



HAL
open science

**Recherche et caractérisation de planètes géantes autour
d'étoiles massives et/ou jeunes de la Séquence
Principale : modélisation de l'activité d'étoiles de type
solaire et impact sur la détection de planètes de masse
terrestre**

Simon Borgniet

► **To cite this version:**

Simon Borgniet. Recherche et caractérisation de planètes géantes autour d'étoiles massives et/ou jeunes de la Séquence Principale : modélisation de l'activité d'étoiles de type solaire et impact sur la détection de planètes de masse terrestre. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAY063 . tel-01686220

HAL Id: tel-01686220

<https://theses.hal.science/tel-01686220>

Submitted on 17 Jan 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Astronomie & Astrophysique**

Arrêté ministériel : du 7 Août 2006

Présentée par

Simon BORGNIET

Thèse dirigée par **Anne-Marie LAGRANGE**
et codirigée par **Nadège MEUNIER**

préparée au sein de l'**Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)**
et de l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

**Recherche et caractérisation de planètes géantes autour d'étoiles massives et/ou jeunes de la Séquence Principale.
Modélisation de l'activité d'étoiles de type solaire et impact sur la détection de planètes de masse terrestre.**

Thèse soutenue publiquement le **23 Novembre 2015**,
devant le jury composé de :

M. Thierry FORVEILLE

Astronome, IPAG, Président du jury

Mme. Anne-Marie LAGRANGE

Directrice de recherche, IPAG, Directrice de thèse

Mme. Nadège MEUNIER

Astronome, IPAG, Co-Directrice de thèse

M. François BOUCHY

Astronome, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Rapporteur

M. Frédéric BAUDIN

Astronome, Institut d'Astrophysique Spatiale, Rapporteur

M. Antonino Francesco LANZA

Astronome, Osservatorio Astrofisico di Catania, Examineur

M. Alain LCAVELIER

Directeur de recherche, Institut d'Astrophysique de Paris, Examineur



Ecole doctorale de Physique de Grenoble – Université Grenoble Alpes

PhD dissertation in Astronomy & Astrophysics

SEARCHING FOR AND CHARACTERIZING GIANT
PLANETS AROUND MASSIVE AND/OR YOUNG
MAIN-SEQUENCE STARS. MODELING THE ACTIVITY
OF SUN-LIKE STARS AND ITS IMPACT ON
EARTH-MASS PLANET DETECTABILITY.

by

SIMON BORGNIET

under the direction of

ANNE-MARIE LAGRANGE & NADÈGE MEUNIER

Defended on November, 23rd, 2015

MME. ANNE-MARIE LAGRANGE
MME. NADÈGE MEUNIER

Advisor
Co-Advisor

PhD Degree prepared at Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

Résumé

La recherche des exoplanètes traverse aujourd’hui une période décisive. D’un côté, notre connaissance des planètes géantes gazeuses (qui ont constitué la grande majorité des détections) s’est considérablement développée, et l’objectif de la recherche est maintenant de caractériser leurs propriétés physiques et de mieux comprendre leurs mécanismes de formation et d’évolution. D’un autre côté, la précision et la stabilité des instruments ont atteint un niveau qui rend techniquement possible la détection de planètes telluriques situées dans la zone habitable de leur étoile. Cependant, les perturbations du signal dues à l’étoile elle-même constituent un obstacle important à cette avancée. Mon travail de thèse se situe à la rencontre de ces problématiques. Il a consisté :

- d’une part, en l’analyse de deux grands relevés de vitesses radiales débutés il y a dix ans et visant des étoiles relativement exotiques dans le domaine de la recherche des exoplanètes : les étoiles naines de type AF plus massives que le Soleil. Ce travail a donné lieu à la première caractérisation de la population de planètes géantes autour de ces étoiles et a montré que les mécanismes de migration planétaire étaient au moins partiellement inhibés autour de ces étoiles par rapport aux étoiles de type spectral FGKM ;
- dans un second temps, en la conduite des observations et l’analyse des premiers résultats de deux grands relevés de vitesses radiales débutés pendant ma thèse et visant à détecter des planètes géantes en orbite autour d’étoiles jeunes et proches. Ces étoiles jeunes, cibles privilégiées de l’imagerie directe, sont les seules sources pour lesquelles une exploration complète des planètes géantes (situées à toutes les séparations) devient possible, via la combinaison des techniques de vitesses radiales et de l’imagerie. Cette combinaison permettra de tester de manière unique les modèles de formation et d’évolution planétaire. Les résultats provisoires de ces relevés indiquent une absence de planètes géantes à très courte séparation (Jupiters chauds) autour des étoiles jeunes visées. Un autre résultat particulièrement intéressant est la découverte d’une binaire spectroscopique excentrique au centre d’un système planétaire imagé précédemment à grande séparation ;
- enfin, pour compléter cette approche observationnelle et mieux comprendre l’impact de l’activité stellaire sur la détectabilité des exoplanètes semblables à la Terre, j’ai étalonné et caractérisé un modèle entièrement paramétré de l’activité d’une étoile semblable au Soleil et de son impact sur les vitesses radiales. Ce modèle est la reproduction la plus complète et la plus précise à ce jour d’un cycle d’activité. Je l’ai dans un premier temps étalonné en comparant ses résultats à ceux obtenus à partir d’observations des zones actives du Soleil, puis je l’ai utilisé pour caractériser l’impact de l’inclinaison de l’étoile sur le signal induit par l’activité. Enfin, ce modèle paramétré ouvre de très nombreuses possibilités, étant en effet adaptable à des types d’étoiles et d’activité différents (sous réserve de connaître les paramètres correspondants). Il permettrait ainsi de caractériser les perturbations en vitesses radiales attendues pour chaque cas exploré, et donc à la fois de déterminer quelles étoiles et quelles configurations d’activité sont les plus favorables pour la détection de planètes de masse terrestre dans la zone habitable, et d’aider au développement des méthodes de correction du signal induit par l’activité.

En explorant ces trois problématiques en apparence très diverses mais complémentaires, j’y ai retrouvé un motif commun, celui de l’importance des étoiles elles-mêmes et de la physique stellaire voire solaire pour la recherche des exoplanètes.

Abstract

The search for exoplanets has reached a decisive moment. On the one hand, our knowledge of giant gaseous planets (which represent the bulk of detections) has significantly developed, and the aim of the research is now to characterize their physical properties and to better understand the formation and evolution processes. On the other hand, the instrumental precision and stability have reached a level that makes it technically possible to detect telluric planets in the habitable zone of their host star. However, the signal alterations induced by the star itself definitely challenge this breakthrough. My PhD stands at the crossroads of these problems. It consisted in :

- first, the analysis of two radial velocity large surveys that began ten years ago and that were dedicated to stars somewhat exotic to the domain of exoplanet searches : the dwarf AF stars more massive than the Sun. This work has led to the first characterization of the giant planet population found around these stars and has showed that the planetary migration mechanisms were at least partially inhibited around these stars compared to FGKM stars ;
- then, in the responsibility of the observations and the first analysis of two radial velocity surveys dedicated to the search for giant planets around young, nearby stars that began during my PhD. Targets of choice of direct imaging, young stars are the only sources for which a full exploration of the giant planets at all separations can be reached, through the combination of radial velocities techniques and direct imaging. Such a combination will allow to test uniquely the planetary formation and evolution processes. The first results of these surveys show an absence of giant planets at very short separations (Hot Jupiters) around the young targeted stars. Another interesting result is the detection of an eccentric spectroscopic binary at the center of a planetary system imaged at a wide separation ;
- finally, concerning the detectability of Earth-like planets, I calibrated and characterized a fully parameterized model of the activity pattern (spots and faculae) of a Sun-like star and its impact on the radial velocities. This is the most complete and most precise model of an activity cycle to this day. I first calibrated it by comparing it to the results obtained with observations of the solar active structures, and then characterized the impact of stellar inclination on the activity-induced signal. Such a fully parameterized model offers considerable opportunities, being adaptable to different types of stars and of activity (once the corresponding parameters are known). It would thus allow to characterize the expected radial velocity jitter for each tested case, and then allow both to determine which types of stars and which types of activity pattern are the most favorable for detecting Earth-like planets in the habitable zone, and to help to the development of the ways of correcting the activity induced jitter.

While investigating these three seemingly different but complementary topics, I found that they shared a basic feature, namely the importance of the stars themselves and of stellar and even solar physics in exoplanet searches.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Introduction	1
1 La recherche des exoplanètes	5
1.1 Méthodes de détection	5
1.1.1 Méthodes dynamiques	5
1.1.2 Méthodes photométriques	13
1.1.3 Imagerie directe d'exoplanètes	17
1.1.4 Apports de l'interférométrie stellaire longue base	18
1.2 Les exoplanètes aujourd'hui : un état des lieux	22
1.2.1 Propriétés des planètes détectées et grandes tendances	22
1.2.2 Théorie des mécanismes de formation et d'évolution	25
1.2.3 Problématiques actuelles	27
1.3 Etoiles massives de la Séquence Principale	28
1.3.1 Contexte : influence de la masse de l'étoile sur les propriétés des planètes géantes	28
1.3.2 Calcul des vitesses radiales pour des étoiles massives de la Séquence Principale (travail antérieur à ma thèse).	29
1.3.3 Objectifs de mon travail de thèse	34
1.4 Etoiles jeunes et proches	34
1.4.1 Contexte : contraindre les mécanismes de formation et d'évolution planétaire	34
1.4.2 Détectabilité des planètes géantes autour d'étoiles jeunes (travail antérieur à ma thèse).	36
1.4.3 Objectifs de mon travail de thèse	38
1.5 Activité magnétique des étoiles de type solaire	38
1.5.1 Contexte : au-delà du bruit stellaire vers les petites planètes	38
1.5.2 Calcul des vitesses radiales induites par l'activité magnétique d'une étoile : le Soleil comme prototype (travail antérieur à ma thèse).	39
1.5.3 Objectifs de mon travail de thèse	42
1.6 Calcul des limites de détection.	44
1.6.1 Méthode de corrélation des périodogrammes	44
1.6.2 Méthode LPA	45
2 Recherche de planètes géantes autour d'étoiles massives de la Séquence Principale	47
2.1 Description des relevés HARPS et SOPHIE	47
2.1.1 Echantillons	47

2.1.2	Observations	48
2.1.3	Réduction des données	50
2.2	Résultats du relevé HARPS (article).	52
2.3	Compagnons détectés et candidats du relevé SOPHIE	77
2.3.1	Planètes géantes : détections et candidate	77
2.3.2	Binaires spectroscopiques	81
2.4	Analyse globale des deux relevés	87
2.4.1	Variabilité stellaire intrinsèque	87
2.4.2	Limites de détection	89
2.4.3	Analyse statistique	91
2.5	Observations complémentaires en interférométrie optique longue base (LBOI)	96
2.5.1	HD 185395	98
2.5.2	HD 191195	98
2.6	Bilan et perspectives des relevés AF	98
3	Recherche de planètes géantes autour d'étoiles jeunes et proches	101
3.1	Description des relevés HARPS et SOPHIE	101
3.1.1	Echantillons	101
3.1.2	Observations	104
3.1.3	Réduction des données	106
3.2	Premiers résultats	106
3.2.1	Compagnons	106
3.2.2	Variabilité stellaire intrinsèque	107
3.2.3	Limites de détection	112
3.3	Combinaison des vitesses radiales et des techniques d'imagerie directe	118
3.3.1	Cas particulier : HD 113337	118
3.3.2	Cas particulier : β Pictoris	131
3.4	Détection d'une binaire spectroscopique eccentricque dans un système avec une planète lointaine imagée : HD 106906	134
3.5	Relevé complémentaire en interférométrie infrarouge longue base	135
3.5.1	Observations et réduction	136
3.5.2	Détection conjointe d'une binaire autour de HD 224392 avec PIONIER et HARPS	137
3.5.3	Limites de détection : combinaison avec les données V_R HARPS	139
3.6	Perspectives des relevés	139
4	Modélisation de l'activité magnétique d'étoiles de type solaire	143
4.1	Activité solaire	143
4.2	Description de notre modèle paramétrique	148
4.2.1	Génération des structures actives	148
4.2.2	Construction des spectres synthétiques et calcul des observables	149
4.3	Validation et premiers résultats du modèle (article).	153
4.4	Résultats en astrométrie	177
4.4.1	Comparaison avec les données obtenues à partir des observations	177
4.4.2	Influence de l'inclinaison de l'étoile	178
4.4.3	Estimer l'inclinaison d'une étoile de type solaire à partir du "jitter" astrométrique	178
4.5	Extrapolation à d'autres étoiles et d'autres niveaux d'activité et perspectives de notre modèle	180
4.5.1	Exploration des courtes échelles temporelles	181

4.5.2	Extrapolation à d'autres types spectraux à âge constant	182
4.5.3	Extrapolation à des étoiles plus jeunes de type G2V	183
Conclusion et perspectives		185
Liste des publications et conférences		189
A	Appendice : résultats des relevés HARPS et SOPHIE Etoiles massives	191
A.1	Relevé HARPS	191
A.2	Relevé SOPHIE	232
B	Appendice : résultats des relevés HARPS et SOPHIE Etoiles jeunes	275
B.1	Relevé HARPS	275
B.2	Relevé SOPHIE	320
C	Appendice : résultats du relevé PIONIER	349
Bibliographie		353

Introduction

La fin de l'année 2015 verra la célébration du vingtième anniversaire de la découverte de la première planète extrasolaire (ou exoplanète) autour d'une étoile semblable au Soleil, 51 Pegasi, effectuée par D. Mayor et M. Queloz à l'Observatoire de Haute-Provence. Pour le grand public aujourd'hui, qui entend régulièrement parler dans les médias de la découverte de nouvelles "soeurs jumelles" de la Terre, il est peut-être difficile de comprendre à quel point cette première détection a bouleversé la recherche en astrophysique. Pourtant, en une petite poignée d'années, la recherche et la caractérisation des exoplanètes se sont imposées comme l'un des domaines d'étude majeurs en astrophysique. Sans doute est-ce parce que cette recherche semble répondre le plus directement aux trois questions posées par Gauguin dans son tableau le plus connu : "D'où venons-nous ? Que sommes-nous ? Où allons-nous ?", et qu'elle découle le plus "naturellement" du besoin profond de connaissance qui guide l'être humain. Depuis des centaines d'années, de la première cosmologie "méthodique" d'Anaximandre à la pluralité des mondes de Fontenelle, en passant par Newton et Giordano Bruno jusqu'aux exoplanètes imaginaires de *Star Wars* ou *Hypérion*, nous avons toujours rêvé d'autres mondes, d'autres Terres et finalement d'autres nous-mêmes. Cependant, l'existence supposée de planètes orbitant autour d'étoiles autres que le Soleil n'avait rien d'évident : jusqu'aux années 1990, les seules planètes connues restaient celles de notre Système Solaire. Et si, dès les années 1980, de nombreuses équipes d'astronomes étaient déjà en quête d'indices de la présence de planètes autour d'autres étoiles, d'autres au contraire contestaient la possibilité de pouvoir un jour détecter des exoplanètes, voire leur existence même. La découverte de 51 Pegasi b et toutes les détections qui ont suivi constituent donc une vraie révolution scientifique.

Nous connaissons à présent plus de 1900 exoplanètes (dont l'existence est largement confirmée) réparties dans plus de 1200 systèmes¹, et un nombre à peu près équivalent de candidates. Depuis 1995, le rythme des nouvelles détections a suivi une croissance presque exponentielle. La plupart de ces exoplanètes ont été détectées de manière indirecte, et pour environ 40% d'entre elles par la méthode des vitesses radiales sur laquelle est basé l'essentiel de mon travail de thèse.

Dans ce court laps de temps, les techniques de détection se sont considérablement diversifiées, qu'elles soient indirectes (vitesses radiales, transits, microlentilles gravitationnelles et bientôt astrométrie) ou directes. En parallèle, les instruments de détection ont connu un développement considérable, qu'il s'agisse des spectrographes de haute précision (pour les vitesses radiales) ou des progrès de l'optique adaptative et de la nouvelle génération d'imageurs (pour l'imagerie directe), générant aux passages des retombées dans d'autres domaines parfois très éloignés : caméras CCD, télécoms, imagerie médicale, etc. Ces quelques 2000 découvertes ont révélé une très grande et inattendue diversité parmi les exoplanètes détectées. La plupart d'entre elles restent encore des géantes (plus faciles à détecter) gazeuses, semblables en cela à nos Jupiter ou Neptune, mais différant souvent d'elles par d'autres paramètres, que ce soit leur masse, leur orbite ou encore leur composition chimique. Elles ont également bouleversé notre compréhension des mécanismes de formation des planètes et souligné l'importance de la dynamique pour

¹<http://exoplanet.eu>, Schneider et al. (2011), mi-avril 2015.

la formation et l'architecture des systèmes planétaires. Que ce soit aux plus courtes ("Jupiters chauds") comme aux plus longues séparations (planètes géantes imagées), elles continuent de défier notre imagination.

La recherche d'exoplanètes traverse aujourd'hui une période cruciale : d'un côté, en ce qui concerne les planètes géantes gazeuses, elle passe de "l'âge des découvertes" au temps de la caractérisation des différentes populations d'exoplanètes. Il s'agit désormais de caractériser statistiquement la fréquence de ces planètes en fonction de leurs propriétés aussi bien qu'en fonction des propriétés de leur étoile-hôte. De telles statistiques sont ensuite confrontées aux modèles de formation planétaire et permettent ainsi de corriger, d'affiner et de faire avancer ces théories. De plus, l'analyse spectrale de la composition chimique des atmosphères de ces planètes géantes gazeuses (via la méthode des transits ou l'imagerie directe) est un domaine extrêmement prometteur et en pleine expansion. D'autre part, en ce qui concerne les planètes telluriques, nous sommes encore à l'aube de nombreuses découvertes. Le développement de nouveaux instruments de précision et de stabilité accrues rendent ou rendront bientôt possible la détection de planètes non seulement semblables à la Terre, mais encore peut-être favorables à l'apparition de la vie. Ici encore, le rôle de l'étoile-hôte est essentiel, car le bruit qu'elle induit dans les données reste le principal obstacle à franchir pour détecter une "jumelle de la Terre". Parmi toutes les questions qui se posent aujourd'hui, je soulignerai trois éléments importants :

- d'une part, la caractérisation de la population des planètes géantes à courte séparation (jusqu'à typiquement quelques unités astronomiques ou UA), bien qu'ayant considérablement avancé grâce aux relevés systématiques en vitesses radiales et transits, reste encore fortement biaisée vers les étoiles semblables au Soleil, *c.à.d.* de type spectral F tardif, G, et K précoce, et situées sur la Séquence Principale. L'influence des paramètres fondamentaux de l'étoile hôte (telle que la métallicité ou plus particulièrement la masse stellaire) sur les propriétés de ces planètes est encore largement inconnue, tout comme leur influence sur le mécanisme d'accrétion de coeur et sur la dynamique des systèmes ;
- d'autre part, et toujours pour les planètes géantes, les mécanismes de formation et d'évolution à très jeune âge (de la dizaine à la centaine de millions d'années) n'ont que peu ou pas été confirmés par l'observation. Jusqu'à présent, les grands relevés par les méthodes indirectes n'ont surtout visé que des étoiles d'âge de l'ordre du milliard d'années ; d'autre part, les ~ 40 planètes imagées le sont certes autour d'étoiles jeunes, mais elles constituent une population distincte des planètes géantes détectées par les méthodes indirectes (par leurs séparations et sans doute aussi par leur formation). Il est donc nécessaire d'explorer systématiquement l'environnement proche ($\lesssim 5$ UA) et lointain (jusqu'à plusieurs centaines d'UA) de ces étoiles jeunes (en bordure de la Séquence Principale) afin de mieux contraindre les modèles de formation planétaire. Aujourd'hui, les étoiles jeunes sont les seules à offrir la possibilité de caractériser les planètes géantes à courtes et larges séparations (et donc de mieux comprendre les différents modèles de formation correspondants), en combinant les techniques d'observation indirectes et directes.
- enfin, pour les étoiles plus semblables au Soleil en termes d'âge et de type spectral, la précision et la stabilité accrue des nouveaux instruments de détection atteignent désormais les niveaux requis pour permettre la recherche de planètes de bien plus faible masse, *c.à.d.* des planètes telluriques dont les caractéristiques se rapprochent de celles de la Terre. Cependant, à de tels niveaux, l'influence des perturbations induites par l'étoile hôte elle-même sur les mesures (ou bruit stellaire) devient un obstacle considérable, de nature à empêcher la détection de ces petites planètes. Il devient donc nécessaire de comprendre les phénomènes à l'origine de ces perturbations, pour pouvoir espérer les modéliser et ainsi les corriger plus efficacement. Dans cette optique, le Soleil constitue un point de départ idéal.

Le travail que j'ai effectué durant ma thèse se situe à la rencontre de ces trois problématiques, et souligne l'importance de la physique stellaire et solaire pour la caractérisation des exoplanètes.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, je ferai un état des lieux de la recherche des exoplanètes et des différentes limites qu'elle rencontre actuellement. Je montrerai ainsi comment ma thèse découle de plusieurs problématiques majeures. J'y décrirai également le travail ayant été effectué précédemment au sein de l'équipe et ayant mené à ma thèse, et je rappellerai les principaux objectifs de cette dernière. Dans les parties suivantes, je présenterai le travail que j'ai effectué dans chacun de ces thèmes, les résultats que j'ai obtenus et leur contribution aux avancées récentes pour une meilleure compréhension des exoplanètes :

- d'abord (Chapitre 2) la caractérisation des planètes géantes autour d'étoiles plus massives que le Soleil et appartenant à la Séquence Principale, par la méthode des vitesses radiales ;
- dans un deuxième temps (Chapitre 3), l'exploration de la population de planètes géantes à courtes séparations autour d'étoiles jeunes, et les possibilités qu'ouvre la combinaison des vitesses radiales avec les techniques d'imagerie directe pour ces systèmes ;
- enfin, en Chapitre 4, la paramétrisation complète de l'activité magnétique de surface d'étoiles semblables au Soleil, son impact sur les vitesses radiales et d'autres observables, et les capacités d'extrapolation à d'autres étoiles.

Chapitre 1

La recherche des exoplanètes

1.1 Méthodes de détection

Dans cette section, je décrirai brièvement les principales méthodes de détection d'exoplanètes ou plus généralement de compagnons de plus faible masse que leur étoile-hôte. La détection directe d'une exoplanète en orbite autour de son étoile-hôte restant extrêmement difficile, la plupart des exoplanètes découvertes à ce jour l'ont été de manière *indirecte*, *c.à.d.* en détectant les perturbations induites par la présence de la planète sur des observables mesurées sur son étoile-hôte, plutôt qu'en détectant la lumière provenant de la planète elle-même. Les méthodes de détection indirectes peuvent être divisées en méthodes *dynamiques* (vitesses radiales, astrométrie), où l'on mesure l'influence gravitationnelle du compagnon sur son étoile¹, et en méthodes *photométriques*, où l'on mesure des perturbations du flux lumineux de l'étoile par son compagnon (transits, microlentilles gravitationnelles). Enfin, les techniques d'imagerie *directe* ont permis depuis une dizaine d'années d'imager un petit nombre de planètes géantes et de naines brunes.

1.1.1 Méthodes dynamiques

Orbite képlérienne

Tout couple {étoile-hôte; planète²} constitue un système à deux corps classique en interaction gravitationnelle. Chacun de ses composants est animé d'un mouvement képlérien : il orbite autour du barycentre du système et sa trajectoire décrit une ellipse dont l'un des foyers se confond avec le barycentre, les deux orbites étant contenues dans le même plan orbital.

Une orbite képlérienne vue dans l'espace par un observateur extérieur est totalement décrite par sept éléments (cf Fig. 1.1) :

- le demi-grand axe a et l'excentricité e de l'ellipse caractérisent la taille et la forme de l'orbite ;
- la période orbitale P (temps nécessaire à l'objet pour accomplir une orbite complète) ;
- un temps de référence T permet de spécifier la position de l'objet sur son orbite à un moment donné (par convention, ce temps de référence est pris à un passage de l'objet au péricentre de l'ellipse) ;
- trois paramètres angulaires définissent l'orientation de l'observateur par rapport à l'orbite. L'inclinaison i correspond à l'angle entre le plan orbital et le "plan du ciel" (ou plan

¹Je n'aborderai pas ici la détection de planètes autour de pulsars pour me borner à la détection de planètes autour d'étoiles non dégénérées.

²Généralisable à tout compagnon (planétaire, naine brune ou stellaire).

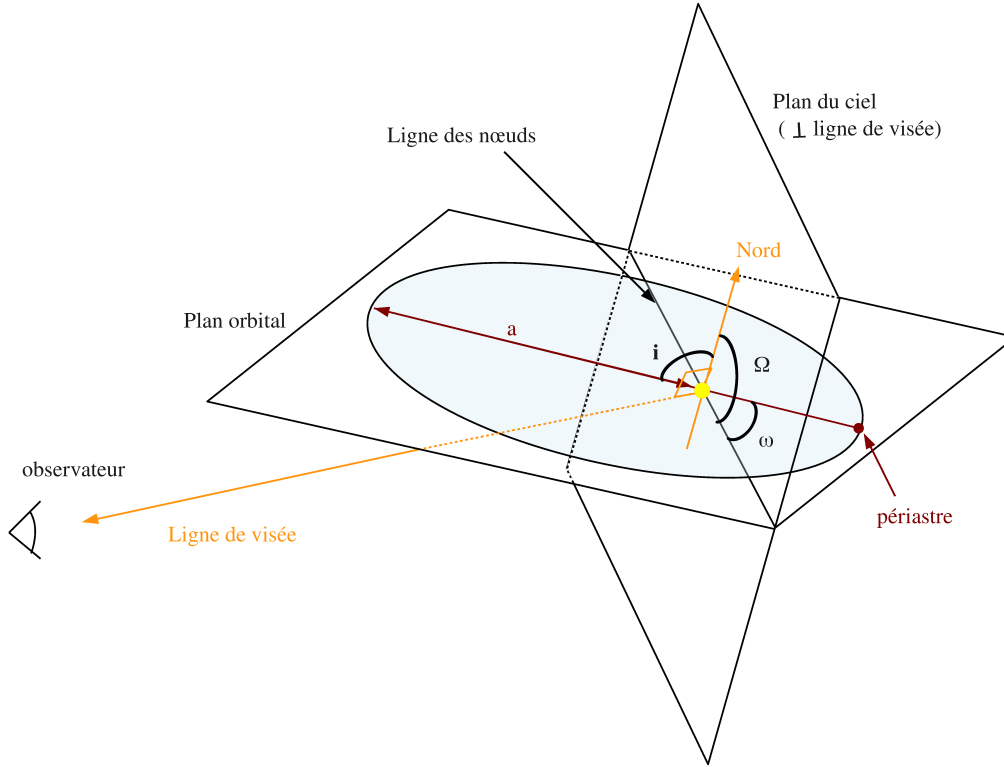


FIG. 1.1 – Caractérisation d'une orbite képlérienne.

comprenant le foyer de l'ellipse et perpendiculaire à la ligne de visée de l'observateur, ou encore plan tangent à la sphère céleste). La longitude du périastre ω donne l'angle entre la droite joignant le foyer de l'ellipse (barycentre du système) et son périastre, et la ligne des noeuds ou intersection du plan orbital et du plan du ciel. Enfin, l'angle de position du noeud ascendant Ω donne l'angle entre la ligne des noeuds et le Nord de l'observateur.

Pour un système à deux corps tel qu'une étoile et une planète, les deux composants ont la même période orbitale et la même excentricité. Les demi-grands axes a_* , a_p et masses respectives M_* , m_p de l'étoile-hôte et de son compagnon, ainsi que la période P sont reliés par la troisième loi de Kepler :

$$\frac{P^2}{(a_* + a_p)^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_* + m_p)} \quad (1.1)$$

que l'on peut simplifier dans le cas d'un rapport de masse suffisamment faible (*c.à.d.* si $M_* \gg m_p$, ce qui est généralement le cas pour un couple {étoile ; planète}) :

$$\frac{P^2}{a_p^3} = \frac{4\pi^2}{GM_*} \quad (1.2)$$

où G désigne la constante gravitationnelle. Rappelons enfin que l'on a également $a_* = (m_p/M_*)a_p$, et que la position des corps sur leurs orbites respectives est déphasée de $\pi/2$ ($\omega_p = \omega_* + 180^\circ$).

