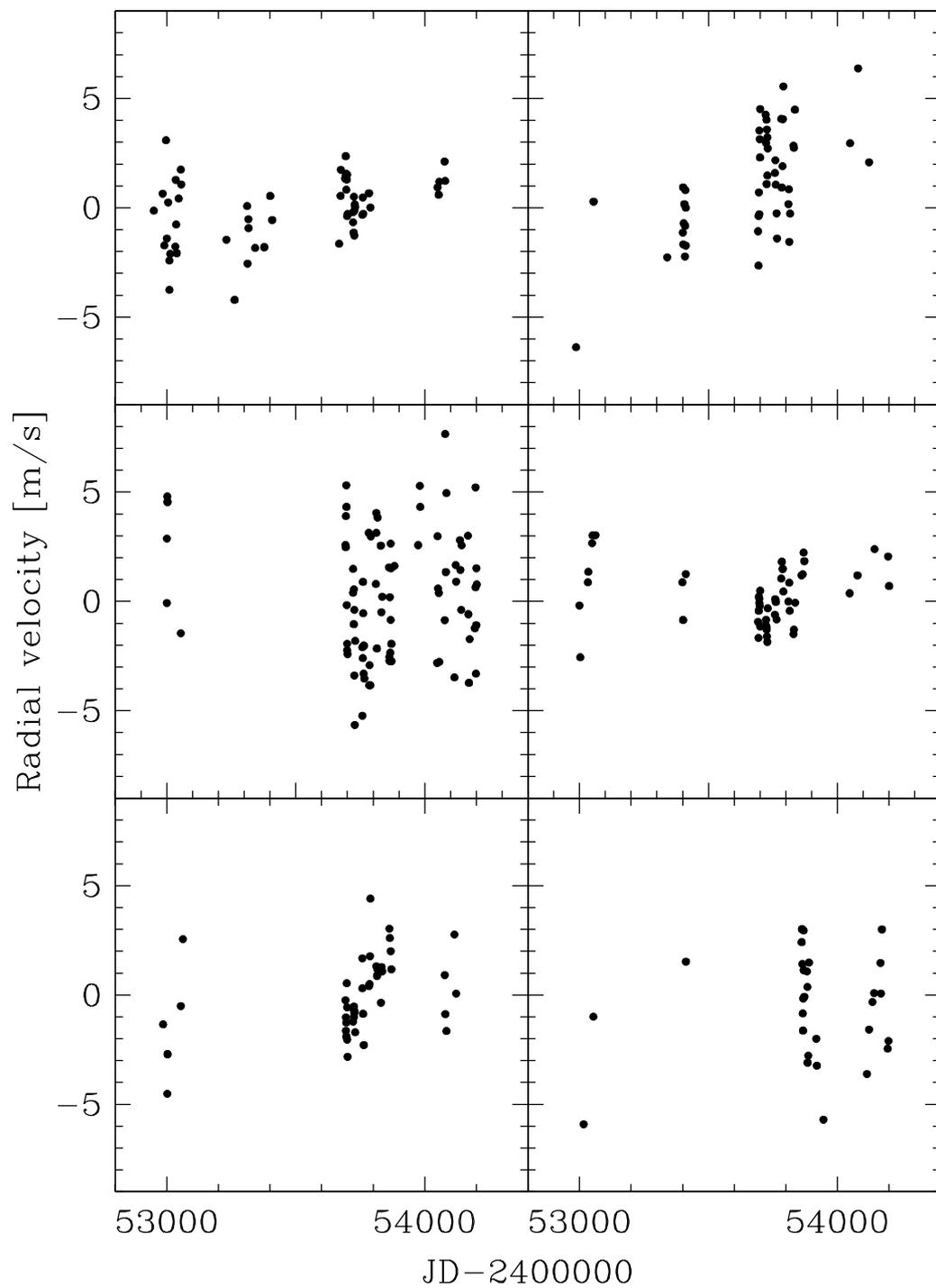


FIG. 6.16 – Vitesse radiale en fonction du temps pour les six étoiles sélectionnées pour la campagne "haute fréquence". De gauche à droite et de haut en bas : HD 20794, HD 36003, HD 40307, HD 59468, HD 72673 et HD 98281.

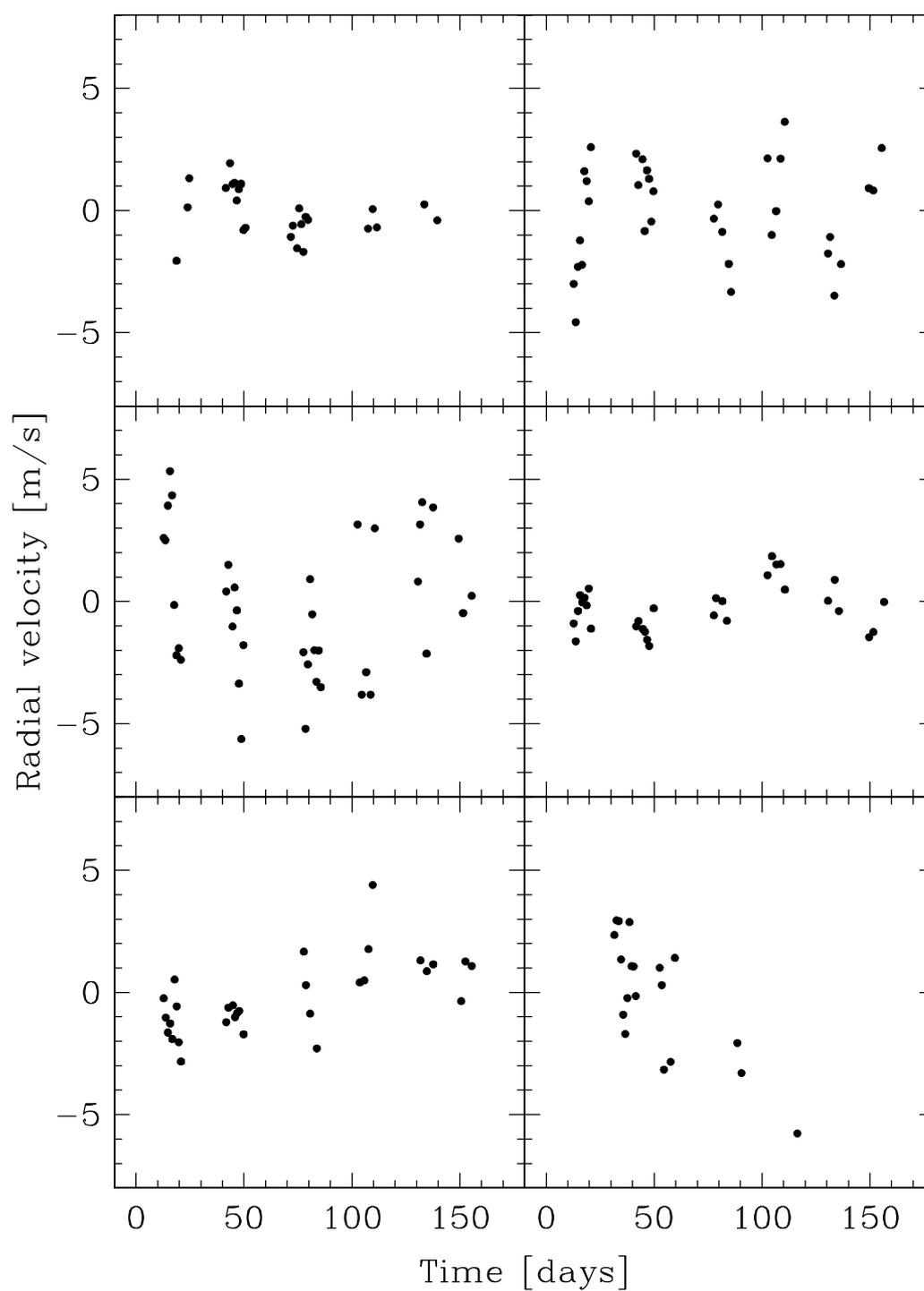


FIG. 6.17 – Zoom sur la période d'observation à haute fréquence.

court terme ($\sigma_{\text{RV}} < 1 \text{ m s}^{-1}$), il est possible qu'un signal à longue période ($P \gtrsim 1000$ jours) soit présent avec une demi-amplitude de $1\text{--}2 \text{ m s}^{-1}$, ce qui correspondrait à une planète de masse minimale $m_2 \sin i \cong 25M_{\oplus}$ orbitant à plus de 2 AU.

- HD 36003 : Cette étoile semble montrer une lente dérive à long terme. A court terme, la dispersion des mesures reste anormalement élevée ($\sigma_{\text{RV}} = 2.0 \text{ m s}^{-1}$) et indique une variabilité à une échelle de quelques dizaines de jours, d'origine pour l'instant inconnue.
- HD 40307 : Cet objet s'est révélé être le plus variable de l'échantillon ($\sigma_{\text{RV}} = 2.8 \text{ m s}^{-1}$), et ce à très court terme. Une analyse en fréquence (périodogramme de Lomb-Scargle) fait apparaître des pics significatifs autour de 4.3, 9.6 et 20.4 jours. Un ajustement képlérien à trois planètes ne donne pour l'instant pas encore de résultat crédible, tant les amplitudes sont petites et le nombre de degrés de liberté grand. Il paraît cependant probable qu'au moins un des deux signaux à très courte période soit dû à un compagnon, qui aurait alors une masse minimale de l'ordre de $4\text{--}8 M_{\oplus}$.
- HD 59468 : Cet objet est le plus stable de l'échantillon. Pourtant, l'agrandissement sur les données de la campagne haute fréquence pourrait suggérer une périodicité à l'échelle de ~ 100 jours, avec une demi-amplitude extrêmement petite de $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$. Si ce signal était confirmé, et qu'il est bien dû à une planète, celle-ci aurait alors une masse minimale de $\sim 7 M_{\oplus}$.
- HD 72673 : Mis à part une possible dérive lente, aucun signal n'a pu être mis en évidence pour l'instant.
- HD 98281 : Cet objet semble montrer une dérive à l'échelle de la campagne haute fréquence, mais pas à plus long terme. Des données supplémentaires sont nécessaires pour y voir plus clair.

La conclusion qui s'impose est que chaque étoile semble être un cas à part, et qu'aucun comportement global ne se dégage. Cependant, l'exercice montre qu'au moins 4 étoiles sur 6 (choisies au hasard parmi les plus stables connues!) révèlent des signaux potentiels en vitesse radiale avec des périodicités très différentes et probablement incompatibles avec les périodes de rotation stellaires. Ces deux caractéristiques plaident fortement en faveur de l'hypothèse planétaire, et confirmeraient ainsi que les planètes de faible masse ($M < 10\text{--}20 M_{\oplus}$) sont très nombreuses autour des étoiles de type solaire, en tout cas davantage que les géantes gazeuses. La confirmation de ces très faibles signaux n'est pourtant pas triviale puisque l'on est tout proche des limites instrumentales et stellaires. Dans le cas de HARPS, les limites de détection actuelles viennent probablement principalement des étoiles elles-mêmes quand l'instrument fonctionne parfaitement. Mais il suffit de peu de choses (mauvaise météo, problèmes de guidage par exemple) pour que le facteur instrumental reprenne le dessus. Le meilleur moyen de repousser encore un peu les limites est sans doute de multiplier les mesures afin de moyenner le plus possible les perturbations stellaires et instrumentales. A ce propos, il faut relever que le grand nombre d'observations pour chacune des six étoiles étudiées ici ($N \gtrsim 50$) est un facteur indispensable pour mettre en évidence des signaux en vitesse radiale de l'ordre de 1 m s^{-1} . En termes de stratégie d'observation, j'encouragerais donc plutôt les campagnes intensives sur un petit nombre de cibles plutôt que le suivi de grands échantillons si le but principal est la découverte de planètes de très petite masse.

6.4.4 Simulation des dispersions en vitesse radiale

Pour terminer, j'ai encore tenté de simuler la distribution attendue des dispersions en vitesse radiale des étoiles connaissant les propriétés sous-jacentes de la population planétaire. L'idée était d'examiner si une population nombreuse de géantes de glace et de super-Terres pouvait induire des signaux en vitesse radiale au niveau de 1 m s^{-1} pour un grand nombre d'étoiles, et ainsi expliquer une partie des rms observés parmi les étoiles du programme haute précision.

J'ai donc réalisé des simulations Monte Carlo de populations planétaires à partir des distributions observées ou estimées des masses, des demi-grands axes ainsi que du nombre de planètes par étoile. J'ai considéré des domaines de masse entre $1 M_{\oplus}$ et $10 M_{\text{Jup}}$ et de demi-grand axe entre 0.03 et 5 AU. Les planètes de masse inférieure à $1 M_{\oplus}$ n'ont en effet pas de signal détectable en vitesse radiale, même à très courte distance de l'étoile. Quant aux planètes plus éloignées que 5 AU, leurs périodes sont trop longues pour induire des variations de vitesse appréciables sur les échelles de temps considérées ici. L'algorithme réalise 10000 tirages de systèmes planétaires ; on procède, pour chaque tirage, de la manière suivante :

- On tire l'angle d'inclinaison du système $\sin i$ en supposant une distribution aléatoire dans l'espace.
- On tire le nombre de planètes dans le système (dans les limites de masse et de distance spécifiées plus haut). La distribution de ce nombre est évidemment très mal connue et difficile à estimer. Comme hypothèse plausible, j'ai considéré une distribution poissonnienne $f(n) = \exp(-\mu)\mu^n/n!$ avec différentes valeurs moyennes μ . Comme les résultats n'étaient pas satisfaisants (voir ci-dessous), j'ai considéré que le processus de formation planétaire comportait une composante binaire : certaines étoiles peuvent former des planètes massives par accrétion rapide de gaz, d'autres pas. J'ai donc introduit une probabilité p que ce processus ait effectivement lieu, et j'ai gardé la distribution poissonnienne pour décrire le nombre de coeurs planétaires formés initialement par accrétion de matériau solide.
- On tire les masses des planètes du système. J'utilise pour la distribution des masses une loi de puissance $dN/dm \sim m^{\alpha}$ avec deux régimes, l'un pour les coeurs planétaires et les petites masses ($1 M_{\oplus} < m < 0.1 M_{\text{Jup}}$), l'autre pour les grandes masses ($0.1 M_{\text{Jup}} < m < 10 M_{\text{Jup}}$). Des indices différents pour ces deux catégories pourraient s'expliquer par les différents mécanismes de formation déterminant la masse finale : accrétion de matériau solide pour les super-Terres et géantes de glace, et accrétion rapide de gaz pour les planètes géantes. Pour la seconde catégorie, j'ai fixé $\alpha = -1.1$, tel que déduit des observations (e.g. Marcy et al. 2005; Butler et al. 2006b; Udry et al. 2007). Pour la première catégorie, comme aucune donnée observationnelle ne permet de contraindre α , j'ai aussi supposé $\alpha = -1.1$.
- On tire les demi-grands axes des orbites. J'ai utilisé la distribution actuellement connue de ceux-ci, qui montre, sur une échelle logarithmique, deux pics à très courte période et au-delà de ~ 1 AU, et une "vallée" aux distances intermédiaires (Udry et al. 2003). J'ai aussi pris en compte le fait qu'il n'existe presque pas de planètes massives ($m \gtrsim 2M_{\text{Jup}}$) à faible distance. Finalement, j'ai introduit un critère qui

rejette les tirages où les planètes sont éloignées les unes des autres de moins d'un rayon de Hill ($r_H = a\sqrt[3]{m/3M}$).

- On calcule alors l'amplitude du signal de vitesse radiale pour chaque planète. J'ai négligé les excentricités des orbites dans cette simulation, et j'ai considéré des étoiles de $1 M_\odot$. Ces simplifications ne devraient pas trop influencer les résultats puisqu'elles ont un impact négligeable sur les amplitudes de vitesse radiale.
- Pour terminer, on calcule la dispersion en vitesse radiale causée par l'ensemble des planètes du système selon la formule $\sigma_{RV}^2 = \frac{1}{2} \sum K_i^2$

Etant donné le nombre de paramètres ajustables dans l'algorithme (essentiellement la distribution du nombre de planètes et la probabilité d'avoir des planètes géantes), il s'agit tout d'abord de faire en sorte que la population planétaire obtenue soit en accord avec les observations. J'ai retenu trois observables relativement bien connues qui peuvent servir de contraintes :

1. La proportion d'étoiles possédant au moins une planète détectable est de $6.6 \pm 0.7\%$ (Udry et al. 2007; Marcy et al. 2005). J'ai considéré comme détectable une planète induisant une demi-amplitude de vitesse radiale supérieure à 15 m s^{-1} , ce qui correspond environ à la limite au-delà de laquelle les grands surveys en vitesse radiale ont une sensibilité de 100%.
2. La fréquence des Jupiters chauds est de $1.2 \pm 0.3\%$ (Udry et al. 2007; Marcy et al. 2005). J'ai considéré comme Jupiters chauds les planètes de masse supérieure à $0.2 M_{\text{Jup}}$ orbitant à moins de 0.1 AU.
3. La proportion d'étoiles possédant plus d'une planète détectable est d'au moins $1.0 \pm 0.3\%$ (Marcy et al. 2005).

J'ai d'abord tenté de reproduire les valeurs observées en tirant les masses des planètes à partir d'une distribution unique d'indice $\alpha = -1.1$. J'ai supposé une distribution poissonnienne du nombre de planètes par étoile. Pour obtenir des valeurs correctes concernant le nombre d'étoiles avec des planètes détectables et le nombre de Jupiters chauds, le nombre moyen de planètes par étoile doit être de 0.3 environ. Cependant, la fraction d'étoiles possédant plusieurs planètes détectables n'est alors que de 0.2%, bien en-deçà de la valeur observée. Ce problème est en fait indépendant des valeurs choisies pour α , et semble être lié au choix de la distribution du nombre de planètes massives par étoile. Il apparaît qu'une simple distribution poissonnienne (quelle que soit sa moyenne) ne permet jamais de réconcilier simultanément les trois critères de comparaison avec les observations. La raison en est que la moyenne de la distribution doit rester très faible ($\mu \sim 0.3$) pour n'avoir que 7% d'étoiles avec au moins une planète détectable, ce qui ne permet pas d'avoir suffisamment de systèmes avec plusieurs planètes détectables. On voit que la proportion de systèmes multi-planétaires connus représente en fait une contrainte importante pour la distribution du nombre de planètes massives par étoile.

J'ai donc dû modifier cette distribution en me basant plus concrètement sur les modèles de formation par accrétion de coeur (e.g. Ida & Lin 2004a; Alibert et al. 2005). J'ai considéré que le processus de formation des planètes géantes n'est efficace que pour une fraction p des étoiles, du moins en ce qui concerne le domaine de demi-grand axe considéré ici.

Cela peut être justifié par le fait que l'accrétion rapide de gaz ne peut se produire que si des coeurs suffisamment massifs sont formés, et ce avant que le disque de gaz ne se dissipe. Ces deux conditions contraignantes ne sont sans doute pas toujours réunies. Le nombre de coeurs planétaires formés autour d'une étoile donnée reste, quant à lui, tiré d'une distribution poissonnienne de moyenne μ . Les masses des coeurs sont alors tirées suivant la loi de puissance d'indice α dans le domaine $1 M_{\oplus} < m_{\text{core}} < 0.1 M_{\text{Jup}}$. Ensuite, si la phase d'accrétion rapide de gaz peut avoir lieu (probabilité p), on considère que les coeurs ayant une masse supérieure à $0.05 M_{\text{Jup}}$ ($16 M_{\oplus}$) évoluent vers le domaine des planètes géantes et on tire leur masse finale dans le domaine $0.1 M_{\text{Jup}} < m < 10 M_{\text{Jup}}$. L'introduction d'une limite abrupte à $0.05 M_{\text{Jup}}$ est bien entendu simpliste, mais cette valeur se trouve néanmoins au milieu de la fourchette communément admise pour l'enclenchement de l'accrétion rapide de gaz ($10\text{--}20 M_{\oplus}$).

Il est désormais possible de reproduire les différentes valeurs obtenues observationnellement en ajustant les paramètres du modèle. J'ai principalement tenté de faire varier le nombre moyen de coeurs formés par étoile μ ainsi que la probabilité d'avoir des planètes géantes p . Il n'y a pas de solution unique, une plus faible probabilité p pouvant être compensée dans une certaine mesure par un nombre de planètes μ plus élevé. Des valeurs de p comprises entre ~ 0.17 et ~ 0.4 , couplées à des valeurs appropriées pour μ ($\sim 2\text{--}4.5$ planètes par étoile) mènent toutes à un accord satisfaisant avec les observations (à l'intérieur de 1σ). La meilleure correspondance est obtenue pour $p = 0.22$ et $\mu = 3.5$ planètes par étoile. Les figures 6.18, 6.19 et 6.20 montrent les histogrammes et histogrammes cumulatifs des dispersions en vitesse radiale obtenues à partir de trois modèles différents couvrant les valeurs possibles de p et μ . Il est extrêmement intéressant de constater que les signaux en vitesse radiale dus aux petites planètes jouent apparemment un rôle non négligeable au niveau de 1 m s^{-1} , et que par conséquent une partie des dispersions observées par HARPS parmi les étoiles du programme haute précision pourrait en fait bien provenir du "bruit de fond" en vitesse radiale causé par des planètes restant à découvrir. On note en particulier que si les variantes du modèle avec un grand nombre de planètes par étoile sont correctes ($\mu \gtrsim 4\text{--}5$), alors il n'existe pratiquement pas d'étoiles stables en vitesse radiale au niveau de 0.5 m s^{-1} .

Les modèles de population planétaire ainsi construits comptent beaucoup de paramètres ajustables et mal connus, et il est de ce fait difficile de savoir s'ils reproduisent bien la réalité. Parmi ceux-ci on peut citer : le choix d'une distribution poissonnienne pour décrire le nombre de coeurs formés, l'indice α de la distribution des masses des coeurs, les incertitudes sur la distribution des demi-grands axes (en particulier pour les petites masses), l'utilisation d'une masse limite pour le démarrage de l'accrétion rapide de gaz, etc. Cependant, les populations planétaires générées après ajustement de p et μ paraissent plausibles et en accord avec les observations. Bien entendu, le but premier de cet exercice n'est pas de contraindre les modèles de formation planétaire, mais bien d'avoir une idée plus précise de l'influence des planètes restant à découvrir sur les mesures de vitesse radiale à haute précision. De ce point de vue, il semble que l'activité stellaire, les pulsations et les erreurs instrumentales ne sont peut-être pas les seules causes responsables des dispersions observées parmi les étoiles les plus stables des programmes HARPS. Les super-Terres et géantes de glace y ont probablement aussi leur part. Dans tous les cas, il apparaît que le nombre de

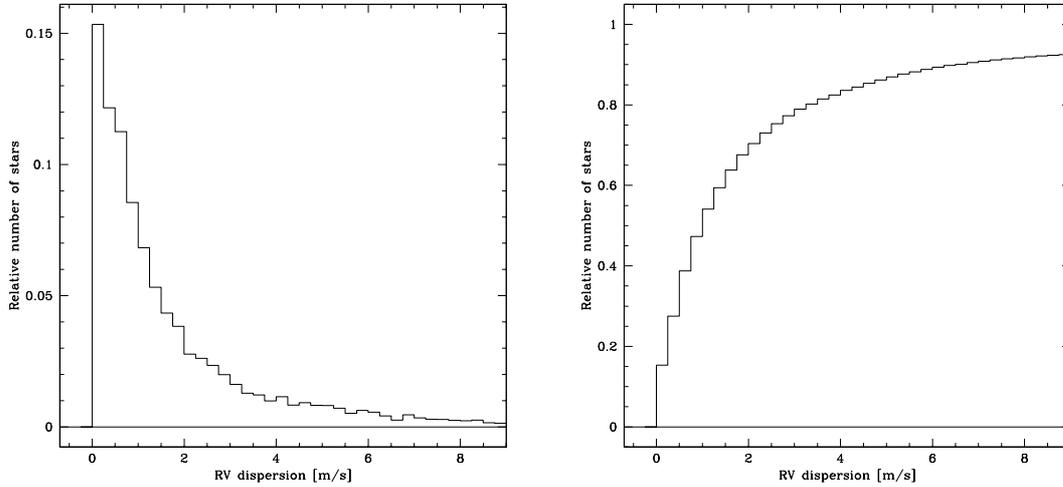


FIG. 6.18 – Gauche : Histogramme des dispersions en vitesse radiale simulées dues à la présence de planètes, pour le modèle reproduisant le mieux les observations ($p = 0.22$, $\mu = 3.5$). Droite : Histogramme cumulatif, montrant que seulement 27.5% des étoiles ont un rms inférieur à 0.5 m s^{-1} .

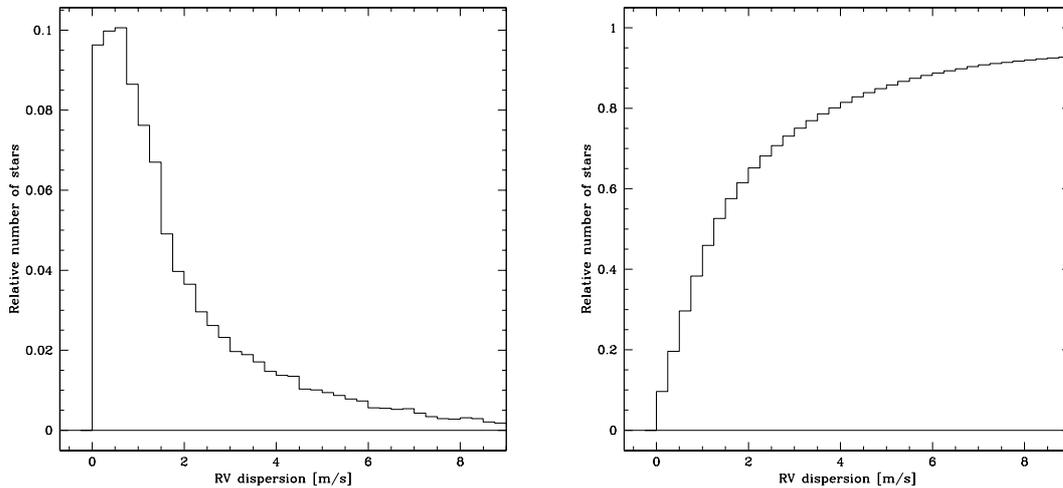


FIG. 6.19 – Gauche : Histogramme des dispersions en vitesse radiale simulées dues à la présence de planètes, pour le modèle avec la plus petite valeur de p encore compatible (1σ) avec les observations ($p = 0.17$, $\mu = 4.4$). Droite : Histogramme cumulatif, montrant que seulement 19.6% des étoiles ont un rms inférieur à 0.5 m s^{-1} .

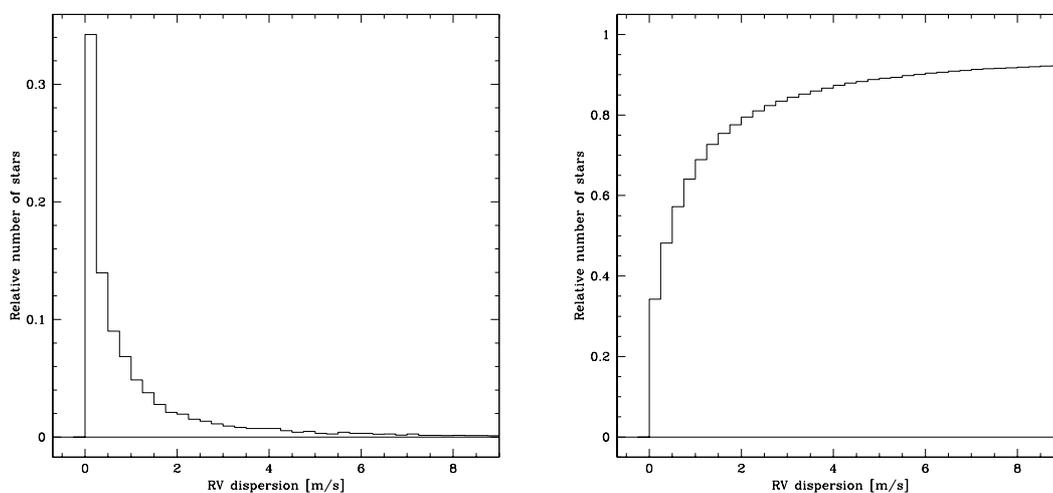


FIG. 6.20 – Gauche : Histogramme des dispersions en vitesse radiale simulées dues à la présence de planètes, pour le modèle avec la plus grande valeur de p encore compatible (1σ) avec les observations ($p = 0.40$, $\mu = 2.0$). Droite : Histogramme cumulatif, montrant que 48.2% des étoiles ont un rms inférieur à 0.5 m s^{-1} .

planètes détectables augmente très rapidement quand la précision instrumentale passe au-dessous de $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$, ce qui justifie totalement les efforts fournis pour passer de 3 m s^{-1} à 1 m s^{-1} et au-dessous. Plus qu'un simple gain en précision, cette amélioration représente une porte ouverte vers un monde encore largement inexploré, celui des planètes telluriques et de glace.

Deuxième partie

Planètes autour d'étoiles de masse
intermédiaire

Chapitre 7

Recherche de planètes autour de géantes d'amas

7.1 Etat des lieux

7.1.1 Distribution des masses des primaires

La technique des vitesses radiales, de loin la plus productive à ce jour quant au nombre de découvertes, ne peut s'appliquer qu'aux étoiles suffisamment froides pour posséder assez de raies spectrales et permettre ainsi une bonne précision sur la mesure de l'effet Doppler. Cela introduit un important biais de sélection dans les échantillons d'étoiles suivies par les programmes de recherche de planètes. Les étoiles de type spectral plus précoce que F5 environ ont été écartées de ces programmes à cause du faible nombre de raies disponibles et surtout à cause de leur vitesse de rotation élevée. La distribution des masses des primaires est donc affectée d'une coupure vers $\sim 1.3 M_{\odot}$. Cela empêche d'étudier les propriétés des planètes autour d'étoiles de masse supérieure et, de manière plus générale, la dépendance des processus de formation planétaire avec la masse de la primaire (bien que cela soit possible à l'autre extrémité de l'échelle, autour des naines M). La figure 7.1 montre la distribution des masses des primaires autour desquelles des planètes ont été découvertes (état début 2007). On note la coupure nette vers $1.3\text{--}1.4 M_{\odot}$, avec tout de même quelques étoiles de masse supérieure (géantes pour la plupart, voir section 7.1.3). On constate également que seul un petit nombre de naines M apparaît dans ce graphique, alors que ce sont les étoiles les plus nombreuses du voisinage solaire. Ceci est dû à deux facteurs principaux : le nombre encore restreint de naines M suivies en vitesse radiale, ainsi que la fréquence intrinsèquement basse des planètes géantes autour de ces étoiles (Bonfils et al. 2006).

L'étude des caractéristiques des planètes en fonction de la masse de l'étoile est intéressante car elle peut apporter des contraintes supplémentaires sur les processus de formation. Le scénario de formation par accrétion de coeur prédit que le taux d'accrétion sur les coeurs en formation dépend entre autres de la densité de matériau solide dans le disque. Comme celle-ci est supposée augmenter avec la masse de la primaire, on s'attend à ce que la formation de planètes géantes soit favorisée autour des étoiles plus massives car les coeurs

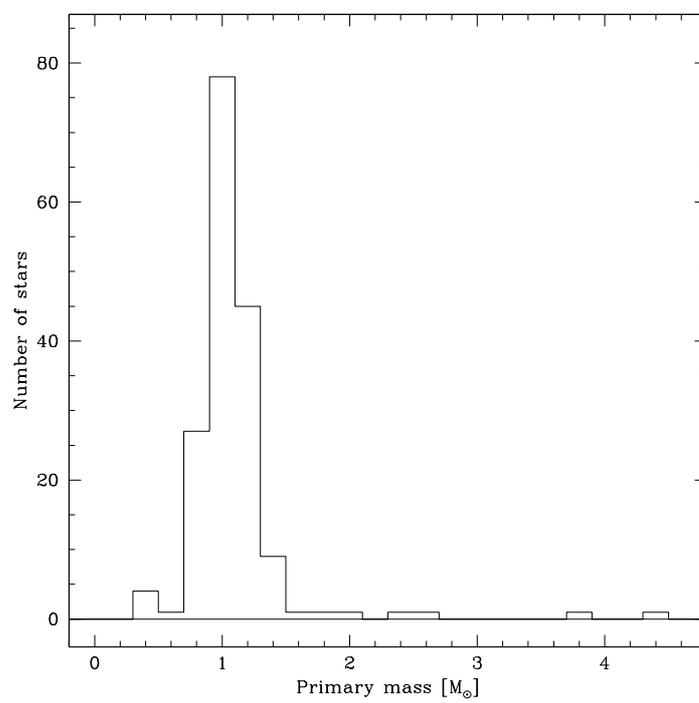


FIG. 7.1 – Histogramme des masses des étoiles connues pour posséder des planètes (état début 2007).

atteignent plus rapidement la masse critique pour l'accrétion rapide de gaz, qui doit commencer avant que le disque de gaz ne soit dissipé (Laughlin et al. 2004; Ida & Lin 2005). C'est d'ailleurs pour cette même raison que ces modèles peuvent reproduire la corrélation bien établie entre fréquence des planètes géantes et métallicité (Ida & Lin 2004b). Cette dépendance du nombre de planètes géantes en fonction de la masse de l'étoile semble bel et bien se confirmer en ce qui concerne les naines M. En effet, celles-ci semblent avoir ~ 3 fois moins de chance d'être entourées de planètes géantes que les étoiles de type solaire (Bonfils et al. 2006; Endl et al. 2006; Butler et al. 2006a). Il serait donc très intéressant de savoir si cette tendance se confirme pour les étoiles de masse intermédiaire. L'étude de la distribution des demi-grands axes devrait aussi apporter de nouvelles informations sur la distance à laquelle les planètes se forment autour de ces étoiles, et sur les processus de migration. Il est probable que la distance de la limite des glaces joue un rôle important pour déterminer l'endroit où les coeurs ont le plus de chance de se former. Comme cette limite varie énormément en fonction de la masse de la primaire, on s'attend à des différences dans la distribution des demi-grands axes des planètes orbitant des naines M, des étoiles de type solaire et des étoiles de masse intermédiaire.

Pour toutes ces raisons, il est nécessaire de mieux connaître les propriétés des planètes autour des étoiles plus massives que le Soleil. Quelques programmes de recherche, brièvement décrits ci-dessous, se sont attaqués au problème ces dernières années par différentes méthodes. Le nombre restreint d'étoiles dans ces programmes ainsi que les difficultés rencontrées pour véritablement cibler les étoiles de masse intermédiaire nous ont amenés à lancer notre propre programme, décrit au chapitre 7.2.

7.1.2 Planètes autour de naines A–F

Sur la séquence principale, les étoiles ayant des masses comprises entre 1.3 et 2 M_{\odot} sont de type spectral F et A. Ces étoiles, qui sont dépourvues de zone convective externe, ont des vitesses de rotation souvent élevées ($v_{\text{rot}} \gtrsim 20\text{--}100 \text{ km s}^{-1}$) qui empêchent d'appliquer les méthodes habituelles de calcul des vitesses radiales précises. De plus, les étoiles situées dans cette gamme de masse se trouvent dans la bande d'instabilité du diagramme HR et sont donc sujettes à des pulsations de type δ Scuti ou γ Dor. Ces caractéristiques rendent la recherche de planètes par vitesse radiale autour de ces étoiles très compliquée. Récemment, Galland et al. (2005) ont développé une nouvelle technique de mesure des vitesses radiales, basée sur des méthodes d'analyse Fourier, pour étudier ce genre d'étoiles. Cela a mené entre autres à la découverte d'une naine brune de masse minimale $m \sin i = 25 M_{\text{Jup}}$ autour de HD 180777, une étoile de type spectral A9V ayant une masse de 1.7 M_{\odot} (Galland et al. 2006). C'est à ce jour la seule étoile dans cette gamme de masse et sur la séquence principale autour de laquelle un compagnon substellaire a pu être mis en évidence. Les difficultés rencontrées laissent malheureusement penser qu'il sera très difficile de détecter un nombre suffisant de planètes autour de ces objets pour en tirer des conclusions statistiques utiles et contraindre les modèles.

7.1.3 Planètes autour d'étoiles géantes

La meilleure manière de rechercher des planètes autour d'étoiles de masse supérieure à $\sim 1.3 M_{\odot}$ est probablement d'observer ces étoiles dans un stade plus avancé de leur évolution, celui de géante rouge. En effet, elles possèdent alors une large enveloppe convective qui a considérablement ralenti l'étoile et lui donne une température effective suffisamment basse pour que de nombreuses raies soient présentes dans le spectre. La technique habituelle de mesure précise des vitesses radiales peut alors leur être appliquée. Le problème est que les couches superficielles des géantes sont encore mal connues et que des phénomènes tels que pulsations, apparition de taches sombres ou brillantes et granulation peuvent induire des effets non négligeables sur les vitesses radiales, voire simuler le signal d'une planète. Une analyse approfondie des indicateurs tels que bissecteurs et indice d'activité est donc nécessaire pour distinguer les planètes des autres phénomènes. Il faut également garder à l'esprit que, autour de ces étoiles, l'espace des paramètres des planètes a été modifié par l'évolution stellaire, en particulier par le passage de l'étoile au sommet de la branche des géantes, où elle atteint son rayon maximal. Les planètes trop proches sont alors selon toute vraisemblance absorbées par l'étoile, tandis que les forces de marée sont susceptibles de modifier les orbites situées au-delà. Ceci dit, la situation diffère grandement suivant la masse de l'étoile : elle est la plus favorable pour les géantes de masse comprise entre ~ 2 et $\sim 4 M_{\odot}$, car celles-ci atteignent un rayon maximal relativement modeste ($\lesssim 70 R_{\odot}$ ou 0.3 AU) comparé aux étoiles de plus petite masse. Le demi-grand axe minimal nécessaire pour la survie d'une planète est très difficile à estimer. Il est cependant clair que les programmes de recherche de planètes autour de géantes ne détecteront pas de planète à des périodes inférieures à ~ 50 – 100 jours. Cette partie de l'espace des paramètres reste par contre accessible aux programmes ciblant les naines A–F.

Plusieurs groupes ont obtenu des mesures précises de vitesse radiale de géantes rouges du voisinage solaire au cours des 15 dernières années, ce qui a permis la découverte de plusieurs planètes (Frink et al. 2002; Hatzes et al. 2003, 2005, 2006; Setiawan et al. 2003, 2005; Sato et al. 2003). Le problème des géantes du champ est qu'il est souvent difficile de déterminer leur masse, tant les tracés évolutifs sont proches les uns des autres dans cette région du diagramme HR. Les barres d'erreur sur les masses sont souvent telles qu'il est impossible de savoir si une étoile donnée a une masse significativement plus grande que $1 M_{\odot}$. Cette situation est problématique dans le contexte de l'étude des propriétés des planètes en fonction de la masse de l'étoile-hôte.

Une manière de contourner ce problème est d'observer des sous-géantes ou des étoiles en train de traverser le trou de Hertzsprung, là où les tracés évolutifs sont encore bien séparés. Cette stratégie a permis de découvrir des planètes autour d'étoiles de 1.2 – $1.9 M_{\odot}$ (Johnson et al. 2007). Malheureusement, les étoiles passent très peu de temps dans ce stade évolutif et le nombre d'objets observables est donc limité, en particulier vers les grandes masses.

Il reste une possibilité d'accéder aux masses plus élevées : l'observation de géantes rouges appartenant à des amas ouverts. Dans ce cas, la connaissance des propriétés de base des amas (essentiellement leur âge) permet de déterminer quelle est la masse des géantes rouges du "clump". En effet, les amas sont constitués d'étoiles ayant toutes le même âge et la même composition chimique, et se différenciant uniquement par leur masse. L'ajuste-

ment d'isochrones sur les diagrammes HR des amas permet donc de déterminer la masse de leurs étoiles aux différents stades d'évolution. De plus, la recherche de planètes extrasolaires dans les amas revêt un intérêt supplémentaire : la possibilité d'étudier l'impact de l'environnement stellaire sur la formation planétaire. Il est presque certain qu'une majorité d'étoiles naissent en groupes ou en amas, et que par conséquent les systèmes planétaires en formation subissent l'influence des étoiles proches, dans une mesure qui reste toutefois à déterminer.

Sato et al. (2007) ont récemment annoncé la première planète extrasolaire détectée dans un amas, ϵ Tauri b, qui orbite autour de l'une des géantes rouges des Hyades ($m = 2.7 M_{\odot}$). Cette découverte encourageante a démontré l'intérêt et la faisabilité de ce genre d'études.

7.2 Description de l'échantillon de géantes d'amas

L'un des objectifs de cette thèse était d'initier un programme de recherche de planètes autour d'un échantillon de géantes d'amas. J'ai donc commencé par créer une liste d'objets observables par Coralie. Dans un deuxième temps, il est apparu que les étoiles intéressantes étaient souvent à la limite de ce qui est faisable avec Coralie en ce qui concerne la magnitude. J'ai donc complété la liste avec de nouveaux objets à suivre avec HARPS. Les amas contenant des géantes dans la gamme de masse qui nous intéresse ($1.5\text{--}4 M_{\odot}$) sont d'âge intermédiaire (0.2–2 milliards d'années). La base de données sur les amas ouverts WEBDA (Mermilliod 1995; Mermilliod & Paunzen 2003) permet de sélectionner facilement les amas sur la base de critères tels que l'âge, la distance, la position dans le ciel ou le nombre de géantes répertoriées. J'ai donc choisi les géantes de sorte qu'elles soient suffisamment brillantes pour Coralie et/ou HARPS, et que leur masse soit comprise entre 1.5 et $5 M_{\odot}$. La table 7.1 donne la liste et les propriétés de tous les amas sélectionnés pour ce programme.

Les observations ont débuté en 2003 avec Coralie. A partir du début 2005, j'ai fait des demandes de temps sur HARPS (d'abord 3 nuits par semestre, puis 6 nuits) afin d'étendre l'échantillon et de pouvoir observer des amas plus faibles. Les chapitres suivants décrivent plus en détails les premières découvertes de ce programme ainsi que les résultats globaux obtenus à ce jour (début 2007).

7.3 Découverte de deux compagnons substellaires

7.3.1 Introduction

Les premières années de mesures ont permis de se familiariser avec les propriétés des géantes de l'échantillon, en particulier en ce qui concerne leur niveau de variabilité intrinsèque. L'expérience a montré qu'il est nécessaire d'accumuler un grand nombre de mesures par étoile pour comprendre quelles variations sont dues au "jitter" ou à la présence éventuelle d'un compagnon. Les données Coralie étant par ailleurs affectées d'un bruit de photon significatif ($\sim 10\text{--}20 \text{ m s}^{-1}$), une phase exploratoire a été nécessaire avant que les premiers candidats n'émergent. L'étoile NGC2423 No3 a cependant rapidement montré des varia-

TAB. 7.1 – Liste des amas et propriétés de leurs géantes rouges.

Nom	Nombre de géantes	Age [Gyr]	Masse des géantes [M_{\odot}]	Magnitude des géantes
NGC 3114	10	0.13 ± 0.05	4.7 ± 0.4	~ 8.2
NGC 4349	7	0.20 ± 0.05	3.9 ± 0.3	~ 11.3
NGC 6705	29	0.20 ± 0.05	3.9 ± 0.3	~ 11.6
NGC 2287	6	0.24 ± 0.05	3.6 ± 0.3	~ 7.6
NGC 2567	5	0.29 ± 0.05	3.4 ± 0.2	~ 11.0
NGC 6494	4	0.30 ± 0.05	3.4 ± 0.2	~ 9.6
NGC 3532	7	0.31 ± 0.05	3.3 ± 0.2	~ 7.8
IC 2714	8	0.35 ± 0.05	3.2 ± 0.2	~ 11.2
NGC 2539	9	0.37 ± 0.05	3.1 ± 0.2	~ 11.0
NGC 2447	7	0.39 ± 0.05	3.0 ± 0.2	~ 10.2
NGC 6633	4	0.43 ± 0.10	2.9 ± 0.2	~ 8.7
IC 4756	15	0.50 ± 0.10	2.8 ± 0.2	~ 9.2
NGC 2360	8	0.56 ± 0.10	2.6 ± 0.2	~ 11.2
NGC 5822	12	0.68 ± 0.20	2.5 ± 0.2	~ 10.5
NGC 2423	6	0.74 ± 0.20	2.4 ± 0.2	~ 10.5
IC 4651	8	1.1 ± 0.3	2.1 ± 0.2	~ 10.8
NGC 3680	4	1.2 ± 0.3	2.0 ± 0.2	~ 10.8
M 67	17	2.6 ± 1.0	1.5 ± 0.2	~ 10.7

tions à longue période et de grande amplitude, qui contrastaient avec le comportement des autres objets du même amas.

Les observations avec HARPS ont confirmé la présence d'un signal périodique dans le cas de NGC2423 No3 ($m = 2.4 M_{\odot}$), et ont aussi rapidement révélé une variabilité de grande amplitude dans le cas de NGC4349 No127, une étoile de $3.9 M_{\odot}$. Après analyse des courbes de vitesse radiale, il s'est avéré que ces deux candidats étaient bien des compagnons substellaires, à savoir une planète de masse minimale $m_2 \sin i = 10.6 M_{\text{Jup}}$ et une naine brune de masse minimale $m_2 \sin i = 19.8 M_{\text{Jup}}$. J'ai donc rédigé un papier annonçant leur détection et décrivant le programme de recherche de planètes autour des géantes d'amas.

Ces deux découvertes sont importantes dans la mesure où les étoiles-hôtes sont parmi les plus massives connues à ce jour. La table 7.2 donne la liste de toutes les planètes orbitant autour d'une étoile plus massive que $1.5 M_{\odot}$. On voit qu'elles sont encore peu nombreuses et qu'il est nécessaire d'augmenter l'échantillon pour tirer des conclusions statistiques. Comme discuté dans le papier ci-dessous, on remarque cependant que les objets très massifs semblent surreprésentés parmi cette catégorie d'étoiles si l'on compare aux étoiles de type solaire. On remarque aussi que la métallicité ne semble pas être particulièrement élevée en moyenne. Cela pourrait signifier que la plus grande masse du disque protoplanétaire permet dans certains cas de compenser les effets de la faible métallicité. Finalement, on note que seule HD180777 b a un demi-grand axe inférieur à 0.7 AU, mais qu'elle est également la seule à orbiter autour d'une étoile de la séquence principale. Des

TAB. 7.2 – Liste des planètes/naines brunes orbitant autour d'étoiles de masse égale ou supérieure à $1.5 M_{\odot}$.

Nom	$m_2 \sin i$ [M_{Jup}]	a [AU]	e	[Fe/H]	m_1 [M_{\odot}]	Référence
HD104985 b	6.3	0.78	0.03	-0.35	1.5	Sato et al. (2003)
HD175541 b	0.61	1.03	0.33	-0.07	1.65	Johnson et al. (2007)
HD192699 b	2.5	1.16	0.15	-0.15	1.68	Johnson et al. (2007)
HD180777 b	25	0.22	0.20	–	1.7	Galland et al. (2006)
HD210702 b	2	1.17	0.15	0.12	1.85	Johnson et al. (2007)
HD62509 b	2.9	1.69	0.02	0.19	1.86	Hatzes et al. (2006)
HD11977 b	6.54	1.93	0.4	-0.21	1.91	Setiawan et al. (2005)
NGC2423No3 b	10.6	2.10	0.21	0.14	2.4	Lovis & Mayor (2007)
Eps Tau b	7.6	1.93	0.15	0.17	2.7	Sato et al. (2007)
NGC4349No127 b	19.8	2.38	0.19	-0.12	3.9	Lovis & Mayor (2007)
HD13189 b	14	1.85	0.28	–	2–7	Hatzes et al. (2005)

observations supplémentaires ciblant un grand nombre de géantes sont nécessaires pour mieux comprendre quelle est l'influence exacte de la masse de la primaire et de l'évolution stellaire sur les demi-grands axes des planètes.

7.3.2 Publication

Planets around evolved intermediate-mass stars. I. Two substellar companions in the open clusters NGC 2423 and NGC 4349

C. Lovis & M. Mayor

Astronomy & Astrophysics, in press, arXiv :0706.2174v1 (2007)

Planets around evolved intermediate-mass stars

I. Two substellar companions in the open clusters NGC 2423 and NGC 4349*

C. Lovis and M. Mayor

Geneva Observatory, University of Geneva, 51 ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
e-mail: christophe.lovis@obs.unige.ch

Received 28 February 2007 / Accepted 21 June 2007

ABSTRACT

Context. Many efforts are being made to characterize extrasolar planetary systems and unveil the fundamental mechanisms of planet formation. An important aspect of the problem, which remains largely unknown, is to understand how the planet formation process depends on the mass of the parent star. In particular, as most planets discovered to date orbit a solar-mass primary, little is known about planet formation around more massive stars.

Aims. To investigate this point, we present first results from a radial velocity planet search around red giants in the clump of intermediate-age open clusters. We choose clusters harbouring red giants with masses between 1.5 and 4 M_{\odot} , using the well-known cluster parameters to accurately determine the stellar masses. We are therefore exploring a poorly-known domain of primary masses, which will bring new insights into the properties of extrasolar planetary systems.

Methods. We are following a sample of about 115 red giants with the Coralie and HARPS spectrographs to obtain high-precision radial velocity (RV) measurements and detect giant planets around these stars. We use bisector and activity index diagnostics to distinguish between planetary-induced RV variations and stellar photospheric jitter.

Results. We present the discoveries of a giant planet and a brown dwarf in the open clusters NGC 2423 and NGC 4349, orbiting the 2.4 M_{\odot} -star NGC2423 No3 (TYC 5409-2156-1) and the 3.9 M_{\odot} -star NGC4349 No127 (TYC 8975-2606-1). These low-mass companions have orbital periods of 714 and 678 days and minimum masses of 10.6 and 19.8 M_{up} , respectively. Combined with the other known planetary systems, these detections indicate that the frequency of massive planets is higher around intermediate-mass stars, and therefore probably scales with the mass of the protoplanetary disk.

Key words. stars: individual: NGC2423 No3 – stars: individual: NGC4349 No127 – stars: planetary systems – galaxy: open clusters and associations: individual: NGC 2423 – galaxy: open clusters and associations: individual: NGC 4349 – techniques: radial velocities

1. Introduction

More than 200 extrasolar planets have been discovered over the past decade, revealing a completely unexpected diversity in the properties of planetary systems (Udry et al. 2007). Models of planet formation had to be largely revised to explain a number of characteristics derived from the observations such as the planet-metallicity correlation, orbital migration, and the occurrence of high eccentricities. Increasingly complex models including Monte Carlo simulations are being developed by different groups (e.g. Ida & Lin 2004; Alibert et al. 2005) with the goal of comparing theoretical predictions to the observed distribution of extrasolar planets.