1. Vitesses radiales (V_R)

La méthode des vitesses radiales consiste à mesurer les variations périodiques de la composante radiale (*c.à.d.* sur la ligne de visée de l'observateur) de la vitesse de l'étoile hôte, la lumière provenant de la planète elle-même étant indétectable. Cette composante radiale s'écrit comme suit :

$$V_R(t) = V_\gamma + K_*(\cos(\nu(t) + \omega) + e \cos(\omega)) \quad (1.3)$$

où le premier terme V_γ représente la vitesse radiale *absolue* de l'étoile (*c.à.d.* liée à son mouvement propre par rapport au Système Solaire). Le second terme correspond aux variations périodiques induites par la présence du compagnon (qu'il soit substellaire : planète, naine brune; ou stellaire), avec K_\star la semi-amplitude de variation (exprimée en km.s^{-1} ou m.s^{-1}). L'anomalie vraie $\nu(t)$ (paramètre angulaire définissant la position de l'étoile sur son orbite à l'instant t) permet de remonter au temps de passage de l'étoile au périastre (T) :

$$\tan\left(\frac{\nu(t)}{2}\right) = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan\left(\frac{E(t)}{2}\right) \quad (1.4)$$

Le paramètre $E(t)$ (ou anomalie excentrique) lie, via l'équation de Kepler $E(t) - e \sin(E(t)) = M(t)$, l'anomalie vraie à l'anomalie moyenne $M(t)$:

$$M(t) = \frac{2\pi}{P}(T - t) \quad (1.5)$$

aboutissant à T , temps de passage de l'étoile au périastre et temps de référence pour la position de l'étoile et du compagnon sur leurs orbites respectives.

Via la troisième loi de Kepler, K_\star donne accès aux principaux paramètres orbitaux :

$$K_\star = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \frac{m_p \sin(i)}{(M_\star + m_p)^{2/3}} (1 - e^2)^{-1/2} \quad (1.6)$$

L'inclinaison i reste le plus souvent inconnue et constitue la source majeure d'incertitude sur la masse réelle m_p (et donc la nature) du compagnon détecté. Les mesures de vitesses radiales seules ne donnent accès qu'à la masse minimale $m_p \sin i$ du compagnon. Dans le cas où la ligne de visée de l'observateur est contenue dans le plan orbital ($i \sim 90^\circ$), la masse du compagnon calculée à partir des mesures de vitesses radiales correspond à sa masse réelle; on parle de configuration *edge-on*. Dans le cas opposé ($i \sim 0^\circ$), un compagnon de même masse est beaucoup plus difficile voire impossible à détecter par les vitesses radiales; on parle de configuration *pole-on*.

L'ajustement d'un modèle Keplerien de ce type aux mesures de vitesses radiales V_R de l'étoile-hôte permet ainsi de remonter à la masse minimale $m_p \sin i$ du compagnon³, à sa période orbitale P (et donc à son demi-grand axe a_p), à l'excentricité de l'orbite e ainsi qu'à deux autres paramètres orbitaux (T, ω)⁴. Je donne un exemple d'un tel ajustement en Fig. 1.2.

Spectroscopie Doppler – La méthode couramment utilisée pour mesurer précisément la vitesse radiale d'une étoile se base sur l'effet Doppler-Fizeau : si l'étoile et l'observateur ont une vitesse relative non nulle, la longueur d'onde de la lumière émise par l'étoile (que l'on dénommera ici λ_0) sera différente de la longueur d'onde de cette même lumière reçue par l'observateur (λ'). On aura ainsi un décalage vers le rouge dans le cas où l'observateur voit l'étoile s'éloigner de lui (par convention la vitesse radiale correspondante sera positive), et vers le bleu dans le cas contraire. Le décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ s'exprime généralement dans la formule suivante :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1 + \nu/c}{1 - \nu/c}} - 1 \quad (1.7)$$

³Dans le cas de $m_p \sin i$, il faut également connaître M_\star .

⁴Symétriquement, le demi-grand axe de l'étoile reste soumis à l'incertitude sur l'inclinaison : on ne peut déduire que sa valeur minimale $a_\star \sin i$.

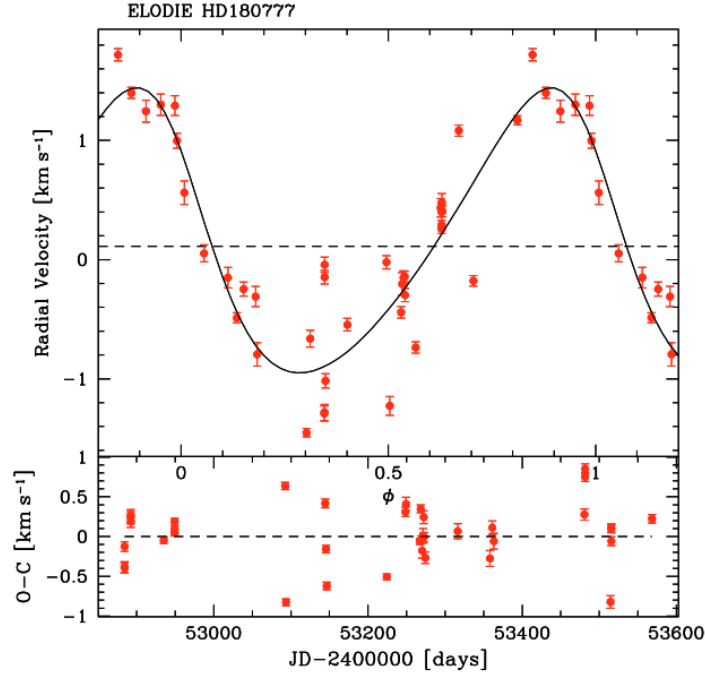


FIG. 1.2 – **Illustration de la méthode des vitesses radiales.** *Haut* : Vitesses radiales ELODIE de HD 180777 (*en rouge*) en fonction de la phase du compagnon détecté : HD 180777b, $m_p \sin i = 25 M_{\text{Jup}}$. Le meilleur ajustement képlérien des V_R est superposé en noir. *Bas* : résidus de l'ajustement. Tiré de Galland et al. (2006).

correspondant au passage du référentiel de l'étoile au référentiel de l'observateur, avec ν la vitesse de l'étoile par rapport à l'observateur. Les effets relativistes étant négligeables dans le cadre de la recherche d'exoplanètes ($\nu \ll c$), cette formule se simplifie ainsi :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\nu}{c} \quad (1.8)$$

Ici ν correspond à la vitesse de l'étoile vue par l'observateur situé sur Terre. Il faut donc effectuer un deuxième changement de référentiel (similaire à la formule ci-dessus) pour soustraire l'influence de la vitesse de l'observateur dans le Système Solaire (*c.à.d.* la rotation et la révolution de la Terre) et ainsi obtenir la vitesse radiale de l'étoile dans le référentiel adéquat (*c.à.d.* dans le référentiel du barycentre du Système Solaire). La vitesse de l'observateur dans le Système Solaire est couramment désignée par l'acronyme BERV (pour *Barycentric Earth Radial Velocity*).

La mesure des décalages en longueur d'onde est effectuée à partir des raies d'absorption du spectre de l'étoile acquis dans un certain domaine de longueur d'onde. Les meilleurs spectrographes actuels utilisés pour la recherche d'exoplanètes ont une résolution spectrale R ($R = \lambda_0/\Delta\lambda$) de l'ordre de 10^5 , correspondant à un décalage en vitesse radiale de l'ordre de quelques km.s^{-1} (et à un décalage en longueur d'onde de quelques millièmes de nm dans le visible). Pour comparaison, une planète induira sur son étoile des variations de vitesse radiale d'amplitude variant entre quelques cm.s^{-1} et quelques dizaines de m.s^{-1} (cf Table 1.1), correspondant donc à des décalages en longueur d'onde bien inférieurs à la résolution de ces spectrographes (ces décalages en longueur d'onde sont de l'ordre du millième de la largeur typique des raies d'absorption, ou encore d'une très petite fraction de pixel du détecteur).

Cross Correlation Function (CCF) – Pour mesurer un tel décalage, il faut prendre en compte simultanément l'ensemble de l'information contenue dans les raies spectrales utilisées

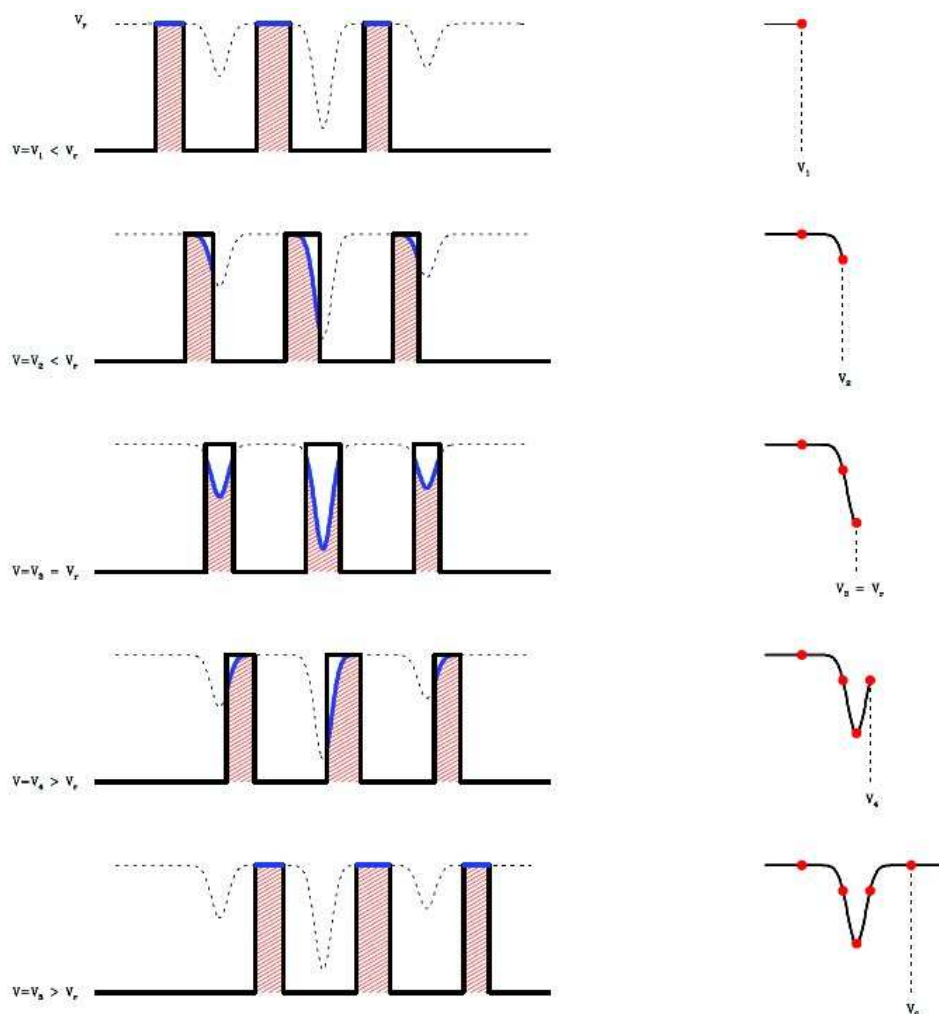


FIG. 1.3 – Schéma descriptif de la méthode de détermination de la vitesse radiale par corrélation croisée (CCF) du spectre stellaire avec un masque binaire. Les “trous” du masque ont une largeur typique de l’ordre de la résolution instrumentale ($R \sim 10^5$); selon l’étoile observée cette largeur peut donc être bien plus petite que la largeur des raies d’absorption elles-mêmes, qui sont d’autant plus élargies que l’étoile a une vitesse de rotation plus grande. Tiré de Melo (2001).

pour la mesure. Pour cela, on calcule la fonction de corrélation croisée (abrégée par son acronyme anglais CCF) entre le spectre stellaire et un *template* de référence. Ce *template* est constitué : soit d’un masque binaire correspondant aux raies d’absorption sélectionnées pour la mesure de l’étoile “au repos” (Fig. 1.3), dans le cas d’étoiles comportant assez de raies distinctes (*c.à.d.* de type spectral G à M et peu élargies par la rotation stellaire); soit par un spectre reconstruit à partir des spectres stellaires eux-mêmes, pour des étoiles non accessibles avec un masque binaire (cf Sect. 1.3.2). La CCF obtenue correspond à un pic de corrélation que l’on peut assimiler à une raie “moyenne” de toutes les raies d’absorption utilisées, et dont le centre est situé à la vitesse radiale V_R de l’étoile (mesurable par un ajustement gaussien de la CCF).

Le calcul de la CCF nous permet non seulement de mesurer les variations de V_R , mais également de déterminer si ces variations sont induites par la présence d’un compagnon, ou si elles sont intrinsèques à l’étoile elle-même. En effet, dans le premier cas (compagnon), les raies d’absorption seront simplement décalées en longueur d’onde; dans le deuxième cas (pulsations stellaires, granulation, activité magnétique telle que des taches), les raies d’absorption seront déformées (induisant aussi un décalage apparent de la CCF). Il est possible cependant de mesurer cette

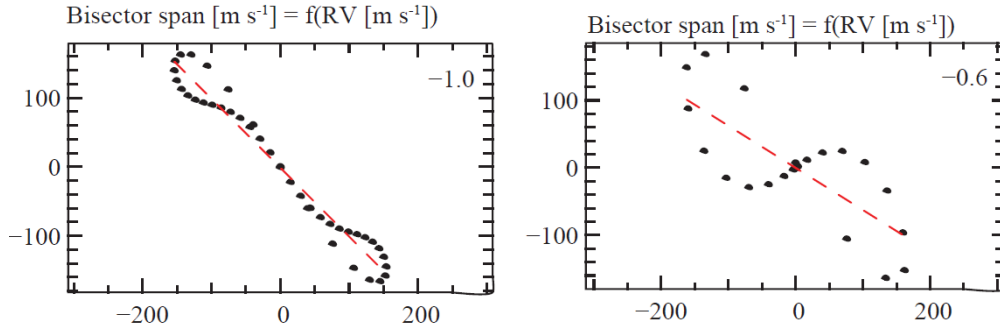


FIG. 1.4 – **Anti-corrélation (V_R , BIS) observée en spectroscopie Doppler pour les étoiles actives de $v \sin i \gtrsim 3\text{-}4 \text{ km.s}^{-1}$.** Diagrammes obtenus pour une tache stellaire simulée avec deux configurations différentes : (à gauche, étoile et tache vues inclinées; à droite, étoile et tache vues *edge-on*) et un $v \sin i$ de 10 km.s^{-1} . Tiré de Lagrange et al. (2013).

déformation à partir de la CCF, en utilisant différents indicateurs⁵. Nous nous attarderons ici sur :

- le bissecteur de la CCF (*c.à.d.* l’ensemble des points équidistants des deux bords de la CCF en fonction de la profondeur de celle-ci), dont la mesure de l’étalement (dénommé *Bisector Velocity Span* ou *Bisector Inverse Slope* (Queloz et al. 2001; Galland et al. 2005b), ci-après BIS) donne une estimation de la déformation de la CCF et des raies. Des variations du BIS corrélées (ou plus précisément anti-corrélées) aux variations de V_R permettent ainsi d’exclure la présence d’un compagnon (Fig. 1.4);
- la largeur à mi-hauteur de la CCF, ou FWHM (*Full Width at Half Maximum*), dont les variations corrélées à celles des vitesses radiales sont également des indices d’activité stellaire.

Le BIS et la FWHM demeurent les deux principaux indicateurs d’activité stellaire liés à la CCF⁶, même si des indicateurs alternatifs de déformation du profil de raies ont été développés ces dernières années (voir par exemple Nardetto et al. (2006); Boisse et al. (2011b); Figueira et al. (2013)).

Quelques ordres de grandeur – Dans la Table 1.1, je compare les amplitudes de V_R induites pour différentes configurations en masses stellaire, planétaire et en période, ainsi que les performances de spectrographes en service ou prévus, afin de rendre compte des performances et des limites actuelles de la méthode des vitesses radiales. Rappelons que cette méthode reste l’une des plus efficaces à ce jour, avec plus de 600 exoplanètes détectées. Elle permet de détecter préférentiellement des planètes massives, et proches ($\lesssim 5 \text{ UA}$) de leur étoile (du fait d’une part que l’amplitude de vitesse radiale est plus forte à plus faible séparation pour une masse m_p donnée et d’autre part que les périodes sont plus courtes donc la détection plus rapide). Elle a d’abord permis la détection de planètes géantes gazeuses (de masses comparables à celle de Jupiter), avant de pouvoir détecter des planètes de masses de plus en plus faibles, par exemple les “Super-Terres” avec des masses minimales de quelques masses terrestres (voir l’Encyclopédie des exoplanètes, Schneider et al. 2011). Ceci a été rendu possible grâce à la précision et la stabilité

⁵Lorsqu’ils sont présents, de tels indicateurs constituent une signature et une preuve de l’origine stellaire de la variabilité V_R observée, mais la réciproque n’est pas vraie : l’activité stellaire peut être présente même si les indicateurs sont absents. Par exemple, pour un niveau d’activité relativement faible, ces indicateurs peuvent ne pas être significatifs, même si une faible variabilité est induite dans les V_R , contribuant au “bruit” des observations.

⁶D’autres indicateurs correspondant à des raies en émission telles que les raies H et K du Calcium II, ou de l’hydrogène H_α sont aussi utilisés (cf développements Sect. 1.5.2).

TAB. 1.1 – Amplitudes de V_R pour différentes configurations de systèmes {étoile ; compagnon} et performances des spectrographes.

Étoile-hôte	M_\star	Compagnon	m_p		P		K
	[M_\odot]		[M_{Jup}]	[M_\oplus]	[an]	[jour]	[m.s^{-1}]
HD 180777	1.7	HD 180777 b ¹	25 [†]	7945 [†]	0.08	28.44	1200 ± 20
Soleil	1	Jupiter	1	317.8	11.9	4332	12.5
<i>ib.</i>	<i>ib.</i>	Neptune	0.05	17.1	165	60266	0.28
51 Peg	1.06	51 Peg b ²	0.46	146	0.012	4.23	59 ± 3
Gl581	0.31	Gl581 c ³	0.02 [†]	5.5 [†]	0.04	12.91	3.3 ± 0.2
Soleil	1	Terre	0.003	1	1	365	0.09
Spectrographes	Couverture λ		$R = \lambda_0/\Delta\lambda$		Rés. instrumentale		Précision
<i>en service</i>	[Å]		(rés. spectrale)		[km.s^{-1}]		[m.s^{-1}]
SOPHIE	3872-6943		~75000		4		2.5-5
HARPS	3800-6900		~110000		~2.7		0.5-1
<i>futurs</i>							
ESPRESSO ⁴	3800-6860						0.1

Notes. ¹Galland et al. (2006), et voir Fig. 1.2. ²Mayor & Queloz (1995). ³Udry et al. (2007). ⁴Mégevand et al. (2010). Les masses planétaires signalées en (†) correspondent à des masses minimales.

accrues des spectrographes. Je reporte en Table 1.1 les caractéristiques de deux instruments représentatifs des performances actuelles (ce sont les deux spectrographes à haute résolution avec lesquels j’ai observé tout au long de ma thèse) :

- SOPHIE (Bouchy & Sophie Team 2006) est un spectrographe installé sur le télescope de 1.93m de l’Observatoire de Haute-Provence (OHP), successeur de l’instrument ELODIE ayant permis la découverte de 51 Pegasi b. Il offre une précision de quelques m.s^{-1} et couvre le domaine visible (3850-6800 Å).
- HARPS (*High-Accuracy Radial velocity Planet Searcher*, voir Pepe et al. 2002) est installé sur le télescope de 3.6m de l’Observatoire de La Silla (Chili) pour l’ESO. Il observe également dans le visible (3800-6900 Å) et est considéré comme le meilleur spectrographe actuel pour la recherche d’exoplanètes, avec une précision de l’ordre du m.s^{-1} .

Ces deux instruments dispersent la lumière à l’aide d’un réseau et la découpent en plusieurs ordres (39 dans le cas de SOPHIE et 72 pour HARPS) afin de maximiser l’étalement du spectre. Ces ordres sont enregistrés par le détecteur (CCD) sur des niveaux différents, justifiant l’appellation de spectrographe “échelle”. HARPS et SOPHIE sont deux spectrographes “fibrés” : la lumière est transmise au spectrographe par le biais de deux fibres optiques, l’une centrée sur l’objet observé et l’autre servant de référence spectrale (cf Sect. 2.1.3).

2. Astrométrie

La détection d’exoplanètes par astrométrie constitue d’une certaine façon la méthode complémentaire des vitesses radiales, puisqu’elle consiste à mesurer non pas la composante radiale du mouvement de l’étoile induit par un compagnon, mais ses composantes tangentielles. On cherche ainsi à détecter les déplacements périodiques de l’étoile sur le fond du ciel (*c.à.d.* sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée) induits par la présence d’une planète. De manière similaire aux vitesses radiales, la mesure astrométrique de l’influence du compagnon est obtenue

après soustraction des deux autres effets astrométriques classiques : le mouvement propre de l'étoile (*c.à.d.* le déplacement linéaire du barycentre du système, projeté sur le fond du ciel), et son déplacement apparent induit par la rotation de la Terre autour du Soleil⁷ (que l'on peut mettre en parallèle avec respectivement la vitesse radiale absolue ou systémique de l'étoile V_γ et le BERV pour les vitesses radiales).

Dans le cas d'un système {étoile; compagnon} avec une excentricité supposée nulle⁸, l'orbite de l'étoile projetée sur le fond du ciel décrit une ellipse de demi-grand axe a_* . L'observable astrométrique est alors l'angle apparent $\alpha = a_*/d$ correspondant à ce demi-grand axe (angle exprimé en arcsec dans la formule suivante) :

$$\alpha = \frac{m_p}{M_*} \frac{a_p}{1\text{UA}} \left(\frac{d}{1\text{pc}}\right)^{-1} \quad (1.9)$$

où d correspond à la distance au Système Solaire (déterminée par le calcul de la parallaxe). On remarque :

- d'une part qu' α est inversement proportionnelle à d : les étoiles proches sont donc les plus favorables pour cette méthode ;
- d'autre part qu' α est proportionnel à a_p , ce qui signifie que la détectabilité du compagnon augmente avec sa distance à l'étoile pour une m_p donnée, contrairement aux vitesses radiales. Cette tendance finit cependant par être contrebalancée par l'augmentation de la période orbitale (et donc de la couverture temporelle nécessaire à la détection).

L'astrométrie permet de remonter à la masse réelle du compagnon et non plus seulement à une masse minimale. L'ajustement de modèles orbitaux aux données astrométriques permet enfin d'estimer d'autres paramètres (excentricité et inclinaison en particulier). L'astrométrie est donc doublement complémentaire des vitesses radiales : la combinaison des deux techniques permet une caractérisation bien plus précise des paramètres orbitaux du système (et dans les trois dimensions) et l'astrométrie explore un domaine de séparation contigu mais distinct (séparations sensiblement plus grandes en moyenne) de celui des vitesses radiales.

Les angles à mesurer dans le cas de planètes sont très, voir extrêmement faibles : le déplacement du Soleil induit par Jupiter serait vu sous un angle de 0.5 milliarcsecondes (mas) à une distance de 10 pc par exemple ; la Terre quant à elle induit un déplacement apparent du Soleil de seulement $\sim 0.33 \mu\text{as}$ (toujours pour 10 pc). Jusqu'à présent, la précision des instruments était insuffisante pour réaliser de telles mesures ; l'astrométrie ne compte donc pour l'instant aucune découverte de compagnon de masse planétaire. Elle a permis jusqu'à présent de déterminer les orbites d'étoiles binaires ou multiples (Goldin & Makarov 2007) et d'établir des masses maximales pour des compagnons substellaires détectés par vitesses radiales (cf par exemple Reffert & Quirrenbach (2011); Bouchy et al. (2015)).

Le satellite GAIA (Sozzetti 2010) lancé début 2015 doit atteindre une précision astrométrique de l'ordre de 1 à 10 μas (selon la magnitude croissante de l'étoile). Pour une mission de cinq ans, le nombre de planètes géantes de périodes intermédiaires ($\sim 2\text{-}6$ ans) détectables avec GAIA autour d'étoiles de type FGKM à des distances allant jusqu'à quelques centaines de pc pourrait être supérieur à 20000, selon les prédictions les plus récentes (Perryman et al. 2014).

D'autre part, les études de faisabilité menées aujourd'hui pour des projets tels que NEAT (Crouzier 2015), une mission spatiale finalement non retenue par l'ESA, prévoient d'atteindre

⁷qui permet la détermination de la parallaxe de l'étoile.

⁸Si $e \neq 0$, le demi-grand axe de l'orbite projetée sur le fond du ciel n'est plus forcément égal au demi-grand axe *réel* de l'orbite de l'étoile. La détectabilité du compagnon est alors affectée par la géométrie.

une très haute précision sur les mesures astrométriques, de l'ordre de $0.1 \mu\text{as}$. Une telle précision permettrait de détecter des planètes de masses terrestres situés dans la zone habitable d'étoiles de type FGK semblables au Soleil et proches ($\lesssim 20 \text{ pc}$).

1.1.2 Méthodes photométriques

1. Transits

Si la configuration du système observé est telle que le compagnon passe sur la ligne de visée (donc “devant” l'étoile-hôte pour l'observateur, on parle de *transit* primaire), ce passage ou transit occasionne une baisse momentanée du flux lumineux de l'étoile. En traçant la courbe de lumière de l'étoile (*c.à.d.* en déterminant précisément sa photométrie au cours du temps), on peut donc mesurer cette baisse de flux lumineux et, en y ajustant un modèle, remonter à plusieurs des caractéristiques de la planète et de son orbite.

Probabilité de transit – Pour être observable, un transit requiert donc au préalable une configuration quasiment *edge-on* du système planétaire, avec :

$$\cos i \leq \frac{R_p + R_\star}{a_p} \simeq \frac{R_\star}{a_p} \quad \text{si } R_p \ll R_\star \quad (1.10)$$

où $R_{p,\star}$ désigne le rayon de la planète ou de l'étoile et où i désigne toujours l'inclinaison du système. La distribution des configurations orbitales dans l'espace (autour de l'observateur sur Terre) étant *a priori* isotrope, on peut en déduire la probabilité P_{tr} du transit pour un système avec une inclinaison, un demi-grand axe et des rayons donnés :

$$P_{\text{tr}} = \frac{\int_{\arccos \frac{R_p + R_\star}{a_p}}^{\frac{\pi}{2}} \sin i \, di}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin i \, di} = \int_0^{\frac{R_p + R_\star}{a_p}} d \cos i = \frac{R_p + R_\star}{a_p} \simeq \frac{R_\star}{a_p} \quad (1.11)$$

P_{tr} étant inversement proportionnelle à la séparation entre l'étoile et son compagnon, la méthode des transits permet donc de détecter essentiellement des planètes très proches de leur étoile (typiquement $0.01 \text{ UA} \lesssim a_p \lesssim 0.5 \text{ UA}$ ou $\sim 1 \text{ jour} \lesssim P \lesssim 100 \text{ jours}$, cf Fig. 1.10). En effet, si la probabilité de détection d'une planète semblable à 51 Pegasi b orbitant autour d'une étoile semblable au Soleil peut être relativement élevée ($\sim 10\%$), P_{tr} devient rapidement très faible pour des planètes plus lointaines ($\lesssim 0.5\%$ pour une planète à une UA autour du Soleil par exemple).

Modèle du transit – Dans le cas où toute la surface projetée de la planète occulte une partie du disque stellaire, la baisse relative du flux lumineux $\delta f/f$ durant le transit correspond, au premier ordre (*c.à.d.* en faisant l'approximation d'un disque uniforme pour le disque stellaire), au rapport des surfaces projetées :

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\pi R_p^2}{\pi R_\star^2} = \left(\frac{R_p}{R_\star}\right)^2 \quad (1.12)$$

Sa mesure permet donc d'obtenir directement le rayon du compagnon R_p , sous condition de pouvoir contraindre auparavant le rayon stellaire R_\star (accessible via des mesures précises d'autres paramètres fondamentaux de l'étoile, en particulier sa luminosité et sa température effective ou indices de couleur). Pour une planète géante, la profondeur du transit est de l'ordre de 1% (soit

environ 0.01 mag).

Pour caractériser l'inclinaison du système en transit (et donc le fait que le transit soit central ou rasant), on définit le *paramètre d'impact* b :

$$b = \frac{a \cos i}{R_\star} \quad (1.13)$$

où $a \simeq a_p$ (a désignant la séparation entre l'étoile et son compagnon en faisant l'approximation d'une orbite circulaire); b est donc la distance projetée entre le centre du disque stellaire et le centre du disque planétaire à la conjonction (*c.à.d.* au maximum du transit). Si l'on définit L comme la longueur apparente parcourue par le disque planétaire durant le transit et α l'angle correspondant (avec $\sin \alpha/2 = L/a$, cf Fig. 1.5), et toujours dans l'approximation de l'orbite circulaire de rayon a et de période P , la durée du transit τ_{tr} s'écrit :

$$\tau_{\text{tr}} = \frac{\alpha P}{2\pi} = \frac{P}{\pi} \arcsin\left(\frac{L}{a}\right) = \frac{P}{\pi} \arcsin\left(\frac{\sqrt{R_\star^2 - b^2}}{a}\right) \quad (1.14)$$

Les transits typiques ont donc une durée de quelques heures.

Finalement, *l'assombrissement centre-bord* (*c.à.d.* le fait que le centre du disque stellaire paraît plus lumineux que son bord, par effet de projection) doit également être pris en compte dans les modèles de transit. Plus important à plus courte longueur d'onde, il modifie la forme de la courbe de lumière. L'assombrissement centre-bord est donc estimable en faisant des mesures à différentes longueurs d'onde et il en existe aujourd'hui différents modèles (par exemple Claret & Hauschildt 2003).

En ajustant un modèle du transit (incluant un modèle d'assombrissement centre-bord) à la courbe de lumière mesurée (et en mesurant plusieurs transits), il est possible de remonter à l'inclinaison du système. Combinée à des mesures de vitesses radiales, la méthode des transits permet de déterminer la masse réelle m_p du compagnon et non plus seulement une borne inférieure. Conjuguée à la mesure de R_p , cela permet enfin de déterminer la densité de la planète, et donc sa nature. La combinaison des vitesses radiales et des transits autorise une caractérisation très précise et complète de la planète.

Instruments et performances – La méthode des transits est à ce jour la plus prolifique, avec plus de 1200 planètes détectées dans ~ 650 systèmes selon l'Encyclopédie des exoplanètes (Schneider et al. 2011). Son développement est toutefois plus récent que les vitesses radiales et la première planète détectée par transits, HD 209458b, l'a été en 1999 (Charbonneau et al. 2000) (notons qu'elle avait été détectée précédemment par vitesses radiales et que sa courte période en avait fait une candidate prioritaire pour les transits). La méthode des transits a connu un développement rapide et a mené à la réalisation de grands relevés (plusieurs centaines voire plusieurs milliers de cibles) balayant la sphère céleste. Ces relevés sont effectués par des instruments au sol et spatiaux. Etant limités par la turbulence atmosphérique, les instruments au sol (par exemple les relevés WASP (*Wide Angle Search for Planets*; Pollacco et al. 2006) ou HATnet (Bakos et al. 2002)) atteignent une précision de 10^{-2} sur les mesures photométriques, soit l'ordre de grandeur de la profondeur du transit pour des planètes géantes. Les télescopes spatiaux quant à eux ne sont pas limités par l'atmosphère et atteignent des précisions bien plus grandes (de l'ordre de 10^{-4}), permettant de détecter des planètes de rayon comparable à la Terre, voire de rayon inférieur dans le cas du satellite Kepler (Borucki et al. 2010). Ce satellite est à l'origine de la majorité des détections par transits (avec encore plusieurs milliers de candidates), et a

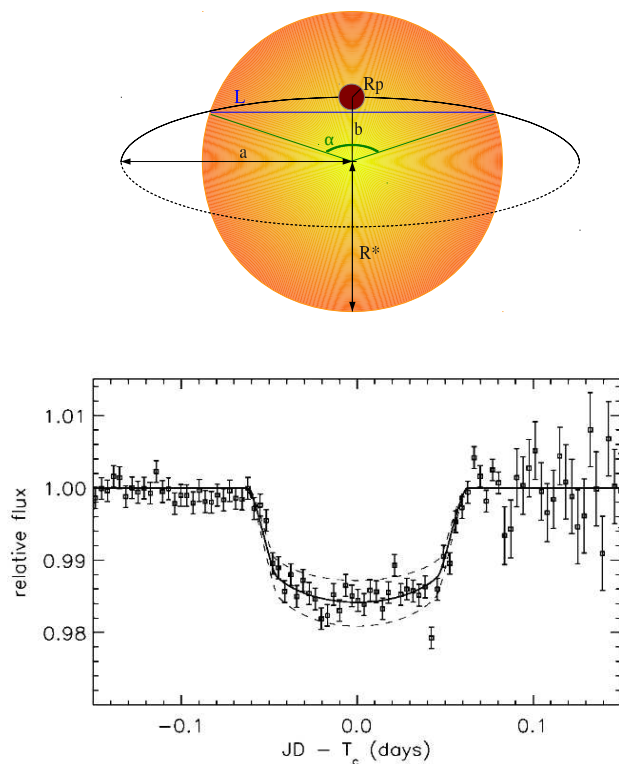


FIG. 1.5 – **Principe de la méthode des transits.** *Haut* : diagramme simplifié du transit d’une planète devant son étoile-hôte avec les principaux paramètres du transit. *Bas* : courbe de lumière de la première planète détectée par transit, HD 209458 b (tirée de Charbonneau et al. 2000).

permis de multiples découvertes de petites planètes. De tels satellites permettent d’autre part de détecter des systèmes planétaires situés à de bien plus grandes distances du Système Solaire que les autres méthodes (jusqu’à quelques milliers d’années-lumière). CoRoT (Auvergne et al. 2009) est l’autre grand télescope spatial dédié aux transits. Il atteint une précision de $\sim 5.10^{-4}$ sur la profondeur de transit.

Malgré ces avantages, la méthode des transits est aussi la technique sujette au plus fort taux de fausses détections (ou “faux-positifs”). Des systèmes tels que des binaires à éclipse en particulier peuvent mimer le transit d’une planète géante, et pourraient être à l’origine de plus d’un tiers des détections de Kepler (Santerne et al. 2012). Pour les systèmes à planètes en transit relativement proches du Soleil (jusqu’à quelques centaines d’années-lumière) accessibles aux V_R , il est ainsi important de pouvoir confirmer les planètes détectées par transits par des mesures indépendantes de vitesses radiales est ainsi important, pour les systèmes accessibles aux V_R (*c.à.d.* à une distance au Soleil inférieure à quelques centaines de pc).

L’un des objectifs majeurs de la prochaine génération d’instruments pour les transits sera la recherche de planètes de faibles masses (de quelques M_{\oplus} à quelques masses de Neptune) autour d’étoiles brillantes et proches semblables au Soleil (ces étoiles étant les cibles les plus favorables à une caractérisation complète combinant différentes techniques). Ces missions se concentreront notamment sur la détection de planètes de masses semblables à celle de la Terre situées dans la Zone Habitable (ci-après ZH) de leur étoile (*cf.* Sect. 1.2.1) : citons les satellites TESS (*Transiting Exoplanet Survey Satellite*) de la NASA (Ricker et al. 2015) et PLATO (*PLAnetary*

Transits and Oscillations of stars) de l'ESA (Catala et al. 2010), ainsi que le futur réseau au sol du NGTS (*Next Generation Transit Survey*) qui lui se focalisera plus sur des planètes de type Super-Terre ou Neptune (Wheatley et al. 2013).

Etude des atmosphères planétaires – Pour des étoiles brillantes, les transits permettent d'étudier la composition de l'atmosphère de la planète et d'en détecter certains composants, en comparant le spectre stellaire pendant et hors transit (si la planète est dotée d'une atmosphère, une petite partie de la lumière émise par l'étoile traversera cette atmosphère pendant le transit). D'autre part, la mesure du transit *secondaire* (*c.à.d.* lorsque l'étoile occulte la planète) permet de manière similaire de recueillir le spectre de la planète en se plaçant dans l'infrarouge (*c.à.d.* là où la planète émet le plus de lumière et où le contraste avec l'étoile est le plus réduit). Citons par exemple les planètes HD 209458b (Charbonneau et al. 2002; Swain et al. 2007) et HD 189733b (Tinetti et al. 2007) pour lesquelles cette technique a été appliquée avec succès. La caractérisation des atmosphères planétaires par spectroscopie de transits est un domaine en expansion rapide et prometteur.

Techniques dérivées – Les instruments récents (en particulier les satellites tels que Kepler) ont une précision suffisante pour détecter des planètes par des effets "fins". Par exemple, la mesure fine de perturbations de l'ordre de la dizaine de minutes dans la période du transit (ou TTV, *Transit Timing Variation*) permet la détection de planètes supplémentaires dans des systèmes comprenant déjà un compagnon détecté par transit. D'autre part, la découverte de planètes par détection directe de la lumière stellaire réfléchiée par la planète a été pour la première fois réalisée avec Kepler (Kepler-70b,c; Charpinet et al. 2011).

2. Microlentilles gravitationnelles

Le phénomène de microlentille gravitationnelle est une conséquence des lois de la relativité générale d'Einstein et un cas particulier du phénomène plus général de lentille gravitationnelle. Quand un objet céleste massif s'interpose entre une source lumineuse lointaine et l'observateur, il déforme l'espace-temps (par son champ gravitationnel) et fait s'infléchir la trajectoire de la lumière émise par la source lointaine. L'observateur verra donc une augmentation du flux lumineux reçu de la source lointaine (ainsi qu'une déformation de son image dans le cas d'objets très massifs), l'objet s'interposant jouant le rôle d'une lentille. L'augmentation du flux lumineux se traduit par une variation "en cloche" de la courbe de lumière de la source lointaine. De multiples corps célestes (des naines brunes aux quasars en passant par les amas de galaxies) peuvent provoquer cet effet de lentille gravitationnelle. Dans le cas où une étoile joue le rôle de lentille, on parle de microlentille, afin de différencier ce phénomène des lentilles gravitationnelles impliquant des objets beaucoup plus massifs (quasars, galaxies..) qui se déroulent à des échelles d'amplitude et de temps bien plus grandes. La présence d'un compagnon à l'étoile lentille induit un pic secondaire (plus faible et très bref) sur la courbe de lumière de l'objet lointain (Fig. 1.6), permettant la détection de ce compagnon.

L'ajustement d'un modèle aux pics primaire et secondaire de la courbe de lumière permet de déduire une estimation des masses de l'étoile-hôte et de son compagnon (sous condition d'avoir une estimation précise de la parallaxe de l'étoile), et d'évaluer leur séparation projetée.

La méthode des microlentilles présente l'avantage de pouvoir détecter des planètes peu massives (de l'ordre de quelques masses terrestres) à des séparations plus grandes que les planètes détectables par transits, voire par vitesses radiales (de l'ordre de la dizaine d'UA; cf Fig. 1.10). Elle permet également de détecter des planètes autour d'étoiles très lointaines (plusieurs kiloparsecs), préférentiellement dans la direction du centre galactique (là où le nombre plus élevé d'étoiles

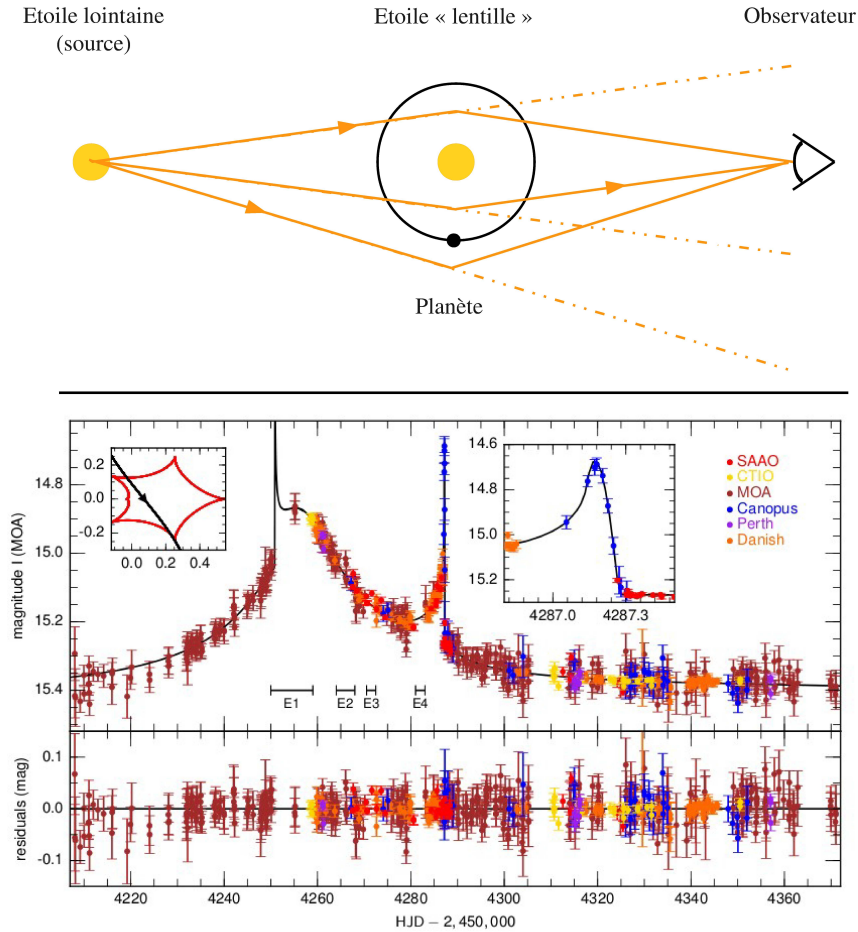


FIG. 1.6 – **Principe de la méthode des microlentilles.** *Haut* : Diagramme simplifié d’une microlentille gravitationnelle pour un couple {étoile-hôte ; planète}. *Bas* : Courbe de lumière (pics primaire et secondaire) pour un évènement de microlentille détecté en 2015 correspondant à une naine brune orbitant une étoile de type solaire (tiré de Ranc et al. 2015).

sur le fond du ciel augmente la probabilité d’occurrence du phénomène de microlentille). Elle a cependant l’inconvénient d’être non-reproductible (la microlentille est un évènement unique) ; d’autre part la détection de microlentilles nécessite un suivi continu de sources lointaines du fait de la brièveté de tels évènements (la durée d’une microlentille est de l’ordre de quelques heures).

Une trentaine de planètes ont été détectées jusqu’à présent par la méthode des microlentilles (<http://exoplanet.eu>, Schneider et al. 2011). Les relevés de microlentilles sont couramment effectués par des réseaux de télescopes au sol automatisés, tels que OGLE (Szymański et al. 2001), MOA (Abe et al. 1997) et PLANET/RoboNet (Beaulieu et al. 2000).

1.1.3 Imagerie directe d’exoplanètes

Cette technique est la seule méthode directe permettant à l’heure actuelle de détecter des compagnons planétaires autour d’étoiles⁹. Bien qu’étant la méthode de détection d’exoplanètes la plus naturelle (il s’agit “simplement” de prendre une image du système planétaire), sa mise en œuvre est difficile. Elle requiert en effet deux conditions nécessaires :

1. une **dynamique** suffisamment élevée. Le rapport entre les flux lumineux émis par l’étoile

⁹L’interférométrie par extinction (ou *nulling*), qui fait interférer de manière destructive les ondes lumineuses reçues de l’étoile, pourrait *a priori* détecter des compagnons planétaires mais reste à l’état de projet.

et celui réfléchi par une planète géante en orbite autour de cette étoile est de 10^9 dans la partie visible du spectre, et encore de 10^6 dans l'infrarouge. Les observations en imagerie se font donc principalement dans l'infrarouge. D'autre part, on utilise couramment un coronographe stellaire permettant d'annuler une fraction importante du flux lumineux émis par l'étoile en "masquant" celle-ci tout en limitant les effets de diffraction introduits, permettant ainsi d'explorer plus profondément l'environnement de l'étoile et d'augmenter les temps de pose sans saturer le détecteur.

2. une **haute résolution angulaire**, de l'ordre de 0.5 seconde d'arc (ou as) pour distinguer une planète similaire à Jupiter en orbite autour d'une étoile située à 10 pc du Soleil. Une telle résolution est en théorie accessible à la classe de télescopes de 8m (dont la limite de diffraction est de l'ordre de 20 mas dans le visible) tels que les télescopes unitaires du VLT (*Very Large Telescope*) à l'observatoire de Paranal, les deux télescopes jumeaux du LBT (*Large Binocular Telescope*, Hill 1997), le télescope Subaru à Hawaii ou les télescopes Gemini Nord et Sud. Cependant, comme pour l'interférométrie, l'imagerie se heurte à l'obstacle de la turbulence atmosphérique, qui dégrade la résolution accessible aux télescopes. L'imagerie a donc recours à l'**optique adaptative**, basée sur l'emploi d'un senseur du front d'onde et de miroirs déformables, pour corriger la turbulence en temps réel.

Du fait de ces contraintes, l'imagerie directe est capable aujourd'hui de détecter des planètes géantes à grande séparation autour d'étoiles proches (pour satisfaire la contrainte de résolution angulaire) et jeunes (*c.à.d.* pour lesquelles les planètes sont encore chaudes et émettent ainsi beaucoup plus dans l'infrarouge, diminuant le contraste avec l'étoile). Une cinquantaine de compagnons de masse substellaire (dont quelques planètes, Fig. 1.7) ont jusqu'à présent été imagés autour de telles étoiles. Les planètes ainsi détectées forment une population aux propriétés différentes des planètes détectées jusque là par les autres techniques, et ont conduit à l'élaboration de modèles de formation distincts (Sect. 1.2.2).

Parmi les différents instruments actuellement en service pour l'imagerie, je citerai ici :

- NACO (*NAOs COnica*, Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003), un imageur à haut contraste et optique adaptative opérant dans l'infrarouge proche et moyen ($1\text{-}5\ \mu\text{m}$), installé sur le télescope unitaire UT1 du VLT (UT4 jusqu'en 2013). NACO atteint un contraste de 12 à 14 magnitudes à 1-10 as en bande *H*.
- SPHERE (*Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch*, Beuzit et al. 2008), imageur de seconde génération installé récemment sur le télescope UT4 du VLT. SPHERE permet d'imager et d'étudier en spectroscopie et en polarimétrie (dans la gamme $0.95\text{-}1.65\ \mu\text{m}$) des compagnons avec un contraste montant à 15-16 magnitudes dans un champ de vue plus proche de l'étoile (0.1-3 as). Par rapport aux imageurs de première génération, SPHERE permet donc d'explorer une population de compagnons moins massifs et plus proches de l'étoile, se rapprochant donc des populations explorées en V_R et transit.

1.1.4 Apports de l'interférométrie stellaire longue base

L'interférométrie stellaire optique ou infrarouge repose sur l'observation de franges d'interférences et non d'images directes. Ces franges d'interférence sont obtenues en recombinaison des ondes lumineuses cohérentes entre elles, soit le flux lumineux reçu du même objet par différents télescopes. Les pupilles des télescopes employés jouent donc un rôle similaire à celui des fentes d'Young dans le dispositif du même nom. L'interférométrie permet donc d'atteindre une résolution angulaire inaccessible aux télescopes compacts, la taille minimale théorique pouvant être résolue passant de λ/D (avec D le diamètre du télescope) à λ/B (avec B la distance entre deux

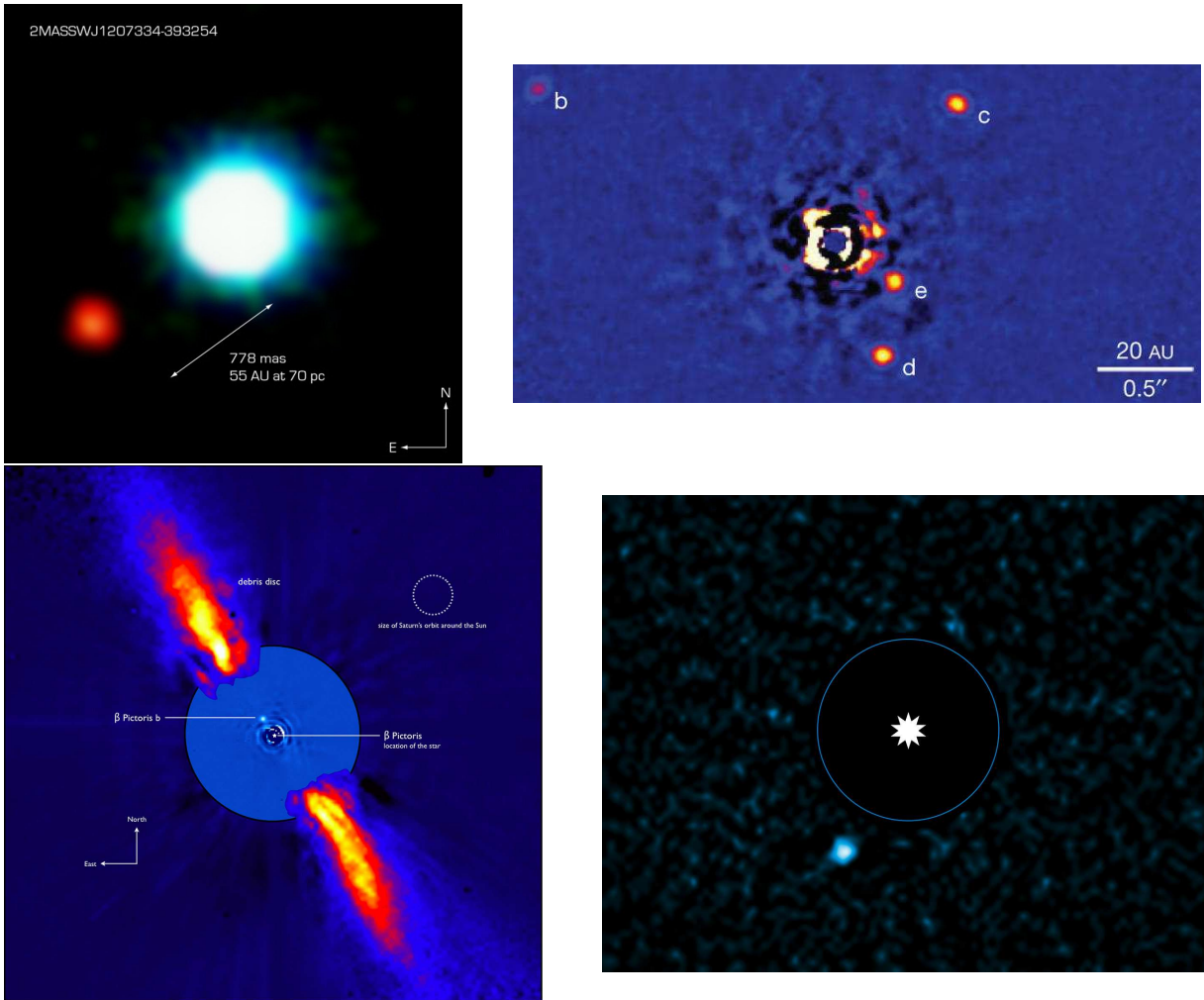


FIG. 1.7 – Quelques exemples de systèmes planétaires imagés emblématiques. De gauche à droite et de haut en bas : la première exoplanète imagée autour de la naine brune 2M 1207 (Chauvin et al. 2004), crédit : ESO ; le système de quatre planètes imagé autour de HR 8799 (Marois et al. 2008), crédit : C.Marois & Keck Observatory ; β Pictoris b et le disque de débris de β Pictoris (Lagrange et al. 2009b), crédit : ESO/A.-M. Lagrange et al. ; la planète autour de HD 95086 (Rameau et al. 2013), crédit : ESO/J. Rameau.

télescopes ou base).

La formation de franges d'interférence est soumise à la condition de cohérence spatiale et temporelle mutuelle des ondes lumineuses combinées. Les sources observées (étoiles dans notre cas) ne correspondant pas au cas idéal d'une source ponctuelle (cohérence spatiale) monochromatique (cohérence temporelle), on observera donc un paquet de franges plus ou moins étendu. Pour retrouver ces franges, il est nécessaire d'annuler la différence de chemin optique (ou OPD, acronyme d'*Optical Pathway Difference*) entre les fronts d'onde atteignant chaque télescope (Fig. 1.8). C'est pour cela qu'ont été conçues les lignes à retard, permettant de compenser l'OPD au cours des observations.

La turbulence atmosphérique est le plus grand obstacle à la formation des franges d'interférences. Elle entraîne en effet une perte de cohérence à la surface des pupilles des télescopes (la surface des pupilles se décompose en plusieurs zones de cohérence différente). Cela se traduit

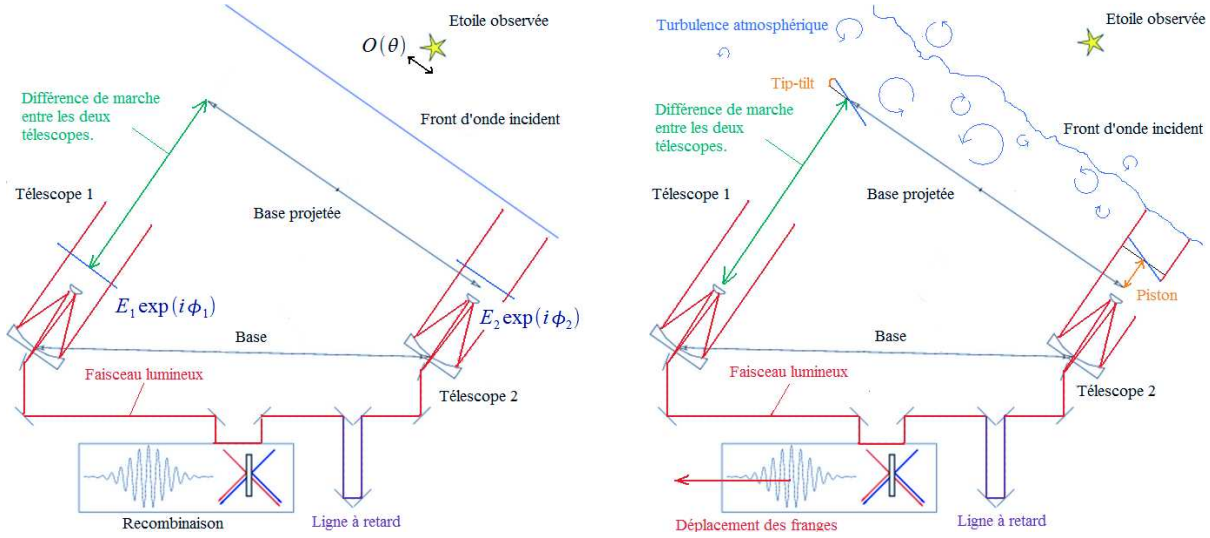


FIG. 1.8 – Représentation simplifiée de la recombinaison d’ondes à deux télescopes en interférométrie longue base. *Gauche* : cas “idéal” sans turbulence. *Droite* : cas avec la turbulence et ses principaux effets sur le front d’onde.

par l’apparition de tavelures ou *speckles* sur l’image. Le paramètre de Fried r_0 (Fried 1966)¹⁰, correspondant à la taille des zones de même cohérence à la surface de la pupille du télescope, est utilisé comme estimateur de la turbulence et de la qualité des observations (voir Sect. 2.5). r_0 est associé au temps de cohérence τ_0 entre deux fluctuations du front d’onde à la surface de la pupille. Le principe de l’*interférométrie des tavelures* (Labeyrie 1970) consiste à acquérir de multiples images à très court temps de pose (inférieur à τ_0) pour “geler” les speckles et de sommer ensuite la densité spectrale des images dans l’espace de Fourier et non leur intensité (voir paragraphe suivant).

Recombinaison des ondes à deux télescopes – Dans le cas d’un interféromètre où l’on recombine les ondes arrivant sur deux télescopes, la mesure du contraste des franges d’interférence permet de remonter à des dimensions angulaires (*par ex.* diamètre angulaire, séparation entre deux objets) et d’obtenir des informations sur la taille des objets observés.