Besides metallicity, protoplanetary disk masses and surface densities are other important factors suspected to strongly influence the formation of giant planets. They are thought to be dependent on stellar mass, in the sense that more massive stars will have more massive disks and higher surface densities (see Ida & Lin 2005), although this point needs confirmation. The exact impact of this on planet formation is presently poorly known theoretically but the favoured core-accretion scenario predicts that massive giant planets should form more frequently around solar-

mass stars than around low-mass stars (Laughlin et al. 2004; Ida & Lin 2005). This is also supported by observational data showing that giant planets are much rarer around M dwarfs than around solar-type stars (Bonfils et al. 2005; Endl et al. 2006; Butler et al. 2006).

In this context, it is of great interest to investigate the frequency of giant planets around stars significantly more massive than the Sun. Unfortunately, it is impossible to apply usual high-precision Doppler techniques to stars with spectral types earlier than late-F due to the increase in rotational velocities and the low number of spectral lines in these stars. A few attempts have been made, however, to adapt the technique to A–F stars (Galland et al. 2005), unveiling a brown dwarf candidate around a 1.7 M_{\odot} primary (Galland et al. 2006).

Another promising approach is to study intermediate-mass stars in a more evolved stage, i.e. in the red giant phase, where rotational velocities are low and many spectral lines are available for Doppler shift measurements. However, great care has to be taken when interpreting RV variations in red giants due to the presence of intrinsic stellar jitter. Precise RV measurements have already been reported for many red giants in the solar neighbourhood, and a few planet candidates have been discovered around such stars (Frink et al. 2002; Hatzes et al. 2003, 2005, 2006; Setiawan et al. 2003, 2005; Sato et al. 2003). These detections demonstrate that in these cases stellar jitter does not hide the RV signal of giant planets. It appears that a significant fraction of

Send offprint requests to: C. Lovis

* Based on observations made with the ESO 3.6m-telescope at La Silla Observatory under program IDs 075.C-0140, 076.C-0429, 077.C-0088 and 078.C-0133.

red giants are indeed suitable for planet search, provided they are chosen not too evolved or too cool (Sato et al. 2005).

In the context of planet formation around intermediate-mass stars, it is crucial to have a precise knowledge of primary masses. This is unfortunately very difficult for field red giants such as those mentioned above, due to the degeneracy of evolutionary tracks in the HR diagram. Error bars on the stellar mass are often of the order $\pm 2M_{\odot}$, making it impossible to determine whether the star under consideration has a mass around $1 M_{\odot}$ or significantly higher.

To overcome this difficulty we started a high-precision radial velocity survey of red giant stars in a number of intermediate-age open clusters. Knowledge of cluster parameters allows us to accurately determine red giant masses, which we choose between 1.5 and $4 M_{\odot}$. We obtained first measurements in 2003 with the Coralie spectrograph (Queloz et al. 2000) at the Swiss-1.2m Euler telescope at La Silla Observatory, Chile. However, the faintness of our targets prevented us from observing all of the clusters with Coralie and led us to apply for observing time on a more powerful instrument, the HARPS spectrograph (Mayor et al. 2003) on the ESO-3.6m telescope, also at La Silla. This allowed us to reach a sufficient RV precision on the faintest red giants ($V \cong 12$) in our sample.

Very recently, following a strategy similar to ours, Sato et al. (2007) published the discovery of a giant planet orbiting a $2.7 M_{\odot}$ red giant in the Hyades. This illustrates the potential of open clusters as laboratories to understand planet formation. In this paper we present the discoveries of a massive planet and a brown dwarf around two intermediate-mass stars in our clusters, NGC2423 No3 (TYC 5409-2156-1) and NGC4349 No127 (TYC 8975-2606-1). Sect. 2 describes the sample of stars we are following in our RV survey. The basic properties of both planet-host stars are discussed in Sect. 3, whereas Sect. 4 presents the RV measurements and orbital solutions for both companions. In Sect. 5 we show that the RV variations are not due to spurious stellar effects. Finally, we discuss the implications of these discoveries in the broader context of planet formation in Sect. 6.

2. Description of the survey

The clusters in our survey have been selected based on a number of criteria. First of all, to have giant masses between 1.5 and $4 M_{\odot}$, they have to be of intermediate age (0.2 – 2 Gyr). They also have to be observable with Coralie and HARPS, so we set a declination limit $\delta \leq +15^{\circ}$. Moreover, to reach a sufficient photon-limited RV precision ($\leq 10 \text{ m s}^{-1}$), their giants must be brighter than $V = 10$ for Coralie and $V = 13$ for HARPS. Finally, we only took into account clusters having more than 3 giants known to be non-binary cluster members.

Table 1 gives the list of all selected clusters with their main properties. Cluster ages and data on their red giants have been taken from the WEBDA database (Mermilliod 1995; Mermilliod & Paunzen 2003). The mass of the red giants in these clusters was derived from their ages using the Padova stellar evolution models at solar metallicity (Girardi et al. 2000). Error bars on the masses have been estimated taking into account the uncertainties on the cluster ages and metallicities. The assumption of solar metallicity is not likely to cause large errors on the derived masses since the metallicity distribution of open clusters in the solar neighbourhood shows a peak at solar metallicity and a small scatter of ~ 0.1 dex (Twarog et al. 1997). The determination of precise cluster metallicities is a challenging task and the values found in the literature for a given cluster are sometimes quite different. This is especially problematic for planet searches

since we would like to distinguish between two effects, the well-known planet-metallicity correlation and the influence of stellar mass on planet formation. For this reason we are planning to obtain high signal-to-noise spectra of the giants in our sample in order to perform a high-precision spectroscopic analysis and determine metallicities in the same way as for nearby field stars (Santos et al. 2004; Valenti & Fischer 2005; da Silva et al. 2006).

3. Parent star characteristics

3.1. NGC2423 No3

Our sample contains 6 giants belonging to NGC 2423 (distance $d = 766$ pc). With an age of ~ 750 Myr, these stars have an estimated mass of $2.4 \pm 0.2 M_{\odot}$. The metallicity given in WEBDA for this cluster is $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14 \pm 0.09$ (from Twarog et al. 1997). We verified that all 6 stars are indeed cluster members by checking their position in the HR diagram and their radial velocities. Fig. 1 shows the HR diagram of NGC 2423 as given by WEBDA with the position of our 6 survey stars. All are situated in or close to the red clump. NGC2423 No3 ($\alpha = 07\text{h}37\text{m}09\text{s}$, $\delta = -13^{\circ}54'24''$) has visual magnitude $V = 9.45$ and colour index $B - V = 1.21$ according to Hassan (1976). It appears to be somewhat redder and brighter than the mean clump position, indicating that it might be slightly more evolved. However, the small number of red giants in the cluster and the uncertainties in the photometry make it difficult to draw a clear conclusion on its precise evolutionary stage. Regarding radial velocities, we computed from our Coralie measurements a mean radial velocity for the red clump of 18.67 km s^{-1} , with a dispersion of 0.34 km s^{-1} . The mean RV of NGC2423 No3 is 18.32 km s^{-1} , leading to a high probability that it is indeed a cluster member.

We started the monitoring of the NGC 2423 giants with Coralie in 2003 and accumulated ~ 10 RV measurements per star, spread over more than 2 years. The average visual magnitude of these stars, $V = 10.5$, makes them difficult targets for precision RV measurements with this instrument. Nevertheless we could obtain a typical photon-limited RV precision of $\sim 15 \text{ m s}^{-1}$, sufficient to detect giant planets. Fig. 2 shows the histogram of the RV dispersion for the NGC 2423 giants after correction of the instrumental contribution. Four of them exhibit a RV scatter below 30 m s^{-1} , while NGC2423 No3 stands clearly out with its RV dispersion of 72 m s^{-1} . Finally, the last star (NGC2423 No43) shows a large-amplitude, long-term drift ($\sigma_{\text{RV}} = 542 \text{ m s}^{-1}$) due to a stellar-mass companion recently discovered by Mermilliod et al. (2007).

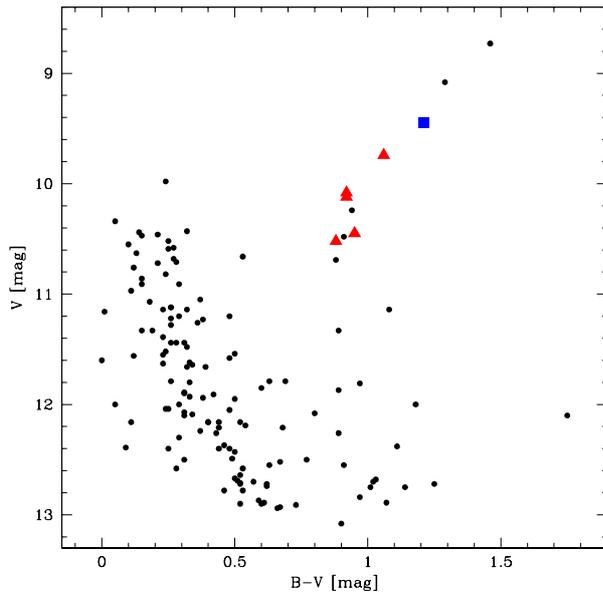
These results allow us to compute an estimate of the typical RV jitter affecting the NGC 2423 giants. Quadratically subtracting the instrumental contribution, we obtain a value of $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$ for the jitter, based on the 4 stable stars in this cluster. It therefore appears that the jitter level will not prevent us from detecting the RV signal of giant planets orbiting these stars.

3.2. NGC4349 No127

NGC 4349 is a distant open cluster ($d = 2200$ pc) with an age of only 200 Myr. The best available estimate for the metallicity is $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.12 \pm 0.04$ (Piatti et al. 1995). This is one of the most interesting clusters in our sample since its giant stars have an estimated mass of $3.9 \pm 0.3 M_{\odot}$. We have included 7 of them in our survey, whose positions in the HR diagram are shown in Fig. 3. NGC4349 No127 ($\alpha = 12\text{h}24\text{m}35\text{s}$, $\delta = -61^{\circ}49'12''$) has visual magnitude $V = 10.88$ and colour index $B - V = 1.46$ according to Lohmann (1961). Again, it seems to be slightly more evolved

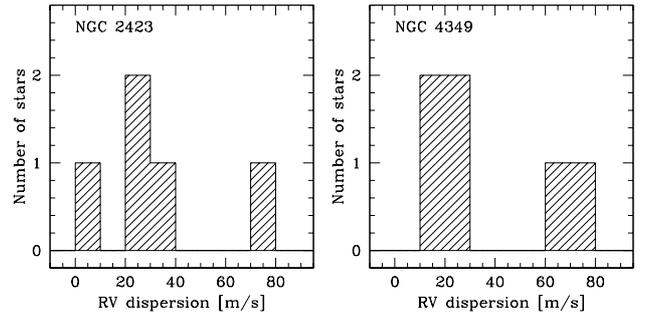
Table 1. Cluster list and properties of their red giants.

Cluster	Number of selected giants	Cluster age [Gyr]	Mass of giants [M_{\odot}]	Magnitude of selected giants
NGC 3114	10	0.13 ± 0.05	4.7 ± 0.4	~ 8.2
NGC 4349	7	0.20 ± 0.05	3.9 ± 0.3	~ 11.3
IC 2714	8	0.35 ± 0.05	3.2 ± 0.2	~ 11.2
NGC 2539	9	0.37 ± 0.05	3.1 ± 0.2	~ 11.0
NGC 2447	7	0.39 ± 0.05	3.0 ± 0.2	~ 10.2
NGC 6633	4	0.43 ± 0.10	2.9 ± 0.2	~ 8.7
IC 4756	15	0.50 ± 0.10	2.8 ± 0.2	~ 9.2
NGC 2360	8	0.56 ± 0.10	2.6 ± 0.2	~ 11.2
NGC 5822	12	0.68 ± 0.20	2.5 ± 0.2	~ 10.5
NGC 2423	6	0.74 ± 0.20	2.4 ± 0.2	~ 10.5
IC 4651	8	1.1 ± 0.3	2.1 ± 0.2	~ 10.8
NGC 3680	4	1.2 ± 0.3	2.0 ± 0.2	~ 10.8
M 67	17	2.6 ± 1.0	1.5 ± 0.2	~ 10.7

**Fig. 1.** Colour-magnitude diagram for NGC 2423 taken from WEBDA. Red giants in our survey are shown as triangles, NGC2423 No3 as a square.

than the mean clump position. The mean radial velocity of the giants, derived from our measurements, is -11.77 km s^{-1} , with a dispersion of 0.23 km s^{-1} . The mean RV of NGC4349 No127 is -11.40 km s^{-1} ; this star is therefore most probably a cluster member.

We use HARPS to observe the NGC 4349 giants since they are too faint for Coralie ($V \cong 11.3$). To date we have obtained about 7 measurements per star spanning ~ 500 days. The typical photon-limited RV precision on these stars amounts to $3\text{--}4 \text{ m s}^{-1}$. Fig. 2 shows the histogram of the RV dispersion after subtraction of the instrumental component. Four stars have a moderate scatter of $13\text{--}28 \text{ m s}^{-1}$, while NGC4349 No168 shows a long-term trend ($\sigma_{\text{RV}} = 74 \text{ m s}^{-1}$) probably due to a stellar companion. Finally, NGC4349 No203 is a short-period binary exhibiting large RV variations (Mermilliod et al. 2007). NGC4349 No127 stands out with a scatter of 70 m s^{-1} and a periodic signal, as will be seen in Sect. 4. Using the stable giants,

**Fig. 2.** RV dispersion for giant stars in NGC 2423 and NGC 4349. Two stars with dispersions larger than 100 m s^{-1} (due to stellar companions) are not shown in these plots.

we derive an estimated jitter level of 20 m s^{-1} , very similar to the NGC 2423 giants. Most interestingly, the high-mass NGC 4349 stars are therefore suitable for planet search with precise radial velocities.

4. Radial velocity data and orbital solutions

4.1. NGC2423 No3

We obtained a total of 46 data points for NGC2423 No3 (28 with Coralie and 18 with HARPS) over a time span of 1529 days. Tables 2 and 3 give the list of these measurements with their instrumental error bars. These radial velocities have been computed using the standard Coralie and HARPS pipelines. As can be seen, HARPS measurements are of much higher quality than Coralie ones. However, in this case the true uncertainties on the stellar radial velocity are dominated by stellar jitter, which we have estimated to $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$ in Sect. 3. In the following we therefore quadratically add this value to the instrumental error to obtain the final error bar. To combine both data sets, we consider HARPS and Coralie as two independent instruments, i.e. we introduce an RV offset between both instruments as a free parameter when fitting a model to the combined data. We note that the HARPS-Coralie offset cannot be pre-determined once for good, since it depends on the star under consideration, the correlation masks used, etc. In the case of NGC2423 No3, the offset is particularly well constrained since there are time intervals where we have data points from both instruments simultaneously.

4

C. Lovis and M. Mayor: Planets around evolved intermediate-mass stars

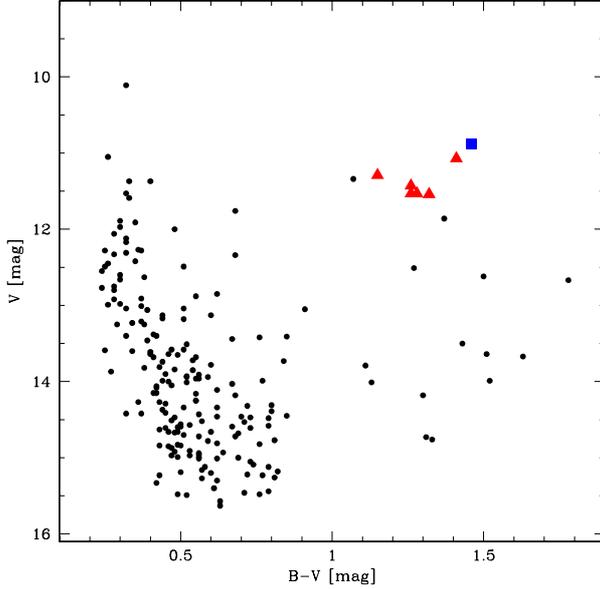


Fig. 3. Colour-magnitude diagram for NGC 4349 taken from WEBDA. Red giants in our survey are shown as triangles, NGC4349 No127 as a square.

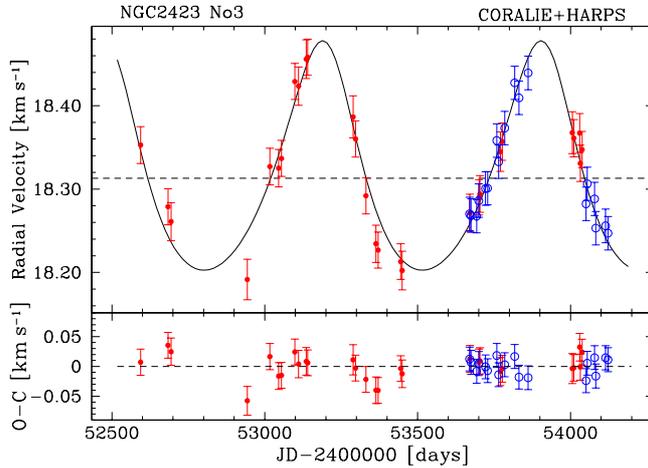


Fig. 4. Radial velocity curve as a function of time for NGC2423 No3. The fitted orbit corresponds to a planet with a minimum mass of $10.6 M_{\text{Jup}}$ and a period of 714 days. Full dots indicate Coralie data points, while open dots denote HARPS measurements.

A periodic RV variation is clearly visible in the data, with an approximate period of 700 days (see Fig. 4). Assuming this signal is due to an orbiting body (see Sect. 5 for a justification), we fit a Keplerian orbit and obtain an orbital period $P = 714$ days, an eccentricity $e = 0.21$ and a RV semi-amplitude $K = 138 \text{ m s}^{-1}$, leading to a minimum mass $m_2 \sin i = 10.6 M_{\text{Jup}}$ and a semi-major axis $a = 2.10 \text{ AU}$ for the companion (see Table 5). The dispersion of the residuals is 18.3 m s^{-1} and the reduced χ^2 is 0.84, indicating a good fit to the data, although stellar jitter might have been slightly overestimated.

Table 2. Radial velocity measurements for NGC2423 No3 obtained with Coralie and their instrumental error bars. All data are relative to the solar system barycenter.

JD-2400000	RV [km s^{-1}]	Uncertainty [km s^{-1}]
52593.848660	18.35282	0.00949
52683.598863	18.27881	0.00849
52693.581623	18.26094	0.01090
52942.816872	18.19154	0.01366
53016.761041	18.32692	0.00918
53045.537306	18.32506	0.01019
53054.551282	18.33671	0.00819
53098.521695	18.42907	0.00835
53110.534244	18.42353	0.01128
53135.479446	18.45580	0.01166
53140.475994	18.45805	0.00814
53288.866103	18.38649	0.01544
53296.884693	18.36009	0.00841
53330.852860	18.29186	0.00849
53363.767436	18.23434	0.00979
53370.738597	18.22681	0.00848
53444.592134	18.21294	0.00762
53449.544167	18.20224	0.01174
53670.874943	18.27125	0.01050
53700.849066	18.29006	0.00711
53703.852968	18.29413	0.00919
53770.603519	18.34491	0.01251
53776.661243	18.35691	0.01013
54005.871155	18.36764	0.01518
54010.878095	18.36103	0.00987
54029.847346	18.36718	0.01191
54031.843317	18.33092	0.00864
54037.837885	18.34742	0.00809

Table 3. Radial velocity measurements for NGC2423 No3 obtained with HARPS and their instrumental error bars. All data are relative to the solar system barycenter.

JD-2400000	RV [km s^{-1}]	Uncertainty [km s^{-1}]
53669.846074	18.28006	0.00142
53674.796790	18.27805	0.00147
53692.862406	18.27738	0.00142
53699.842505	18.29594	0.00140
53721.855948	18.31043	0.00127
53728.752368	18.31082	0.00129
53758.656840	18.36799	0.00189
53764.700939	18.34264	0.00107
53784.639213	18.38299	0.00129
53817.563693	18.43727	0.00142
53831.568277	18.41925	0.00132
53861.565109	18.44917	0.00227
54050.825005	18.29213	0.00148
54054.864340	18.31615	0.00130
54078.820633	18.29799	0.00129
54082.782093	18.26291	0.00183
54114.702923	18.26573	0.00296
54122.715930	18.25682	0.00155

4.2. NGC4349 No127

We gathered 20 data points for NGC4349 No127 within a time span of 784 days (see Fig. 5). All these measurements, listed in Table 4, were obtained with HARPS and reduced with the standard high-precision RV pipeline. As for NGC2423 No3, a jitter of 20 m s^{-1} was quadratically added to the instrumental error

Table 4. Radial velocity measurements for NGC4349 No127 obtained with HARPS and their instrumental error bars. All data are relative to the solar system barycenter.

JD-2400000	RV [km s ⁻¹]	Uncertainty [km s ⁻¹]
53449.782978	-11.33346	0.00246
53460.835689	-11.38321	0.00358
53469.789958	-11.39941	0.00231
53499.577320	-11.48408	0.00444
53500.640853	-11.48348	0.00951
53787.794345	-11.49031	0.00223
53812.758284	-11.48578	0.00274
53833.702527	-11.41748	0.00197
53862.612367	-11.39202	0.00205
53883.589298	-11.35062	0.00174
53922.499118	-11.33090	0.00430
53950.475526	-11.28637	0.00299
54117.845316	-11.33707	0.00404
54137.805538	-11.37590	0.00201
54169.723278	-11.45319	0.00178
54194.778924	-11.49212	0.00226
54202.725180	-11.54309	0.00193
54225.659229	-11.55665	0.00373
54228.668949	-11.54985	0.00266
54233.616624	-11.56043	0.00318

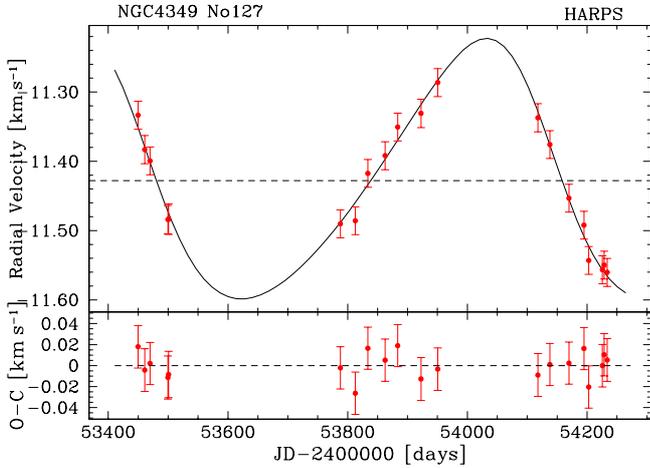


Fig. 5. Radial velocity curve as a function of time for NGC4349 No127. The fitted orbit corresponds to a companion with a minimum mass of $19.8 M_{\text{Jup}}$ and a period of 678 days.

bars. Assuming the observed RV variations are due to an orbiting body, we fit a Keplerian orbit to the data, which yields an orbital period $P = 678$ days, an eccentricity $e = 0.19$ and a RV semi-amplitude $K = 188 \text{ m s}^{-1}$. This corresponds to a minimum mass $m_2 \sin i = 19.8 M_{\text{Jup}}$ and a semi-major axis $a = 2.38 \text{ AU}$ for the companion (see Table 5). The RMS of the residuals is 12.6 m s^{-1} and the reduced χ^2 0.52. This unreasonably good value probably indicates that stellar jitter was also overestimated in this case. If this RV signal is indeed caused by an orbiting body (as suggested in Sect. 5), then the companion around NGC4349 No127 has a mass above the D-burning threshold and should therefore be referred to as a brown dwarf according to current definitions. Such objects are extremely rare around solar-type stars, and it is therefore remarkable to have detected one among a relatively small sample of intermediate-mass stars (see discussion in Sect. 6).

5. Line shape and activity analysis

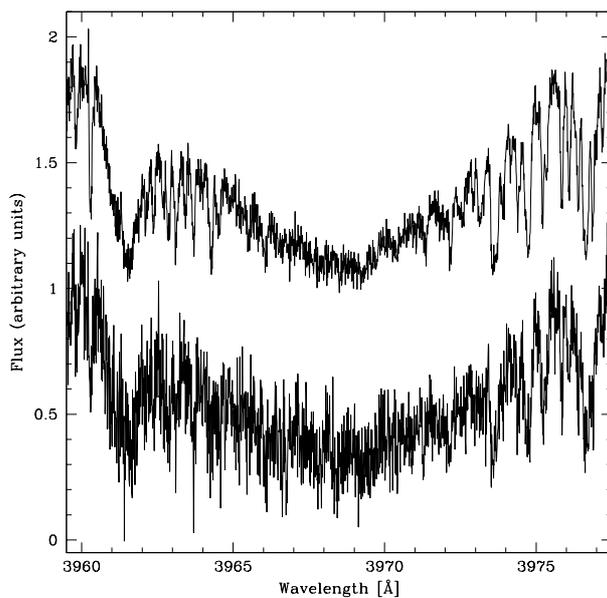
It is always necessary to carefully analyze RV measurements of giant stars since the RV jitter affecting these stars may induce a signal that could be misinterpreted as a planet. The dependence of RV variability on stellar parameters (mass, metallicity, evolutionary stage) is poorly known for giant stars. However, there are indications that clump red giants (i.e. in the core He-burning phase) are intrinsically more stable than first-ascent RGB or AGB stars (Bizyaev et al. 2006). Short-period (hours to days) and long-term (hundreds of days) RV variations have been known to exist in giant stars for many years (see Walker et al. 1989; Larson et al. 1993; Hatzes & Cochran 1993, 1994). While the short-period modulations are most probably due to stellar pulsations (e.g. solar-like oscillations, see Frandsen et al. 2002; de Ridder et al. 2006; Hekker et al. 2006), three main reasons may explain the long-term variations: the presence of an orbiting body, rotational modulations of surface features and long-period, non-radial oscillation modes. To distinguish between these hypotheses, we use two well-known diagnostics, the bisector velocity span of the cross-correlation function (Hatzes 1996; Queloz et al. 2001) and the CaII H&K activity index (S-index). The bisector span traces line shape variations and should remain constant if the measured RVs are due to an orbiting body, while the S-index is sensitive to active regions on the stellar surface. In the case of rotational modulations, these indicators should exhibit variations in phase with the radial velocities and the stellar rotation period. The rotation period is however difficult to estimate in our case because relevant parameters such as the stellar radius, the projected rotational velocity, the inclination angle and possible photometric variability are either not known or too uncertain. We therefore rely on the study of bisector and S-index measurements to trace inhomogeneities at the stellar surface. Finally, long-period, non-radial oscillations in G and K giants cannot be excluded but are presently rather hypothetical since they have never been unambiguously identified and lack a clear theoretical support. If present, such oscillation modes should have an effect on the bisector velocity span, although there may be cases where this signature is difficult to measure (see for example Hatzes & Cochran 1999, for a detailed discussion).