En définissant $E_i = |E_i|e^{j\phi_i}$ l’onde lumineuse reçue par chaque télescope, l’intensité dans le plan image après recombinaison des deux ondes s’exprime selon :

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad \text{avec} \quad I_i = \langle |E_i|^2 \rangle \quad (1.15)$$

On peut réécrire I comme suit :

$$I = (I_1 + I_2) \cdot (1 + |\gamma_{12}| \cdot \cos(\phi_1 - \phi_2)) \quad \text{avec} \quad |\gamma_{12}| = 2 \cdot \frac{\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.16)$$

où le terme $|\gamma_{12}|$, qui correspond au contraste des franges d’interférence dans le plan image, exprime le degré de cohérence spatiale mutuelle des deux ondes. Le degré de cohérence spatiale est un des termes constituant la visibilité complexe $V = |\gamma_{12}| \cdot e^{j(\phi_1 - \phi_2)}$, observable interférométrique dans le cas de la recombinaison à deux télescopes (le terme de phase exprimant la cohérence temporelle des ondes). V est égale à la transformée de Fourier de la fonction source $O(\theta)$ normalisée, selon le théorème de Zernike-van Cittert (Born & Wolf 1999) :

$$V = \frac{\hat{O}(\theta)}{\int O(\theta) d\theta} \quad (1.17)$$

¹⁰Le **seeing** (paramètre plus communément utilisé), est équivalent à $\frac{\lambda}{r_0}$.

Si l'on simplifie la distribution d'intensité d'une étoile à un disque uniforme, sa transformée de Fourier normalisée est alors une fonction d'Airy :

$$|V|(\frac{B}{\lambda}) = \left| \frac{2.J_1(\pi\theta.B/\lambda)}{\pi\theta.B/\lambda} \right| \quad (1.18)$$

où B est la base projetée de l'interféromètre, et J_1 la fonction de Bessel du premier ordre. Comme expliqué plus haut, l'interférométrie des tavelures consiste à sommer la densité spectrale de l'image $|\hat{I}(B/\lambda)|^2$ dans le plan de Fourier :

$$|\hat{I}(B/\lambda)|^2 = |\tilde{S}|^2 \cdot |\hat{O}(B/\lambda)|^2 = |\tilde{S}|^2 \cdot |V|^2 \cdot \left[\int O(\theta) d\theta \right]^2 \quad (1.19)$$

et donc d'obtenir la *visibilité carrée* $V^2(B/\lambda)$, observable interférométrique à deux télescopes ($|\tilde{S}|^2$ désigne l'autocorrélation des pupilles). En mesurant V^2 pour différentes bases et différentes orientations (synthèse d'ouverture), on peut ensuite ajuster un modèle de la courbe de visibilité (*c.à.d.* la V^2 fonction de la fréquence spatiale B/λ) et estimer le diamètre angulaire de l'étoile (dans le cas du modèle le plus simple, un disque uniforme ou assombri), la séparation entre deux sources (dans le cas d'un modèle de binaire), l'extension d'un disque de poussière, etc.

L'interféromètre opéré par CHARA (*Center for High-Angular Resolution Astronomy*, McAlister et al. 2000) au Mont Wilson est constitué d'un réseau de six télescopes de 1m permettant la recombinaison de 15 paires de télescopes de bases différentes. Ces bases couvrent une gamme de longueur allant de 34 à 331m (Fig. 1.9), faisant de CHARA l'interféromètre avec la plus haute résolution angulaire dans l'optique et l'infrarouge actuellement (résolutions de 1.3 et 0.3 mas en bandes K (2.2 μm) et V (0.55 μm) respectivement, Mourard et al. 2009). Plusieurs instruments de recombinaison liés à différentes équipes opèrent sur CHARA. VEGA (*Visible spEctroGraph and polArimeter*, Mourard et al. 2009) est l'un d'entre eux, réalisant la recombinaison par paire de deux à quatre télescopes simultanément dans l'optique, sur deux domaines spectraux (autour de 700 et de 500 nm environ). VEGA a permis d'estimer le plus petit diamètre angulaire d'une étoile mesuré jusqu'à présent (Perraut et al. 2013). Bien que l'interférométrie optique longue base (ci-après LBOI) actuelle (telle que pratiquée avec VEGA) ne permette pas de détecter de compagnons substellaires, elle apporte cependant des contraintes fortes sur des paramètres stellaires fondamentaux (M_* ; R_* , température effective), essentiels pour la détermination précise des paramètres physiques et orbitaux des compagnons par les méthodes des vitesses radiales (Ligi et al. 2012) et des transits (Ligi et al. 2015), ou pour déterminer la localisation de la zone habitable de l'étoile (von Braun et al. 2014).

Recombinaison des ondes à trois télescopes – Dans le cas d'un interféromètre recombinaison la lumière issue de trois télescopes simultanément, on accède non seulement à trois mesures de V^2 simultanées (une par base), mais également à une nouvelle observable interférométrique, la clôture de phase. Soit $|E_{k,l}| \cdot e^{j(\phi_{k,l} + \delta\phi_k - \delta\phi_l)}$ le signal correspondant au vecteur (k,l) (avec k,l parmi A,B,C; $\delta\phi_{k,l}$ correspondant aux variations de phase aléatoires induites par la turbulence atmosphérique sur la pupille des télescopes k et l). Le bispectre correspond au produit des trois signaux; sa phase est alors simplement le produit des phases $\phi_{k,l}$, la somme des perturbations aléatoires $\delta\phi$ s'annulant (on parle alors de clôture de phase, ou ci-après CP). En choisissant différents triplets de télescopes (différentes bases et différentes orientations) et différentes longueurs d'onde (*c.à.d.* par synthèse d'ouverture), on multiplie les mesures de CP, permettant de mieux contraindre le modèle de la source lumineuse. Le signal de CP (insensible aux perturbations aléatoires induites par la turbulence) est sensible exclusivement aux asymétries de la fonction source (*c.à.d.* que le signal de CP n'est différent de 0 que pour une source n'étant pas modélisable par un point); les CP permettent donc d'explorer l'environnement de

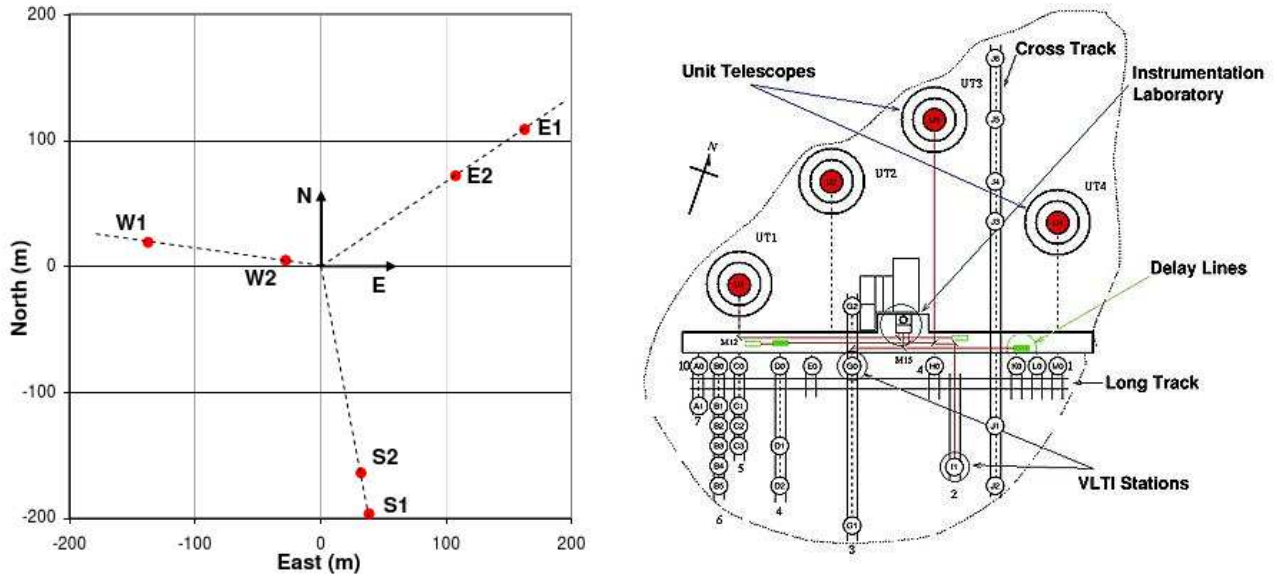


FIG. 1.9 – Réseaux de télescopes de CHARA et du VLTI. *Gauche* : CHARA ; *Droite* : VLTI.

la source lumineuse (compagnon, disque de poussière asymétrique). Les variations de CP en fonction de la longueur d'onde occasionnées par la présence d'un compagnon détectable avec une séparation $\delta\theta$ sont alors périodiques, avec $P_\lambda \sim \lambda^2 / (B\delta\theta - \lambda)$ (Absil et al. 2010).

Le *Very Large Telescope Interferometer* (VLTI, Hagenauer et al. 2010) opère tant sur les télescopes de 8 m (UT) que sur les quatre télescopes auxiliaires (AT) de 1.8 m de l'observatoire de Paranal au Chili, offrant des bases dans une gamme de 10 à 153 m (Fig. 1.9). PIONIER (*Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment*, Le Bouquin et al. 2011) est un instrument visiteur opérant sur le VLTI. PIONIER permet de recombinaison par triplet les faisceaux lumineux issus de quatre télescopes différents (AT ou UT), observant sur un, trois ou sept canaux spectraux en bande *H* ($1.55 \mu\text{m}$) ou *K* ($2.3 \mu\text{m}$). Pour des étoiles de magnitudes inférieures à 6 en bande *H*, PIONIER atteint une précision de 0.5° sur les CP mesurées, permettant de détecter des compagnons (et/ou de dériver des limites de détection) avec des rapports de flux descendant à 1 : 200 dans une gamme de séparation allant de ~ 5 à ~ 100 mas autour des étoiles visées (Le Bouquin et al. 2011; Absil et al. 2011). Même si la détection de compagnons de masse planétaire n'est pour l'instant pas envisageable, l'interférométrie longue base dans le proche infrarouge permet de couvrir l'espace des séparations intermédiaires autour d'étoiles jeunes et proches, et constitue donc un complément appréciable à d'autres techniques (vitesses radiales, imagerie directe).

1.2 Les exoplanètes aujourd'hui : un état des lieux

1.2.1 Propriétés des planètes détectées et grandes tendances

Propriétés statistiques de la distribution des planètes détectées

Pour mieux visualiser la diversité des exoplanètes détectées et leurs caractéristiques, il est pratique de les représenter au sein d'un diagramme reliant deux à trois de leurs propriétés; le plus couramment utilisé étant le diagramme {masse; séparation} qui donne la masse ou la masse minimale du compagnon (exprimée généralement en masse de Jupiter, M_{Jup}) fonction de la séparation à l'étoile-hôte (en unité astronomique, UA). L'ensemble des exoplanètes détectées

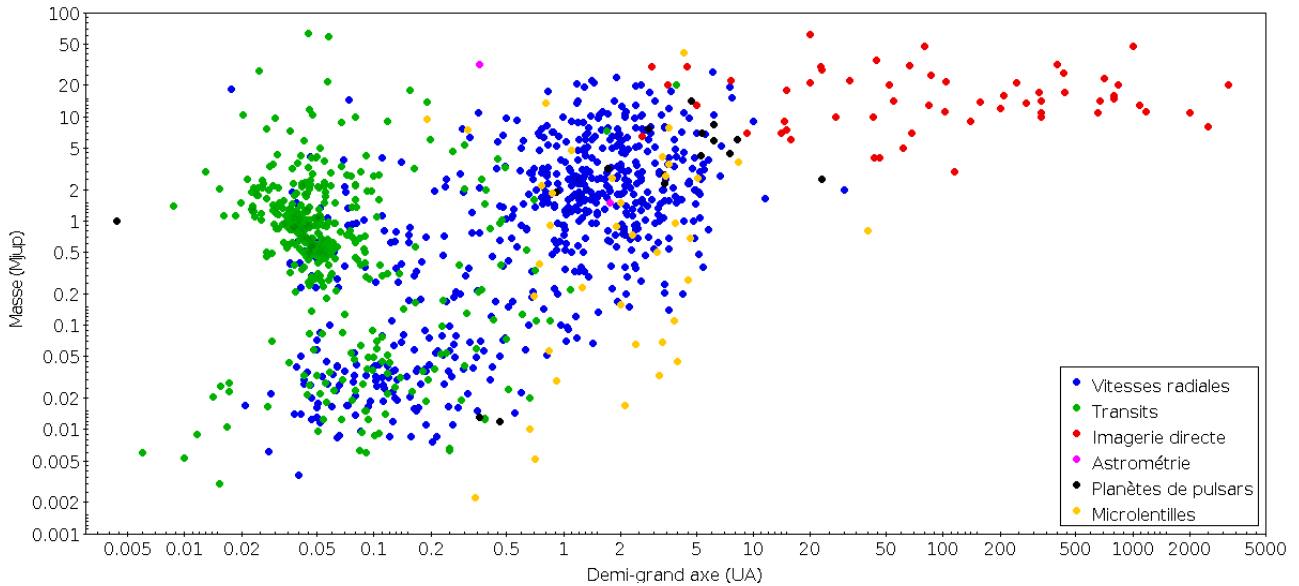


FIG. 1.10 – Ensemble des exoplanètes et naines brunes dont la détection a été confirmée au 18 mai 2015 (<http://exoplanet.eu>). Chaque point correspond à une planète.

jusqu’à présent est ainsi représenté en Fig. 1.10.

Les planètes orbitant autour d’étoiles naines de type F,G,K semblables au Soleil et M restent les mieux caractérisées à ce jour, étant les plus aisément détectables. Pour ces étoiles, on dérive actuellement un taux d’occurrence de planètes géantes à une séparation maximale de quelques UA de $\sim 5\text{-}10\%$ (Cumming et al. 2008). La distribution de la population de planètes géantes en fonction de la séparation est la suivante : *i*) des planètes (les Jupiters chauds) aux plus courtes séparations ($\sim 0.02\text{-}0.05$ UA) ; *ii*) un déficit significatif entre ~ 0.1 et ~ 0.5 UA ; *iii*) une nouvelle hausse du taux d’occurrence au-delà de 1 UA. La durée limitée des relevés de V_R actuels ne permet pas de sonder la population de planètes efficacement au-delà de ~ 5 UA. Les planètes imagées forment une population aux propriétés distinctes.

En termes de distribution de masse m_p , entre ~ 20 et $\sim 100 M_{\text{Jup}}$ (*c.à.d.* à la jonction entre les domaines planétaire et stellaire) à courte séparation s’étend le “désert de naines brunes” (Halbwachs et al. 2000). En allant des planètes géantes “joviennes” vers les planètes de plus faible masse, la distribution est significativement biaisée par les difficultés techniques accrues ; cependant, le nombre relativement important de détections de “mini-Neptunes” suggère que ces planètes sont communes et bien plus abondantes que leurs homologues plus massives (Udry & Santos 2007; Mordasini et al. 2010).

Enfin, une corrélation positive entre la métallicité de l’étoile hôte et la fréquence des planètes géantes a été clairement établie (Santos et al. 2003). L’explication la plus communément avancée pour expliquer cette corrélation est que les planètes se formeraient préférentiellement dans les disques protoplanétaires enrichis en éléments lourds (silicates).

Propriétés physiques des planètes détectées

Diagramme masse-rayon des planètes – La masse m_p et le rayon R_p sont les principaux paramètres planétaires fondamentaux accessibles via respectivement les vitesses radiales et les transits. La combinaison de ces deux paramètres donne accès à la densité de la planète, et donne donc une première contrainte forte sur sa nature interne et sa composition. Reportés dans un diagramme (m_p, R_p) (Fig. 1.11), ils permettent ainsi de classer les planètes entre :

- les géantes gazeuses, dont Saturne et Jupiter sont deux exemples dans notre Système solaire, constituées d’un cœur rocheux comptant pour $\sim 10\%$ de la masse et d’une en-

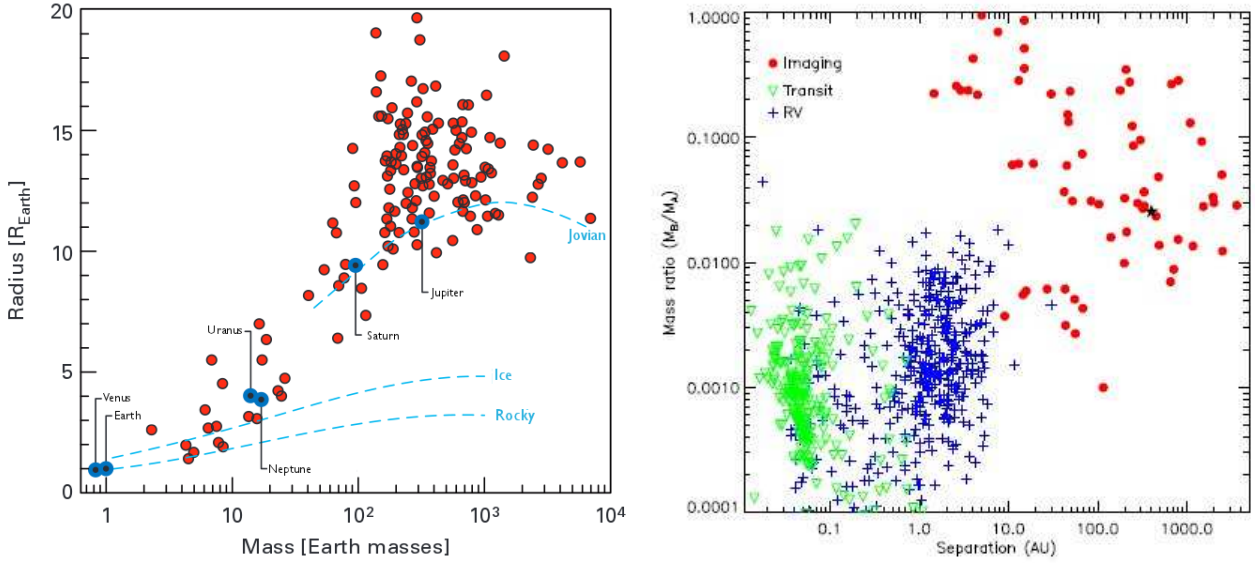


FIG. 1.11 – **Propriétés physiques des exoplanètes détectées.** *Gauche* : Relation masse-rayon des exoplanètes détectées. Chaque exoplanète détectée est représentée par un point rouge ; les six planètes les plus massives du Système Solaire sont également représentées (points bleus) ; enfin les relations masse-rayon théoriques délimitant la composition des planètes sont superposées (*tirets bleus*). Tiré de Mordasini et al. (2010). *Droite* : Rapport de masse des compagnons détectés à leurs étoiles-hôtes. Tiré de Bonavita et al. (2014).

veloppe gazeuse principalement formée d’hydrogène et d’hélium (voir Sect. 1.2.2 pour le mécanisme de formation par accrétion de cœur) ;

- les géantes ou mini-Neptunes glacées, issues d’une formation par accrétion de cœur n’ayant pas abouti ou ayant été arrêtée prématurément ;
- enfin les planètes telluriques, plus semblables à la Terre, de masse et de rayon beaucoup plus faibles que ceux des géantes.

La répartition des planètes dans le diagramme (m_p, R_p) , en plus du diagramme masse-séparation classique, est importante pour mieux contraindre les modèles de formation et d’évolution planétaire et les synthèses de population planétaire (Mordasini et al. 2010).

Rapport de masse – La masse des compagnons substellaires (*c.à.d.* les planètes et naines brunes) est un critère classique (mais controversé) pour définir le type du compagnon. La limite entre planètes et naines brunes est, dans cette optique, fixée par la masse minimale requise pour déclencher des réactions nucléaires de fusion du deutérium, soit $\sim 13 M_{\text{Jup}}$. La limite entre naines brunes et étoiles est alors quant à elle d’environ $80 M_{\text{Jup}}$, correspondant à la masse minimale requise pour déclencher des réactions de fusion de l’hydrogène. Une autre approche consiste à définir les compagnons par leur scénario de formation plutôt que par leur masse (quand il est possible de déterminer où et quand le compagnon s’est formé), ce qui met davantage en lumière la découverte de compagnons de masses planétaires à grandes séparations, et la diversité inattendue des rapports de masse pour les systèmes imagés (Fig. 1.11b). Les compagnons situés aux grandes (quelques dizaines à quelques centaines d’UA) et très grandes séparations (quelques centaines à quelques milliers d’UA), s’ils se sont formés *in-situ*, l’ont nécessairement été par des processus distincts de l’accrétion sur un cœur rocheux qui se produit à des séparations plus courtes : par instabilité gravitationnelle dans un disque, voire par effondrement gravitationnel d’un nuage de gaz et de poussière, à la manière d’une binaire. Selon cette approche, la transition entre planète et naine brune n’est ainsi plus nécessairement fixée à une masse de $13 M_{\text{Jup}}$: le

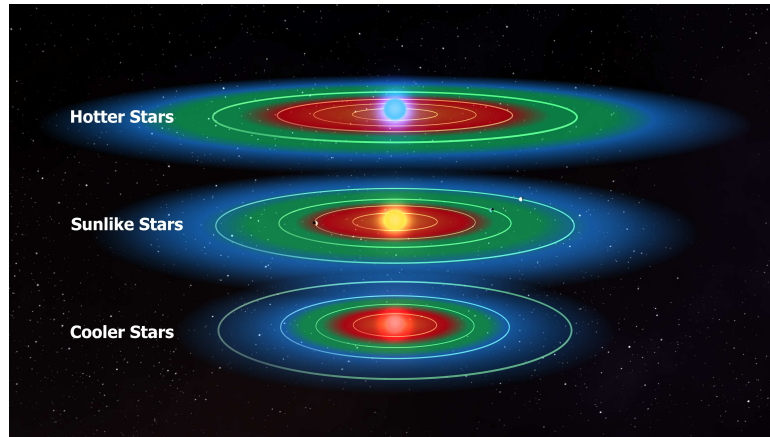


FIG. 1.12 – **Zone habitable d’une étoile en fonction de sa température.** La zone habitable (eau liquide) est représentée en vert ; la zone en rouge est trop chaude pour permettre la présence d’eau liquide et la zone en bleu est trop froide. Crédit : NASA/ Kepler.

couple d’objets formé par 2M 1207 et son compagnon (Chauvin et al. 2004, Fig. 1.7a), vu son rapport de masse élevé, serait ainsi plus assimilable à une naine brune binaire qu’à une planète orbitant autour d’une naine brune, par exemple. Ces différentes définitions restent cependant soumises à controverse actuellement. Dans le cadre de ma thèse, où les compagnons étudiés sont tous situés à de courtes séparations autour d’étoiles et avec des rapports de masse très petits, je me contenterai du critère de masse inférieure à $\sim 13 M_{\text{Jup}}$ comme définissant une planète.

Zone habitable des étoiles-hôtes

L’un des grands buts de la recherche d’exoplanètes est de détecter des planètes habitables ou favorables à l’apparition de la vie, avec l’espoir de pouvoir détecter un jour une telle signature de vie. Le seul exemple connu aujourd’hui de planète abritant la vie étant la Terre, il est donc logique de définir, par simplification, l’habitabilité d’une planète en se basant sur la capacité de cette dernière à reproduire les caractéristiques physiques et chimiques terrestres. Le principal critère à remplir habituellement considéré pour une planète habitable est ainsi la possibilité d’abriter de l’eau liquide à sa surface. Cet unique critère permet déjà de définir une zone d’habitabilité simplifiée (Fig. 1.12) fonction de :

- la masse planétaire, devant être suffisamment élevée pour éviter une évaporation de l’eau dans l’espace ($\gtrsim 1 M_{\oplus}$), mais suffisamment faible pour rester dans le domaine des planètes telluriques ;
- la température et l’irradiation de l’étoile. La zone habitable se situe ainsi dans une gamme de séparations variable en fonction du type spectral.

1.2.2 Théorie des mécanismes de formation et d’évolution

Formation par accrétion de coeur

Le modèle de formation planétaire par accrétion de cœur (Pollack et al. 1996) constitue le modèle de formation communément admis pour les géantes gazeuses de notre Système Solaire et pour la plupart des planètes détectées de manière indirecte. La formation d’une étoile par effondrement gravitationnel d’un nuage de gaz et de poussière s’accompagne de la formation un disque protoplanétaire en rotation (par conservation du moment cinétique initial des fragments du disque) autour de l’étoile. Ce disque présente deux composantes intriquées : un disque de gaz (hydrogène, hélium) et un disque de poussière, composé principalement de silicates et de

métaux dans sa zone interne et comportant des éléments plus volatils (glace) dans sa partie externe. La ligne de glace ou *snow line* désigne la distance à l'étoile nouvellement formée pour laquelle le rayonnement de cette dernière est suffisamment atténué pour que le gaz se condense en glace. Dans les modèles classiques, elle est considérée comme constante dans le temps et proportionnelle à la masse stellaire ($a_{\text{snowline}} \sim 2.7 (M_{\star}/M_{\odot}) \text{ UA}$, Ida & Lin 2005). Cependant, le modèle proposé par Kennedy & Kenyon (2008) intègre une ligne de glace variable avec le temps. Le modèle d'accrétion de cœur repose sur la formation de planétésimaux à partir des grains de poussière du disque protoplanétaire (mécanisme encore assez mal contraint), puis la coagulation des planétésimaux eux-mêmes en cœurs rocheux massifs. Le cœur formé finit par coaguler toute la matière disponible autour de lui et sa masse se stabilise (masse d'isolement, Kennedy & Kenyon 2008). Si le disque est suffisamment massif et dense, le cœur rocheux pourra dépasser la masse critique de typiquement $\sim 10 M_{\oplus}$ avant d'atteindre sa masse d'isolement. Si c'est le cas, il accrétera alors très rapidement le gaz environnant, se transformant en géante gazeuse. Le disque de gaz se dispersant en quelques millions d'années par photoévaporation, le modèle d'accrétion de cœur suppose donc une coagulation rapide des cœurs rocheux (de l'ordre du million d'années). La coagulation des cœurs rocheux étant favorisée par la présence de glace, la zone de formation des cœurs rocheux à l'origine des planètes géantes se situe donc globalement sur la ligne de glace ou au-delà.

Formation par instabilités gravitationnelles dans un disque

Ce modèle (Boss 1997) est une alternative au modèle d'accrétion de cœur, permettant d'expliquer la formation des planètes géantes détectées par imagerie directe à grandes séparations autour d'étoiles jeunes. Il suggère que des instabilités locales d'un disque de gaz sont susceptibles d'entraîner sa fragmentation en plusieurs objets de plusieurs masses de Jupiter, dont l'effondrement sur eux-mêmes conduit à la formation des planètes géantes. Le grand avantage de ce modèle par rapport à l'accrétion de cœur est qu'il est extrêmement rapide, et donc à même d'expliquer l'existence des planètes imagées à grandes séparations (pour lesquelles la coagulation de cœurs rocheux serait beaucoup trop lente par rapport à la durée de vie du disque de gaz).

Mécanismes de migration

Le mécanisme de formation par accrétion de cœur ne peut expliquer à lui seul la variété des planètes géantes détectées par les méthodes indirectes. En particulier, la majorité des planètes géantes détectées à ce jour le sont bien à l'intérieur de la ligne de glace de leurs étoiles. La dynamique des objets formés joue donc un rôle essentiel. Les planètes nouvellement formées peuvent subir différentes interactions, tant avec le disque de poussières qu'avec d'autres corps (autres planètes voire binaire), qui entraînent la migration des planètes d'une orbite à une autre. Les interactions planète-disque peuvent mener aux phénomènes suivants :

- migration de type I (Tanaka et al. 2002) : les planètes de faible masse nouvellement formées ne perturbent que faiblement le disque de gaz global et y restent plongées. La planète échange du moment angulaire avec le gaz qu'elle perturbe gravitationnellement, ce qui altère son orbite. La planète migrera vers l'extérieur ou l'intérieur du système sous l'effet du gaz. Les modèles numériques suggèrent qu'une migration interne est favorisée.
- migration de type II (Lin et al. 1996) : les planètes massives nouvellement formées perturbent le disque de gaz de façon bien plus importante en repoussant le gaz par échange de moment angulaire, créant un anneau de faible densité dans le disque. Les interactions entre la planète et les bords interne et externe du disque vont déterminer sa migration vers l'intérieur ou l'extérieur (selon la différence de densité entre les deux bords de l'anneau). Ce type de migration est à même de pouvoir expliquer l'existence des Jupiters

chauds, bien que le mécanisme permettant de stopper la migration de la planète reste mal déterminé.