Fig. 6 shows the spectrum of NGC2423 No3 and NGC4349 No127 in the CaII H region. Although the signal-to-noise ratio is low due to the faintness of the stars, no re-emission features are visible in the CaII H line core. This suggests a low level of activity in these giant stars. To compute the CaII S-index, we closely follow the procedure originally used at Mount Wilson (Vaughan et al. 1978), i.e. the fluxes in two narrow bandpasses (1 \AA) centered on the CaII H&K cores are integrated and then normalized with the integrated flux in two neighbouring spectral bands. Given the low signal-to-noise ratio, we carefully checked that our measurements and error bars are correct. We made sure that the random errors (photon and detector noise) are properly propagated and checked that no instrumental effects, such as background light pollution, have a significant impact on the computed S-index values. The error bars indicate that we are able to measure CaII flux variations at the 10–20% level.

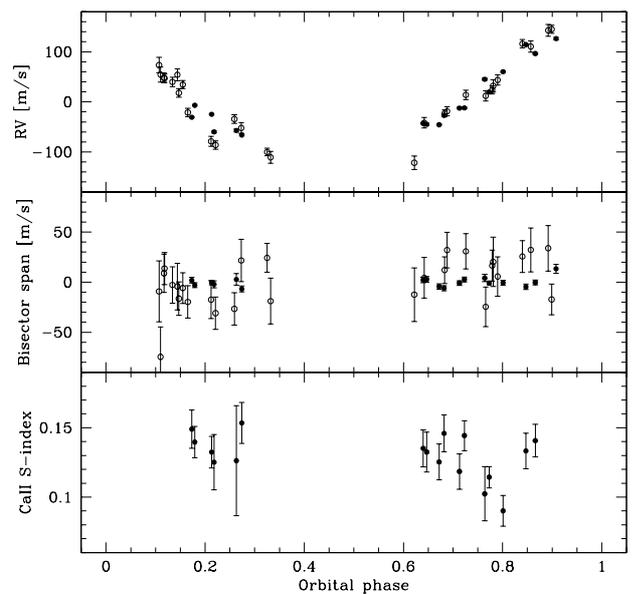
Fig. 7 and Fig. 8 show the radial velocity, bisector span and S-index for NGC2423 No3 and NGC4349 No127 as a function of orbital phase. For NGC2423 No3, data from both instruments are shown, except the S-index which could not be computed on Coralie spectra due to the too low signal-to-noise ratio. As can be seen for both stars, the bisector span shows no correlation with the RV variations. HARPS bisector measurements have dis-

Table 5. Orbital and physical parameters for the planets/brown dwarfs presented in this paper.

Parameter		NGC2423 No3 b	NGC4349 No127 b
P	[days]	714.3 ± 5.3	677.8 ± 6.2
T	[JD-2400000]	53213 ± 21	54114 ± 34
e		0.21 ± 0.07	0.19 ± 0.07
V	[km s ⁻¹]	18.3130 ± 0.0067	-11.4278 ± 0.0118
ω	[deg]	18 ± 10	61 ± 19
K	[m s ⁻¹]	137.6 ± 9.1	188.0 ± 13.0
$a_1 \sin i$	[10 ⁻³ AU]	8.84	11.5
$f(m)$	[10 ⁻⁶ M_{\odot}]	0.180	0.442
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	10.6	19.8
a	[AU]	2.10	2.38
N_{meas}		46	20
Span	[days]	1529	784
Δv (HARPS-Coralie)	[km s ⁻¹]	-0.0098 ± 0.0067	-
σ (O-C)	[m s ⁻¹]	18.3	12.6

**Fig. 6.** CaII H spectral region for NGC2423 No3 (top) and NGC4349 No127 (bottom). The spectra have been vertically shifted for clarity. No re-emission features are visible in these giants, indicating a low level of activity.

persions of 3.7 and 12.0 m s⁻¹ respectively for NGC2423 No3 and NGC4349 No127, which is about one order of magnitude smaller than the RV variations. Similarly, the S-index does not vary in phase with the RVs (although it shows some variations in the case of NGC4349 No127). To further study the behaviour of the bisector span and the S-index, we computed the Lomb-Scargle periodograms of these two quantities, shown in Fig. 9 and Fig. 10. To assess the significance of the peaks, we performed Monte-Carlo simulations to compute their false-alarm probabilities (FAPs). No significant periodicities are found, with the highest peaks always having at least 50% FAP. The 1%-FAP level is also indicated in the figures. These results make any further attempts to detect stellar signatures such as rotation or pulsations in these data very speculative. Finally, we also stress that the two stars under consideration are the only ones in their respective clusters showing such a strong RV signal, despite the fact that the other clump giants have similar masses, metallicities

**Fig. 7.** Radial velocity, bisector span and S-index plotted as a function of orbital phase for NGC2423 No3. HARPS and Coralie measurements are shown as full and open dots, respectively. No correlations are seen between the RVs and the other quantities, supporting the planetary hypothesis. Note the different vertical scales for the RV and bisector span measurements.

and evolutionary status. Altogether, this leads to the conclusion that the planetary hypothesis is the best explanation for the observed, large-amplitude RV variations.

6. Discussion and conclusion

6.1. About planets in open clusters

Open clusters naturally form homogeneous samples of stars with well-constrained basic properties such as mass, metallicity and age. As a consequence, searching for planets in open cluster environments has the potential to bring a lot of new information on the statistical properties of planetary systems and constrain planet formation and evolution models. As an example, the NGC4349 No127 system is extreme under two aspects: it is

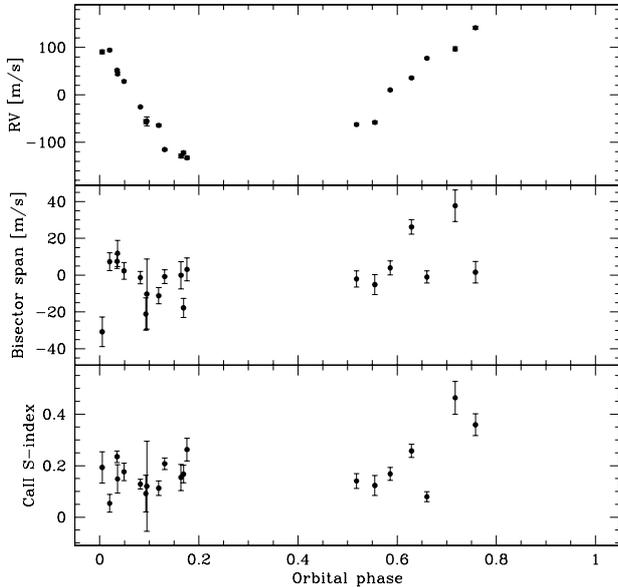


Fig. 8. Radial velocity, bisector span and S-index plotted as a function of orbital phase for NGC4349 No127. No correlations are seen between the RVs and the other quantities, supporting the planetary hypothesis. Note the different vertical scales for the RV and bisector span measurements.

the heaviest star (with an accurate mass determination) around which a substellar companion has been detected to date, and it is one of the youngest systems known so far. Its age of 200 Myr represents an upper limit for the timescale of giant planet/brown dwarf formation in the inner regions (a few AUs) surrounding intermediate-mass stars.

With the recent discovery by Sato et al. (2007), we now have 3 massive planets or brown dwarfs orbiting intermediate-mass stars in open clusters. This is most probably only the beginning. Our ongoing survey is not complete yet and we plan to extend it to other clusters to increase the significance of statistical analyses. A detailed description of the global results from our survey is beyond the scope of this paper and will be presented elsewhere. Incidentally, we also stress the importance of searching for planets around FGK dwarfs in open clusters. However, two main problems make such a project difficult: the faintness of the targets (most clusters have FGK dwarfs fainter than $V = 14$), and stellar activity for clusters younger than ~ 1 Gyr (see for example the RV survey in the Hyades by Paulson et al. 2004). Nevertheless, future high-precision spectrographs installed on 8–10m telescopes and next-generation ELTs should be able to carry out RV surveys in a large sample of clusters, thereby permitting large-scale comparisons between stars of different masses and metallicities.

There have been a number of studies on the impact of cluster environment on planet formation (see for example Armitage 2000; Scally & Clarke 2001; Bonnell et al. 2001; Smith & Bonnell 2001; Malmberg et al. 2007). Close stellar encounters can potentially destroy, or at least strongly affect, planetary systems. Moreover, strong UV radiation from nearby O- and B-stars may have a significant impact on the planet formation process. Little is presently known about the overall magnitude of these effects. Future discoveries of planets in open clusters will help put some constraints on these issues.

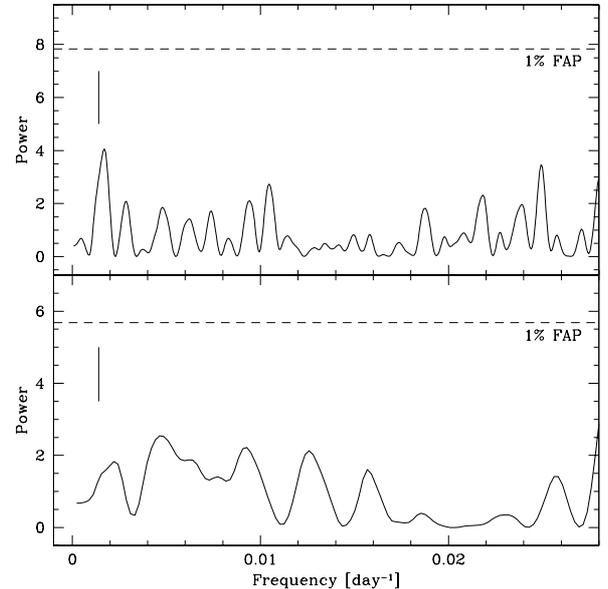


Fig. 9. Lomb-Scargle periodograms of the bisector span (top) and S-index (bottom) measurements for NGC2423 No3. The horizontal dashed line indicates the 1% false-alarm probability threshold. No significant periodicities are found in these quantities. The frequency of the RV signal is shown as a vertical straight line.

6.2. Planet properties as a function of stellar mass

Although the sample of intermediate-mass stars being searched for exoplanets is still limited, we can already try to derive some fundamental trends in the characteristics of planetary systems as a function of stellar mass. In particular we would like to compute estimates of the giant planet frequency and typical mass of planetary systems for different categories of stellar masses. In the following we consider three bins of stellar masses, equally spaced on a logarithmic scale: $0.18 \leq M/M_{\odot} \leq 0.56$ (mostly M dwarfs), $0.56 \leq M/M_{\odot} \leq 1.78$ (mostly FGK dwarfs) and $1.78 \leq M/M_{\odot} \leq 5.62$ (intermediate-mass red giants). Precise RV surveys targeting the first two bins have been ongoing for more than a decade and have yielded reliable estimates of giant planet frequency around solar-type stars (Udry et al. 2007; Marcy et al. 2006) and M dwarfs (Bonfils et al. 2006; Endl et al. 2006; Butler et al. 2006). For the third bin only preliminary results are available, but they seem to show an abnormal number of massive planets or brown dwarfs compared to the other bins, where this kind of objects are extremely rare (“brown dwarf desert”). To quantify this more precisely, we have to define a region in the parameter space of planetary properties where observational biases will not strongly affect the results. In this respect the limiting bin is obviously the category of intermediate-mass stars because of the short duration of the surveys and the increased detection limits due to higher stellar masses and RV jitter. We therefore choose to focus on massive planets with $M > 5 M_{\text{Jup}}$ located at orbital distances $0.5 \text{ AU} \leq a \leq 2.5 \text{ AU}$. Such planets will always induce RV semi-amplitudes larger than 45 m s^{-1} on periods shorter than 3 years, and should therefore be detectable with $\sim 100\%$ probability by ongoing RV surveys. We also set a minimal semi-major axis at $a = 0.5 \text{ AU}$ because intermediate-mass red giants will have engulfed closer-in planets during their evolution along the RGB. Obviously, this is only

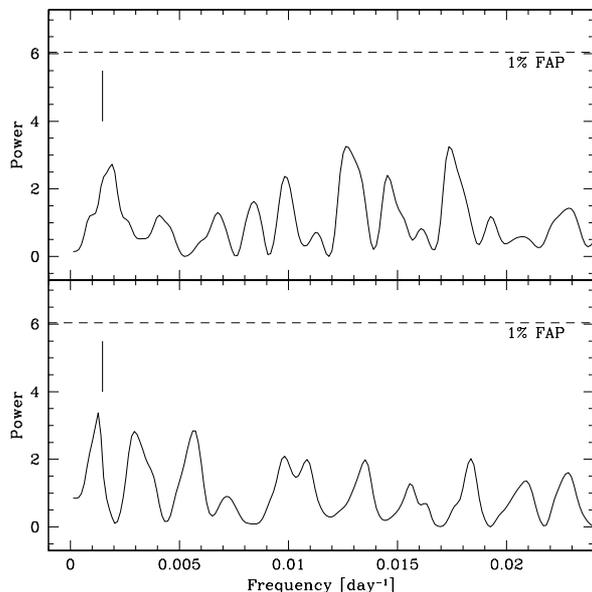


Fig. 10. Lomb-Scargle periodograms of the bisector span (top) and S-index (bottom) measurements for NGC4349 No127. The horizontal dashed line indicates the 1% false-alarm probability threshold. No significant periodicities are found in these quantities. The frequency of the RV signal is shown as a vertical straight line.

a rough estimate since the true minimal semi-major axis at which a planet can survive during the RGB phase depends on the detailed stellar structure and system properties.

We now have to estimate for each bin how many stars have been sufficiently observed by RV surveys to reveal massive planets orbiting them. For M dwarfs, we estimate that about 300 stars meet this criterium if we take into account the high-precision surveys carried out by the HARPS and Elodie teams (Bonfils et al. 2006), the California-Carnegie team (Butler et al. 2006) and the Texas team (Endl et al. 2006). For FGK dwarfs, the total number of stars followed by the different groups over the past decade amounts to about 3000. For intermediate-mass stars, adding our survey to the ones carried out by Sato et al. (2003) and Setiawan et al. (2004) leads us to about 200 targets with a mass higher than $\sim 1.8 M_{\odot}$. Again, these numbers are only rough estimates, but they should nevertheless be correct enough for a qualitative analysis. Other surveys targeting intermediate-mass stars have recently yielded their first results (e.g. Johnson et al. 2007) and should be included in future analyses.

As an input database for exoplanets, we use the Extrasolar Planets Encyclopaedia maintained by J. Schneider¹ as of February 2007. We made two modifications to this database. First, we removed the few close binary stellar systems since planets in such systems probably have quite different properties (Eggenberger et al. 2004). Second, we added to the list a few brown dwarf candidates that were not included since their minimum masses are significantly higher than $13 M_{\text{Jup}}$. It is necessary to take such objects into account since we want an unbiased census of massive planets and brown dwarfs. However, we had to define an upper mass limit to avoid including objects in the tail of the mass distribution of stellar companions, since we are primarily interested in the distribution of “planetary” com-

¹ <http://exoplanet.eu>

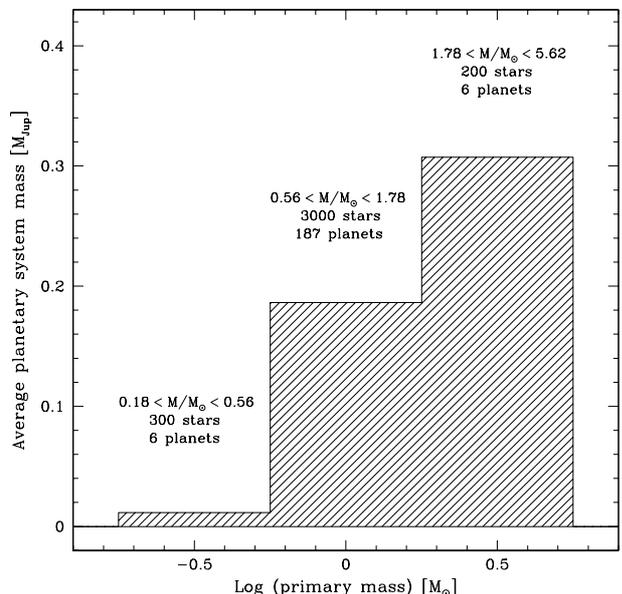


Fig. 11. Average mass of planetary systems as a function of stellar mass, taking into account all planets known as of February 2007 (see text for details). More massive stars seem to harbour more massive planetary systems.

panions, to the left of the brown dwarf desert. We put the limit at $M = 40 M_{\text{Jup}}$ (in the middle of the desert), which led us to add 3 objects to the database (HD 137510b, HD 180777b and HD 184860b). We note that the exact value of the cut-off mass has no significant impact on the results because of the rarity of brown dwarfs.

We can now compute for each stellar mass bin the frequency of planets and brown dwarfs in the mass and semi-major axis ranges defined above. For M dwarfs, there are no detected planets meeting the criteria. For solar-type stars, there are 14 planets out of 3000 stars (0.5%), while for intermediate-mass stars 5 planets have been detected among 200 targets (2.5%). Assuming the true planet frequency is the same for higher-mass stars as for solar-type stars (i.e. 0.5%), there is only a 0.3% probability to find 5 planets out of 200 intermediate-mass stars. Even if these values are derived from small-number statistics, there seems to be a real trend in the sense that more massive stars form significantly more massive planets or brown dwarfs than lower-mass stars.

Alternatively, we can also compute for each bin the average mass of planetary systems, i.e. the total mass of all planets divided by the total number of stars in each bin. We choose this indicator because it gives useful information on the output of the planet formation process (total mass accreted into planetary bodies) and it is relatively free of observational biases. On the one hand, it seems reasonable to assume that most of the mass in planetary systems is contained in the few largest bodies of each system. On the other hand, RV surveys are most sensitive to massive planets. We should then be able to obtain reasonable estimates for the average planetary system mass in the first two bins, while this quantity will probably be underestimated in the third bin due to the short duration and the lower sensitivity of the surveys. Fig. 11 shows the results in a histogram, which suggests that more massive stars do form more massive planetary systems than lower-mass stars, in spite of the previously mentioned ob-

servational biases. If confirmed, this mass scaling raises questions on how to classify objects above $13 M_{\text{Jup}}$ orbiting solar-type and intermediate-mass stars. An abrupt transition between planets and brown dwarfs would have little meaning if both categories of objects are formed by the same physical process.

Such a scaling in the mass distribution of exoplanets is expected in the core-accretion scenario of planet formation since more massive stars probably have more massive disks, which make it possible to accrete larger amounts of rock, ice and gas. However, more quantitative studies are needed. In the disk-instability paradigm (e.g. Boss 2006), it is not clear how planet formation depends on stellar mass in general, although Boss (2006) predicts that this mechanism should not be too sensitive to this parameter. It also remains to be seen if high luminosities and winds will not prevent the formation of gas giants in the inner regions surrounding intermediate-mass stars. As an example, Ida & Lin (2005) predict that the location of the ice boundary at larger distances is likely to make the formation process of gas giants less efficient. They even predict that the fraction of stars harbouring giant planets should decrease beyond $1 M_{\odot}$, which is in contradiction with the results presented in this paper (at least for planets heavier than $5 M_{\text{Jup}}$). The apparently high frequency of massive planets around intermediate-mass stars indeed suggests a rather higher efficiency for the accretion process.

Acknowledgements. We would like to thank the Swiss National Science Foundation (FNRS) for its continuous support. This research has made use of the WEBDA database, operated at the Institute for Astronomy of the University of Vienna.

References

- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *A&A*, 434, 343
 Armitage, P. J. 2000, *A&A*, 362, 968
 Bizyaev, D., Smith, V. V., Arenas, J., et al. 2006, *AJ*, 131, 1784
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., Forveille, T., & Naef, D. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 111–118
 Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., et al. 2005, *A&A*, 443, L15
 Bonnell, I. A., Smith, K. W., Davies, M. B., & Horne, K. 2001, *MNRAS*, 322, 859
 Boss, A. P. 2006, *ApJ*, 643, 501
 Butler, R. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2006, *PASP*, 118, 1685
 da Silva, L., Girardi, L., Pasquini, L., et al. 2006, *A&A*, 458, 609
 de Ridder, J., Barban, C., Carrier, F., et al. 2006, *A&A*, 448, 689
 Eggenberger, A., Udry, S., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 417, 353
 Endl, M., Cochran, W. D., Kürster, M., et al. 2006, *ApJ*, 649, 436
 Frandsen, S., Carrier, F., Aerts, C., et al. 2002, *A&A*, 394, L5
 Frink, S., Mitchell, D. S., Quirrenbach, A., et al. 2002, *ApJ*, 576, 478
 Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2006, *A&A*, 452, 709
 Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, 443, 337
 Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
 Hassan, S. M. 1976, *A&AS*, 26, 13
 Hatzes, A. P. 1996, *PASP*, 108, 839
 Hatzes, A. P. & Cochran, W. D. 1993, *ApJ*, 413, 339
 Hatzes, A. P. & Cochran, W. D. 1994, *ApJ*, 422, 366
 Hatzes, A. P. & Cochran, W. D. 1999, *MNRAS*, 304, 109
 Hatzes, A. P., Cochran, W. D., Endl, M., et al. 2006, *A&A*, 457, 335
 Hatzes, A. P., Cochran, W. D., Endl, M., et al. 2003, *ApJ*, 599, 1383
 Hatzes, A. P., Guenther, E. W., Endl, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 743
 Hekker, S., Aerts, C., de Ridder, J., & Carrier, F. 2006, *A&A*, 458, 931
 Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 604, 388
 Ida, S. & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 626, 1045
 Johnson, J. A., Fischer, D. A., Marcy, G. W., et al. 2007, *ApJ*, in press, arXiv:0704.2455v2
 Larson, A. M., Irwin, A. W., Yang, S. L. S., et al. 1993, *PASP*, 105, 825
 Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJ*, 612, L73
 Lohmann, W. 1961, *Astronomische Nachrichten*, 286, 105
 Malmberg, D., de Angeli, F., Davies, M. B., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 1207
 Marcy, G., Fischer, D. A., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2006, *Properties of exoplanets: a Doppler study of 1330 stars. (Planet Formation)*, 179–191
 Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
 Merrillioid, J.-C. 1995, *The Database for Galactic Open Clusters (BDA) (ASSL Vol. 203: Information & On-Line Data in Astronomy)*, 127–+
 Merrillioid, J.-C., Andersen, J., & Mayor, M. 2007, *A&A*, submitted
 Merrillioid, J.-C. & Paunzen, E. 2003, *A&A*, 410, 511
 Paulson, D. B., Cochran, W. D., & Hatzes, A. P. 2004, *AJ*, 127, 3579
 Piatti, A. E., Claria, J. J., & Abadi, M. G. 1995, *AJ*, 110, 2813
 Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *A&A*, 379, 279
 Queloz, D., Mayor, M., Weber, L., et al. 2000, *A&A*, 354, 99
 Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 415, 1153
 Sato, B., Ando, H., Kambe, E., et al. 2003, *ApJ*, 597, L157
 Sato, B., Izumiura, H., Toyota, E., et al. 2007, *ApJ*, 661, 527
 Sato, B., Kambe, E., Takeda, Y., et al. 2005, *PASJ*, 57, 97
 Scally, A. & Clarke, C. 2001, *MNRAS*, 325, 449
 Setiawan, J., Hatzes, A. P., von der Lühe, O., et al. 2003, *A&A*, 398, L19
 Setiawan, J., Pasquini, L., da Silva, L., et al. 2004, *A&A*, 421, 241
 Setiawan, J., Rodmann, J., da Silva, L., et al. 2005, *A&A*, 437, L31
 Smith, K. W. & Bonnell, I. A. 2001, *MNRAS*, 322, L1
 Twarog, B. A., Ashman, K. M., & Anthony-Twarog, B. J. 1997, *AJ*, 114, 2556
 Udry, S., Fischer, D., & Queloz, D. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 685–699
 Valenti, J. A. & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141
 Vaughan, A. H., Preston, G. W., & Wilson, O. C. 1978, *PASP*, 90, 267
 Walker, G. A. H., Yang, S., Campbell, B., & Irwin, A. W. 1989, *ApJ*, 343, L21

7.4 Résultats globaux

7.4.1 Variabilité par amas

Les données accumulées jusqu'à présent permettent d'estimer le niveau de variabilité intrinsèque des géantes dans chaque amas. Etant donné que, dans un amas donné, les géantes ont toutes à peu près la même masse, la même composition chimique et la même structure interne, on s'attend à ce qu'elles se comportent de manière similaire en ce qui concerne les vitesses radiales, sauf bien entendu si elles sont entourées de compagnons stellaires ou substellaires induisant un signal significatif. On constate effectivement un certain nombre de dérives à long terme dans les données, probablement causées par des compagnons stellaires non répertoriés (les binaires connues dans WEBDA ont été écartées de l'échantillon).