Des interactions entre la planète et un ou d'autres corps sont également possibles et sont a priori communes, les systèmes planétaires multiples constituant un tiers des systèmes connus :

- interaction planète-planétésimaux : en éjectant de son orbite des planétésimaux, la planète en formation échange une partie de son énergie et migre ainsi vers la direction opposée à celle prise par les planétésimaux ;
- interaction planète-planète : elle peut survenir une fois les disques de poussière et de gaz dissipés. Une rencontre rapprochée de deux planètes peut principalement mener soit à l'éjection de la moins massive, soit à un accroissement de la distance entre les deux orbites, avec une augmentation des excentricités avant stabilisation. Un tel phénomène est a priori susceptible d'expliquer la présence des Jupiters chauds (dont l'orbite aurait été stabilisée et circularisée par interaction avec l'étoile-hôte). C'est également le modèle favori pour la formation des systèmes avec deux planètes en résonance orbitale ;
- interaction avec un troisième corps externe au système : l'interaction passée avec un corps (typiquement stellaire, par exemple une binaire à grande séparation) a été proposée comme explication pour les angles parfois élevés entre le plan orbital des Jupiters chauds et le plan équatorial de leur étoile-hôte, via le mécanisme de Kozai.

1.2.3 Problématiques actuelles

Les grandes questions auxquelles visent à répondre la recherche des exoplanètes sont : *i*) comment se forment et évoluent les planètes ? *ii*) quelle diversité les systèmes planétaires ont-ils et quelle est leur "zoologie" ? et *iii*) pourrions-nous détecter une planète propre à la recherche de traces de vie ?

La réponse aux deux premières questions passe par la caractérisation des planètes géantes gazeuses. Ces dernières sont en effet déterminantes pour l'architecture des systèmes planétaires et elles constituent la grande majorité des planètes détectées jusqu'à présent. Appréhender l'entière diversité des planètes impose également d'observer des étoiles plus exotiques que les naines FGKM principalement visées jusqu'à présent, en particulier des étoiles plus massives de la Séquence Principale, de type AF. D'autre part, explorer des populations d'étoiles aux propriétés différentes est nécessaire afin de mieux comprendre l'influence de ces paramètres stellaires fondamentaux sur les systèmes planétaires (*par ex.*, la corrélation entre la métallicité de l'étoile et la fréquence de planètes géantes, voir ci-dessus). L'influence de la masse stellaire sur les systèmes planétaires en particulier, bien que suspectée d'être importante, reste encore largement à investiguer (Sect. 1.3). Les récentes découvertes de planètes géantes à grandes séparations de leur étoile par imagerie directe ont quant à elles révélé une diversité inattendue des mécanismes de formation planétaire (voir section précédente). Pour tenter de réconcilier ces mécanismes antagonistes, il devient nécessaire de caractériser la population de planètes géantes à toutes les séparations possibles autour d'une étoile donnée en combinant les techniques de détection. A moyen terme, une telle combinaison n'est possible que pour les étoiles jeunes et proches, cibles des relevés d'imagerie directe (Sect. 1.4).

Enfin, pour répondre à la dernière de ces questions, il faut cette fois se tourner vers les planètes telluriques de plus petite masse, seules susceptibles dans l'état de nos connaissances de pouvoir abriter la vie. Grâce aux progrès techniques accomplis ces vingt dernières années, les limites des instruments ne sont ou ne seront bientôt plus un obstacle à la détection de telles planètes. Cependant, la variabilité introduite dans les mesures par l'étoile elle-même se révèle un obstacle

majeur à cette détectabilité, soulignant une nouvelle fois l'importance de connaître l'étoile elle-même pour rechercher et caractériser les planètes (Sect. 1.5).

1.3 Etoiles massives de la Séquence Principale

1.3.1 Contexte : influence de la masse de l'étoile sur les propriétés des planètes géantes

L'impact de la masse stellaire sur la formation des planètes géantes par accréation de cœur et sur leur taux d'occurrence a été théorisé et prédit par Kennedy & Kenyon (2008). Ces auteurs ont utilisé un modèle d'un disque circumstellaire pour prédire le taux de formation des planètes géantes, ce modèle étant plus réaliste que les études précédentes (*par ex.* Ida & Lin 2005) car incluant l'évolution temporelle de la ligne de glace au cours des dix premiers millions d'années d'existence de l'étoile (*c.à.d.* dans le temps où se forment les planètes), sous l'influence de l'irradiation stellaire et de l'accréation dans le disque. Cette ligne de glace variable se rapproche ainsi de l'étoile au cours du temps (dans l'intervalle de 10 MA). En considérant cette ligne de glace, un temps maximal caractéristique de 1 MA pour la formation d'un cœur rocheux de masse minimale $10 M_{\oplus}$ (temps basé sur la décroissance du disque), ces auteurs ont ensuite estimé l'étendue de la région de formation possible pour un cœur rocheux à l'origine d'une planète géante en fonction de la masse stellaire (la masse du disque étant proportionnelle à M_{\star} dans le modèle). Kennedy & Kenyon (2008) affirment ainsi que pour une masse stellaire plus élevée, *i)* la formation de tels cœurs rocheux est plus aisée, la région de formation étant plus étendue; *ii)* la région de formation sera globalement plus éloignée de l'étoile; et *iii)* les cœurs rocheux formés auront tendance à être plus massifs. Ces auteurs déterminent finalement la probabilité pour une étoile de former au moins une planète gazeuse géante en fonction de sa masse M_{\star} et montrent que cette probabilité augmente pour M_{\star} dans l'intervalle $0.5-3 M_{\odot}$ (Fig. 1.13). En normalisant cette probabilité à 6% dans le cas des étoiles de masse solaire, ils prédisent ainsi un taux d'occurrence de planètes géantes de 1% pour $M_{\star} = 0.4 M_{\odot}$, et de 10% pour $M_{\star} = 1.5 M_{\odot}$.

Sur la base d'observations d'excès infrarouges, signatures de la présence d'un disque circumstellaire, Kennedy & Kenyon (2009) concluent d'autre part que la dispersion du disque de poussière circumstellaire est plus rapide pour des masses stellaires plus élevées. Les planètes géantes formées autour des étoiles massives auraient donc par conséquent moins d'interactions avec le disque et seraient donc moins susceptibles de migrer vers leur étoile que leurs analogues formées autour d'étoiles moins massives.

Je représente Fig. 1.14 l'ensemble des planètes géantes ($m_p \sin i \geq 0.2 M_{\text{Jup}}$) détectées jusqu'à présent par la méthode des V_R en fonction de leur distance à leur étoile-hôte et de la masse de cette dernière. Les observations menées lors des grands relevés de V_R semblent confirmer les prédictions de Kennedy & Kenyon (2008) :

1. Cumming et al. (2008) a estimé un taux d'occurrence de $\sim 10\%$ pour des planètes de masse comprise entre 0.3 et $10 M_{\text{Jup}}$ situées jusqu'à $\sim 4-5$ UA autour des naines FGK, alors que le taux d'occurrence calculé approximativement dans le même domaine tombe à 1% pour les naines M (Bonfils et al. 2013) ;
2. la gamme des masses stellaires explorées a également été élargie vers les plus hautes masses stellaires, mais cette fois en quittant la Séquence Principale pour aller vers les étoiles sous-géantes (de type spectral GK) avec $1.1 < M_{\star} < 2.5 M_{\odot}$ (les descendantes des naines AF de la Séquence Principale). Selon Johnson et al. (2010a), le taux d'occurrence de planètes géantes est plus élevé autour de ces sous-géantes qu'autour des naines FGK.

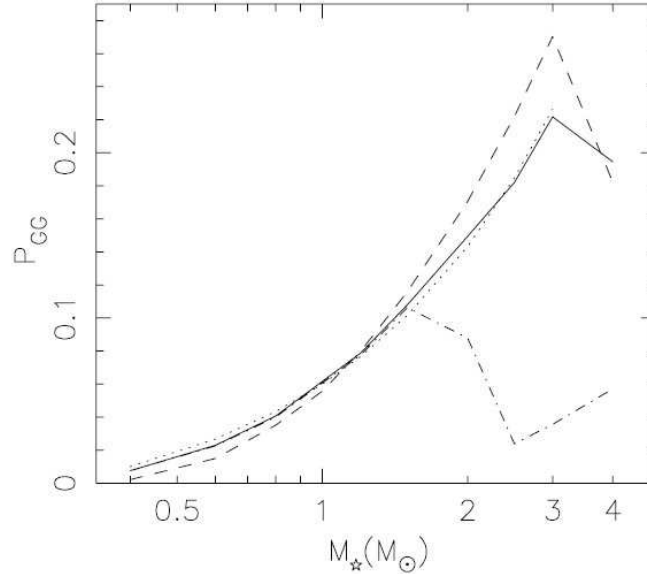


FIG. 1.13 – Probabilité de présence (taux d’occurrence) d’au moins une planète géante autour de l’étoile en fonction de la masse stellaire (M_{\odot}) prédite par le modèle de formation par accrétion de coeur (tiré de Kennedy & Kenyon 2008). Le modèle utilisé est indiqué par la ligne continue et est comparé à un modèle classique à ligne de glace statique (ligne alternée).

Une augmentation de ce taux d’occurrence avec M_{\star} a également été reportée par Reffert et al. (2015) pour des étoiles GK géantes ;

3. d’autre part, les planètes géantes sont détectées à de plus grandes séparations pour une masse stellaire croissante (Fig. 1.14). Un déficit global de planètes géantes à très courtes séparations (Jupiters chauds) autour des étoiles sous-géantes post-Séquence Principale est reporté *par ex.* par Bowler et al. (2010); Johnson et al. (2010a); Reffert et al. (2015), et la détection de telles planètes paraît significativement plus rare que pour les naines FGK (Johnson et al. 2010b, et voir ci-dessous).

Dans ce contexte, caractériser la population de planètes géantes autour des étoiles naines AF massives est nécessaire : *i)* afin de pouvoir confirmer les prédictions de Kennedy & Kenyon (2008) pour l’ensemble de la gamme de M_{\star} considérée de façon homogène (*c.à.d.* en restant sur la Séquence Principale pour toutes les masses stellaires considérées); et *ii)* pour effectuer la comparaison (à M_{\star} donnée) avec les étoiles sous-géantes et géantes hors de la Séquence Principale. Une telle comparaison permettrait en effet de déterminer si la tendance observée pour ces étoiles post-SP (manque de planètes géantes à courte séparation) est induite par la formation et l’évolution précoce du système (comme supposé par Kennedy & Kenyon 2009), ou par des phénomènes d’évolution tardifs au sortir de la SP (*par ex.*, la dilatation de l’étoile lors de sa transformation en géante pourrait conduire à la disparition des planètes à des séparations inférieures à $\sim 0.5-1$ UA).

1.3.2 Calcul des vitesses radiales pour des étoiles massives de la Séquence Principale (travail antérieur à ma thèse).

Problématique de la spectroscopie Doppler pour des étoiles AF

Nous venons de voir que la recherche et la caractérisation des compagnons (planètes, naines brunes) autour des étoiles plus massives que le Soleil et sur la Séquence Principale sont nécessaires pour comprendre les mécanismes de formation planétaire et l’influence de la masse stellaire sur ces mécanismes. Cependant, l’application de la méthode des vitesses radiales à ces

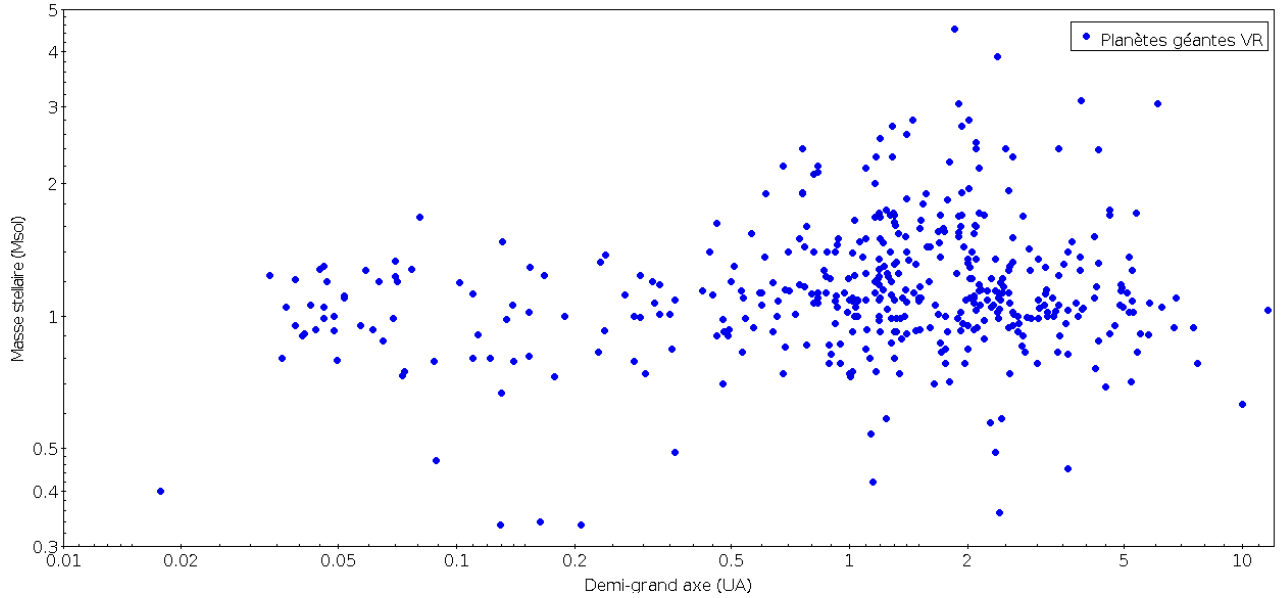


FIG. 1.14 – Répartition des planètes géantes ($m_p \sin i \geq 0.2 M_{\text{Jup}}$) détectées par vitesses radiales en fonction de la masse de l'étoile-hôte et de la séparation. Sont représentées les planètes dont la détection a été confirmée au 18 mai 2015).

naines AF massives se heurte à des difficultés importantes. Comme montré ci-dessus, les grands relevés de vitesses radiales se sont pour la plupart concentrés sur les étoiles naines FGK de la Séquence Principale (“semblables au Soleil”), les sous-géantes et géantes tardives hors de la SP, et les étoiles peu massives de type spectral M. Ces étoiles présentent en effet des caractéristiques spectrales et physiques propices au calcul des V_R :

- le spectre des étoiles naines FGK d’âge similaire au Soleil ($4500 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 6200$ K) présente typiquement plusieurs milliers de raies d’absorption exploitables pour la méthode de calcul classique des V_R par corrélation croisée avec un masque binaire. Aussi, ces étoiles ayant une vitesse de rotation faible ou modérée ($v \sin i \lesssim 10\text{-}15$ km.s⁻¹), les raies spectrales restent peu élargies, permettant d’atteindre une grande précision sur les mesures (0.5-10 m.s⁻¹ dans le cas d’un instrument tel que HARPS).
- les étoiles “sous-géantes” ayant évolué hors de la Séquence Principale, “descendantes” des naines AF (de type spectral GK et de classe de luminosité IV voire III), présentent les mêmes caractéristiques. Ayant brûlé tout leur hydrogène et vu leur rayon croître, ces étoiles voient leur surface se refroidir, ce qui a pour effet d’augmenter le nombre de raies d’absorption métalliques disponibles dans leur spectre ; d’autre part, ayant perdu une part importante de leur moment angulaire, leur vitesse de rotation est beaucoup plus faible (5-15 km.s⁻¹). Elles sont donc adaptées à la méthode classique de calcul des vitesses radiales (Johnson 2008).
- finalement, les difficultés spécifiques aux naines M (détermination du continuum dans le spectre rendue malaisée par l’abondance de raies d’absorption) nécessitent un travail de correction (voir *par ex.* Astudillo 2015), mais ne sont pas rédhibitoires, et des relevés spécifiques de V_R ont été entrepris (Bonfils et al. 2013, *par ex.*).

Les naines AF, quant à elles, présentent à la fois des températures effectives (6000-12000 K) et des vitesses de rotation ($3 \lesssim v \sin i \lesssim 300$ km.s⁻¹) plus élevées. Leur spectre comporte donc peu, voire très peu de raies d’absorption exploitables (quelques centaines voire seulement quelques dizaines), et de plus très élargies, donc de plus faible profondeur et pouvant se chevaucher (Fig. 1.15). La méthode de corrélation classique devient alors soit inadaptée dans le meilleur des cas (perte importante de précision sur les mesures, avec une incertitude

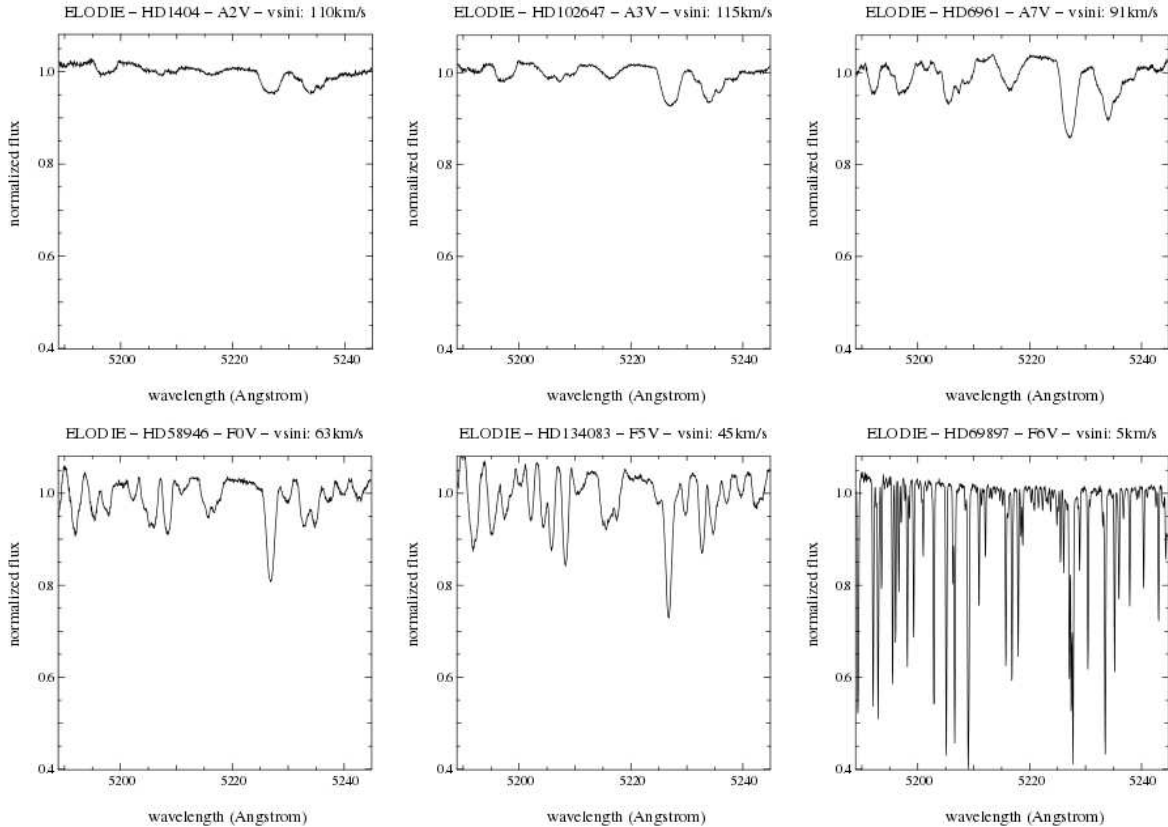


FIG. 1.15 – **Problématique de la spectroscopie Doppler pour les étoiles AF.** Comparaison de spectres ELODIE obtenus pour des étoiles de différents type spectraux et de différents $v \sin i$. Figure tirée de Galland et al. (2005b).

$\geq 50 \text{ m.s}^{-1}$), soit complètement inopérante (inexistence d’un masque binaire adapté), rendant la détection de planètes impossible. Ces étoiles massives de la Séquence Principale sont donc restées majoritairement ignorées par les différents groupes de recherche et exclues des grands relevés de vitesses radiales, au profit des étoiles massives hors de la Séquence Principale (section précédente).

Logiciel SAFIR

Durant les dix dernières années, notre groupe a développé le logiciel de calcul de vitesses radiales SAFIR (*Software for the Analysis of the Fourier Interspectrum Radial-velocities*), dédié plus spécifiquement à l’analyse des spectres d’étoiles de type AF et au calcul des V_R et des autres observables spectroscopiques correspondantes. Je rappellerai ici brièvement les grands principes de SAFIR ; pour plus de détail on pourra se référer à Galland et al. (2005b) et à la thèse de doctorat de Franck Galland (Galland 2006). SAFIR est basé sur la méthode de calcul des V_R dite de l’Interspectre, développée par Chelli (2000). Elle consiste à mesurer le décalage en V_R non plus à partir du spectre stellaire et d’un masque binaire, mais entre le spectre et un **spectre de référence** construit à partir de l’ensemble des spectres acquis pour l’étoile considérée¹¹. Elle permet donc de calculer les vitesses radiales relatives de l’étoile et d’éliminer la composante absolue V_γ . La référence $S_r(\lambda)$ est construite à partir de la médiane des spectres acquis $S(\lambda)$, après une sélection éventuelle des spectres selon leur qualité (rapport signal-à-bruit, etc) ou leur écart au spectre moyen. En considérant que le spectre $S(\lambda)$ est décalé d’une

¹¹SAFIR permet également de sélectionner les spectres utilisés dans le calcul de la référence ou même de n’en utiliser qu’un seul comme référence. Dans tout notre travail cependant, nous avons utilisé l’ensemble des spectres acquis pour construire la référence.

V_R notée U par rapport à la référence ($S(\lambda) = S_r(\lambda - \lambda U/c)$), SAFIR calcule l'interspectre du spectre et de la référence en se plaçant dans l'espace de Fourier :

$$\hat{I}(\nu) = \hat{S}_r(\nu) \hat{S}^*(\nu) = e^{2i\pi\nu\lambda_0 \frac{U}{c}} |\hat{S}_r(\nu)|^2 \quad (1.20)$$

Pour déterminer la vitesse radiale U contenue dans la phase de $\hat{I}(\nu)$, SAFIR recherche la vitesse V qui minimise (par la méthode des moindres carrés) la partie imaginaire de la quantité suivante :

$$\hat{C}(\nu) = e^{-2i\pi\nu\lambda_0 \frac{V}{c}} \hat{I}(\nu) \quad (1.21)$$

ce qui peut être assimilé à la minimisation d'un χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_j \frac{\Im^2[\hat{C}(\nu_j)]}{\sigma^2(\nu_j)} = \sum_j \frac{\sin^2(2i\pi\nu_j\lambda_0 \frac{V-U}{c}) |\hat{S}_r(\nu)|^4}{\sigma^2(\nu_j)} \quad (1.22)$$

où ν_j désigne les fréquences discrétisées correspondant aux longueurs d'onde discrètes de chaque pixel du détecteur. L'incertitude sur la vitesse radiale est calculée dans le même temps en sommant quadratiquement le bruit de photons et l'incertitude liée au détecteur.

Le calcul des V_R par SAFIR n'est effectué que sur certaines plages de longueurs d'onde de chaque ordre du spectre échelle. Ceci permet de sélectionner en priorité les zones contenant les raies avec le plus d'information, d'éliminer les zones contenant des raies parasites (telluriques, Thorium...), et encore de minimiser l'effet des variations du continuum dans le rouge du spectre et du bruit dans le bleu du spectre. Ceci est particulièrement intéressant pour les étoiles AF.

D'autre part, pour les étoiles de $v \sin i \leq 150 \text{ km.s}^{-1}$ et contenant encore assez de raies d'absorption (soit à peu près jusqu'aux types spectraux A4-5V, et à l'exception de certaines étoiles A8-9V variables), SAFIR effectue également le calcul de la CCF en corrélant le spectre stellaire avec un masque binaire construit à partir des raies les plus profondes de l'étoile, et dérive les observables correspondantes : BIS et FWHM de la CCF.

Finalement, SAFIR permet d'étudier certaines raies spectrales caractéristiques (*par ex.* les raies du Calcium II H et K), ce qui est abordé plus en détail en Sect. 1.5.

Premières détections

Les performances de SAFIR et ses premières applications à des spectres stellaires réels ont été présentées par Galland et al. (2005b), confirmant notamment la détection d'une planète géante autour de τ Boo. Galland et al. (2005b) démontraient la validité et l'utilité de SAFIR pour les étoiles AF jusque là évitées en V_R , et montraient que pour des types spectraux plus tardifs, les performances de SAFIR égalaient celles des méthodes de corrélation plus classiques. Les premières observations dédiées aux étoiles AF ont ensuite permis de détecter une planète géante autour de la naine F6V HD 33564 avec ELODIE (Galland et al. 2005a) et un compagnon de masse minimale compatible avec une naine brune autour de la naine A9V HD 180777 (Galland et al. 2006). D'autres détections ont suivi (voir plus loin).

Relevés de faisabilité SOPHIE et HARPS (Lagrange et al. 2009a)

De 2005 à 2008, notre groupe a effectué deux grands relevés d'étoiles de type AF, l'un avec HARPS au Sud et l'autre avec ELODIE puis SOPHIE au Nord, pour démontrer la faisabilité de mesures de V_R de précision grâce à SAFIR et explorer pour la première fois la population de planètes géantes à courte séparation autour de ces étoiles. Ces deux relevés comptaient

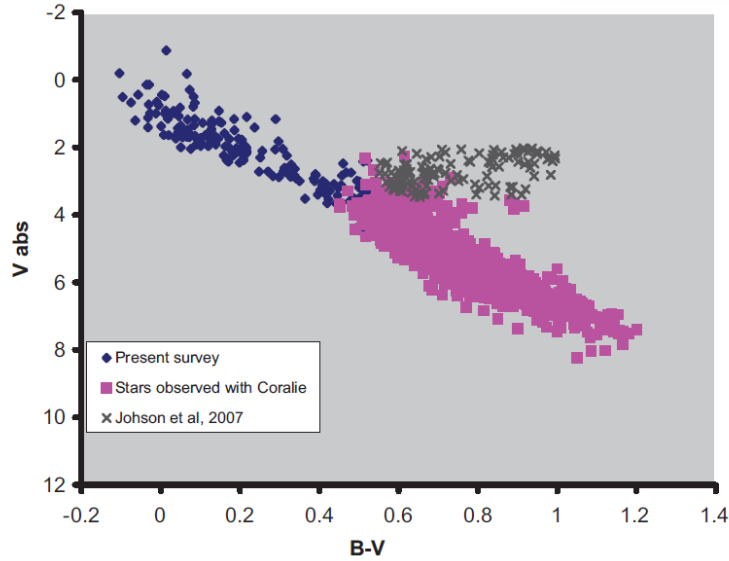


FIG. 1.16 – Comparaison des cibles de notre relevé de faisabilité HARPS dans un diagramme HR avec les cibles d'autres relevés. Les étoiles observées avec Coralie correspondent à des étoiles FGK de la Séquence Principale, semblables au Soleil. Les cibles du relevé de Johnson et al. (2007) correspondent à des étoiles sous-géantes et géantes, hors de la Séquence Principale. Figure tirée de Lagrange et al. (2009a).