Afin d'étudier la variabilité intrinsèque des géantes, j'ai calculé la moyenne des dispersions en vitesse radiale des étoiles de chaque amas, après avoir rejeté par sigma-clipping les étoiles montrant des variabilités manifestement dues à des compagnons. J'ai au préalable corrigé les dispersions des erreurs instrumentales en soustrayant quadratiquement le bruit instrumental. La figure 7.2 montre les résultats en fonction de la masse des géantes, avec un point pour chaque amas. Les barres d'erreur verticales représentent la dispersion des variabilités individuelles des étoiles. Une grande barre d'erreur signifie donc que les étoiles de l'amas concerné montrent une grande diversité de comportements. Cela pourrait être dû par exemple à la présence de planètes non encore identifiées, mais on ne peut pas exclure une origine intrinsèque aux étoiles.

Le résultat principal tiré de la figure 7.2 est l'existence de ce qui ressemble à une enveloppe de variabilité minimale en fonction de la masse pour les géantes du clump. On observe un minimum de variabilité pour les géantes de masse comprise entre 2.5 et 3 M_{\odot} , alors que le "jitter" augmente de part et d'autre de l'échelle des masses. Vers les petites masses, l'amas M 67 incarne clairement cette augmentation, tandis que du côté des grandes masses, c'est NGC 3114 qui joue ce rôle. Deux amas s'écartent de cette relation entre masse et jitter : NGC 3680 et NGC 2423, deux amas observés avec Coralie dont les géantes ont des masses de 2.0 et 2.4 M_{\odot} . Ce sont aussi ceux qui montrent les plus grandes différences internes de variabilité. Le petit nombre et la magnitude élevée de leurs étoiles ne permettent pas d'exclure totalement une origine en partie instrumentale pour cette grande variabilité. Des observations supplémentaires avec HARPS devraient lever le doute. Il est cependant possible que ce jitter élevé soit bien réel et dépende d'autres paramètres que la masse, comme par exemple le stade exact d'évolution des géantes (clump ou début de la branche asymptotique).

La relation entre masse et variabilité minimale suggérée par la figure 7.2 est cependant intéressante car elle trouve une possible interprétation théorique relativement simple. On sait que des oscillations de type solaire (modes acoustiques) peuvent être excitées dans les géantes par les mouvements convectifs, de la même manière que pour le Soleil (Frandsen et al. 2002; de Ridder et al. 2006; Hekker et al. 2006). Ces modes ont des périodes typiques de l'ordre de quelques heures à quelques jours dans les géantes, et apparaissent donc non-résolus (jitter) dans les observations d'un programme de recherche de planètes. Or, la

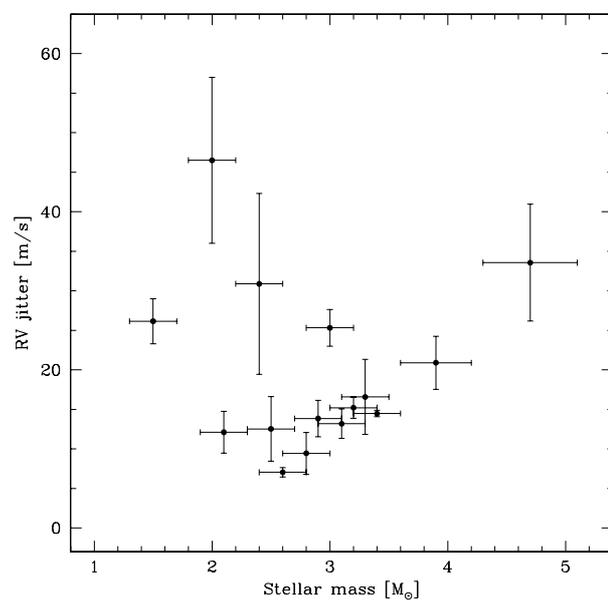


FIG. 7.2 – Variabilité en vitesse radiale en fonction de la masse des géantes. Chaque point représente un amas.

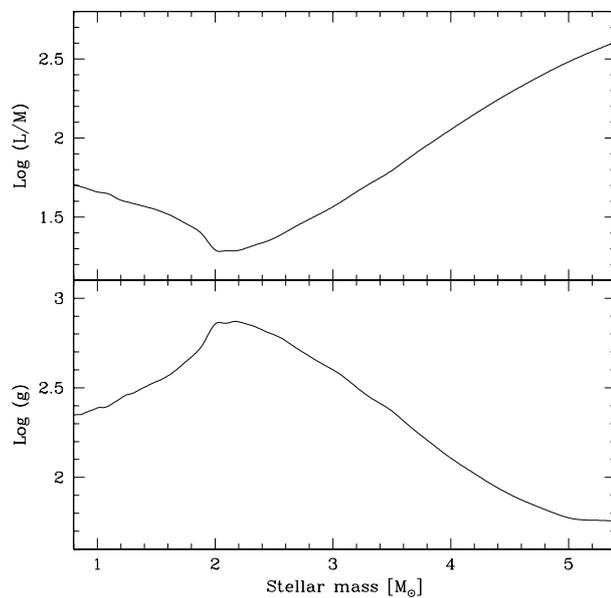


FIG. 7.3 – Rapport luminosité/masse et gravité de surface pour les géantes du clump en fonction de la masse. Courbes dérivées des modèles théoriques de Girardi et al. (2000).

théorie prédit que l'amplitude des oscillations dépend essentiellement du rapport luminosité sur masse L/M (Christensen-Dalsgaard & Frandsen 1983; Kjeldsen & Bedding 1995), ou, ce qui revient au même, du rapport T_{eff}/g . Dans le cas des géantes du clump, qui ont toutes des températures effectives très similaires, ce rapport se réduit à $1/g$. La figure 7.3 montre le rapport $\log(L/M)$ ainsi que $\log(g)$ en fonction de la masse pour les géantes du clump, tels que calculés par les modèles théoriques de Girardi et al. (2000). On voit que ces courbes montrent un minimum (respectivement un maximum) dans le même domaine de masse que le minimum de variabilité en vitesse radiale. Il est donc tentant d'interpréter les niveaux de jitter observées en terme d'amplitudes des oscillations de type solaire dans ces étoiles. D'autres phénomènes stellaires, tels que modulation rotationnelle d'inhomogénéités de surface ou mouvements convectifs de grande ampleur, contribuent probablement aussi au jitter observé. Seules des observations à haute fréquence et sur plusieurs jours ou semaines permettraient de mieux préciser quelle est la source dominante de variabilité.

7.4.2 Autres candidats potentiels et limites de détection

Il est encore trop tôt pour réaliser une analyse définitive de l'échantillon de géantes d'amas, et ce pour deux raisons. Tout d'abord, les amas observés avec Coralie étaient souvent à la limite des possibilités instrumentales. Les mesures de certaines étoiles sont affectées d'un bruit de photon conséquent ($20\text{--}30\text{ m s}^{-1}$) qui ne permet pas de placer de très fortes contraintes sur la présence de planètes. De plus, le nombre de mesures est souvent resté relativement faible car il paraissait difficile de pouvoir un jour distinguer bruit instrumental, jitter et planètes. L'amélioration récente de Coralie (gain de ~ 2 magnitudes) devrait changer totalement la situation et permettre de reprendre les observations avec une bien meilleure précision. D'autre part, plusieurs amas n'ont été que récemment ajoutés à la liste HARPS, et il faut donc attendre qu'un nombre suffisant de mesures ait été obtenu sur ces objets.

Parmi les cibles suivies avec HARPS, quelques-unes montrent actuellement des signes de variabilité significativement au-dessus du niveau de jitter. La figure 7.4 montre 4 étoiles de différents amas qui pourraient posséder des compagnons substellaires. Dans le cas de IC4651No9122, on peut deviner une périodicité en vitesse radiale autour de ~ 800 jours avec une demi-amplitude de $\sim 90\text{ m s}^{-1}$. Etant donné la masse de la primaire ($2.1 M_{\odot}$), on aurait ici la signature d'un compagnon d'une masse minimale de $\sim 6 M_{\text{Jup}}$. Ceci est bien sûr très préliminaire et des mesures supplémentaires sont nécessaires. Dans les 3 autres cas, on observe une dérive plus ou moins linéaire et de faible amplitude. Il pourrait s'agir de compagnons stellaires à très longue période, ou alors de planètes massives ou naines brunes plus proches, auquel cas les courbes devraient bientôt s'incurver.

Pour le reste, la plupart des étoiles suivies ne montrent pas de variabilité supérieure au niveau attendu de jitter, sur une durée d'observation totale de 400–800 jours suivant les amas. Les limites de détection actuelles, pour des périodes de cet ordre, peuvent être approximativement calculées en demandant que le signal du compagnon induise une dispersion au moins trois fois supérieure au niveau de jitter. En prenant en compte le fait que celui-ci dépend de la masse (cf. section 7.4.1), on obtient des limites de détection de $\sim 5.6 M_{\text{Jup}}$ autour des géantes de $1.5 M_{\odot}$, $\sim 2.4 M_{\text{Jup}}$ pour les géantes de $2.5 M_{\odot}$ et $\sim 5.9 M_{\text{Jup}}$

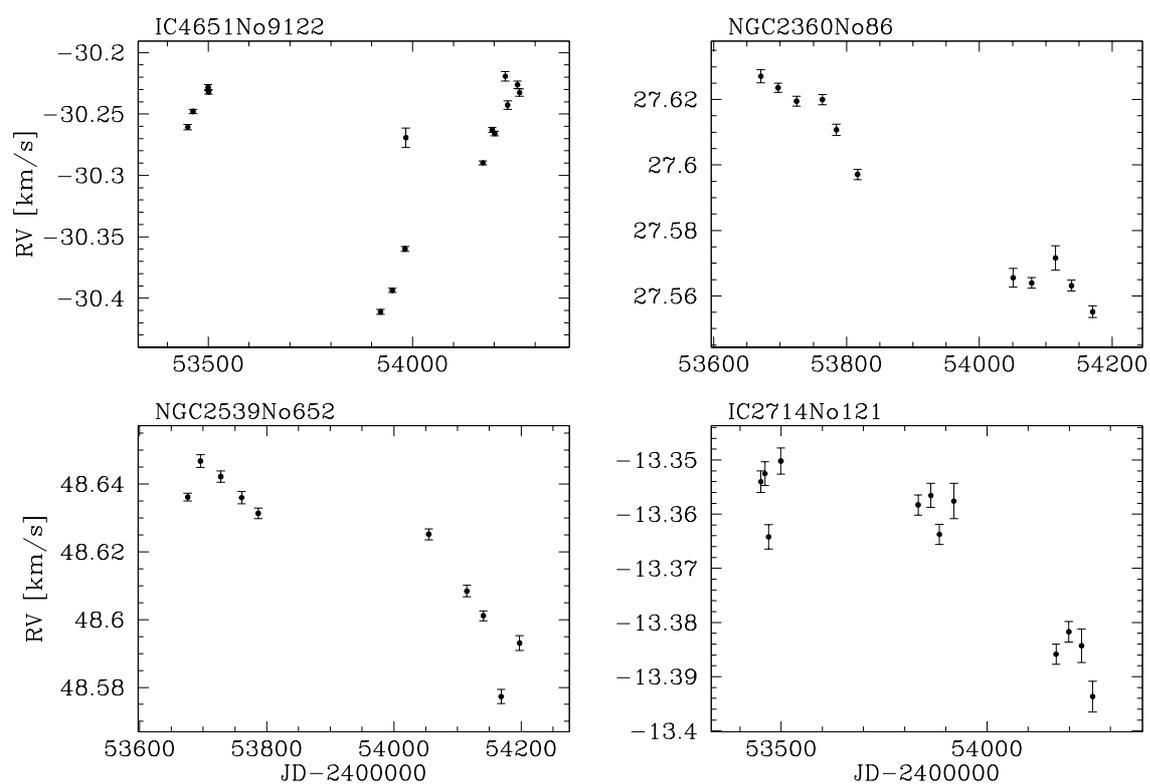


FIG. 7.4 – Vitesse radiale en fonction du temps pour 4 étoiles qui pourraient posséder des compagnons substellaires. Les masses des primaires sont (de gauche à droite et de haut en bas) $2.1 M_{\odot}$, $2.6 M_{\odot}$, $3.1 M_{\odot}$ et $3.2 M_{\odot}$.

pour les géantes de $3.5 M_{\odot}$. Ces limites, probablement un peu conservatrices, montrent en tout cas que la situation est la plus favorable pour les objets entre 2 et $3 M_{\odot}$, et ce principalement en raison de leur faible niveau de variabilité intrinsèque. Il s'agira de prendre en compte ces différences lors de l'analyse finale afin d'estimer correctement la fréquence de planètes massives et naines brunes autour de ces étoiles de masse intermédiaire.

Troisième partie

Perspectives et conclusion

Chapitre 8

Développements futurs

8.1 Suivi des candidats Kepler avec HARPS-North

La mission la plus prometteuse de ces prochaines années dans le domaine des planètes extrasolaires est sans doute le satellite américain Kepler, qui va rechercher les transits de planètes de toutes tailles, et en particulier telluriques, dans un échantillon de $\sim 100'000$ étoiles. Kepler observera en continu un champ unique de 105 degrés carrés situé dans les constellations du Cygne et de la Lyre, centré sur $\alpha = 19\text{h}22\text{m}40\text{s}$, $\delta = +44^\circ 30'$ (voir figure 8.1). Grâce à sa grande précision photométrique (20 ppm) et à la durée de la mission (au moins 4 ans), Kepler sera capable de détecter des planètes plus petites que la Terre à 1 AU et va donc révolutionner nos connaissances en matière de planètes de petite masse, y compris dans la zone habitable autour d'étoiles de type solaire.

Kepler observera en tout plus de 220'000 étoiles, mais on estime que seules $\sim 100'000$ d'entre elles seront des naines non-actives. Parmi celles-ci, environ 35'000 seront de type spectral compris entre F5 et K5 et de magnitude inférieure à 14, donc bien adaptées à des mesures de vitesse radiale. En effet, afin d'exploiter au maximum les données de Kepler, un suivi en vitesse radiale à haute précision depuis le sol sera nécessaire dans le but de déterminer la masse des planètes découvertes. Seule la mesure de la masse permettra de contraindre leur composition globale et leur structure.

Les excellentes performances de HARPS en ont fait en quelques années un instrument incontournable dans la recherche des planètes extrasolaires de petite masse. HARPS est cependant situé dans l'hémisphère sud et ne pourra donc pas observer les objets Kepler. Tout naturellement, l'idée est venue de réaliser une copie de HARPS dans l'hémisphère nord qui serait dédiée au suivi des candidats Kepler. C'est le projet HARPS-North, ou HARPS-NEF (New Earths Facility), initié par le Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics en partenariat avec l'Observatoire de Genève.

HARPS-North sera installé sur le télescope William Herschel (WHT) de 4.2m situé à La Palma, aux Canaries. Le spectrographe lui-même sera une copie quasi-conforme de HARPS. Seule l'interface avec le télescope sera redessinée, ce qui permettra d'introduire quelques améliorations par rapport à HARPS au niveau du guidage et des fibres. Si possible, de nouvelles sources de calibration en longueur d'onde (laser à peigne de fréquence, étalon de

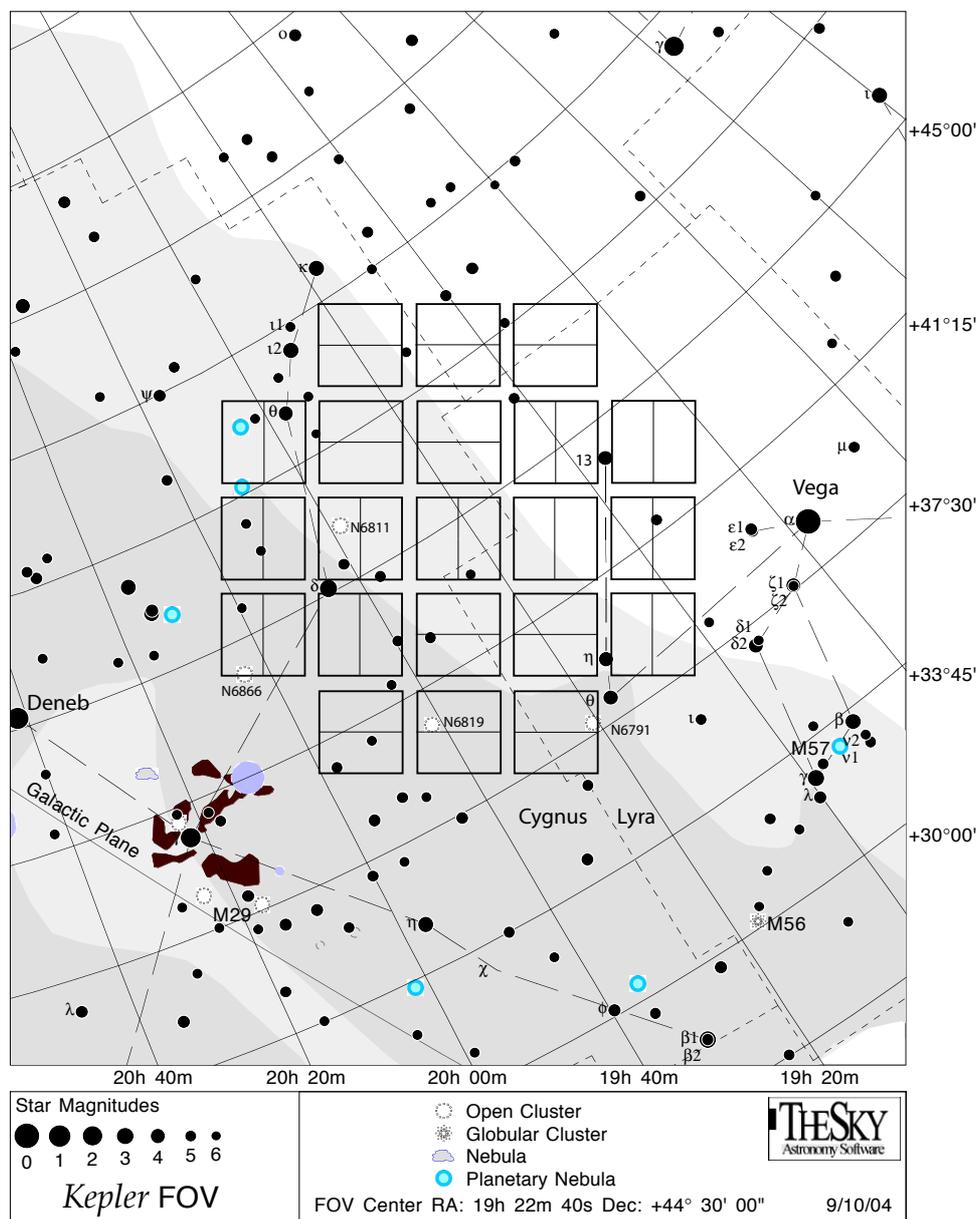


FIG. 8.1 – Champ observé par Kepler.

Fabry-Pérot stabilisé) pourront être installées et testées. Etant une copie presque conforme de HARPS, l'instrument devrait pouvoir être construit rapidement et être opérationnel début 2009, presque en même temps que Kepler.

Quant à moi, je m'occuperai d'adapter la réduction des données au nouvel instrument, tout en poursuivant les développements destinés à améliorer encore la précision instrumentale et à optimiser les stratégies d'observation. Le suivi en vitesse radiale des candidats Kepler représente un défi extrêmement intéressant en regard des résultats scientifiques attendus, mais en même temps très exigeant en raison des faibles amplitudes à détecter et de la magnitude élevée des cibles (voir chapitre 6.3.3 pour des estimations à ce sujet). Quoi qu'il en soit, HARPS-North permettra à n'en pas douter de nouveaux et importants progrès dans notre compréhension des systèmes planétaires en général et des planètes telluriques et de glace en particulier.

8.2 ESPRESSO et CODEX

Deux autres projets de spectro-vélocimètres super-stables sont aussi en cours de développement sous l'égide de l'ESO. Il s'agit de ESPRESSO (Echelle Spectrograph for PREcision Super-Stable Observations) et de CODEX (COsmic Dynamics EXperiment). ESPRESSO est un instrument de deuxième génération pour le VLT, alors que CODEX est destiné au futur Extremely Large Telescope européen (E-ELT). ESPRESSO est en fait un précurseur pour CODEX.

C'est le projet CODEX qui a démarré en premier lorsque l'ESO a lancé un appel d'offres pour des instruments à installer sur OWL, la première version de l'E-ELT. Le but scientifique premier de CODEX est de mesurer directement les variations du taux d'expansion de l'Univers. La méthode consiste à mesurer à très haute précision la position des raies d'absorption dans les forêts Lyman- α présentes dans les spectres de quasars, et de suivre leur évolution en fonction du temps. Le signal attendu, reflétant l'accélération de l'expansion de l'Univers à différents redshifts, serait de l'ordre de $\sim 1 \text{ cm s}^{-1}$ par année. La détection d'un effet aussi petit représente un grand défi technologique et requiert la construction d'un spectromètre à haute résolution d'une stabilité encore jamais atteinte. La mesure de ce signal cosmologique permettrait de contraindre de manière totalement nouvelle la géométrie globale et l'évolution de l'Univers, ainsi que la nature de l'énergie sombre. De plus, CODEX devrait également permettre des avancées majeures dans plusieurs autres domaines phares de l'astrophysique tels que les planètes extrasolaires et la variabilité des constantes fondamentales.

Le concept proposé dans l'étude réalisée en 2005 et à laquelle j'ai participé s'appuie en grande partie sur le succès de HARPS et reprend plusieurs de ses caractéristiques tout en cherchant à les améliorer. L'adaptation à un télescope beaucoup plus grand tout en gardant l'instrument dans des proportions raisonnables nécessite de construire plusieurs spectromètres identiques alimentés chacun par une partie de la lumière en provenance du plan focal du télescope. L'étude de concept propose ainsi de construire 5 spectromètres en parallèle. Ceux-ci seront situés comme HARPS dans un environnement isolé et stable thermiquement, et opérés sous vide. Le design optique sera similaire à HARPS et UVES, avec

probablement une résolution spectrale supérieure de $\sim 50\%$ et un domaine spectral légèrement réduit. Au niveau de précision de 1 cm s^{-1} , plusieurs aspects devront être améliorés par rapport à HARPS et certains développements nouveaux seront nécessaires. Parmi ceux-ci on peut citer la répartition et l'injection de la lumière dans les bouquets de fibres par "découpage" de la pupille ("pupil slicing"), l'utilisation de nouveaux composants optiques pour garder l'instrument compact, l'optimisation de l'efficacité des fibres, le développement d'un nouveau système de calibration ou encore la stabilisation thermique des détecteurs. Afin de tester la faisabilité de l'expérience dans son ensemble, il est apparu nécessaire de développer d'abord un prototype, à installer sur le VLT. C'est ainsi qu'est né le projet ESPRESSO. Entre temps, le concept d'ESPRESSO a légèrement évolué pour en faire un précurseur plutôt qu'un prototype de CODEX, dans le sens qu'ESPRESSO doit être considéré comme un instrument VLT à part entière, avec ses propres objectifs scientifiques, et ne doit pas être un clone exact de ce que sera plus tard CODEX.

Le groupe d'instituts ayant travaillé sur l'étude CODEX (ESO, IoA Cambridge, Observatoire de Genève et Osservatorio di Trieste, rejoints par l'Instituto de Astrofísica de Canarias) a donc décidé de lancer une étude de phase A pour proposer un instrument de deuxième génération pour le VLT. L'étude est en cours et doit être terminée pour fin 2007. Les spécifications générales de l'instrument précisent que celui-ci doit atteindre une précision instrumentale sur la vitesse radiale de 10 cm s^{-1} , que ce soit sur des étoiles ou sur la forêt Lyman- α . De plus, deux modes d'observation sont prévus : le mode 1-UT qui est le mode haute précision et haute résolution n'utilisant qu'un seul UT, et le mode 4-UT qui combine la lumière des 4 télescopes simultanément, simulant ainsi un télescope de 16m. Ce deuxième mode doit permettre de pousser au maximum la sensibilité de l'instrument, au prix toutefois d'une diminution de la résolution et de la précision en vitesse radiale. ESPRESSO sera donc installé au foyer combiné des 4 UTs.

Les objectifs scientifiques d'ESPRESSO sont nombreux et touchent à presque tous les domaines de l'astrophysique. La démonstration de la faisabilité de CODEX, la mesure de la masse de planètes telluriques et la variabilité des constantes restent cependant les principales motivations.

Dans le cadre de l'étude de phase A, je m'occuperai de la description du pipeline de réduction des données qui, comme pour HARPS, devra être complètement automatisé et délivrer des données scientifiques à la plus haute précision possible. Les défis supplémentaires à relever par rapport à HARPS incluent entre autres l'utilisation d'un nouveau système de calibration, la réduction optimale de données à faible rapport signal/bruit et le contrôle de toutes les perturbations instrumentales au niveau de 10 cm s^{-1} . Si tous ces aspects peuvent être maîtrisés et si la construction d'ESPRESSO est approuvée par l'ESO, nul doute que cet instrument deviendra incontournable dans de nombreux domaines de l'astrophysique où la précision et la qualité des mesures jouent un rôle déterminant.

Chapitre 9

Conclusion

Au terme de ce travail, j'ai la conviction que la recherche de planètes extrasolaires par la technique des vitesses radiales a encore de beaux jours devant elle. HARPS a repoussé les limites des performances instrumentales et les a placées au même niveau que les sources de bruit stellaire et les signaux des planètes telluriques et de glace, ce qui n'était pas le cas auparavant. Les multiples découvertes réalisées avec cet instrument ont ouvert la voie à l'exploration d'une nouvelle classe de planètes qui n'a probablement pas fini de nous surprendre par sa diversité. Les quelques années d'utilisation de HARPS ont permis de bien cerner ses limitations actuelles et d'acquérir une expérience qui permettra à n'en pas douter d'améliorer encore la précision instrumentale dans de futurs instruments.

L'aspect important qui doit maintenant être étudié prioritairement est, à mon avis, le comportement exact du bruit stellaire sur différentes échelles de temps, de 1 minute jusqu'à 1 année. Le bruit stellaire est en effet encore largement *terra incognita* et sa méconnaissance rend les prédictions quant à la détectabilité des petites planètes assez aléatoires. Cette source de bruit est d'ailleurs souvent évoquée, sans réel fondement, comme l'obstacle qui rend les vitesses radiales d'ores et déjà dépassées dans la recherche de planètes telluriques. Une meilleure caractérisation et compréhension du comportement des étoiles permettrait de répondre à ce genre d'argument et d'optimiser les stratégies d'observation pour minimiser l'impact du bruit stellaire. Il est par exemple probable que certains types spectraux sont moins affectés que d'autres par les phénomènes liés à la granulation. Autre exemple, le comportement temporel du bruit est peut-être tel qu'il est préférable de faire 3 poses de 5 minutes sur 3 jours consécutifs plutôt qu'une seule pose de 15 minutes. Finalement, il y a probablement des choix à faire entre le nombre d'étoiles suivies et le nombre de mesures par étoile. Si le but principal d'un programme est de détecter des planètes aussi petites que possible, je pense que les différentes études réalisées dans cette thèse tendent à montrer qu'il vaut mieux se concentrer sur un petit nombre d'étoiles et les observer très régulièrement. Ce choix comporte évidemment le risque de détecter peu d'objets, mais il faut relever qu'aussi bien les prédictions théoriques que les observations à haute fréquence semblent indiquer que les planètes telluriques et de glace sont nombreuses. Le pari semble donc valoir la peine d'être tenté. Dans un premier temps et afin de d'abord mieux comprendre le bruit stellaire, il serait intéressant de rassembler toutes les séries d'astérosismologie faites à ce jour avec

HARPS et d'analyser de manière approfondie leur comportement à basse fréquence.

Les années qui viennent verront certainement nos connaissances dans le domaine des planètes extrasolaires évoluer rapidement, comme ce fut le cas ces 15 dernières années. Avec l'arrivée des satellites photométriques CoRoT et Kepler, on peut même s'attendre à une accélération du rythme. D'autres instruments futurs, tels que JWST, TPF et Darwin, s'annoncent extrêmement prometteurs, mais se feront encore attendre quelques années. Dans un futur proche, il semble donc que les vitesses radiales, de par leur faculté d'accéder à la masse des planètes, resteront incontournables, en particulier dans le suivi des candidats CoRoT et Kepler. Des instruments comme HARPS, HARPS-North et ESPRESSO continueront par ailleurs d'étudier les étoiles proches, pour lesquelles la précision peut être poussée à son maximum en raison de leur brillance. De nombreuses planètes telluriques et de glace seront à n'en pas douter découvertes autour de ces étoiles. Ces planètes seront, en raison de leur proximité, les cibles préférentielles pour des études plus approfondies de leur atmosphère et de leur structure avec d'autres instruments. Il serait alors souhaitable qu'un nouveau satellite photométrique soit lancé afin de suivre ces objets et détecter leurs éventuels transits.

HARPS n'est pas seulement très précis, il est aussi très sensible, comme le démontre sa faculté de détecter des planètes autour de géantes d'amas de magnitude 12 (pour un bruit instrumental de $2\text{--}3\text{ m s}^{-1}$). Cette sensibilité, et encore plus celle de son successeur ESPRESSO, peut être exploitée pour rechercher des planètes géantes parmi des populations d'étoiles très différentes du voisinage solaire, et ainsi contraindre les modèles de formation. Les amas ouverts constituent par exemple un environnement idéal pour réaliser des études comparatives entre populations stellaires d'âge et de métallicité bien connus. Les effets de la masse de la primaire ainsi que de la densité stellaire environnante représentent d'autres exemples intéressants. Les étoiles très jeunes (moins de 10–20 millions d'années) dans les associations d'étoiles les plus proches pourraient peut-être aussi être étudiées. Le taux de Jupiters chauds autour de ces étoiles donnerait de précieuses indications sur les processus de migration. Enfin, l'étude d'un plus grand nombre de naines M, intrinsèquement faibles, permettrait de détecter plus facilement les planètes telluriques en raison de la masse plus petite de la primaire.

L'avenir est donc encore riche en découvertes dans le domaine des planètes extrasolaires. Cette thèse aura, je l'espère, contribué à son échelle au progrès des connaissances dans ce domaine. Au terme de ce travail, je souhaite encore dire à quel point j'ai eu de la chance de pouvoir travailler pendant 5 ans dans un groupe de recherche aussi dynamique et solidaire, et avec des instruments aussi performants et bien conçus. C'est dans ces conditions-là que la science d'aujourd'hui avance. Que toutes les personnes qui m'ont entouré pendant cette thèse en soient infiniment remerciées !

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Revues

From hot Jupiters to hot Neptunes... and below

C. Lovis, M. Mayor, S. Udry

Planet Formation, Edited by Hubert Klahr and Wolfgang Brandner, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006, p.203

1

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below

Christophe Lovis, Michel Mayor, Stéphane Udry

Abstract

Recent improvements in radial-velocity precision have opened exciting new possibilities allowing the detection of extremely low-mass companions around solar-type stars. Neptune-mass planets, such as μ Ara c, are beginning to emerge from RV surveys and the coming years will likely reveal extrasolar planets down to a few Earth masses, giving us new information on the mass distribution function of exoplanets. We use the example of μ Ara c to illustrate the capabilities of the HARPS spectrograph in detecting very low RV amplitudes provided an adequate observing strategy is applied. We also present new discoveries of Saturn-mass planets orbiting at intermediate distances from their host star. We discuss the implications of these new planets on planetary formation models, considering in particular their location in the mass-period diagram. Finally, we briefly review some important emerging statistical properties of exoplanets.

1.1 Recent improvements in RV precision

Since the first discovery of an extrasolar planet around a solar-type star ten years ago [13], the research in this field has been very productive and has led to the detection of more than 140 exoplanets. The vast majority of these discoveries has been made with the radial-velocity (RV) technique, i.e. the precise measurement of the RV wobble that a planet induces on its parent star due to its orbital movement. A major effort to improve the RV accuracy of the measurements has been undertaken by several groups, since this was absolutely necessary to detect the RV signatures of giant planets, in the range 1-100 m s^{-1} . Two main tech-

2

niques were developed: one using a ThAr calibration simultaneously with each observation [1] to track instrumental drifts, and one using an iodine absorption cell, superimposing a reference spectrum to the stellar spectrum [4]. Both techniques have been able to deliver a RV precision at the level of $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$, opening the way to the discovery of many planetary systems.

Over the past decade, the exoplanet group at Geneva Observatory has been operating two high-resolution spectrographs able to achieve high RV precision, namely the ELODIE instrument mounted on the 1.93m telescope at Observatoire de Haute-Provence (France), and the CORALIE instrument installed on the Swiss 1.2m telescope at La Silla Observatory (Chile). Both ELODIE and CORALIE are high-resolution ($R = 50,000$), fiber-fed echelle spectrographs. They are fed by two fibers, the first one carrying the stellar beam and the second one for the simultaneous recording of a ThAr reference spectrum. The very stable illumination of the spectrograph, together with the tracking of instrumental drifts, makes it possible to reach an RV accuracy of a few m s^{-1} .

The ELODIE survey, started in 1993, has been monitoring a magnitude-limited sample of 350 F-K close dwarfs. This has led to the discovery of 19 planets with $m_2 \sin i < 10 M_{\text{Jup}}$. The CORALIE survey, started in 1998, has been targeting about 1650 FGKM main-sequence stars in a volume-limited sample, leading to the detection of ~ 40 planets.

In 2001, a consortium led by Geneva Observatory started to build for ESO an instrument capable of achieving the 1 m s^{-1} precision level. For that purpose, a thorough understanding of the instrumental factors limiting the RV precision was mandatory. It was recognized that atmospheric pressure and temperature variations are the main causes of instrumental drifts during an observing night. In numbers, a RV drift of 1 m s^{-1} corresponds to a pressure change of only 0.01 mbar, or a temperature change of 0.01 K. Although these drifts can be accurately corrected with the simultaneous ThAr reference, minimizing these influences is necessary to further improve the RV accuracy. Therefore, the new instrument HARPS was put under vacuum in a strictly temperature-controlled environment. Another critical point was the stability of the spectrograph illumination. A fiber link to the spectrograph with high light-scrambling properties, coupled to a dedicated guiding software, was found to be the best solution to avoid spurious wavelength shifts due to changing illumination or varying instrumental profile. Further requirements to reach the desired precision included a large spectral coverage, high spectral resolution, high pixel sampling (3-3.5 pixels FWHM) and

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below 3

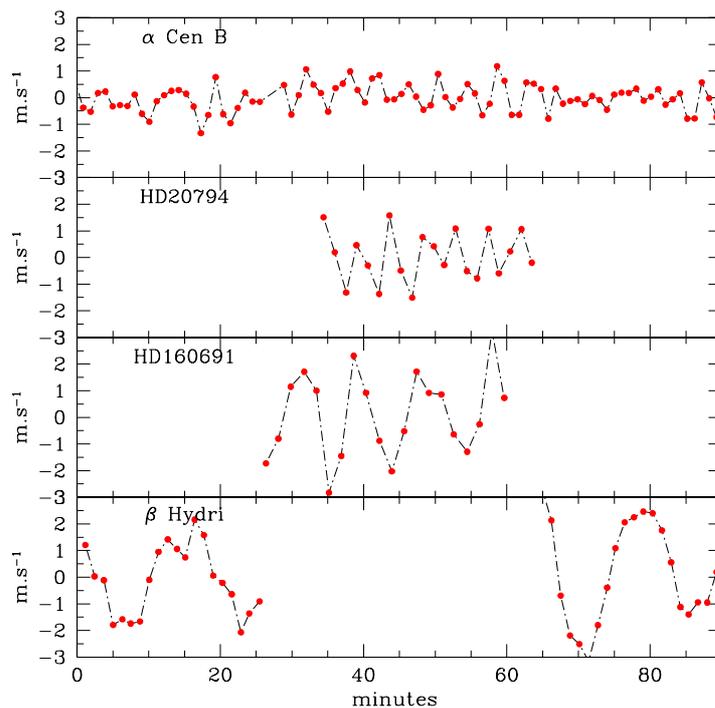


Fig. 1.1. Radial-velocity time series for 4 stars with spectral types K1V, G8V, G3IV-V and G2IV (from top to bottom). Amplitude and period of the oscillations vary along the main sequence, earlier spectral types showing larger and longer RV modulations.

the possibility to obtain high S/N data for a large number of stars to maximize the Doppler information content of the spectra. All these constraints led to the construction of an echelle spectrograph spanning the whole visible range (3800-6900 Å) at a resolution $R=115,000$, mounted on the ESO-3.6m telescope at La Silla Observatory (Chile), operational since October 2003.

First results from HARPS included some asteroseismological time series demonstrating the unprecedented accuracy of this instrument (see [14]). Fig.1.1 shows the oscillations in radial velocity due to acoustic p-modes in 4 different stars, as observed with HARPS during the commissioning period. The amplitude of these modes depends on spectral type and evolution stage, early-G and evolved stars having the largest

4

amplitudes (up to 10 m s^{-1} peak-to-peak) whereas late-K dwarfs show only weak modulations ($1\text{-}2 \text{ m s}^{-1}$). Periods also vary along the main sequence, ranging from ~ 4 to ~ 15 minutes between K and early-G stars. These RV measurements have an accuracy better than 40 cm s^{-1} (including photon noise and guiding errors), demonstrating the extraordinary capabilities of HARPS. Long-term stability is found to be at the level of 1 m s^{-1} or better (see [11] for a detailed analysis).

1.2 Detecting planets down to a few Earth masses

The scientific objectives of the HARPS consortium can be summarized as follows:

- *Search for very low-mass planets:* We have selected a sample of ~ 400 stars from the larger CORALIE sample which will be closely monitored at the 1 m s^{-1} precision level. These stars have been chosen for being chromospherically quiet and slowly rotating so that activity-induced RV jitter does not hide possible planetary signals down to the $1\text{-}2 \text{ m s}^{-1}$ level.
- *Better knowledge of statistical properties of exoplanets:* We have built an extension to the CORALIE volume-limited sample, including most late-F to M dwarfs between 50 and 60 pc. These stars will be monitored at the 3 m s^{-1} precision level (photon noise limited), with the objective of increasing the total number of stars monitored by RV planet-search surveys to improve our knowledge of exoplanet properties, such as mass, period or eccentricity distributions.
- *Search for planets around M-dwarfs:* We have set up a catalogue of 120 close, single M-dwarfs that we are following at the 3 m s^{-1} precision level. The aim of this survey is to investigate the planet occurrence around these low-mass stars to better understand the dependence of planet formation on the mass of the parent star.
- *Search for planets around metal-deficient stars:* We are following 100 stars from the galactic halo with metallicities between -2.0 and -0.5 dex. This survey should be able to refine the now well-established relation between planet occurrence and metallicity, providing stronger constraints at low metallicity (see [19, 21, 6]).
- *Planet occurrence in "twin" binary stars:* We have built a sample of visual, physical binaries with both stars having similar spectral type. This survey will provide new information on planet formation

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below 5

in binaries and test whether similar initial conditions lead to similar planetary systems.

- *Follow-up of COROT planetary candidates:* The COROT space mission, to be launched in 2006, will detect transiting planetary candidates using very precise photometry. We will try to confirm and follow up these candidates with radial-velocity measurements to establish the true nature of these objects and derive their masses.

The search for very low-mass planets has already yielded a very interesting result: the discovery of a 14 earth-masses extrasolar planet around μ Ara (HD 160691), see [20]. The faint signal of this planet was first detected during an asteroseismological run on this star. Apart from the expected, short-period (~ 8 min, see [3]) p-mode oscillations, another modulation was clearly present, with a period at least as long as the span of the asteroseismological data (see Fig.1.2). Follow-up observations confirmed the presence of a periodic signal with period $P = 9.5$ days and RV amplitude $k = 4.1 \text{ m s}^{-1}$, which is best explained by the Keplerian movement of an exoplanet with a minimum mass of $14 M_{\oplus}$ (see Fig.1.3). μ Ara was already known to host one giant planet and another substellar companion [16], making this star extremely interesting for planet formation theories and dynamical studies. Further high-precision observations are needed to better constrain the orbital parameters of this system.

The detection of μ Ara c was made simultaneously with two other important discoveries, the very low-mass planets 55 Cnc e [15] and Gl 436 b [5]. All three objects have probable masses between 14 and $\sim 25 M_{\oplus}$, making them the first members of a new class of exoplanets, the Hot Neptunes. The question about their composition and internal structure is still open, although theoretical arguments seem to favor the rocky planet hypothesis. In the core accretion model of planet formation, these objects might actually have started their formation within the ice boundary, accreting mainly solid materials and becoming "super-Earths". Alternatively, these planets might have formed further away in the disk, starting with a solid core and then going through the gas accretion phase. Migration would have simultaneously brought them closer to the star before they become too massive. The gaseous envelope could then have been evaporated by the strong stellar radiations, provided the semi-major axis became sufficiently small.

From the observational point of view, the detection of such objects turns out to be challenging, but not impossible. It requires a large

6

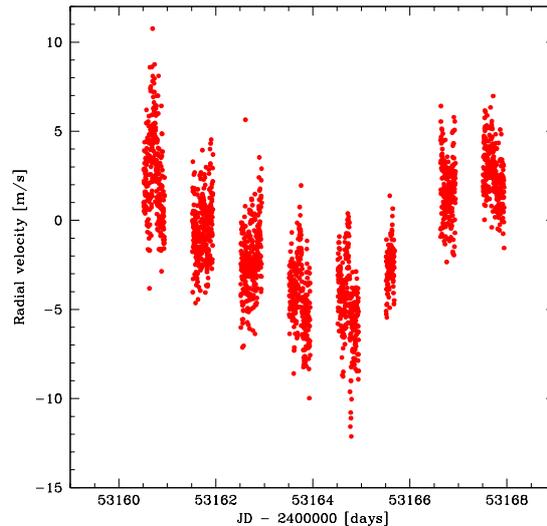


Fig. 1.2. RV time series of μ Ara obtained during an asteroseismological run (8 nights). The p-modes oscillations are responsible for the high-frequency RV variations, but cannot explain the night-to-night RV changes.

number of measurements and some care in dealing with the stellar oscillations. Asteroseismological "noise" can be greatly reduced by integrating long enough to cover one or more typical oscillation periods. Furthermore, evolved and early-type stars should be avoided as they exhibit large-amplitude, long-period oscillations which are more difficult to average out. With the accumulation of high-precision observations in the coming months and years, we should be able to tell whether hot Neptunes are very common or rather rare, bringing important new constraints on planet formation theories.

1.3 New discoveries and implications for planet formation theories

In this section we want to present and discuss the properties of three planets recently detected by HARPS (see [11]). These planets orbit around the stars HD 93083 (K3V, $V = 8.30$), HD 101930 (K1V, $V =$

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below 7

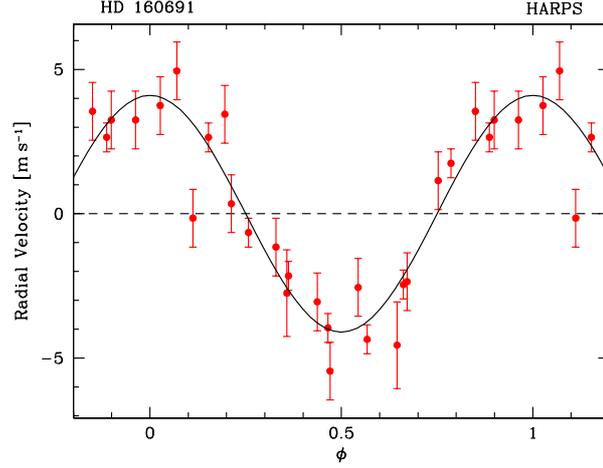


Fig. 1.3. Phased radial velocities for μ Ara after removing the long-term trends due to the giant planets in the system. The remaining signal has a period $P = 9.5$ days and a semi-amplitude $k = 4.1 \text{ m s}^{-1}$, corresponding to a minimum mass of only $14 M_{\oplus}$ for the hot Neptune.

Table 1.1. *Orbital and physical parameters for three planets recently detected with HARPS [11].*

Parameter		HD 93083 b	HD 101930 b	HD 102117 b
P	[days]	143.58 ± 0.60	70.46 ± 0.18	20.67 ± 0.04
T	[JD-2400000]	53181.7 ± 3.0	53145.0 ± 2.0	53100.1 ± 0.1
e		0.14 ± 0.03	0.11 ± 0.02	$0.00 (+0.07)$
V	[km s^{-1}]	43.6418 ± 0.0004	18.3629 ± 0.0003	49.5834 ± 0.0003
ω	[deg]	333.5 ± 7.9	251 ± 11	162.8 ± 3.0
K	[m s^{-1}]	18.3 ± 0.5	18.1 ± 0.4	10.2 ± 0.4
$a_1 \sin i$	[10^{-3} AU]	0.239	0.116	0.019
$f(m)$	[$10^{-9} M_{\odot}$]	0.088	0.042	0.0023
$m_2 \sin i$	[M_{Jup}]	0.37	0.30	0.14
a	[AU]	0.477	0.302	0.149
N_{meas}		16	16	13
Span	[days]	383	362	383
σ (O-C)	[m s^{-1}]	2.0	1.8	0.9

8.21) and HD 102117 (G6V, $V = 7.47$). Their orbital and physical parameters are summarized in Table 1.1.

All three planets orbit at intermediate distances from their parent star (0.15-0.5 AU) and have minimum masses in the Saturn-mass regime and

8

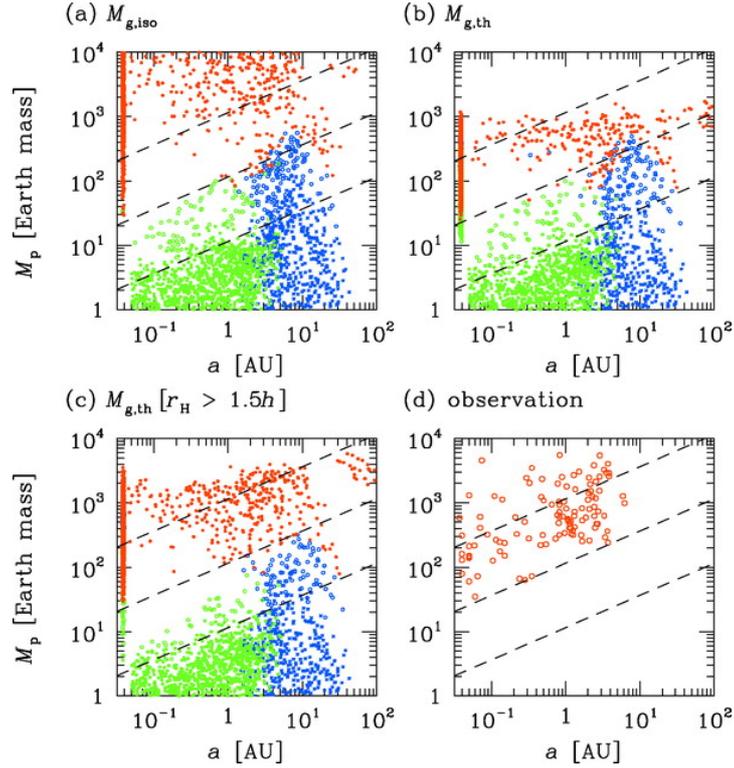


Fig. 1.4. Mass-period diagrams taken from [9], showing the presence of a "desert" at intermediate distances for masses between 0.05 and $0.5 M_{\text{Jup}}$. Three planets recently detected with HARPS do fall in this area of the diagram, raising questions about their formation history.

below. These characteristics can be compared to theoretical models of planet formation that try to predict the planet distribution in the mass-period diagram. We consider here in particular the models recently proposed in [9]. Fig.1.4, taken from their paper, shows the expected distribution of planets as a function of orbital period and mass. Interestingly, the newly discovered planets fall in a region of these diagrams that seems difficult to populate by models. The reason is to be found in the fast and efficient core accretion and migration processes. Indeed, after the formation of a solid core of about $10 M_{\oplus}$, the runaway gas accretion phase should lead very rapidly to the formation of a gas giant with a mass above $\sim 0.5 M_{\text{Jup}}$. On the other hand, interactions with

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below 9

the disk will make the planet migrate inwards to distances below 0.05-0.1 AU, and thereby become a hot Jupiter. As a result, there will be a planet desert in the mass-period diagram, as explained in [9].

The discovery of planets in this desert and the obtention of statistically meaningful numbers on planet occurrence in this region will therefore represent a very important test for planet formation theories, especially for the standard core-accretion and migration scenarios. The increasing sensitivity of radial-velocity surveys will bring strong constraints on that issue in the near future.

1.4 Update on some statistical properties of exoplanets

Statistical properties of known extrasolar planets allow us to better understand the mechanisms of planet formation and to constrain the models. With more than 140 exoplanets known to date, some very interesting trends have already drawn attention in the past few years. We review some of these in the following sections.

1.4.1 Giant planet occurrence

A few RV surveys have now reached a sufficiently advanced stage to provide precise numbers on giant planet occurrence around solar-type stars. Results from the ELODIE planet search (see Sect.1), started in 1993, have been analyzed in that respect in [17]. The data analysis is based on Monte Carlo simulations on the actual calendar of observations, which lead to realistic detection probabilities as a function of orbital period and mass of the planet. Knowledge of these probabilities then makes it possible to correct the actual number of detections to obtain the total number of giant planets orbiting the stars in the sample. Fig.1.5 shows the detection probabilities for different masses as a function of orbital period. The ELODIE survey should basically have detected all brown dwarfs with periods below ~ 3000 days. For $1 M_{\text{Jup}}$ -planets, the detection probability is 50% at ~ 500 days. Given the average measurement precision of 10 m s^{-1} (including photon noise and stellar jitter), the sensitivity decreases rapidly for planets lighter than Saturn with periods larger than 10 days. Interesting features of these probability curves include the influence of stellar activity, which has a significant impact on planet detection, and also some sampling effects, well visible at 1-2 days and 1-2 years, which locally lower the detection probability.

A total of 19 planets were found around the 350 stars in the ELODIE

10

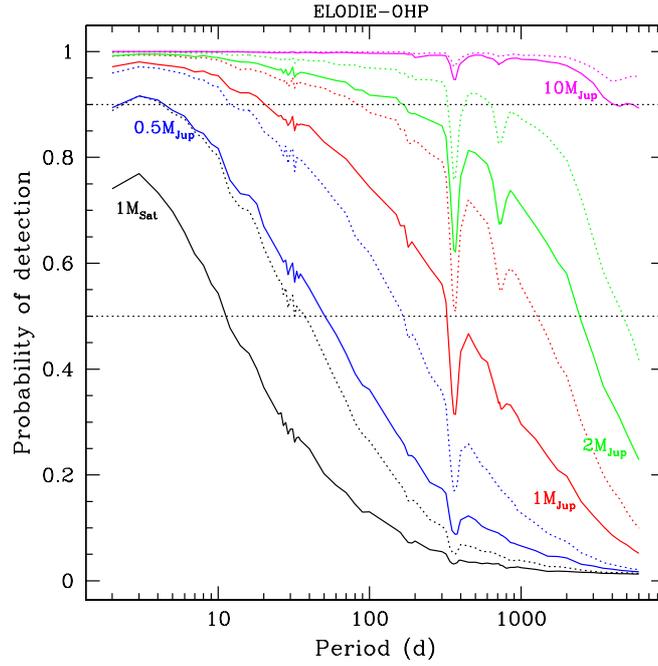


Fig. 1.5. Detection probabilities as a function of orbital period and planet mass for the ELODIE survey. Dashed lines indicate probabilities in the case of negligible activity-induced stellar jitter. Note the sampling effects at 1-2 days and 1-2 years, which locally lower the detection probabilities.

planet search sample. When correcting these numbers by taking into account the effective detection probabilities, two important results come out.