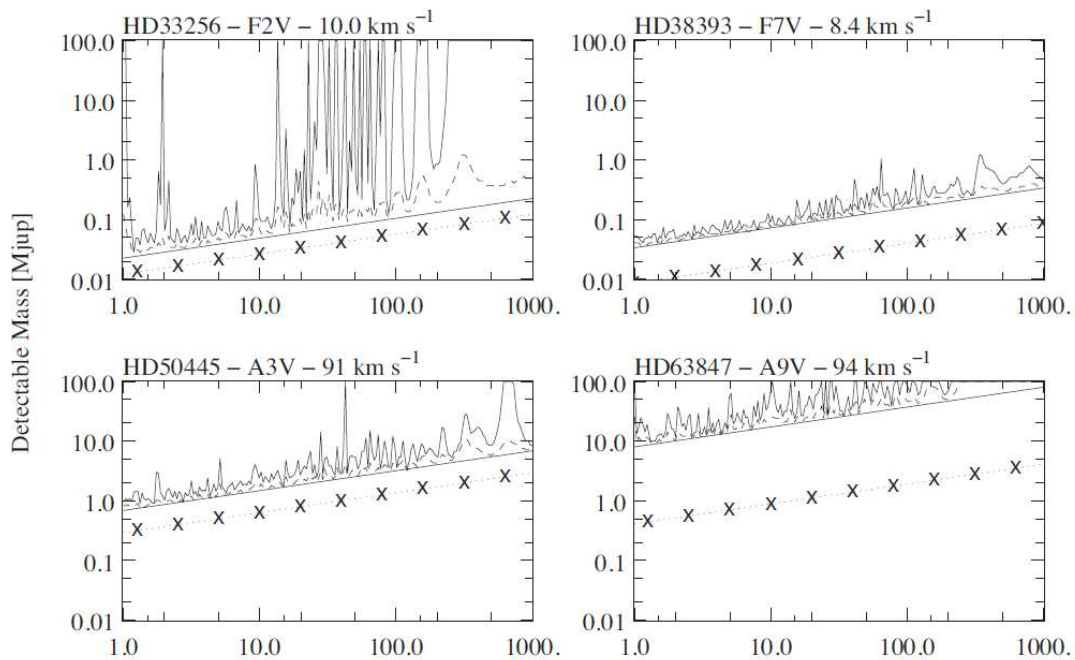


FIG. 1.17 – Exemple de limites de détection obtenues pour le relevé de faisabilité AF. Les limites de détection à 99.7% de probabilité sont représentées par la courbe continue (et à 68.2% par la courbe en pointillés). Tiré de Lagrange et al. (2009a).

approximativement 180 étoiles chacun. Ils ont conduit à la détection de plusieurs nouvelles planètes et candidates, dont en particulier un système de deux planètes géantes en résonance 1 :3 autour de la naine F HD 60532 (Desort et al. 2008), et des variations de V_R complexes autour de HD 185395 (Desort et al. 2009). D'autre part, les résultats préliminaires du relevé HARPS ont été présentés par Lagrange et al. (2009a). Dans cet article, les auteurs montrent la singularité de l'échantillon visé en type spectral par rapport aux grands relevés de spectroscopie

Doppler plus traditionnels (Fig. 1.16). Ils résument ensuite les mesures effectuées et détaillent les différents diagnostics utilisés pour déterminer l’origine de la variabilité des V_R observées (compagnons binaires ou planétaires, activité magnétique, pulsations) à partir des différentes observables disponibles. 20 binaires spectroscopiques sont ainsi identifiées. Enfin, les auteurs présentent les premières limites de détection obtenues (par la méthode “classique” rms, voir Sect. 1.6) pour des périodes allant jusqu’à 100 jours : la majorité d’entre elles se situent dans le domaine planétaire aux plus courtes périodes (3-10 jours), même pour les cibles de type spectral le plus précoce (Fig. 1.17). La détectabilité des planètes géantes à courtes séparations autour d’étoiles AF massives de la Séquence Principale était ainsi démontrée.

1.3.3 Objectifs de mon travail de thèse

Afin de déterminer pour la première fois le taux d’occurrence des planètes géantes proches (1 à 1000 jours, soit approximativement de 0.02 à 2-5 UA) autour d’étoiles AF massives de la Séquence Principale, deux relevés systématiques (l’un avec HARPS dans l’hémisphère Sud, l’autre avec SOPHIE au Nord) ont été lancés par notre groupe en 2008, dans la prolongation des relevés de faisabilité effectués de 2005 à 2008 (les cibles étant sélectionnées parmi les étoiles visées originellement dans les relevés de faisabilité). Le but de mon travail de thèse a été : *i*) de finir les observations correspondantes dans le cas du relevé SOPHIE, et d’effectuer la réduction des données acquises à l’aide de SAFIR; *ii*) d’analyser les séries temporelles obtenues (V_R , BIS, etc) afin de déterminer l’origine des variations et de caractériser les compagnons détectés; *iii*) de dériver les limites de détection à l’aide des méthodes de calcul optimisées développées au sein de notre groupe; et *iv*) d’obtenir la fréquence des planètes géantes proches autour des naines AF. Ce travail et mes résultats sont détaillés dans le Chapitre II.

1.4 Étoiles jeunes et proches

1.4.1 Contexte : contraindre les mécanismes de formation et d’évolution planétaire

Les ~ 2000 exoplanètes détectées à ce jour, principalement par les méthodes des vitesses radiales et des transits, ont révélé une diversité inattendue de leurs propriétés, et souligné le rôle important de la dynamique (voir Sect. 1.2.1) dans l’évolution précoce des planètes et dans l’établissement de l’architecture définitive des systèmes planétaires. La détection plus récente d’un nombre encore faible de planètes géantes en orbite à de grandes séparations autour d’étoiles jeunes et proches par imagerie directe (Sect. 1.1.3) a bouleversé la théorie de la formation planétaire, le consensus étant que la plupart de ces planètes imagées se soient formées non pas par accréation sur un cœur rocheux, mais par instabilité gravitationnelle dans un disque (Sect. 1.2.2). Ces systèmes montrent également des excès dans l’infrarouge caractéristiques de la présence de disques circumstellaires, restes de disques protoplanétaires, au contraire des planètes de V_R et de transits. Elles forment donc globalement une population distincte de celle des planètes géantes détectées par les méthodes indirectes (Fig. 1.18).

Les étoiles jeunes (d’âge $\lesssim 500$ MA) sont les seules cibles accessibles à moyen terme à l’imagerie directe (avant l’arrivée des télescopes de classe 30m), et par conséquent les seules pour lesquelles la population de planètes géantes est accessible et caractérisable à la fois à grande ($\gtrsim 5-10$ UA, via l’imagerie) et à courte (via les techniques indirectes, voir plus loin) séparation¹².

¹²Détecter des planètes géantes à des séparations supérieures à 5-10 UA autour des étoiles de la Séquence Principale d’âge similaire à celui du Soleil requerrait des dizaines d’années d’observations en V_R .

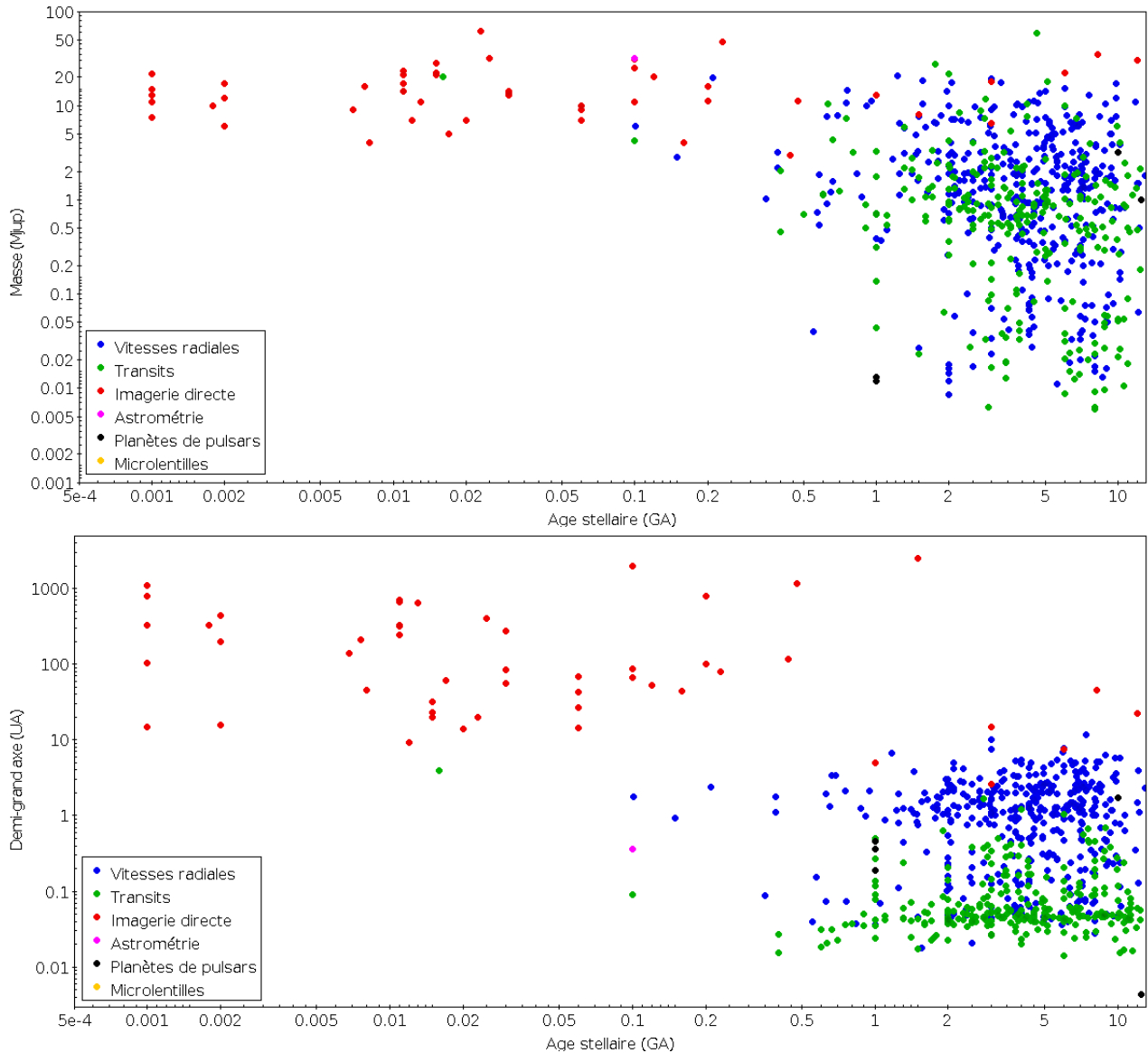


FIG. 1.18 – **Exoplanètes détectées en fonction de l’âge de l’étoile-hôte.** *Haut* : diagramme de masse des exoplanètes découvertes en fonction de l’âge de l’étoile-hôte. *Bas* : diagramme de séparation.

Les étoiles jeunes sont également des cibles idéales pour étudier les stades finaux de l’évolution planétaire précoce et les temps caractéristiques associés. En particulier, les phénomènes d’interaction planète-planète et/ou disque-planète et de migration nécessaires pour expliquer l’existence des planètes géantes à très courtes séparations ($P \lesssim 10$ jours ; séparations ≤ 0.1 UA, les Jupiters chauds) pourraient être mieux contraints. Enfin, les systèmes planétaires jeunes, si observés à la fois en V_R et en imagerie, donnent la possibilité de calibrer les différentes relations théoriques de masse-luminosité basées sur des scénarios d’évolution contradictoires (Fortney et al. (2008) ; voir également en Sect. 1.4.2 le cas (pour l’instant unique) de β Pictoris b pour laquelle une telle calibration a été effectuée en contraignant la masse dynamique de la planète imagée par des mesures de V_R HARPS (Lagrange et al. 2012).

Cependant, les étoiles jeunes ont jusqu’à présent été largement évitées dans les grands relevés de spectroscopie Doppler (Fig. 1.18). Seulement une poignée de planètes géantes orbitant autour d’étoiles d’âge compris entre 100 de 300 MA ont été détectées par V_R : HD 70573b (200 MA; Setiawan et al. 2007) ; HN Boo b et c (400 MA; Butler et al. 2003; Vogt et al. 2005, et voir également Sect. 3.2.1) ; HD 113337 b (150 MA; Borgniet et al. 2014, , et voir Sect. 3.3.1). Les

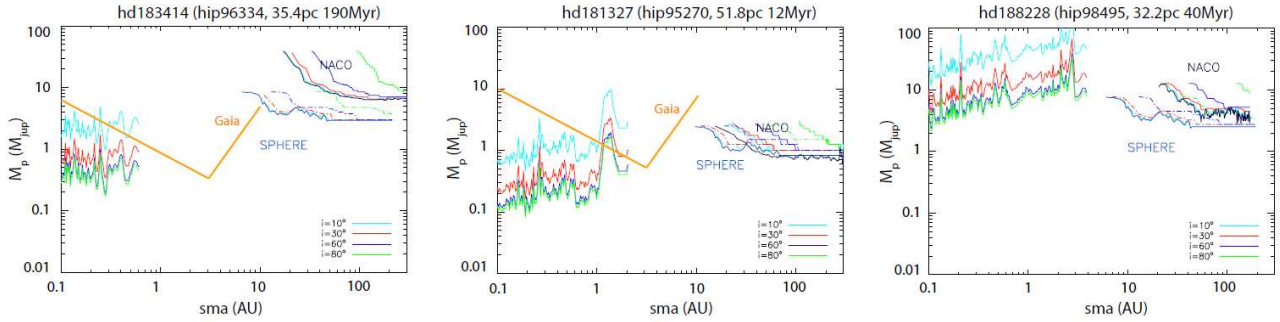


FIG. 1.19 – **Combinaison des limites de détection obtenues en V_R , et obtenues et/ou attendues en imagerie directe et en astrométrie pour trois étoiles jeunes et proches.** Comparaison de trois étoiles : HD 183414 (G3V, 192 MA, $v \sin i = 11 \text{ km.s}^{-1}$); HD 181327 (F6V, 21 MA, $v \sin i \sim 20 \text{ km.s}^{-1}$); et HD 188228 (A0V, 40 MA, $v \sin i = 85 \text{ km.s}^{-1}$). Les limites de détection obtenues avec HARPS en V_R et avec NACO en imagerie sont données pour différentes inclinaisons, tout comme les limites de détection attendues avec SPHERE (*en pointillés*). Enfin, les limites de détection attendues le cas échéant en astrométrie avec GAIA sont données (*en orange*).

étoiles jeunes sont en effet actives, donc à la fois à rotation plus rapide et présentant plus de taches stellaires induisant du bruit dans les V_R que leurs homologues semblables au Soleil, ce qui était largement perçu comme rédhibitoire à la détection de planètes géantes. Plusieurs cas de détections de planètes annoncées autour d'étoiles jeunes ont été par la suite rejetés (*voir par ex.* TW Hya, Huélamo et al. 2008; Figueira et al. 2010) ou sont devenues sujettes à controverse (*par ex.* BD+201790, Hernán-Obispo et al. 2015, et références internes). Les étoiles d'âge intermédiaire ($\sim 500 \text{ MA}$ -1 GA) ont quant à elles fait l'objet de quelques relevés : voir *par ex.* Paulson et al. (2004) pour les Hyades ($\sim 630 \text{ MA}$), ou Hillenbrand et al. (2015) pour des étoiles d'âges plus variés. Bien que ces auteurs n'aient pas reporté de nouvelle détection, ils n'en concluent pas moins que des planètes géantes de masse descendant jusqu'à une fraction de M_{Jup} sont détectables aux courtes ($\leq 2 \text{ UA}$) séparations autour de ces étoiles, étant donné le niveau de bruit dans les V_R obtenu. Dans la section suivante, j'expose le travail réalisé au sein de notre groupe dans les années précédentes sur le thème des mesures de vitesses radiales des étoiles jeunes, travail ayant démontré que les étoiles jeunes sont en fait bien adaptées à la recherche de planètes géantes par V_R , et que leur activité n'y constitue pas un obstacle.

1.4.2 Détectabilité des planètes géantes autour d'étoiles jeunes (travail antérieur à ma thèse).

Relevé de faisabilité (Lagrange et al. 2013) – De 2009 à 2011, notre groupe a effectué un relevé de faisabilité en observant avec HARPS un échantillon de 26 étoiles membres d'associations jeunes (21-200 MA) et proches, de types spectraux A à K, afin d'évaluer la détectabilité des planètes géantes autour de telles étoiles jeunes. Lagrange et al. (2013) décrivent la stratégie d'observation adoptée pour les différents types d'étoiles, les observables mesurées avec SAFIR et les diagnostics de variabilité utilisés. Enfin, les limites de détection sont calculées avec une nouvelle méthode optimisée pour la prise en compte du bruit stellaire (méthode LPA, voir Sect. 1.6). Pour les cibles de type spectral le plus tardif (FGK), les limites de détection obtenues sont aussi basses que $1 M_{\text{Jup}}$, voire une masse de Saturne, à des périodes allant de 1 jusqu'à 1000 jours. D'autre part, pour les cibles de type plus précoce, des limites de détection aussi basses que quelques masses de Jupiter peuvent être atteintes.

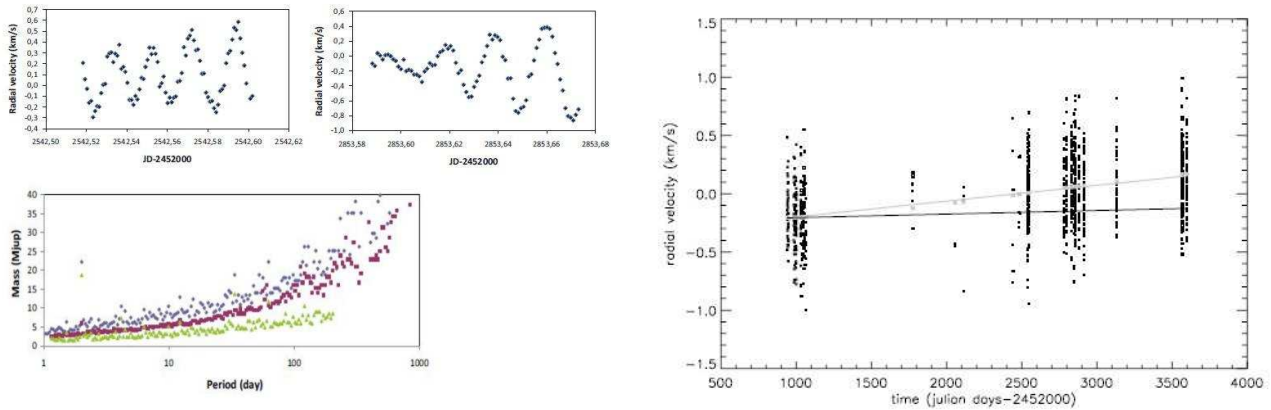


FIG. 1.20 – **Données V_R de β Pictoris (2003-2011)**. *Gauche* : Variations haute-fréquence de V_R induites par des pulsations stellaires (*haut*), et limites de détection obtenues à partir des $V_R(bas)$, sur : toutes les $V_R(bleu)$; toutes les V_R moyennées sur la nuit (*rouge*); les V_R acquises durant des visites de 1h30-2h moyennées sur la nuit (*vert*). *Droite* : V_R simulées pour β Pictoris b avec une masse de $30 M_{JUP}$ et un sma de 9 UA, dérive correspondante (*trait plein gris*) et dérive des V_R observées (*trait plein noir*).

Lagrange et al. (2013) montraient ainsi que, pourvu qu’une stratégie d’observation ainsi que des outils de réduction adaptés soient utilisés, les planètes géantes de masse allant de la masse de Saturne aux naines brunes à courtes séparations sont détectables autour de ces étoiles jeunes et proches, mêmes actives. Cette catégorie d’étoiles forme donc l’unique population accessible à moyen terme à la fois aux V_R , à l’imagerie directe (et à l’astrométrie), et donc la seule pour laquelle une couverture complète de la population des planètes géantes à toutes les séparations est envisageable pour l’instant (Fig. 1.19).

Cas emblématique : β Pictoris (Lagrange et al. 2012) – β Pictoris est une étoile naine A5V de la Séquence Principale, massive ($M_* \simeq 1.75 M_\odot$), jeune (21 ± 2 MA Binks & Jeffries 2014) et proche ($d \simeq 19$ pc, van Leeuwen 2007). Elle est extrêmement connue et étudiée en tant qu’hôte d’un disque de débris circumstellaire (le premier à avoir été imagé, en 1984) et d’une planète géante (Lagrange et al. 2009b). Cette planète a été imagée à plusieurs reprises et avec une séparation entre 8 et 12 UA (donc encore assez proche pour pouvoir s’être formée par accrétion de cœur) et une inclinaison proche de 90° (Chauvin et al. 2012). β Pictoris est considérée à ces titres comme un prototype de système planétaire jeune.

En tant que cible d’intérêt majeur, nous avons suivi β Pictoris avec HARPS de 2003 à 2011 durant nos relevés de faisabilité successifs, permettant d’acquérir près de 1100 spectres. Les V_R dérivées avec SAFIR sont largement dominées par l’impact de pulsations à haute fréquence (*par ex.* Fig. 1.20). Une stratégie d’observation adaptée (réaliser à chaque pointage de l’étoile de multiples expositions consécutives, puis faire la moyenne des V_R obtenues sur la nuit) permet d’atténuer ces variations et d’obtenir de meilleures limites de détection (Fig. 1.20). Le calcul de ces limites de détection (Lagrange et al. 2012, et voir Sect. 1.6) nous a permis d’établir une première contrainte sur la présence de planètes géantes plus proches que β Pictoris b. Nous excluons ainsi des compagnons : plus massifs que ~ 2.5 - $3 M_{JUP}$ pour des périodes inférieures à 100 jours, plus massifs que $\sim 10 M_{JUP}$ jusqu’à 300-400 jours (séparation ~ 1 UA, en considérant uniquement des orbites circulaires), et plus massifs que 20 - $30 M_{JUP}$ jusqu’à 1000 jours.

Ces données permettent aussi de contraindre directement la masse de β Pictoris b (que l’on peut seulement estimer à l’aide d’un modèle masse-luminosité en imagerie directe). En effet, nous savons que la planète était proche de la quadrature en 2003 (s’éloignant de nous pour passer derrière l’étoile) et de nouveau proche de la quadrature en 2011 (se rapprochant de nous, voir

Chauvin et al. 2012). Les quadratures correspondant à des maxima d'amplitude des V_R , et en supposant une faible excentricité du compagnon imagé, il est donc possible d'estimer l'effet que devrait induire ce dernier sur les V_R de β Pictoris (pour différentes masses et séparations), et de faire la comparaison avec les V_R observées (Fig. 1.20). C'est ce qu'ont effectué Lagrange et al. (2012), tirant de cette comparaison les contraintes suivantes sur la masse maximale du compagnon : $9.6 M_{\text{Jup}}$ à 8 UA, $15.4 M_{\text{Jup}}$ à 10 UA et $24.8 M_{\text{Jup}}$ à 12 UA (en supposant une excentricité nulle). Nous avons continué d'utiliser les V_R de β Pictoris pour contraindre les propriétés physiques de β Pictoris b (voir Bonnefoy et al. 2014, et détail en Sect. 3.3.2).

1.4.3 Objectifs de mon travail de thèse

Deux grands relevés de spectroscopie Doppler proposés par notre groupe ont été acceptés respectivement avec SOPHIE à partir du premier semestre 2013 et avec HARPS à partir de P92 (automne 2013). Ces relevés de V_R , prévus pour durer trois ans, sont dédiés à un échantillon statistiquement significatif d'étoiles membres d'associations jeunes (≤ 500 MA) et proches (≤ 80 pc), étant généralement des cibles des relevés d'imagerie en cours avec NACO, ou à venir avec SPHERE au VLT. L'objectif de ma thèse était de conduire les observations en V_R prévues et d'effectuer l'analyse des données acquises à l'aide de SAFIR et des différents outils mis au point dans notre groupe, afin : *i*) d'étudier et de caractériser en détails les systèmes individuels les plus intéressants ; *ii*) d'estimer la fréquence des planètes géantes à courtes séparations (dans la gamme ~ 0.02 à 2-3 UA) autour de ces étoiles et de comparer cette population aux planètes géantes détectées autour des étoiles d'âge similaire au Soleil ; *iii*) de mieux contraindre les processus de formation (mécanisme d'accrétion de cœur) et d'évolution précoce à l'origine de la formation des Jupiters chauds détectés autour des étoiles plus âgées de la Séquence Principale ; et *iv*) d'estimer pour la première fois la fraction totale (*c.à.d.* à toutes séparations) de planètes géantes autour de ces étoiles en combinant les données obtenues en V_R avec les données des relevés d'imagerie. Cette combinaison permettra en effet d'explorer toutes les gammes de séparations et peut-être d'établir un lien entre les différents modèles de formation proposés selon la séparation : accrétion de cœur près ($\lesssim 10$ -20 uA) de l'étoile ; instabilités gravitationnelles plus loin (quelques dizaines à quelques centaines d'UA).

1.5 Activité magnétique des étoiles de type solaire

1.5.1 Contexte : au-delà du bruit stellaire vers les petites planètes

Dans les ~ 15 années qui ont suivi la détection de 51 Peg b, la recherche d'exoplanètes a été limitée aux planètes géantes (gazeuses), les plus massives et donc les plus facilement détectables. La détection des planètes telluriques de plus faibles masses est pourtant une question essentielle, qui ouvrirait la possibilité fascinante de détecter des planètes similaires à la Terre et remplissant les critères d'habitabilité tels qu'on les conçoit actuellement (Sect. 1.2.1). Cette détection de planètes habitables est ainsi considérée comme l'un des objectifs majeurs de la recherche d'exoplanètes. Une planète de masse équivalente à celle de la Terre en orbite dans la zone habitable d'une étoile semblable au Soleil (séparation ~ 1 UA) induirait les signaux suivants, selon la méthode de détection indirecte :

- une semi-amplitude de $\sim 9 \text{ cm.s}^{-1}$ en vitesses radiales, correspondant à un déplacement de l'ordre de 2.10^{-6} \AA des raies du spectre stellaire ;
- une profondeur de transit de l'ordre de 10^{-4} sur la courbe de lumière ;
- ou un déplacement astrométrique de $0.33 \mu\text{as}$ (pour un système à 10 pc du Soleil).

Ces chiffres donnent une idée de la prouesse technique que représenterait une telle détection. Cependant, les progrès réalisés tant sur la stabilité et la précision des instruments permettront d’atteindre à brève échéance (*c.à.d.* pour les instruments de nouvelle génération devant bientôt entrer en service) les niveaux requis : une précision de 10 cm.s^{-1} en spectroscopie Doppler (*par ex.* ESPRESSO/VLT, Mégevand et al. 2010), de l’ordre de 10^{-5} sur la profondeur du transit (TESS, CHEOPS, PLATO) ou encore de $0.05 \mu\text{as}$ sur les déplacements astrométriques (Sect. 1.1.1). Le bruit et l’incertitude instrumentale ne constituent donc plus un obstacle majeur à la détection des planètes de faible masse.

Cependant, la sensibilité accrue des instruments ne fait que rendre plus visible l’autre source majeure de bruit sur les mesures, à savoir les perturbations induites par l’étoile elle-même sur les mesures. Les différentes manifestations de l’activité stellaire : pulsations, granulation, activité magnétique (détaillées en Sect. 4.1) ont en effet un impact significatif sur les différentes observables spectroscopiques, photométriques et astrométriques, à différentes échelles de temps. Cette influence se traduit globalement par un bruit stellaire sur les différentes séries temporelles mesurées, susceptible de masquer et/ou d’imiter les signaux planétaires recherchés. Par exemple, certaines des planètes de plus faibles masses dont on avait précédemment annoncé la détection sont actuellement sujettes à controverse, car elles pourraient au final n’être que des fausses détections causées par un signal d’activité (*par ex.* GJ581 d, f, g (Baluev 2013; Robertson et al. 2014); GJ667C d, (Robertson & Mahadevan 2014)). Les deux problèmes majeurs posés par le bruit stellaire sont : *i*) être capable de déterminer l’origine d’un signal donné compatible avec une planète (activité ou planète de faible masse réelle); et *ii*) pour un signal induit par l’activité, comment réduire son effet pour devenir capable de détecter un potentiel signal planétaire masqué. De multiples approches ont été proposées ces dernières années pour **corriger** les signaux de V_R induits par l’activité : *i*) utilisation de la corrélation entre les V_R et d’autres observables spectroscopiques -BIS, FWHM de la CCF, etc (voir Sect. 1.1.1 et références incluses); ou *ii*) de la corrélation entre les V_R et des index de l’émission dans des raies spectrales spécifiques -index du Calcium II H et K ou $\log R'_{\text{HK}}$, *par ex.* dans le cas de HD 189733 (Boisse et al. 2009) ou encore du Soleil (Meunier & Lagrange 2013); index des raies H_α (Robertson et al. 2013); *iii*) ajustement de sinusoides à la période de rotation stellaire et ses premiers harmoniques (Boisse et al. 2011b); *iv*) stratégies d’observation optimisées pour réduire le bruit induite par l’activité (Dumusque et al. 2011b). D’autre part, la **modélisation** des signaux d’activité s’est elle aussi considérablement développée : en photométrie (Aigrain et al. 2004); en astrométrie (Makarov et al. 2009, 2010); en vitesses radiales enfin, avec d’abord des approches semi-empiriques (Saar & Donahue 1997), puis des modèles simples (Dumusque et al. 2014) puis de plus en plus complexes (Barnes et al. 2011; Dumusque et al. 2011a; Jeffers et al. 2014), ou encore à partir de la photométrie (Aigrain et al. 2012). Dans la section suivante, je reviendrai sur le travail de modélisation de l’activité effectué au sein de notre groupe via une approche originale, se basant sur l’étoile que nous connaissons le mieux, notre Soleil.

1.5.2 Calcul des vitesses radiales induites par l’activité magnétique d’une étoile : le Soleil comme prototype (travail antérieur à ma thèse).

Durant les dix dernières années, notre groupe a fortement contribué à la recherche dans le domaine de la modélisation de l’activité d’étoiles de type solaire. Nous avons développé le premier modèle 3D réaliste d’une tache stellaire et de son impact sur les V_R et les autres observables spectroscopiques de l’étoile, présenté par Desort et al. (2007). Ce modèle est basé sur la construction de spectres stellaires synthétiques pour une étoile de caractéristiques physiques et géométriques données avec un certain nombre de taches de taille, position et contraste préal-

ablement définis. La contribution des taches au spectre stellaire global y est prise en compte en divisant l'hémisphère visible en cellules, en attribuant le spectre synthétique à chaque cellule et en appliquant une loi du corps noir aux cellules couvertes par les taches (voir Desort et al. (2007) et Sect. 4.2.2 pour le détail des simulations). A partir de ce modèle, Desort et al. (2007) ont quantifié précisément l'effet induit par une tache durant la rotation de l'étoile sur les V_R , le BIS et la photométrie, pour une gamme d'étoiles et de taches de propriétés différentes (Fig. 1.21) et ont montré que :

- les amplitudes de variation de V_R et de BIS augmentent linéairement avec la taille relative de la tache par rapport à la surface visible ;
- ces amplitudes de variation augmentent respectivement de manière linéaire et quadratique avec le $v \sin i$ de l'étoile, pour une tache et une configuration données (Fig. 1.21b). Ainsi, pour un $v \sin i$ faible (de l'ordre ou inférieur à la résolution instrumentale), le diagramme (V_R , BIS) correspondant serait plat et le cas indiscernable de celui d'un compagnon planétaire de période de l'ordre de la période de rotation de l'étoile ; pour un $v \sin i$ plus élevé, on retrouverait l'anti-corrélation (V_R , BIS) caractéristique.
- les amplitudes de variation de V_R et de BIS diminuent avec l'inclinaison de l'étoile et/ou de la tache (à $v \sin i$ donné) ;
- les amplitudes de variation augmentent avec un type spectral plus tardif, pour une configuration et un $v \sin i$ donnés et dans la gamme de type spectral F6V-K2V.

Finalement, Desort et al. (2007) ont également montré que l'amplitude de variation des V_R induite par une tache n'était que très faiblement dépendante de l'ordre spectral, et que le calcul des V_R sur un seul ordre de HARPS pouvait remplacer correctement le calcul des V_R sur l'ensemble des 72 ordres du spectre. Ce dernier résultat a été important pour la suite de nos recherches, la construction des spectres synthétiques demandant un temps de calcul conséquent.

Les modèles de tache tels que celui présenté par Desort et al. (2007) sont bien adaptés à des cas "simples" d'étoiles présentant une seule voire quelques grandes taches, comme les naines FGK jeunes comme *par ex.* HD 166435 (Queloz et al. 2001) ou HD 189733 (Boisse et al. 2011b; Dumusque 2014). En revanche, pour des étoiles plus âgées, le motif d'activité est beaucoup plus complexe, avec de multiples petites taches de taille et de durée de vie différentes évoluant au cours de cycles, et la contribution bien plus importante des plages brillantes (Lockwood et al. 2007). **Le Soleil constitue un prototype idéal pour étudier ce type d'activité : c'est en effet la seule étoile pour laquelle nous pouvons observer et caractériser en détail les zones actives et leur comportement.** L'objectif de nos études suivantes a donc été de modéliser l'impact de l'activité d'une étoile semblable au Soleil sur les V_R , et ce tout au long d'un cycle d'activité, en se basant sur les observations des structures actives solaires.

Lagrange et al. (2010b) ont présenté les premiers résultats de cette approche, en calculant les séries temporelles de V_R induites par la distribution des taches sombres au cours du cycle solaire 23. A partir d'une liste répertoriant les taches sombres visibles à chaque jour du cycle (avec leur taille et leur position), bâtie à partir de différents catalogues de taches solaires observées, ils y ont reconstruit les spectres synthétiques, puis dérivés les V_R et BIS (en se limitant à l'ordre 31 du spectre HARPS) et la photométrie. Ils ont poursuivi et complété cette étude dans Meunier et al. (2010), en sommant trois séries temporelles de V_R correspondant respectivement aux contributions des taches sombres, des plages brillantes (répertoriées de la même façon dans une liste d'entrée à partir de magnétogrammes solaires), et à l'inhibition de la convection dans les plages. Les plages recouvrent en moyenne une surface dix fois supérieure à celle des taches au long du cycle, mais ont un contraste bien moins élevé que les taches. Il apparaît que les contributions "photométriques" des taches et des plages induisent de faibles amplitudes de

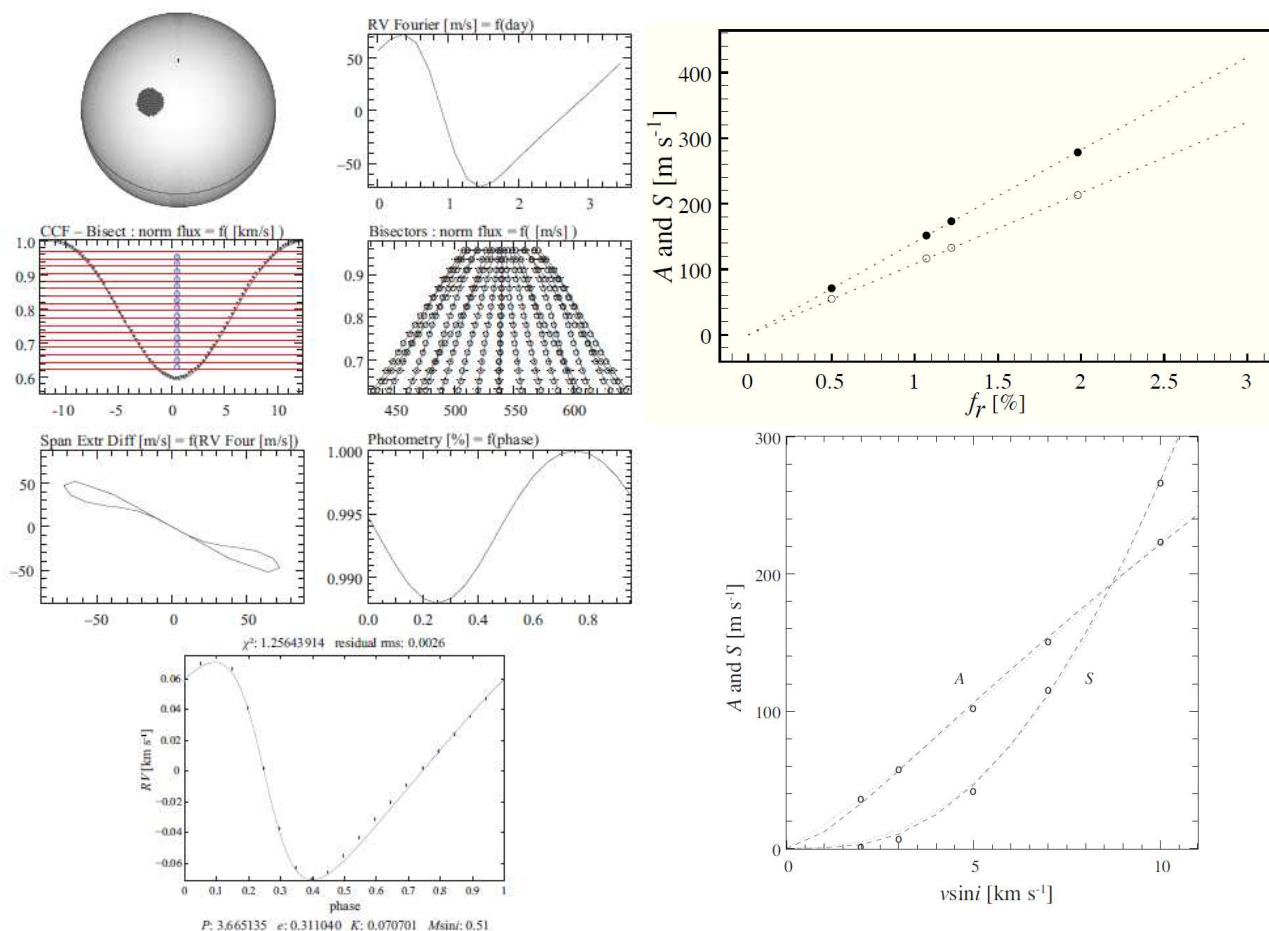


FIG. 1.21 – **Caractérisation de l’effet d’une tache stellaire sombre sur les observables spectroscopiques.** *Gauche* : exemple d’une tache de latitude 60° sur une étoile de type spectral G2V vue sous une inclinaison de 30° avec une vitesse de rotation projetée de 7 km.s^{-1} : courbe de V_R , CCF, bissecteurs, diagramme (V_R , BIS), photométrie et comparaison avec un modèle képlérien de planète ($m_p \sin i = 0.51 M_{\text{Jup}}$, $P = 3.7$ jours). *Droite* : semi-amplitudes de V_R et de BIS fonction de la taille relative de la tache (*en haut*) et du $v \sin i$ (*bas*) pour une tache équatoriale vue *edge-on* sur une étoile de type G2V. Figures tirées de Desort et al. (2007).

V_R (quelques dizaines de cm.s^{-1}) mais induisent une grande variabilité temporelle (Fig. 1.22), et se compensent partiellement. Le signal de V_R total est dominé, tant en amplitude qu’en dispersion, par l’inhibition de la convection dans les zones actives (Fig. 1.22), avec une amplitude de 8 à 12 m.s^{-1} sur l’ensemble du cycle d’activité et une dispersion de $\sim 2.5 \text{ m.s}^{-1}$. Enfin, Meunier et al. (2010) montraient qu’avec un bon échantillonnage, les composantes “photométriques” de l’activité n’empêcheraient pas la détection d’une planète semblable à la Terre ($1 M_\oplus$ à $\sim 1 \text{ UA}$); en revanche, la composante convective rendrait cette détection impossible en l’absence de correction.

Le signal de V_R total obtenu par Meunier et al. (2010) était corrélé au taux de couverture ou *filling factor*¹³ des plages brillantes et à l’index du Calcium solaire mesuré indépendamment. L’index du Calcium (ci-après $\log R'_{\text{HK}}$) est une mesure de l’émission chromosphérique dans les raies du Calcium II H et K (qui se traduit par une raie d’émission de hauteur relative variable au fond des raies d’absorption du Calcium II). Cette émission étant proportionnelle au taux de

¹³Surface projetée relative des structures par rapport à la surface projetée totale de l’hémisphère visible de l’étoile.

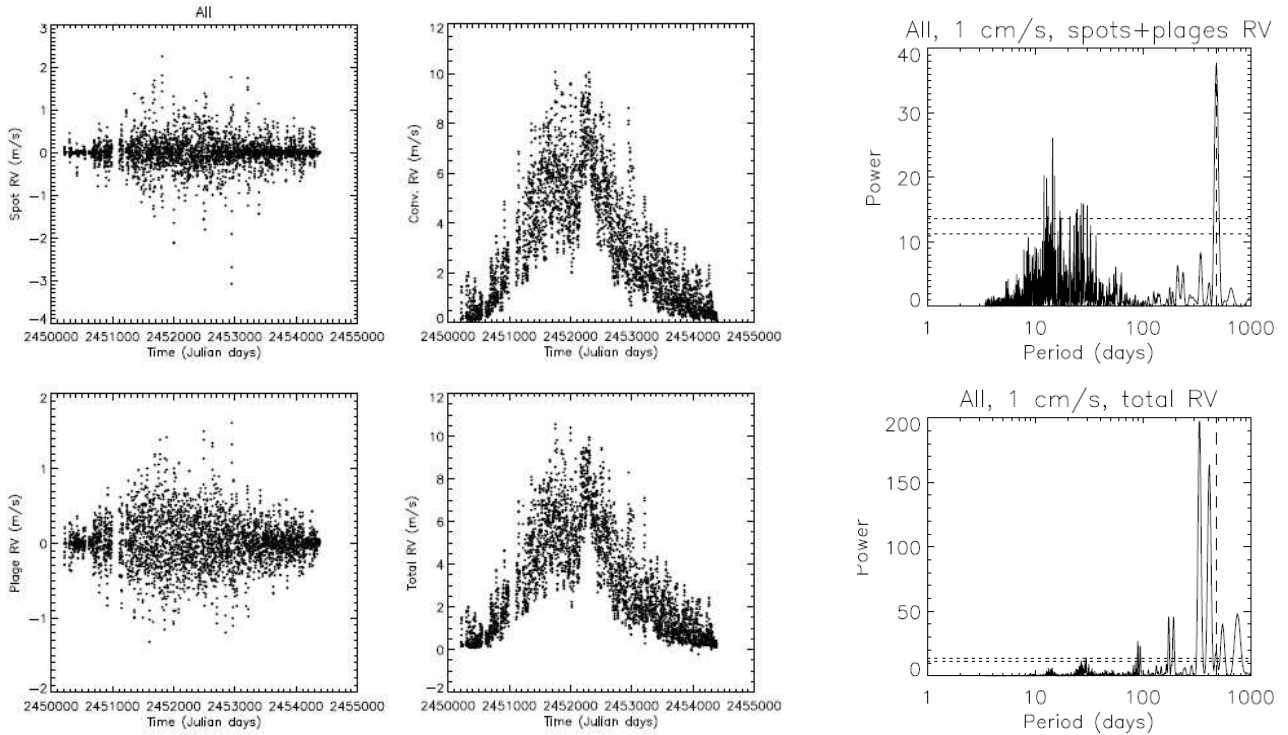


FIG. 1.22 – Caractérisation de l’effet d’un cycle d’activité solaire sur les V_R . Gauche : V_R induites par les taches (*haut*) et les plages (*bas*) au cours du cycle. Milieu : V_R induites par l’inhibition de la convection dans les plages (*haut*), et V_R totales ou somme de toutes les contributions (*bas*). Droite : périodogrammes des V_R (*haut* : somme des contributions “photométriques” et *bas* : signal total) avec addition du signal d’une planète similaire à la Terre. Figures tirées de Meunier et al. (2010).

couverture des plages photosphériques, elle constitue un bon estimateur du niveau d’activité d’une étoile. Meunier & Lagrange (2013) ont utilisé le $\log R'_{\text{HK}}$ solaire mesuré pour corriger nos séries temporelles simulées de V_R . Ils ont testé deux types de correction (Fig. 1.23) : un ajustement sinusoïdal du $\log R'_{\text{HK}}$, et un ajustement linéaire de la corrélation V_R - $\log R'_{\text{HK}}$. Cette deuxième méthode s’est révélée la plus efficace. Ils ont enfin montré qu’à la condition d’avoir un excellent échantillonnage temporel et un très bon rapport signal-à-bruit (ci-après SNR) sur le $\log R'_{\text{HK}}$, la correction des V_R par le $\log R'_{\text{HK}}$ permettrait peut-être de rendre détectable une planète de masse terrestre dans la zone habitable d’une étoile semblable au Soleil.

Finalement, Lagrange et al. (2011) ont étudié l’impact des structures actives sur le signal astrométrique, toujours pour les simulations basées sur les observations solaires. Ils ont montré que les variations induites par l’activité sur les deux composantes du signal astrométrique seraient de bien moins grande ampleur que les variations induites sur les V_R , la composante convective n’existant pas pour le signal astrométrique. La dispersion induite sur le signal astrométrique serait de l’ordre de 0.05-0.1 μas pour une étoile vue à 10 pc, soit bien inférieure à l’amplitude du signal induit par une planète similaire à la Terre (0.33 μas). Ils ont montré qu’avec la précision attendue sur un instrument tel que NEAT, une planète similaire à la Terre pourrait être détectée par astrométrie pour un niveau d’activité jusqu’à cinq fois supérieur à celui du Soleil.

1.5.3 Objectifs de mon travail de thèse

Suite aux études détaillées ci-dessus, un modèle entièrement paramétrique du cycle d’activité solaire, permettant de générer les listes des taches sombres et zones brillantes présentes à la

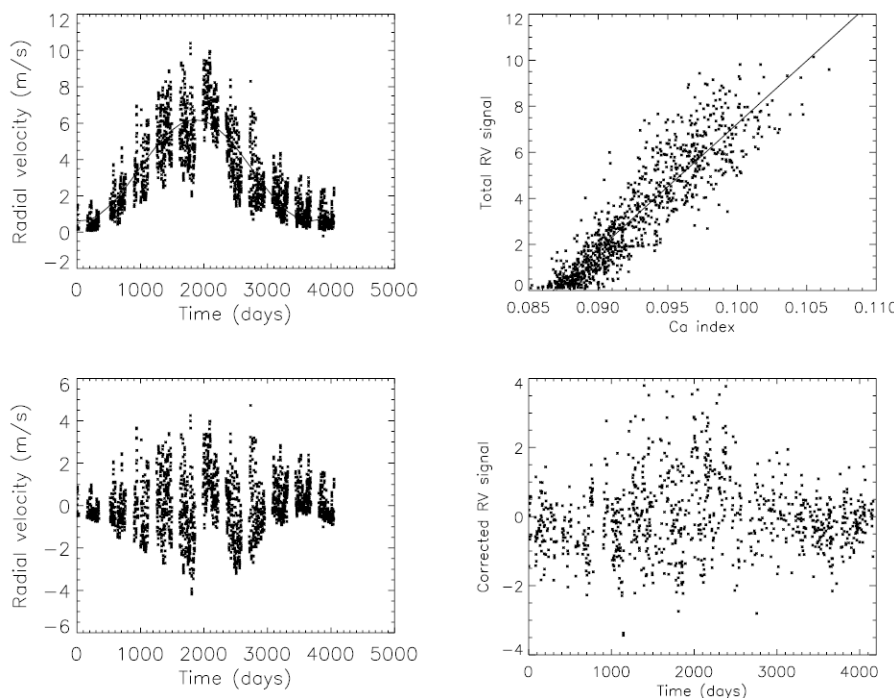


FIG. 1.23 – **Correction des V_R induites par l'activité par l'index du Calcium.** *Gauche* : correction des V_R par un ajustement sinusoïdal de l'évolution temporelle de l'index du Calcium (*haut*) et résidus (*bas*). *Droite* : correction des V_R par un ajustement linéaire de la corrélation V_R - $\log R'_{HK}$ (*haut*) et résidus (*bas*). Figures tirée de Meunier & Lagrange (2013).

surface du Soleil au cours du cycle a été développé par Nadège Meunier. Un modèle d'activité paramétré s'inscrit en effet dans la suite logique des études précédentes. Par rapport aux structures actives solaires observées, un tel modèle offre en effet les avantages suivants : *i*) il permet de couvrir la surface de l'étoile à 360° et non plus uniquement l'hémisphère observable ; *ii*) il permet de s'affranchir ou au moins de mieux comprendre des variations statistiques susceptibles de biaiser les résultats basés sur l'observation d'un cycle solaire particulier ; *iii*) il permet enfin de modifier les caractéristiques de l'activité observée et est donc potentiellement adaptable et extrapolable aux cas stellaires et non plus seulement solaire. L'objectif de ma thèse consistait à :

1. finaliser et tester ce modèle, et générer les spectres synthétiques et les observables correspondantes (V_R , photométrie, astrométrie) à partir de ces listes de structures ;
2. faire la comparaison entre les résultats obtenus avec ce modèle dans le cas du cycle solaire 23 et les résultats obtenus lors des études précédentes avec des structures observées, tant au niveau des distributions de structures que des observables, dans le but de valider et d'étalonner ce modèle avec l'exemple du Soleil. Cela implique donc, le cas échéant, de modifier et/ou d'ajuster les paramètres du modèle non contraints afin d'être le plus réaliste possible ;
3. une fois le modèle validé, commencer à caractériser l'influence des différents paramètres (en particulier l'inclinaison de l'étoile) ;
4. enfin, établir une stratégie d'extrapolation du modèle à d'autres types d'étoiles et d'autres configurations d'activité.

1.6 Calcul des limites de détection.

Travail antérieur à ma thèse

Le travail effectué sur les trois problématiques détaillées dans les chapitres précédents au sein de notre groupe se base sur des séries temporelles de vitesses radiales (acquises sur des étoiles réelles ou synthétiques) permettant de détecter ou non des compagnons. Dans le cas (très majoritaire) d'une non-détection, il est indispensable de caractériser les masses minimales (à différentes périodes) pour lesquelles il aurait été possible de détecter un compagnon hypothétique pour cette série temporelle, *c.à.d.* de déterminer les *limites de détection* pour cette série et/ou cette étoile. Les limites de détection constituent un outil majeur pour l'étude des étoiles observées en vitesses radiales et permettent de déterminer les taux d'occurrence de planètes pour une population donnée.

Une méthode classique pour le calcul des limites de détection dans le domaine des vitesses radiales est basée sur la comparaison de la dispersion de la série temporelle étudiée (au sens de l'écart-type de la série temporelle, équivalant ici au *rms* ou *root mean square* pour nos séries temporelles de V_R relatives) avec l'écart-type d'une série temporelle de même échantillonnage correspondant aux vitesses radiales qui seraient induites par une planète hypothétique de masse minimale et de période donnée (voir notamment Lagrange et al. 2009a; Bowler et al. 2010; Johnson et al. 2010b).

Cette méthode a l'avantage d'être très rapide; cependant, elle peut conduire à une surestimation importante des limites de détection. En effet, elle compare le rms du signal de la planète hypothétique (avec une certaine période orbitale), au rms de l'ensemble du signal stellaire, qui peut présenter autant voir plus de puissance à des périodes complètement différentes du fait du bruit ou "jitter" stellaire. Les limites de détection basées sur la comparaison de ces rms sont donc surestimées. Or, dans chacune des trois problématiques évoquées (détection de planètes géantes autour d'étoiles AF massives ou d'étoiles jeunes, impact de l'activité des étoiles de type solaire sur la détection de planètes de petite masse), les perturbations intrinsèques des mesures de vitesses radiales ("bruit stellaire") jouent un rôle essentiel et ont un fort impact sur la détectabilité des planètes visées. Il était donc important de développer des méthodes de calcul de limites de détection optimisées à ces spécificités, *c.à.d.* qui tiennent compte de la structure temporelle du bruit présent dans ces séries. Je résumerai ici les deux méthodes principales que j'ai utilisées durant mon travail de thèse. Ces méthodes avaient déjà été présentées et comparées avec la méthode basée sur le rms dans Meunier et al. (2012), puis appliquées à des séries de vitesses radiales aussi bien réelles que synthétiques (cf références ci-après).

1.6.1 Méthode de corrélation des périodogrammes

Cette méthode permet de mieux prendre en compte le phénomène d'*aliasing*, *c.à.d.* le fait que la présence d'une planète induit du signal non seulement à la période P correspondante dans le périodogramme, mais aussi à d'autres périodes, en fonction de P et de l'échantillonnage temporel. Comme indiqué par son nom, elle est basée sur la corrélation du périodogramme des vitesses radiales VR_{pla} correspondant à une planète avec $(m_p; P)$ données avec le périodogramme des vitesses radiales mesurées auxquelles on a ajouté les vitesses radiales de la planète hypothétique $VR_{\star} + VR_{\text{pla}}$ (illustré Fig. 1.24). Si m_p est suffisamment élevée, les deux périodogrammes (calculés avec le même échantillonnage temporel) seront très semblables et la corrélation sera forte (on sera donc au-dessus de la limite de détection). Dans le cas contraire, le périodogramme "stellaire" ne sera quasiment pas affecté, et la corrélation très faible ou nulle.

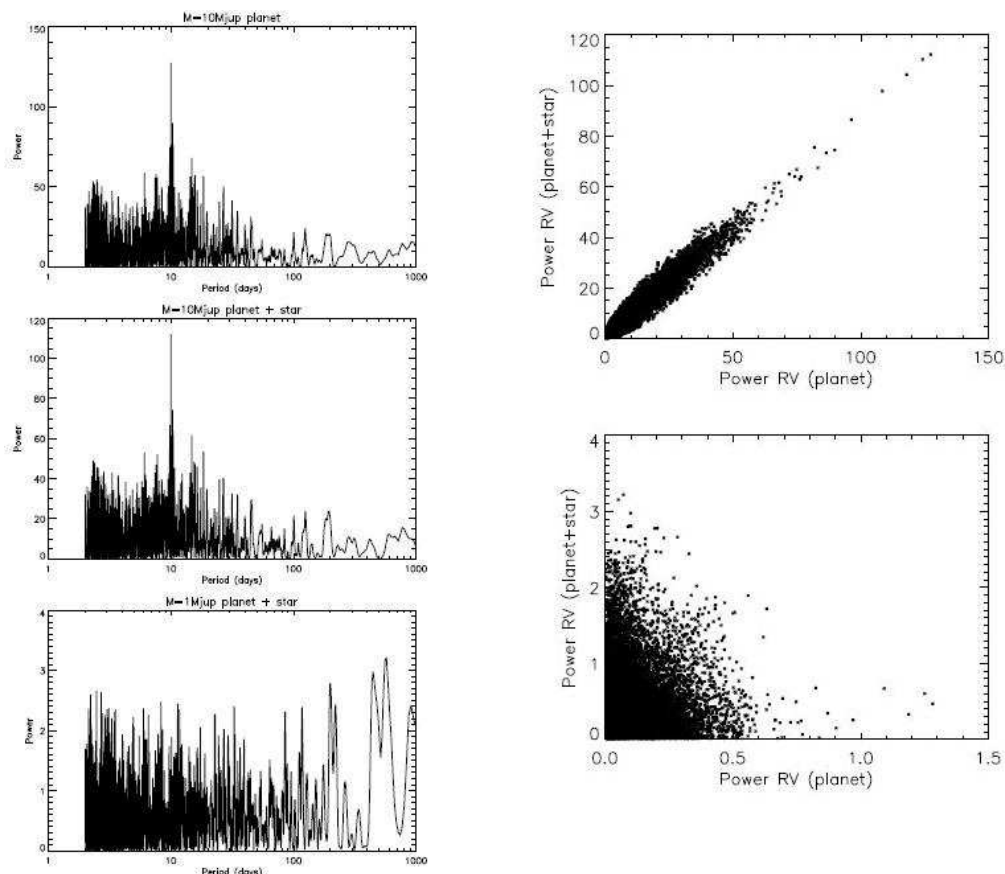


FIG. 1.24 – **Principe de la méthode de corrélation des périodogrammes pour le calcul des limites de détection.** *Gauche* : Périodogrammes avec (de haut en bas) : *i*) planète hypothétique de $m_p = 10 M_{\text{Jup}}$ et $P = 10$ jours; *ii*) même planète plus série stellaire “réelle” acquise avec HARPS; *iii*) série stellaire plus une planète hypothétique de $m_p = 1 M_{\text{Jup}}$. La série utilisée correspond à β Pictoris. *Droite* : corrélations entre le périodogramme de la planète hypothétique de $P = 10$ jours et le périodogramme {planète + données réelles}. *Haut* : pour $m_p = 10 M_{\text{Jup}}$; *bas* : pour $m_p = 1 M_{\text{Jup}}$. *Tiré de Meunier et al. (2012).*

On peut donc fixer la limite de détection comme un seuil sur cette corrélation. Concrètement, ce seuil est fixé à la valeur maximale de la corrélation obtenue pour un compagnon de très faible masse (typ. $0.002 M_{\text{Jup}}$) sur 100 différentes réalisations (correspondant à différentes phases de la planète hypothétique). La limite de détection à une période donnée est alors égale à la masse minimale pour laquelle la corrélation est toujours supérieure à ce seuil pour 100 réalisations/phases (on a donc une limite de détection à 99% de certitude).

La méthode de corrélation a été testée sur des séries de vitesses radiales stellaires pour des étoiles actives (Meunier et al. 2012), et sur des séries synthétiques pour le Soleil (Meunier & Lagrange 2013; Borgniet et al. 2015). Elle donne en général des limites de détection plus basses que la méthode “rms” et semble être plus efficace dans le cas d’étoiles peu actives (Meunier & Lagrange 2013).