- The fraction of stars harboring a planet with a mass higher than $0.5 M_{\text{Jup}}$ is $7.3 \pm 1.5\%$ for orbital periods up to 3900 days
- The fraction of stars harboring a hot Jupiter ($m > 0.5 M_{\text{Jup}}$, $P < 5$ days) is $0.7 \pm 0.5\%$

These numbers are in good agreement with other studies (e.g. [12]). Note that the scarcity of hot Jupiters and the absence of very hot Jupiters ($P = 1\text{-}2.5$ days) in present RV surveys is probably not in contradiction with the recent discoveries of such close-in planets by the OGLE photometric transit survey ([22, 2, 18, 10]). Indeed, the number of stars observed by transit searches is larger by 2-3 orders of magnitude

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below 11

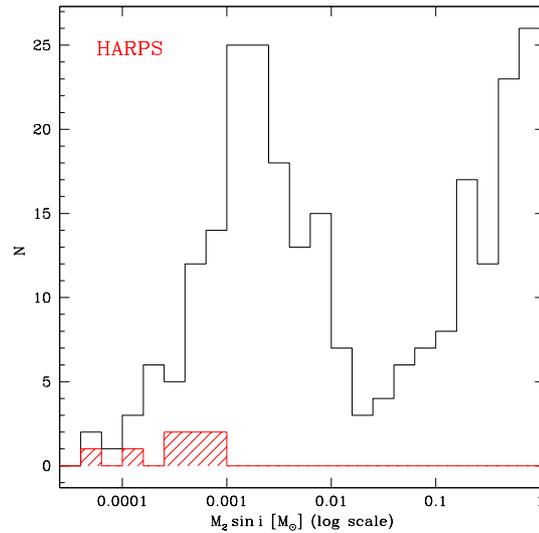


Fig. 1.6. Secondary mass distribution for stellar and substellar companions. The famous brown-dwarf desert marks the separation between planetary and stellar populations. The lack of low-mass planets is an observational bias due to the limited precision of radial-velocity searches. The dashed histogram indicates low-mass planets recently discovered with HARPS, showing the potential of this instrument to explore this mass regime.

compared to the number of stars observed in RV searches. Moreover, transit searches are particularly sensitive to very short orbital periods, whereas their efficiency decreases rapidly for periods larger than a few days [7].

1.4.2 Mass and period distributions

When examining the mass distribution of all known stellar and substellar companions on a logarithmic scale (see Fig.1.6), the most striking feature is probably the presence of the so-called brown-dwarf desert, situated approximately between 0.01 and 0.1 M_{\odot} . The distribution is rising on both the stellar and the planetary sides of the desert, indicating that we are facing two different populations and probably two different mechanisms for star and planet formation.

Focusing now on the planetary mass regime alone, the most striking

12

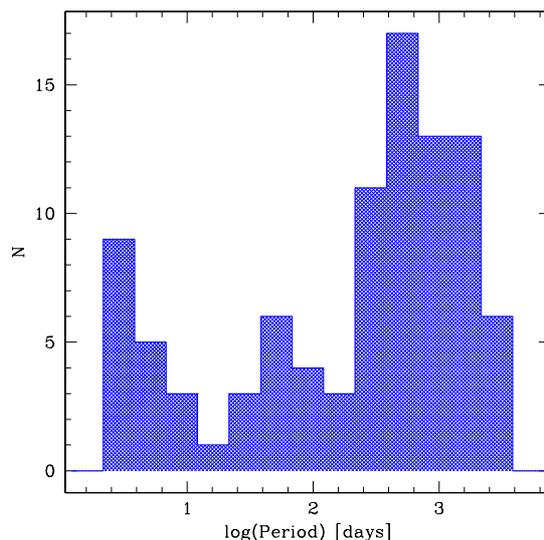


Fig. 1.7. Distribution of orbital periods for the presently known extrasolar planets. A period "valley" is visible between 10 and 100 days.

feature is the rapid rise in planet frequency towards low masses, despite the increasing difficulty of detecting planets with lower masses. This mass distribution can be fitted approximately by a power law $f(m) \sim 1/m^p$ with p between 1-2. This trend certainly reflects an important aspect of the statistical properties of exoplanets. An extrapolation of this law at the low-mass end of the distribution leads to the conclusion that there are probably much more Neptune- and Earth-like bodies in planetary systems than Jupiter-size objects.

The period distribution of known extrasolar planets exhibits a minimum between 10 and 100 days, the "period valley" [23] (see Fig.1.7). This feature is probably related to the different migration processes that were acting on young giant planets at different distances from the star. On the short-period side of the distribution, the "period wall" at ~ 3 days is now well-established and can be viewed as a kind of migration stop, whose origin is still not understood.

Other interesting statistical properties include the absence of massive planets ($m > 2 M_{\text{Jup}}$) on periods shorter than 100 days, except in the case of binaries (see [23]). A possible explanation could be that migration

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below 13

does not stop for massive planets, which are eventually engulfed by the star. The influence of a stellar companion might change this behavior and allow massive planets to survive on short-period orbits. There seems to be no such mass segregation at larger distances from the star ($P > 100$ days), where massive planets are commonly found.

1.4.3 Eccentricity distribution

The observed eccentricities of known extrasolar planets are surprisingly high. The average eccentricity is around 0.3, higher than for any Solar system planet. This is not due to an observational bias: on the one hand, large eccentricities make RV amplitudes larger and therefore detections easier, but on the other hand, planets on eccentric orbits move quicker at periastron, making this orbital phase more difficult to catch. Both effects approximately compensate each other, making the detection bias very small.

An interesting feature of exoplanet eccentricities is the observed circularization period at ~ 6 days. The circularization process seems to be at work only during the formation of the system [8], as opposed to binaries where it continues during the whole lifetime of the system. Beyond the circularization limit, exoplanet eccentricities tend to be smaller than for binaries. These discrepancies probably indicate two different processes for binary and planet formation.

1.4.4 Metallicity of planet-host stars

There is a now well-established correlation between planet occurrence and metallicity of the host star. Comparisons between planet-host stars and stars without (giant) planets have been performed based on the volume-limited CORALIE sample by [19, 21]. Using a homogeneous method to determine abundances on high-resolution spectra, they find an important increase of planet frequency at high metallicities, with a threshold at solar metallicity (see Fig.1.8). At $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.3$ dex, almost 25% of the stars in the solar neighbourhood have giant planets. These results have been confirmed by [6] in their analysis of the Keck, Lick and AAT planet search samples.

The origin of this excess in heavy elements has been discussed for several years. However, the primordial scenario, in which the metallicity excess is of primordial origin, seems to be favored compared to the pollution scenario, where the absorption of planetesimals by the star increases

14

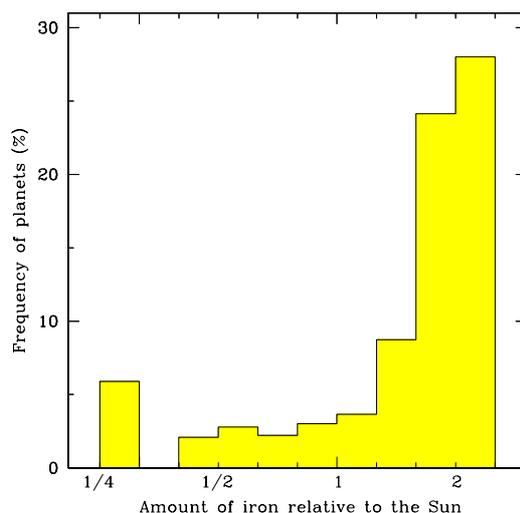


Fig. 1.8. Planet frequency as a function of the iron content of the parent star. Note the sharp increase above solar metallicity.

its metallicity. If the latter theory was correct, there should be a correlation between the depth of the stellar convection zone and metallicity in planet-host stars. This effect is not observed at the moment.

References

- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. (1996). ELODIE: A spectrograph for accurate radial velocity measurements, *A&AS* 119, 373.
- Bouchy, F., Pont, F., Santos, N.C., et al. (2004). Two new “very hot Jupiters” among the OGLE transiting candidates, *A&A* 421, L13.
- Bouchy, F., Bazot, M. and Santos, N.C. (2005). The acoustic spectrum of the planet-hosting star μ Arae, *A&A* submitted.
- Butler, R.P., Marcy, G.W., Williams, E., et al. (1996). Attaining Doppler Precision of 3 M s⁻¹, *PASP* 108, 500.
- Butler, R.P., Vogt, S.S., Marcy, G.W., et al. (2004). A Neptune-Mass Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ 436, *ApJ* 617, 580.
- Fischer, D.A., Valenti, J. (2005). The Planet-Metallicity Correlation, *ApJ* 622, 1102.
- Gaudi, B.S., Seager, S. and Mallen-Ornelas, G. (2005). On the Period Distribution of Close-In Extrasolar Giant Planets, *ApJ* in press (astro-ph/0409443).
- Halbwachs, J.-L., Mayor, M. and Udry, S. (2005). Statistical properties of exo-

From Hot Jupiters to Hot Neptunes... and below 15

- planets. IV. The period-eccentricity relations of exoplanets and of binary stars, *A&A* 431, 1129.
- Ida, S. and Lin, D.N.C. (2004). Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. I. A Desert in the Mass and Semimajor Axis Distributions of Extrasolar Planets, *ApJ* 604, 388.
- Konacki, M., Torres, G., Jha, S., et al. (2003). An extrasolar planet that transits the disk of its parent star, *Nature* 421, 507.
- Lovis, C., Mayor, M., Bouchy, F., et al. (2005). The HARPS search for southern extra-solar planets. III. Three Saturn-mass planets around HD 93083, HD 101930 and HD 102117, *A&A* in press (astro-ph/0503660).
- Marcy, G.W., Butler, R.P., Fischer, D., et al. (2004). A Doppler Planet Survey of 1330 FGKM Stars, in *ASP Conference Proceedings* 321, 3.
- Mayor, M. and Queloz, D. (1995). A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star, *Nature* 378, 355.
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. (2003). Setting New Standards with HARPS, *The Messenger* 114, 20.
- McArthur, B.E., Endl, M., Cochran, W.D., et al. (2004). Detection of a Neptune-Mass Planet in the ρ^1 Cancri System Using the Hobby-Eberly Telescope, *ApJL* 614, L81.
- McCarthy, C., Butler, R.P., Tinney, C.G., et al. (2004). Multiple Companions to HD 154857 and HD 160691, *ApJ* 617, 575.
- Naef, D., Mayor, M. and Udry, S. (2004). The ELODIE planet search survey global detection limit, in *Proceedings of the 13th Cool Stars Workshop*, ESA SP series, in press.
- Pont, F., Bouchy, F., Queloz, D., et al. (2004). The ‘missing link’: A 4-day period transiting exoplanet around OGLE-TR-111, *A&A* 426, L15.
- Santos, N.C., Israelian, G., Mayor, M. (2001). The metal-rich nature of stars with planets, *A&A* 373, 1019.
- Santos, N.C., Bouchy, F., Mayor, M., et al. (2004). The HARPS survey for southern extra-solar planets. II. A 14 Earth-masses exoplanet around μ Arae, *A&A* 426, L19.
- Santos, N.C., Israelian, G., Mayor, M. (2004). Spectroscopic [Fe/H] for 98 extra-solar planet-host stars. Exploring the probability of planet formation, *A&A* 415, 1153.
- Udalski, A., Szymanski, M.K., Kubiak, M., et al. (2004). The Optical Gravitational Lensing Experiment. Planetary and Low-Luminosity Object Transits in the Fields of Galactic Disk. Results of the 2003 OGLE Observing Campaigns, *AcA* 54, 313.
- Udry, S., Mayor, M. and Santos, N.C. (2003). Statistical properties of exoplanets. I. The period distribution: Constraints for the migration scenario, *A&A* 407, 369.

Annexe B

Proceedings de conférence

The exoplanet hunter HARPS : unequalled accuracy and perspectives toward 1 cm s^{-1} precision

C. Lovis, F. Pepe, F. Bouchy, G. Lo Curto, M. Mayor, L. Pasquini, D. Queloz, G. Rupprecht, S. Udry, S. Zucker

Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy, Edited by McLean, Ian S. ; Iye, Masanori, Proceedings of the SPIE, Volume 6269, pp. 62690P (2006)

The exoplanet hunter HARPS: unequalled accuracy and perspectives toward 1 cm s^{-1} precision

Christophe Lovis^{*a}, Francesco Pepe^a, François Bouchy^b, Gaspare Lo Curto^c, Michel Mayor^a, Luca Pasquini^d, Didier Queloz^a, Gero Rupprecht^d, Stéphane Udry^a, Shay Zucker^e

^aObservatoire de Genève, 51 ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland;

^bObservatoire de Haute-Provence, 04870 St Michel l'Observatoire, France;

^cESO Chile, Alonso de Cordova 3107, Vitacura Casilla 19001, Santiago 19, Chile;

^dESO Headquarters, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany;

^eFaculty of Physics, Weizmann Institute of Science, P.O. Box 26, Rehovot 76100, Israel

ABSTRACT

We present results from the first two years of operations of the HARPS spectrograph installed on the ESO 3.6m telescope at La Silla Observatory, Chile. This instrument, primarily built to detect extrasolar planetary systems, was designed to achieve the highest radial velocity precision ever thanks to high mechanical and environmental stability, stable illumination, accurate wavelength calibration and tracking of instrumental drifts. HARPS has demonstrated a long-term accuracy at the 1 m s^{-1} level and below, exploring a new regime in RV precision. We present recent improvements in the wavelength calibration process, including the creation of a new ThAr reference atlas and the use of a much larger number of lines to fit the wavelength solution. We have also investigated the intrinsic stability of ThAr calibration lamps and show that they are able to provide a long-term wavelength reference at or below the 1 m s^{-1} level. Other instrumental error sources such as guiding accuracy and photon noise are discussed and a global error budget is presented. These efforts to further improve the RV precision are also part of a broader study to build a ultra-high accuracy spectro-velocimeter for the ESO OWL telescope, the CODEX project. The aim of this instrument is to reach an accuracy of 1 cm s^{-1} over timescales of at least ten years. This requires to push down the limits of present-day calibration techniques and to explore new technologies able to provide ultra-precise Doppler measurements.

Keywords: HARPS, radial velocities, extrasolar planets, wavelength calibration, ThAr lamps, CODEX

1. INTRODUCTION

Since the discovery of the first extrasolar planet around a solar-type star in 1995¹, intense efforts have been made to continuously improve the accuracy of radial velocity (RV) measurements. Indeed, the so-called RV technique, which measures the tiny RV wobble of a star induced by orbiting bodies, has proven to be the most efficient way of detecting low-mass companions around FGKM main-sequence stars. More than 180 extrasolar planets have been discovered in this way over the past ten years^{2,3}, opening a completely new field in astronomy. Because the RV technique is especially sensitive to massive planets on close orbits, Jupiter-like giant planets have been found first, followed by Saturn-mass objects orbiting within a few AUs of their parent star. Over the past two years, improvements in RV precision down to the 1 m s^{-1} level, together with the accumulation of data points, have led to the detection of planets in the Neptune-mass range and below (7-20 Earth masses). This means that we are now able to study planetary bodies which are mainly rocky in composition, the so-called 'super-Earths'. Low-mass telluric and icy planets are likely to be found more and more frequently by the ongoing RV surveys in the coming years, often as part of multiple planetary systems. Undoubtedly, past and future discoveries in the extrasolar planet domain will profoundly influence our comprehension of planet formation and evolution, and will put our own Solar System into a broader context, shedding new light on the fundamental question: 'Is the Solar System typical among the other planetary systems existing in the Universe?'

* christophe.lovis@obs.unige.ch

In this paper we want to focus on the recent improvements of the RV technique and discuss its present capabilities and limitations. Two different methods have been developed to obtain high-precision radial velocities. The so-called iodine technique⁴ uses an iodine absorption cell in the light path to superimpose a dense absorption spectrum onto the stellar spectrum, thereby providing a stable wavelength reference against which the position of stellar lines can be accurately measured. The advantage of this technique is that in principle all instrumental effects affecting the radial velocities are ‘seen’ in the same way by the iodine and stellar spectral lines, so that a careful modeling of the observed spectrum will yield a RV measurement free of instrumental bias. The major disadvantage of the technique, however, resides in the complex and ill-posed modeling of the combined star+iodine observations, which involves deconvolution algorithms and therefore requires high signal-to-noise data. The iodine technique has presently demonstrated a precision of $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$.

The other method permitting high-precision RV measurements is the simultaneous reference technique⁵, which requires a fiber-fed spectrograph equipped with a second fiber to record a reference ThAr spectrum simultaneously with the stellar observation. This instrumental design has been successfully implemented on the ELODIE and CORALIE spectrographs, which have demonstrated a precision of $\sim 7 \text{ m s}^{-1}$ and $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ respectively. Building on acquired experience, the concept has been refined and upgraded to further improve the achievable accuracy, leading to the construction of the HARPS spectrograph mounted on the European Southern Observatory 3.6m telescope at La Silla Observatory, Chile. Performances and results of this instrument will be the main subject of this paper. In the last section we briefly discuss the possibility to achieve RV precisions at the cm s^{-1} level in the frame of the CODEX project.

2. CHARACTERISTICS AND PERFORMANCES OF HARPS

HARPS is a high-resolution ($R=110,000$) cross-dispersed echelle spectrograph^{6,7}. It is fed by two optical fibers, one carrying the stellar spectrum and one carrying the ThAr spectrum for simultaneous referencing or, alternatively, the sky spectrum. The spectrograph is located inside a vacuum vessel in a thermally stabilized enclosure. This ensures that the pressure in the spectrograph always remains below 0.01 mbar and temperature fluctuations are kept within 0.01 K. Thanks to this high environmental and mechanical stability, instrumental drifts during the night never exceed 1 m s^{-1} , except in exceptional circumstances such as earthquakes. Also critical for RV precision is the illumination of the spectrograph, which must be as stable as possible. On HARPS a high stability is guaranteed thanks to the light-scrambling properties of the fibers and an accurate telescope guiding software.

Radial velocities are obtained from the extracted spectra by cross-correlation with a stellar template using the highly accurate wavelength calibration obtained at the beginning of each night. Then, the correction for the (very small) instrumental drift is performed. Present performances of HARPS are best illustrated by the published orbital solutions for the planets it has discovered so far. The HARPS GTO time is divided into several sub-programs, one of which is devoted to the high-precision follow-up of a sample of nearby stars. In this sub-program, the stars have been chosen for being non-active and slow rotators, and integration times are sufficiently long to minimize photon noise and the influence of stellar oscillations. Table 1 lists all planets discovered with HARPS in this sample with their orbital properties and the O-C residuals around the best-fit Keplerian curves. These results show that we are reaching a long-term precision at the level of 1 m s^{-1} and even better in favourable cases. The data analysis is still ongoing to determine which effects will ultimately limit the achievable precision on the radial velocity. Disentangling noise and systematics from instrumental and stellar origin is not an easy task and requires a large data set to be able to make useful comparisons and search for correlations. We will review the main error sources in the following sections and present recent developments to minimize their impact.

Table 1. List of the planets discovered with HARPS around stars of the high-precision sample (as of May 2006). The rms of the O-C residuals around the best-fit orbits show that the HARPS long-term precision is at the 1 m s^{-1} level, and probably even below.

Name	$m_2 \sin i$ [M_{\oplus}]	P [days]	Year of discovery	O-C [m s^{-1}]	Reference
μ Ara d	14.0	9.55	2004	0.9	8
HD 93083 b	118	144	2005	2.0	9
HD 101930 b	95.4	70.5	2005	1.8	9

HD 102117 b	44.5	20.7	2005	0.9	9
HD 4308 b	14.9	15.56	2006	1.3	10
HD 69830 b	10.2	8.67	2006	0.8	11
HD 69830 c	11.8	31.6			
HD 69830 d	18.1	197			

Before going further, we first present the most recent discovery made with HARPS, which illustrates very well the present capabilities of the instrument. Three Neptune-mass planets have been found orbiting the nearby K0V star HD 69830¹¹. The best three-Keplerian fit to the RVs yields orbital periods of 8.67, 31.6 and 197 days and minimum masses of 10.2, 11.8 and 18.1 M_{\oplus} (Earth masses). This is the first multiple planetary system without a massive gaseous giant planet, and the first one with a Neptune-mass object within the habitable zone of its star. The RV semi-amplitudes range from 3.5 to 2.2 m s^{-1} , the smallest ever measured. Fig.1 shows the phase-folded radial velocity curves for each planet, and Fig.2 shows the combined RV curve as a function of time. The global r.m.s. of the residuals around the best-fit solution is 0.81 m s^{-1} , and becomes as small as 0.64 m s^{-1} when considering only the more recent, higher-quality data points. Most interesting is the third panel of Fig.2, in which the data points were binned to yield one measurement per observing run (~ 10 consecutive nights). The residuals around the fit show a dispersion as low as 0.2 m s^{-1} (for the higher-quality data points), which indicates that, when averaging over a sufficient number of observations, we might be able to detect extrasolar planets of $\sim 3 M_{\oplus}$ at 1 AU. Obviously, this exciting possibility needs confirmation and a better understanding of the limiting factors influencing RV precision. But it seems reasonable to assume that most of the perturbing effects (such as stellar oscillations and activity-related jitter) can be efficiently averaged out when binning the data over timescales that are comparable to the characteristic timescales of these effects (minutes to hours for stellar oscillations, tens of days for stellar rotation). In summary, the RV technique has not said its last word yet in the field of extrasolar planets and we are confident that HARPS data will unveil many more Neptune-mass planets and below in the near future.

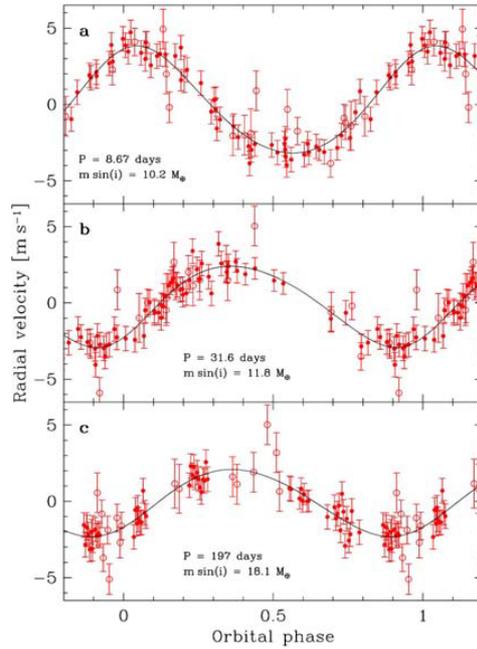


Fig. 1. Phase-folded radial velocity curves for the inner (a), intermediate (b) and outer planet (c) in the HD 69830 system. In each case, the contribution of the two other planets has been subtracted. The orbital periods are 8.67, 31.6 and 197 days, respectively. The RV semi-amplitudes range from 3.5 to 2.2 m s^{-1} , corresponding to minimum masses of 10.2, 11.8 and 18.1 M_{\oplus} .

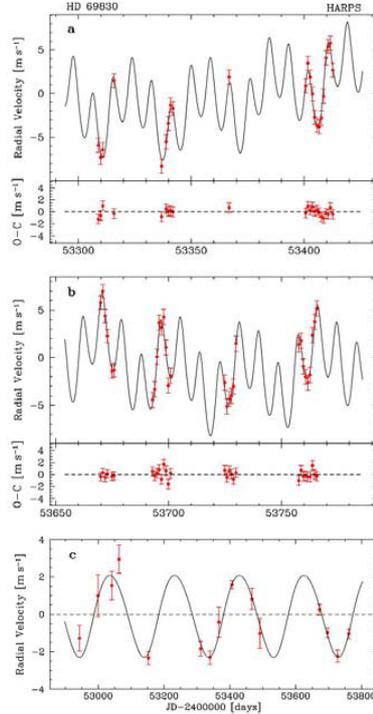


Fig. 2. Radial velocity curve as a function of time. **a** and **b**, close-up views showing the cumulative signal of three planets. The short-period planet ($P=8.67$ days) shows up as a high-frequency modulation, whereas the intermediate planet ($P=31.6$ days) is revealed through the varying values of successive minima and maxima. The outer planet ($P=197$ days) is not easily seen on these magnified views, but its presence becomes clear when removing the signal of the inner planets and binning the data points (one per observing run), as shown in **c**. Note that only high-quality RV measurements are able to fully resolve this system. The weighted r.m.s. of the residuals around the best-fit model is 0.81 m s^{-1} and becomes as low as 0.64 m s^{-1} when considering only the more recent, higher-quality data points.

3. IMPROVEMENTS IN WAVELENGTH CALIBRATION

We have recently performed a careful examination of the ThAr spectra recorded with HARPS to better characterize the wavelength calibration accuracy and to investigate what are the fundamental limitations of ThAr lamp spectra. First of all, we examined the stability of the spectrograph over timescales of months by measuring the position of individual ThAr lines on the CCD. At this stage, we are only interested in absolute positions (in pixels) on the CCD detector, without performing any wavelength calibration. For our tests we choose a set of 64 ThAr spectra spanning about one month, during which the spectrograph is expected to have remained very stable. We select a subsample of strong, unblended Th lines that we fit with Gaussian functions on each of the 64 spectra. We then compare the r.m.s. dispersion in position with the expected standard deviation due to photon noise (see Fig.3). It turns out that both quantities remain equal all the way up to the saturation limit ($\sim 300,000$ electrons peak intensity), where they reach a minimal value of 0.002 pixel, corresponding to 1.6 m s^{-1} in radial velocity. At higher flux levels, the dispersion tends to slightly increase due to the unstable behaviour of saturated lines. These results show that 1) the spectrum has not drifted by more than ~ 0.002 pixel (r.m.s.) over the one-month period considered here and 2) the best precision that can be achieved on a single line in a single ThAr exposure is $\sim 1.5 \text{ m s}^{-1}$, limited by the saturation of the CCD. We also tried to characterize other systematic effects related to CCD properties and data reduction, such as pixel inhomogeneities, imperfect spectrum extraction and flat-fielding. All these effects seem to remain below 0.002 pixel and are therefore very difficult to identify

on individual lines. In conclusion, we have found that the precision at which the position of ThAr lines can be measured on the CCD is always photon-limited except for the strongest lines, where saturation limits the achievable accuracy at $\sim 1.5 \text{ m s}^{-1}$.

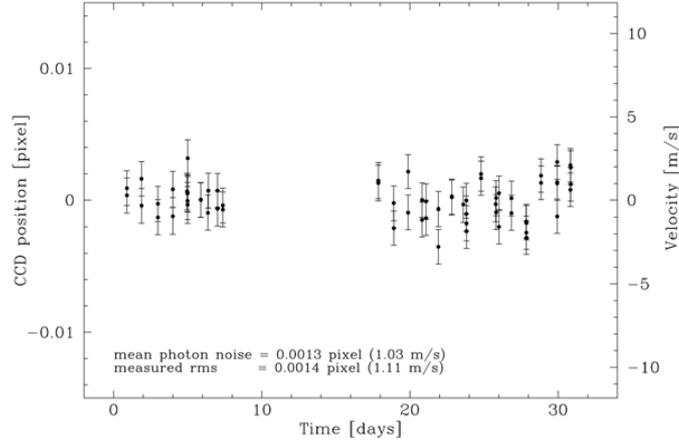


Fig. 3. Measured absolute position of a typical, strong Th line on the CCD as a function of time. The dispersion of 1.4 milli-pixels corresponds to 1.1 m s^{-1} in radial velocity and is photon-noise limited. This shows that the spectrograph remained extremely stable over about one month.

In the next step of our analysis, we carefully examined the ThAr spectra taken with HARPS and noticed that a large number of lines are blended, leading to wrong estimates of line centroids that are not acceptable when highly accurate wavelength calibration is needed, especially if the relative line strengths of both components are variable in time. We therefore developed a procedure to simultaneously fit the position of lines that lie close to each other, and to reject lines that are too strongly blended to be reasonably fitted. We found that, in general, two lines of similar intensity have to be rejected if their separation is less than about half of the instrumental resolution, i.e. ~ 1.5 pixel in the case of HARPS.

We also noticed that many lines in the HARPS spectra are simply not present in the reference atlas that we use to perform the wavelength calibration (Palmer & Engleman 1983, ref. 12, hereafter PE83). This atlas was derived from very high-resolution ($R=600,000$) scans obtained with the McMath-Pierce Fourier Transform Spectrometer and is the best presently available for Th at optical wavelengths. However, its limitations become obvious when analyzing HARPS spectra. First of all, it is much less sensitive than HARPS (except in the bluest part of the spectrum). This explains why so many lines detected with HARPS are not listed in the atlas. Secondly, the precision of the wavelengths given in the atlas ranges from $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$ for the weakest lines to 15 m s^{-1} for the strongest ones. This has to be compared to the measurement precision on HARPS spectra, which is a factor of ~ 10 better. As a result, when fitting a wavelength solution through the measured positions of ThAr lines on a given spectral order, the residuals around the fit will be very large compared to the photon noise uncertainties and merely represent the systematic errors in the wavelengths given in PE83. This leads to somewhat unstable wavelength solutions that are not robust enough against flux variations or changes in the set of lines used in the fit.

For the above reasons, we decided to create a new Th and Ar atlas based on HARPS spectra to increase both the number of lines and the accuracy of the relative line positions, but still using the PE83 atlas as the absolute global wavelength scale. We started from the HARPS spectra by performing a systematic search for lines in all spectral orders. When lines were too close to each other to be fitted independently, we defined groups of lines to be fitted simultaneously. We checked the stability of each line by measuring its position on 64 different spectra and comparing the dispersion with the photon noise. At the end, we obtain a list of more than 8,600 usable lines spanning the whole wavelength range of HARPS

(3800-6900 Å). This is a factor of ~ 3 more than was previously available using the PE83 atlas. Then we take the average position of each line over the 64 spectra in order to reduce the photon noise as much as possible. Because of the overlapping between spectral orders, there are more than 10,300 detected lines in the 72 orders. Finally, we simultaneously fit 72 wavelength solutions on all spectral orders. This fit is performed by solving a huge linear least-squares problem where the unknowns are 1) the coefficients of the 72 polynomial wavelength solutions and 2) the systematics $\Delta\lambda$ for each individual line, representing the systematic error in wavelength in the PE83 atlas. The linear system of equations is set up in such a way that repeated lines (appearing on two different orders) are assigned one single $\Delta\lambda$. Each equation is properly weighted with the corresponding uncertainty on its residual (i.e. the corresponding photon noise on HARPS spectra and in the PE83 atlas). Additional constraints to the system take into account the fact that the global, weighted, distribution of the systematics $\Delta\lambda$ must be normal. As a result we obtain a global wavelength calibration for all orders together with new, corrected wavelengths for all detected lines. These new wavelengths are internally (i.e. relative to each other) much more accurate than the original PE83 wavelengths. However, the global, absolute wavelength scale is still the one of PE83. We presently estimate that we reach a relative precision of $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$ for most of the lines, which is a factor of 3 to ~ 20 better than in PE83. At the end of this process we have obtained a new ThAr atlas giving updated wavelengths for more than 8,600 lines, about half of which lack a previous identification. Most of these are likely to be Th lines, but some of them will be from Ar and other elements. In a future step, we plan to try to distinguish between both categories by installing other calibration lamps on HARPS (such as ThNe) and comparing their spectra to those of the ThAr lamps.

In the final step of this process, the use of the new ThAr atlas has been implemented in the HARPS data reduction software (DRS). As a result, the fitted wavelength solutions have become much more stable, especially at the edges of the spectral orders. Residuals of the line positions around the fit now follow the photon noise statistics and are no more dominated by the large systematics present in the PE83 atlas. We presently estimate that these efforts have allowed us to reduce the global uncertainty in the wavelength calibration (RV zero point) from $\sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$ down to $\sim 0.2\text{-}0.4 \text{ m s}^{-1}$. The exact number is not precisely known yet because of the difficulty in distinguishing between the various error sources affecting high-precision RV measurements.

We also investigated the intrinsic stability of the ThAr calibration lamps we are using on HARPS. To do this, we compared series of spectra taken with different lamps during the same night. As the spectrograph is expected not to have drifted by more than $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ over such timescales, comparing the measured line positions between different lamps allow us to test the quality of these lamps as absolute wavelength references. An important result we have obtained is the demonstration of the intrinsic variability of Ar lines. Indeed, Ar lines change their positions by tens of m s^{-1} between lamps, showing that they are highly unsuitable for wavelength calibration. This is not completely unexpected since some authors had already noticed such wavelength changes in Ar lines¹³. These shifts could be explained by the various Ar pressures at which the lamps are operated. Indeed, external pressure has an influence on the energy levels in atoms and therefore on the transitions between these levels (pressure shifts). Fortunately, the Th atom appears to be much less affected by pressure shifts than the Ar atom. Indeed, the comparison of Th line positions between different lamps yielded small, insignificant shifts at the 1 m s^{-1} level that could well be due to instrumental drifts, CCD limitations or imperfect data reduction. We are therefore confident that ThAr lamps are able to provide a stable, long-term wavelength reference at the 1 m s^{-1} level and below.

4. OTHER ERROR SOURCES IN HARPS MEASUREMENTS

In this section we briefly discuss the other main error sources that have to be taken into account to compute a realistic error bar on the RV measurements.

4.1 Photon noise

The most obvious noise source is the one coming from the finite number of photons collected in a stellar spectrum. On HARPS spectra, the photon noise is computed using the procedure described in ref. 14. The fundamental uncertainty on the radial velocity in a spectral chunk depends both on the number of recorded photons and on the intrinsic slope of the spectrum (i.e. its derivative). As a consequence, the spectrum of a slowly-rotating, metal-rich K dwarf contains much more Doppler information than the one of a metal-deficient F star (with the same visual magnitude). In numbers, for a

G2V spectral type, HARPS delivers a photon-limited RV precision of $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ in a one-minute exposure on a $V=7.5$ star (or in a one-hour exposure on a $V=12$ star). For later-type K dwarfs, the photon noise goes down to $\sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$ under the same assumptions. This level of precision should be sufficient to allow for a good follow-up of the transiting planetary candidates detected by the COROT satellite, to be launched at the end of 2006.

4.2 Guiding noise

The illumination of the spectrograph is one of the very critical aspects as far as RV precision is concerned. Changes in the light distribution at the fiber output directly translate into wavelength shifts on the CCD, and therefore into spurious RV variations. Particular attention has been paid to the light-scrambling properties of the HARPS optical fibers, so that the illumination at fiber output becomes as stable as possible. However, scrambling is never perfect and a good telescope guiding software is absolutely necessary. A specific guiding algorithm was developed for the ESO 3.6m-telescope, whose role is to continuously check that the fiber hole remains centered in the middle of the stellar image during science exposures. At the end of each exposure, the integrated guiding image is saved and the average position of the fiber hole is computed, allowing us to check the guiding quality for each observation. To give a numerical estimate of the impact of bad centering, we have measured a radial velocity shift of $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ if we force the star to remain at the edge of the one-arcsecond fiber. Fortunately, we estimate that the guiding software is presently able to control the position of the photocenter at the 0.05 arcsecond level, thus keeping the guiding noise below $\sim 0.3 \text{ m s}^{-1}$.

4.3 Stellar oscillation noise

Solar-type stars show p-mode oscillations with characteristic periods of a few minutes and amplitudes of a few m s^{-1} (when observed in disk-integrated light). Many oscillation modes are simultaneously excited, so that the observed RV signal is the superposition of a large number of modes beating at slightly different frequencies. The characteristic periods and amplitudes tend to increase when going from K dwarfs to early-G dwarfs, and from main-sequence to subgiant stars. The present observing strategy with HARPS is to integrate over a few characteristic periods to average out these oscillations as much as possible. This should in most cases allow us to maintain the oscillation noise below 1 m s^{-1} .

4.4 Stellar activity-related jitter

Magnetic phenomena at the surface of solar-type stars are known to induce radial velocity perturbations due to the rotational modulation of dark spots for example. For young stars, these effects are so strong that they can induce RV variations of more than 100 m s^{-1} , thus preventing the detection of low-mass companions with the RV technique. Several diagnostics have been developed to measure the activity level of stars, the most famous being the CaII H&K chromospheric emission index, $\log(R'_{\text{HK}})$. Stars in the HARPS high-precision planet search sample are selected for showing low chromospheric activity and low rotational velocity, which should guarantee that stellar activity effects remain below a few m s^{-1} . A useful tool used to identify RV perturbations of stellar origin is the bisector span measurement, which characterizes the shape of spectral lines. With this indicator we expect to be able to trace stellar effects below the 1 m s^{-1} level, but obviously we are entering here a totally unknown domain and it is presently difficult to predict what will be the ultimate limitations on the RV measurements. Hopefully, the binning of data points over the stellar rotation period will allow to average out these effects.

5. THE CODEX PROJECT

ESO has recently initiated several studies related to the future instrumentation for the European Extremely Large Telescope (ELT). Among those was the CODEX project (COsmic Dynamics EXperiment), which aims at directly measuring the cosmological acceleration/deceleration of the Universe¹⁵. The basic idea behind this project is to observe the Lyman α forests seen in QSO spectra and precisely measure the redshift of each absorption system as a function of time. As the Universe evolves, the observed redshift of a given hydrogen cloud is changing slowly with time, reflecting the dynamics of the expansion of the Universe. A direct measurement of this redshift change would put strong constraints on the present cosmological models and yield independent measurements of various parameters such as the cosmological constant.

The expected magnitude of this cosmic signal is of the order of 1 cm s^{-1} per year, which is at least one order of magnitude smaller than the RV precision achievable today. Such a measurement is obviously challenging but should not be considered a priori impossible. Extrapolating from what we have learned with HARPS, we anticipate that a dedicated spectrograph, specifically designed for this purpose, could be able to achieve the required ultra-high Doppler accuracy. However, some technological developments will be necessary. We briefly review some of these below.

First of all, it seems clear that a new calibration system will be needed. Present calibration techniques, such as ThAr lamps, have some disadvantages that will not be acceptable any more at the 1 cm s^{-1} level. Varying physical conditions in the discharge probably induce some pressure shifts in the wavelengths at the sub- m s^{-1} level. Moreover, the large dynamics of line intensities represents a major problem since we need the largest possible number of lines (to have enough Doppler information) and at the same time we want to avoid strongly saturated lines that would pollute large chunks of the spectrum. Finally, ThAr lamps do not have enough lines in some parts of the spectrum to locally constrain the wavelength solution to sufficient accuracy. We therefore need to explore new calibration techniques. A “perfect” calibrator would have the following qualities:

- It should have a very large number of lines covering the visible wavelength range (up to one line per resolution element of the instrument);
- It should guarantee a very high long-term wavelength stability ($\Delta\lambda/\lambda < 10^{-11}$);
- The wavelengths of individual lines should be known to very high relative accuracy;
- The line intensities should all be about the same.

Such a system might well be available soon: indeed, a laser frequency comb, specifically designed for our purpose, could fulfil all the requirements above. Laser frequency combs generate emission line patterns regularly spaced in frequency. The frequencies of the pattern can be controlled by an atomic clock, whose intrinsic accuracy would provide the required long-term wavelength stability. All lines would be equally spaced by construction, and the line spacing itself can be adjusted to meet the limitations set by the spectrograph resolution. Although technical developments are needed to fully adapt this technology to the calibration of astronomical instruments, the laser frequency comb seems to offer a very promising and elegant solution to our needs in the CODEX framework.

The stability of the spectrograph illumination is another critical aspect to consider when aiming at 1 cm s^{-1} accuracy. This will require the development of a “perfect” light-scrambling system. Work is currently underway to provide optical fibers and light-injection systems with the required properties. Finally, some developments are needed on the detector side to better characterize the limitations of CCDs and closely control their behaviour. For example, heat dissipation during readout causes tiny temperature fluctuations and therefore dilatation of the CCD. This translates into spurious Doppler shifts at the $\sim 10\text{-}30 \text{ cm s}^{-1}$ level. An active system compensating for this heat generation could ensure that these shifts remain as small as possible, although the simultaneous reference technique already allows us to precisely track these drifts.

In conclusion, the work being presently done to improve the RV precision on HARPS and to understand the present limitations of the RV technique will be very useful in the framework of CODEX. Ultra-high accuracy RV measurements offer exciting perspectives in the domain of extrasolar planets as well as in cosmology, which are two of the major fields of present-day astrophysics. We will therefore continue our efforts to push down the limits of the RV technique.

REFERENCES

1. M. Mayor and D. Queloz, “A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star”, *Nature* 378, 355 (1995).
2. S. Udry *et al.*, in *Protostars and Planets V*, University of Arizona Press, Tucson, 2006.
3. J. Schneider, *The Extrasolar Planets Encyclopaedia*, <http://exoplanet.eu>, 2006.
4. R.P. Butler *et al.*, “Attaining Doppler Precision of 3 m s^{-1} ”, *PASP* 108, 500 (1996).
5. A. Baranne *et al.*, “ELODIE : A Spectrograph for Accurate Radial Velocity Measurements”, *A&AS* 119, 373 (1996).
6. M. Mayor *et al.*, “Setting New Standards with HARPS”, *The Messenger* 114, 20 (2003).
7. F. Pepe *et al.*, “The HARPS search for southern extra-solar planets. I. HD 330075 b: A new hot Jupiter”, *A&A* 423, 385 (2004).

8. N. C. Santos *et al.*, “The HARPS survey for southern extra-solar planets. II. A 14 Earth-masses exoplanet around μ Arae”, *A&A* 426, L19 (2004).
9. C. Lovis *et al.*, “The HARPS search for southern extra-solar planets. III. Three Saturn-mass planets around HD 93083, HD 101930 and HD 102117”, *A&A* 437, 1121 (2005).
10. S. Udry *et al.*, “The HARPS search for southern extra-solar planets. V. A 14 Earth-masses planet orbiting HD 4308”, *A&A* 447, 361 (2006).
11. C. Lovis *et al.*, “An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets”, *Nature* 441, 305 (2006).
12. B. A. Palmer and R. Engleman, “Atlas of the Thorium spectrum”, Los Alamos National Laboratory, 1983.
13. W. Whaling *et al.*, “Argon I Lines Produced in a Hollow Cathode Source, 332 nm to 5865 nm”, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 107, 149 (2002).
14. F. Bouchy *et al.*, “Fundamental photon noise limit to radial velocity measurements”, *A&A* 374, 733 (2001).
15. L. Pasquini *et al.*, “CODEX: measuring the acceleration of the universe and beyond”, in *Proceedings of the 232nd Symposium of the International Astronomical Union*, Cambridge University Press, 2006.

Bibliographie

- Alibert, Y., Baraffe, I., Benz, W., et al. 2006, *A&A*, 455, L25
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *A&A*, 434, 343
- Allende Prieto, C., Lambert, D. L., Tull, R. G., & MacQueen, P. J. 2002, *ApJ*, 566, L93
- Baraffe, I., Alibert, Y., Chabrier, G., & Benz, W. 2006, *A&A*, 450, 1221
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., et al. 2004, *A&A*, 419, L13
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
- Beckwith, S. V. W. 1996, *Nature*, 383, 139
- Beichman, C. A., Bryden, G., Gautier, T. N., et al. 2005, *ApJ*, 626, 1061
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., Forveille, T., & Naef, D. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b : Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 111–118
- Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X., et al. 2007, *A&A*, in press, arXiv :0704.0270v1
- Bouchy, F., Bazot, M., Santos, N. C., Vauclair, S., & Sosnowska, D. 2005, *A&A*, 440, 609
- Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, *A&A*, 374, 733
- Bretagnon, P. & Francou, G. 1988, *A&A*, 202, 309
- Butler, R. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2006a, *PASP*, 118, 1685
- Butler, R. P., Marcy, G. W., Williams, E., et al. 1996, *PASP*, 108, 500
- Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004, *ApJ*, 617, 580
- Butler, R. P., Wright, J. T., Marcy, G. W., et al. 2006b, *ApJ*, 646, 505
- Chand, H., Srianand, R., Petitjean, P., & Aracil, B. 2004, *A&A*, 417, 853
- Christensen-Dalsgaard, J. 2004, *Sol. Phys.*, 220, 137
- Christensen-Dalsgaard, J. & Frandsen, S. 1983, *Sol. Phys.*, 82, 469

- Connes, P. 1985, *Ap&SS*, 110, 211
- de Ridder, J., Barban, C., Carrier, F., et al. 2006, *A&A*, 448, 689
- Dravins, D. & Nordlund, A. 1990, *A&A*, 228, 203
- Duncan, D. K., Vaughan, A. H., Wilson, O. C., et al. 1991, *ApJS*, 76, 383
- Endl, M., Cochran, W. D., Kürster, M., et al. 2006, *ApJ*, 649, 436
- Fortney, J. J., Marley, M. S., & Barnes, J. W. 2007, *ApJ*, 659, 1661
- Frandsen, S., Carrier, F., Aerts, C., et al. 2002, *A&A*, 394, L5
- Frink, S., Mitchell, D. S., Quirrenbach, A., et al. 2002, *ApJ*, 576, 478
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2006, *A&A*, 452, 709
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, 443, 337
- Gillon, M., Pont, F., Demory, B. ., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 705
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Harvey, J. 1985, in *ESA Special Publication*, Vol. 235, *ESA Special Publication*, ed. E. Rolfe & B. Battrick, 199–+
- Hatzes, A. P., Cochran, W. D., Endl, M., et al. 2006, *A&A*, 457, 335
- Hatzes, A. P., Cochran, W. D., Endl, M., et al. 2003, *ApJ*, 599, 1383
- Hatzes, A. P., Guenther, E. W., Endl, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 743
- Hekker, S., Aerts, C., de Ridder, J., & Carrier, F. 2006, *A&A*, 458, 931
- Henry, T. J., Soderblom, D. R., Donahue, R. A., & Baliunas, S. L. 1996, *AJ*, 111, 439
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004a, *ApJ*, 604, 388
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004b, *ApJ*, 616, 567
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 626, 1045
- Johnson, J. A., Fischer, D. A., Marcy, G. W., et al. 2007, *ApJ*, in press, arXiv :0704.2455v2
- Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. 1995, *A&A*, 293, 87
- Kjeldsen, H., Bedding, T. R., Butler, R. P., et al. 2005, *ApJ*, 635, 1281
- Kürster, M., Endl, M., Rouesnel, F., et al. 2003, *A&A*, 403, 1077

- Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJ*, 612, L73
- Léger, A., Selsis, F., Sotin, C., et al. 2004, *Icarus*, 169, 499
- Levshakov, S. A., Centurión, M., Molaro, P., & D'Odorico, S. 2005, *A&A*, 434, 827
- Lindegren, L. & Dravins, D. 2003, *A&A*, 401, 1185
- Lisse, C. M., Beichman, C. A., Bryden, G., & Wyatt, M. C. 2007, *ApJ*, 658, 584
- Lovis, C. & Mayor, M. 2007, *A&A*, in press, arXiv :0706.2174v1
- Lovis, C., Mayor, M., Bouchy, F., et al. 2005, *A&A*, 437, 1121
- Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F., et al. 2006, *Nature*, 441, 305
- Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2005, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 158, 24
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McArthur, B. E., Endl, M., Cochran, W. D., et al. 2004, *ApJ*, 614, L81
- Mermilliod, J.-C. 1995, *The Database for Galactic Open Clusters (BDA) (ASSL Vol. 203 : Information & On-Line Data in Astronomy)*, 127–+
- Mermilliod, J.-C. & Paunzen, E. 2003, *A&A*, 410, 511
- Murphy, M. T., Tzanavaris, P., Webb, J. K., & Lovis, C. 2007a, *MNRAS*, 378, 221
- Murphy, M. T., Udem, T., Holzwarth, R., et al. 2007b, *MNRAS*, in press, astro-ph/0703622
- Murphy, M. T., Webb, J. K., & Flambaum, V. V. 2003, *MNRAS*, 345, 609
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y. 2005, *ApJ*, 622, 1118
- Palle, P. L., Jimenez, A., Perez Hernandez, F., et al. 1995, *ApJ*, 441, 952
- Palmer, B. A. & Engleman, R. 1983, *Atlas of the Thorium Spectrum (Los Alamos National Laboratory Report, LA-9615)*
- Pepe, F., Correia, A. C. M., Mayor, M., et al. 2007, *A&A*, 462, 769
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *A&A*, 379, 279

- Rickman, H. 2001, Transactions of the International Astronomical Union, Series B, 24
- Santos, N. C., Bouchy, F., Mayor, M., et al. 2004, A&A, 426, L19
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, A&A, 361, 265
- Sato, B., Ando, H., Kambe, E., et al. 2003, ApJ, 597, L157
- Sato, B., Izumiura, H., Toyota, E., et al. 2007, ApJ, 661, 527
- Selsis, F., Chazelas, B., Borde, P., et al. 2007, Icarus, in press
- Setiawan, J., Hatzes, A. P., von der Lühe, O., et al. 2003, A&A, 398, L19
- Setiawan, J., Rodmann, J., da Silva, L., et al. 2005, A&A, 437, L31
- Standish, E. M. 2004, A&A, 417, 1165
- Tassoul, M. 1980, ApJS, 43, 469
- Udry, S., Fischer, D., & Queloz, D. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 685–699
- Udry, S., Mayor, M., Benz, W., et al. 2006, A&A, 447, 361
- Udry, S., Mayor, M., & Santos, N. C. 2003, A&A, 407, 369
- Valencia, D., O’Connell, R. J., & Sasselov, D. 2006, Icarus, 181, 545
- Valencia, D., Sasselov, D. D., & O’Connell, R. J. 2007, ApJ, in press
- Valenti, J. A., Butler, R. P., & Marcy, G. W. 1995, PASP, 107, 966
- Vaughan, A. H., Preston, G. W., & Wilson, O. C. 1978, PASP, 90, 267
- Ward, W. R. 1997, Icarus, 126, 261
- Whaling, W., Anderson, W. H. C., Carle, M. T., Brault, J. W., & Zarem, H. A. 1995, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 53, 1
- Whaling, W., Anderson, W. H. C., Carle, M. T., Brault, J. W., & Zarem, H. A. 2002, Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 107, 149
- Wilson, O. C. 1968, ApJ, 153, 221
- Wright, J. T. 2005, PASP, 117, 657
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2004, ApJS, 152, 261
- Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S., et al. 2007, ApJ, 658, 569