1.6.2 Méthode LPA

La méthode *LPA* (pour *Local Power Analysis*) consiste, pour une planète hypothétique de masse minimale et de période données, à comparer le signal produit par cette planète dans le périodogramme (à la période donnée) avec le signal stellaire réel dans un intervalle de période

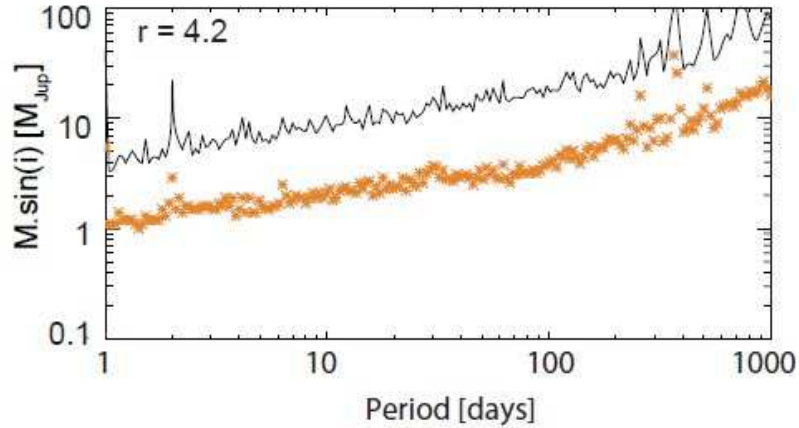


FIG. 1.25 – **Méthode LPA pour le calcul des limites de détection.** Comparaison des limites de détection obtenues par la méthode “rms” (*ligne noire*) et par la méthode LPA (*étoiles oranges*) sur les vitesses radiales d’une étoile jeune et active (β Pictoris; tiré de Lagrange et al. 2013). r indique le gain effectué en passant de la méthode “rms” à la méthode LPA dans le cas de β Pictoris.

limité autour de cette période. Le principe inhérent est que le signal induit par la planète doit être supérieur au signal stellaire dans cet intervalle pour que la détection soit validée. Concrètement, on compare le maximum de signal Pw_{\star} dans l’intervalle $[0.75P; 1.25P]$ autour de P au maximum de signal Pw_{pla} dans le même intervalle pour le périodogramme correspondant à une planète hypothétique de masse m_p et de période P (sur le même échantillonnage temporel). On considère alors que m_p est au-dessus de la limite de détection à cette période si pour 100 réalisations/phases différentes, on a toujours $Pw_{\text{pla}} > Pw_{\star}$ (la limite de détection est donc à 99% de certitude).

Appliquée à des séries de vitesses radiales d’étoiles moyennement et/ou très actives), la méthode LPA donne des limites de détection plus basses que la méthodes “rms” classique et même que la méthode de corrélation (Meunier et al. 2012). Elle est de plus peu voire insensible aux paramètres de calcul du périodogramme (nombre d’éléments de fréquence, intervalle global de période) ainsi qu’au nombre de réalisations (au-dessus de 100). Elle a déjà été utilisée pour le calcul des limites de détection durant le relevé de faisabilité pour les étoiles jeunes avec HARPS (Fig. 1.25, Lagrange et al. 2013).

Chapitre 2

Recherche de planètes géantes autour d'étoiles massives de la Séquence Principale

2.1 Description des relevés HARPS et SOPHIE

2.1.1 Echantillons

Nos deux relevés comprennent 108 étoiles pour HARPS et 122 pour SOPHIE ; sept étoiles appartenant aux deux relevés, notre échantillon global est donc constitué de 223 cibles. Ces cibles appartenaient aux grands relevés de faisabilité effectués de 2005 à 2008. Je rappelle ici les critères de sélection de nos cibles :

1. en type spectral, *c.à.d.* dans l'intervalle B9-F8. Ces cibles sont de plus toutes de classe de luminosité V (ou IV-V) pour ne garder que des naines AF sur la Séquence Principale. Cette sélection s'est faite sur la base de la magnitude absolue en bande V et de l'indice de couleur $B - V$ de chacune des cibles, permettant de tracer le diagramme de Hertzsprung-Russel (HR) de notre échantillon (Fig. 2.1, haut). La limite "haute" de notre intervalle en type spectral (B9V-A0V) correspond à peu près au type spectral le plus précoce pour lequel nous nous attendons à obtenir des limites de détection dans le domaine planétaire (selon le $v \sin i$, Lagrange et al. 2009a). La limite "basse" (F8V) correspond plus ou moins au type spectral pour lequel la méthode de corrélation avec un masque binaire cesse d'être optimale (elle cesse totalement d'être utilisable au-delà de F5V-F6V).
2. en distance, afin de sélectionner un échantillon limité en volume autour du Système Solaire et ne pas introduire de biais de sélection quelconque. Pour garder à peu près le même nombre de naines A et F dans notre échantillon et du fait de la proportion de chaque type spectral parmi l'ensemble des étoiles, nous avons retenu une distance maximale de ~ 67 parsecs (pc) pour les types spectraux B9V-A9V et de 33 ou 57 pc pour les types spectraux F0V-F8V (pour HARPS et SOPHIE, respectivement).
3. enfin, en éliminant les étoiles présentant des spécificités défavorables à la détection de planètes : binaires spectroscopiques à un ou deux spectres (SB1/SB2) déjà connues dans la littérature ; binaires visuelles serrées ($\lesssim 5$ arcsecondes), susceptibles de se révéler être des binaires spectroscopiques ; étoiles variables appartenant à la bande d'instabilité telles que les étoiles pulsantes γ Dor et δ Scuti (sauf cas exceptionnel tel que HR 8799) induisant des variations de V_R de grande amplitude sur des périodes de l'ordre du jour (compromettant la détectabilité de planètes géantes) ; étoiles chimiquement particulières (Ap, Am) présentant des anomalies spectrales et appartenant souvent à des systèmes binaires.

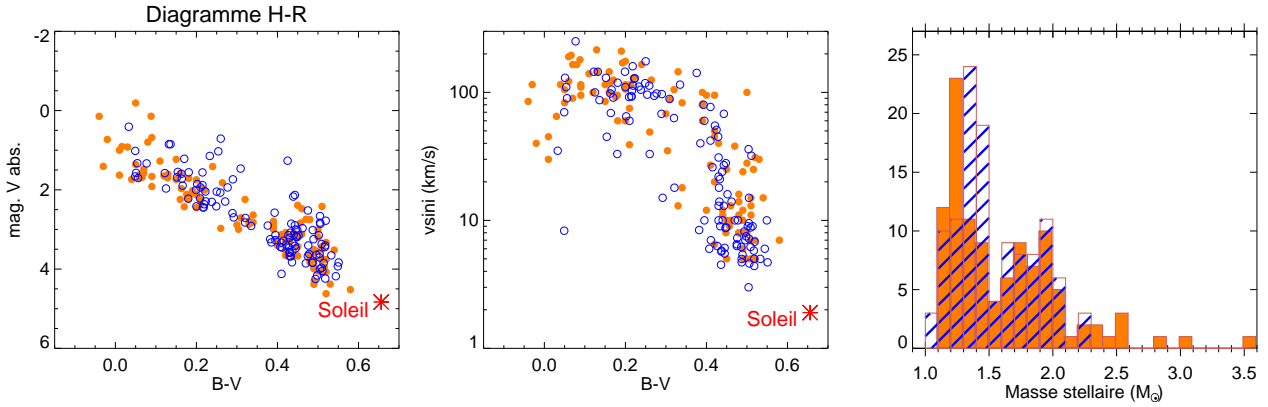


FIG. 2.1 – Principales propriétés de nos échantillons AF HARPS et SOPHIE. Les cibles du relevé HARPS sont indiquées en orange (*cercles pleins*) et les cibles du relevé SOPHIE en bleu (*cercles vides*). *Gauche* : Répartition de nos cibles dans un diagramme H-R (ici en magnitude absolue V fonction de l'indice de couleur $B - V$). Le Soleil est indiqué (*en rouge*) pour comparaison. *Milieu* : Répartition des vitesses de rotation projetées ($v \sin i$ fonction du $B - V$). *Droite* : histogrammes des masses stellaires pour nos deux échantillons (en masse solaire M_{\odot}).

La répartition en $v \sin i$ de notre échantillon est représentée Fig. 2.1 (*milieu*) ; comme attendu, les vitesses de rotation de nos cibles sont souvent bien supérieures à celle du Soleil et plus généralement aux étoiles visées classiquement par les grands relevés de vitesses radiales.

Enfin, en terme de masses stellaires, notre échantillon se répartit sur l'intervalle $[1 M_{\odot} ; 3.5 M_{\odot}]$ (Fig. 2.1, *bas*), avec une prédominance des masses entre $1.1 M_{\odot}$ et $2.1 M_{\odot}$. Cette répartition en masse stellaire est donc significativement différente de celle des relevés “traditionnels” visant les naines de type spectral plus tardif FGKM d'une part, et permettra une comparaison significative avec les relevés visant les étoiles sous-géantes et géantes de type spectral GK, appartenant à peu près au même intervalle de masses stellaires mais étant situées hors de la Séquence Principale (voir *par ex.* Johnson 2008; Bowler et al. 2010). On pourra enfin comparer pour la première fois le taux d'occurrence prédit par la théorie pour les planètes géantes situées à courte séparation de leur étoile (quelques UA) pour des étoiles massives de la Séquence Principale (Kennedy & Kenyon 2008) avec des observations.

2.1.2 Observations

Les étoiles de nos deux relevés HARPS et SOPHIE faisaient majoritairement déjà partie des cibles des relevés de faisabilité effectués précédemment par notre groupe (*cf.* Lagrange et al. 2009a, et Sect. 1.3.2), permettant d'étendre de façon conséquente la base de temps des observations). Les étoiles HARPS ont donc été majoritairement observées entre Août 2005 et Août 2011 (*c.à.d.* avant le début de ma thèse), avec des observations additionnelles que j'ai menées en 2013-2014 pour les cibles les plus intéressantes. Les étoiles SOPHIE, quant à elles, ont été majoritairement observées entre Novembre 2006 et Mars 2013. Nos observations SOPHIE ont été menées au sein du Consortium RPE (*Recherche de Planètes Extrasolaires*, *cf.* Bouchy et al. 2009), regroupant différents Sous-Programmes¹ et permettant de partager les observations, donc d'optimiser leur échantillonnage temporel et d'augmenter la détectabilité des exoplanètes. Je reporte en Table 2.1 les nuits d'observation que j'ai effectuées (*c.à.d.* les dernières nuits

¹Ces programmes sont les suivants : *i*) SP1 - Recherche à haute précision de Super-Terres et de Neptunes ; *ii*) SP2 - Recherche systématique de planètes géantes ; *iii*) SP3 - Recherche de planètes autour de naines M de faible masse ; *iv*) SP4 - notre programme ; *v*) SP5 - suivi à long terme des planètes à longues périodes précédemment détectées avec ELODIE.

TAB. 2.1 – Log des nuits d’observation effectuées avec SOPHIE pour le consortium dans le cadre du SP4.

Run	Nombre de nuits	Dates		Temps perdu (météo) (nuit)
		Début	Fin	
1	6	04/11/2012	09/11/2012	2
2	4	27/03/2013	31/03/2013	2.5

du programme AF avec SOPHIE) à l’Observatoire de Haute-Provence dans le cadre de cette recherche.

Les observations HARPS et SOPHIE ont toutes été effectuées en Haute-Résolution. Dans le cas de SOPHIE, les cibles ont été observées dans le mode Thorium-Argon (ThAr) simultané : la première fibre du spectrographe est pointée sur l’étoile, tandis que la seconde est centrée sur une lampe ThAr. Cela permet de superposer (sur le CCD) au spectre stellaire un spectre ThAr servant de standard pour identifier très précisément la position des raies d’absorption, et détecter d’éventuelles variations ou dérives instrumentales (dues aux variations de pression et de température du spectrographe). Dans le cas de HARPS, le spectrographe est stabilisé en température et pression, permettant de diminuer considérablement la dérive instrumentale. Pour notre échantillon Sud, nous avons majoritairement utilisé le mode de spectroscopie classique (une fibre sur l’étoile, l’autre sur le ciel), le mode ThAr de HARPS étant utile pour des mesures de très haute précision que nous n’atteignons pas dans le cas des étoiles AF. Pour chaque mesure, le temps d’exposition (de 60 secondes à 15 minutes environ) a été adapté en fonction de la magnitude de la cible et des conditions d’observation pour atteindre un rapport signal à bruit (ci-après SNR) minimal de 100 (150 en moyenne) à $\lambda = 550$ nm.

Notre stratégie d’observation consiste :

- pour nos cibles de type spectral le plus tardif (naines F), à effectuer deux expositions consécutives à chaque pointage de l’étoile, afin d’estimer la variabilité de l’étoile en V_R à très courte période. Pour mieux caractériser une éventuelle variabilité à courte période (et détecter d’éventuelles oscillations de période comprise entre quelques heures et quelques jours, comme *par ex.* pour les étoiles F précoces proches de la bande d’instabilité), nous avons aussi réalisé deux à trois visites différentes sur la même cible au cours d’au moins une nuit, et des visites sur plusieurs nuits consécutives².
- pour nos cibles de type spectral plus précoce (naines A), à réaliser des pointages un peu moins fréquents, mais comprenant plus d’expositions consécutives. Pour ces étoiles, la variabilité à court terme en V_R est en effet largement dominée par les pulsations ou oscillations à haute fréquence (périodes de l’ordre de quelques dizaines de minutes généralement). Réaliser de multiples expositions consécutives permet ensuite de réduire significativement la variabilité induite par les pulsations en moyennant les mesures de vitesses radiales obtenues sur la nuit pour chaque cible de ce type, et d’obtenir un gain conséquent en termes de détectabilité de planètes géantes (voir *par ex.* le cas de β Pictoris, Lagrange et al. 2012, , et Sect. 1.4.2).

Pour les étoiles sans intérêt particulier (*par ex.* pas de candidats compagnons), le nombre moyen de spectres acquis par cible est d’environ 30 à 40 spectres, obtenus au cours de 15 à 20 visites en moyenne (Fig. 2.2). La durée de nos relevés permet d’obtenir des bases de temps (durée couverte par toutes les observations pour chaque étoile) de plusieurs années (2000 jours ou environ

²Une visite correspond à un pointage de l’étoile avec le télescope et peut comprendre plusieurs expositions consécutives, chaque exposition permettant d’acquérir un spectre.

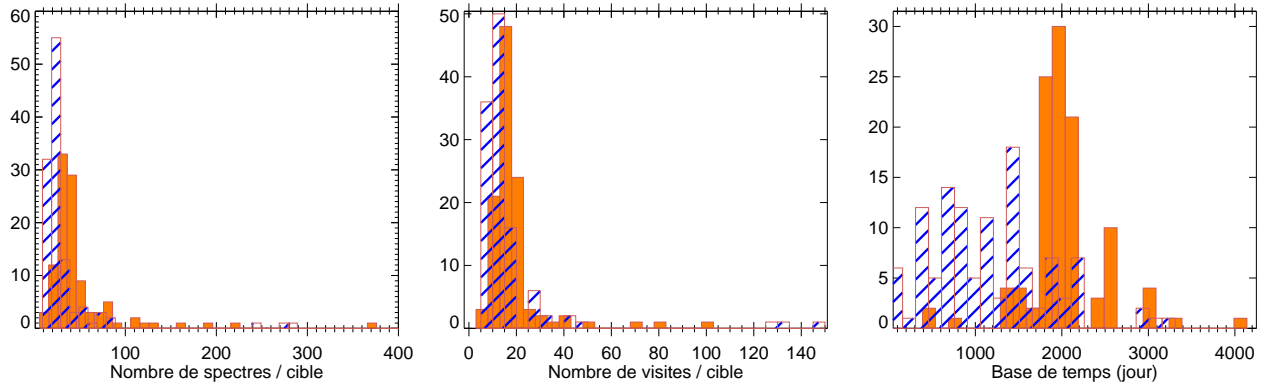


FIG. 2.2 – **Résumé des observations HARPS et SOPHIE.** Les cibles du relevé HARPS sont indiquées en orange et les cibles du relevé SOPHIE en bleu (*hachuré*). *Gauche* : Nombre de spectres acquis par cible. Pour un très petit nombre de nos cibles (telles que β Pictoris), le nombre de spectres est plus élevé (au-delà de 500) et donc non représenté ici. *Milieu* : Nombre de visites par cible. *Droite* : Base de temps des observations.

5 ans en moyenne pour les étoiles du relevé HARPS, *cf.* Fig. 2.2), ouvrant ainsi la possibilité de détecter des planètes géantes de périodes équivalentes, et d'identifier des variations à des échelles de temps supérieures. Dans l'ensemble, le relevé HARPS comprend plus de spectres acquis pour chaque cible et des bases de temps plus longues que le relevé SOPHIE (ceci s'explique aisément par le fait que HARPS est situé dans un environnement plus favorable que SOPHIE en termes de seeing et de météo, permettant de diminuer le temps d'exposition nécessaire pour chaque spectre et d'observer plus souvent).

Enfin, pour trois de nos cibles d'intérêt particulier (présence détectée ou supposée d'un ou de plusieurs compagnons de masse planétaire ou stellaire) observables dans l'hémisphère Nord : HD 113337 (Sects. 2.3.1 et 3.3.1), HD 185395 (Sect. 2.3.1) et HD 191195 (Sect. 2.3.2), des observations ont été effectuées en interférométrie optique longue base (voir le détail en Sect. 2.5).

2.1.3 Réduction des données

Pour les deux relevés HARPS et SOPHIE, j'ai effectué l'analyse de l'ensemble des données à l'aide du logiciel SAFIR afin de dériver les différentes séries temporelles nécessaires à l'analyse (V_R , BIS, FWHM, $\log R'_{HK}$). Pour éliminer les spectres de mauvaise qualité, j'ai effectué une première sélection :

- en SNR, en ne gardant que les spectres de SNR supérieur à 80 (pour éliminer les spectres acquis dans de mauvaises conditions d'observation) et inférieur à 380 (pour éliminer les spectres potentiellement saturés) ;
- en déterminant l'absorption atmosphérique pour chaque spectre. Ce paramètre est estimé en mesurant la différence entre la magnitude apparente de l'étoile dans la bande V et une magnitude empirique dérivée du temps d'exposition et du SNR (Borgniet et al. 2014). Je n'ai gardé ainsi que les spectres avec une absorption inférieure à 3, toujours pour ne conserver que les observations de qualité.

Effets du changement de fibres sur SOPHIE

Comme expliqué précédemment, SOPHIE est un spectrographe fibré. L'usage de fibres optiques (par rapport à des techniques telles que l'usage d'une cellule d'iode gazeux par exemple) permet de diminuer significativement l'erreur sur la mesure de V_R induite par le bruit de photons.

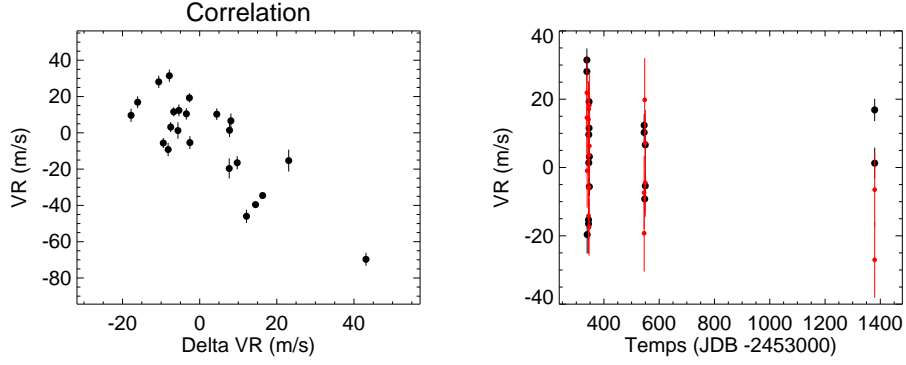


FIG. 2.3 – Correction de l’effet d’illumination pour les fibres de SOPHIE (avant Juin 2011) pour l’une des étoiles du relevé AF (HD 168151). *Gauche* : corrélation entre les vitesses radiales calculées à partir des ordres complets du spectre et le δV_R . *Droite* : Série temporelle des V_R de HD 168151 avant (*noir*) et après (*rouge*) correction de l’effet d’illumination.

Cette méthode est cependant fortement dépendante de la capacité des fibres à correctement brouiller la lumière stellaire incidente. Avant Juin 2011, les fibres optiques multimodes utilisées pour SOPHIE étaient de section circulaire et ont révélé des imperfections dans le brouillage de la lumière, menant à une illumination non uniforme de l’entrée du spectrographe. Cet effet systématique se répercute ensuite sur les vitesses radiales, entraînant des variations sur les V_R ainsi qu’une moindre précision (Boisse et al. 2011a). En Juin 2011, les fibres circulaires de SOPHIE ont été remplacées par des fibres de section octogonale, permettant un meilleur brouillage de la lumière et d’éliminer cet effet (Bouchy et al. 2013).

Les variations de vitesses radiales induites se traduisent par un effet différentiel δV_R selon la longueur d’onde : $\delta V_R = V_{R_{\text{rouge}}} - V_{R_{\text{bleu}}}$, avec $V_{R_{\text{rouge,bleu}}}$ désignant respectivement la vitesse radiale calculée avec les parties rouge et bleue de chaque ordre du spectre uniquement. Dans le cas où cet effet se manifeste, on a donc des mesures de vitesse radiale corrélées avec ce δV_R (Díaz et al. 2012). Ces auteurs ont donc proposé d’utiliser cette corrélation afin de corriger les mesures de vitesse radiales obtenues avec SOPHIE de cet effet d’illumination. Afin de corriger nos propres mesures d’un tel effet éventuel, j’ai implémenté la méthode proposée par Díaz et al. (2012) dans SAFIR. Pour les spectres acquis avec SOPHIE avant Juin 2011, SAFIR calcule donc le coefficient de corrélation de Pearson entre les vitesses radiales mesurées à partir des ordres complets du spectre et le δV_R (calculé en dérivant successivement les vitesses radiales avec les parties rouge et bleue de chacun des ordres des spectres uniquement) :

- si la valeur absolue du coefficient de Pearson est inférieure à 0.5 (ou pour les mesures effectuées après Juin 2011), les vitesses radiales mesurées ne sont pas modifiées ;
- dans le cas contraire, les vitesses radiales sont corrigées de la corrélation avec le δV_R .

Dans le cas de notre relevé AF, la correction a été effectuée pour 15 étoiles sur les 123 du relevé. Cette correction est illustrée Fig. 2.3 pour l’une de nos cibles.

2.2 Résultats du relevé HARPS (article).

Planètes extrasolaires et naines brunes autour d'étoiles de type AF. IX. L'échantillon Sud avec HARPS. *S. Borgniet, A.-M. Lagrange, N. Meunier & F. Galland, en préparation.*

Je présente l'ensemble des résultats que j'ai obtenus dans le cadre de notre relevé HARPS dans l'hémisphère Sud dans un article destiné à être soumis à *A & A* et reproduit ci-après. J'y rappelle en particulier les différentes observables tirées de la réduction des spectres stellaires avec SAFIR : V_R , CCF, BIS, FWHM et $\log R'_{HK}$; je décris comment l'analyse comparée de ces observables permet de déterminer la source des variations de V_R éventuellement observées : compagnons (binaires, naines brunes ou planètes) ou variabilité stellaire intrinsèque (induite par des pulsations ou par de l'activité magnétique). J'y expose ensuite les résultats suivants :

- *détection et caractérisation de deux nouvelles planètes géantes* : une planète de $m_p \sin i \simeq 4.5 M_{Jup}$ orbitant avec une période $P \simeq 826$ jours autour de la naine F5V HD 111998 et une planète de $m_p \sin i \simeq 0.35 M_{Jup}$ en orbite autour de la naine F8V HD 91889 avec une période $P \simeq 290$ jours. J'apporte également des mesures de V_R supplémentaires sur HD 60532, étoile-hôte d'un système de deux planètes géantes en résonance détecté précédemment dans notre relevé de faisabilité (Desort et al. 2008, Sect. ...), permettant d'affiner légèrement les paramètres orbitaux du système. Notre relevé HARPS compte ainsi au final quatre planètes géantes dans trois systèmes.
- *détection de 14 binaires spectroscopiques*. La présence d'un compagnon stellaire se manifeste dans les vitesses radiales de la primaire : soit par des variations périodiques de grande amplitude (de l'ordre du km.s^{-1}) si la période de la binaire est inférieure à la base de temps des observations, soit par une dérive linéaire ou quadratique des V_R dans le cas d'une binaire à plus longue période. Dans le même temps le diagramme (VR, BIS) présente un profil "plat" ou composite (si la primaire est également active), et des variations peuvent également se manifester dans la CCF et sa FWHM (dans ce cas, le compagnon est suffisamment lumineux pour que son spectre ait un impact plus ou moins prononcé sur le spectre de la primaire). Pour les binaires que j'ai détectées, j'ai tenté si possible d'ajuster les variations de V_R , soit par un modèle képlerien (de la même manière que pour la caractérisation des planètes), soit par un ajustement polynomial du 1^{er} ou du 2nd ordre afin : *i*) de caractériser au mieux les différents systèmes, et *ii*) de dériver les résidus en V_R de l'ajustement pour déterminer ensuite les limites de détection. Certaines de ces binaires spectroscopiques avaient déjà été détectées en tant que binaires astrométriques ou bien en tant que binaires directement imagées (Ehrenreich et al. 2010). Dans ces cas, j'ai pu montrer que les variations de V_R obtenues étaient compatibles avec (et probablement induites par) les compagnons précédemment imagés décrits par Ehrenreich et al. (2010) ou détectés par astrométrie et leurs caractéristiques.
- *détermination des limites de détection par la méthode LPA pour l'ensemble des étoiles du relevé sur l'intervalle de période de 1 à 1000 jours* (correspondant environ à des séparations entre 0.02 et ~ 2 UA). Les limites de détection obtenues sont largement dépendantes des propriétés des étoiles du relevé (en particulier le $B - V$ et le $v \sin i$). D'autre part, 70% de nos cibles ont des limites de détection inférieures à $13 M_{Jup}$ jusqu'à 1000 jours, et 30% ont des limites de détection inférieures à $1 M_{Jup}$. Ces résultats démontrent la capacité à détecter des planètes géantes autour de naines AF massives par vitesses radiales.
- enfin, la prise en compte des planètes détectées et des limites de détection m'a permis de *déterminer les premières estimations des taux d'occurrence de planètes en fonction de la*

séparation et de la masse stellaire pour les étoiles AF, et de comparer ces taux aux valeurs déjà déterminées pour des étoiles moins massives. L'absence relative de Jupiters chauds par rapport à des étoiles plus semblables au Soleil pourrait signifier que les phénomènes de migration ou de dynamique planétaire suivant la formation planétaire sont absents ou au moins inhibés pour les étoiles AF plus massives que le Soleil, par rapport aux étoiles naines FGKM de la Séquence Principale.

Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars. [★]

IX. The HARPS Southern sample

S. Borgniet¹, A.-M. Lagrange¹, N. Meunier¹, and F. Galland¹

Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France
CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France
e-mail: Simon.Borgniet@obs.ujf-grenoble.fr

Received date / Accepted date

ABSTRACT

Context. Past radial velocity (RV) systematic surveys to search for planets mainly focused on solar-type Main-Sequence FGK stars, as well as more recently M-type stars. More massive Main-Sequence A-F type stars have so far remained unexplored. This was caused by their small number of spectral lines and their high rotational velocity, that undermine the classical RV computation method.

Aims. Our aim is to search for planets around massive Main-Sequence stars, to get first statistical information on the occurrence of planets around these stars and to compare the results with lower mass stars.

Methods. We used the HARPS spectrograph located on the 3.6 m telescope at ESO La Silla Observatory to observe 108 A-F Main-Sequence stars with $B - V$ in the range $[-0.04; 0.58]$ and mass in the range $[1; 2.9] M_{\odot}$. We searched for companions with periods in the range $[1; 2000]$ days. We used our dedicated SAFIR software to derive the RV measurements of this type of stars. We used the radial velocity data as well as other spectroscopic observables to investigate the origins of the RV variations: stellar intrinsic activity (pulsations or magnetically active structures) or companions (stellar binaries, brown dwarfs, giant planets).

Results. *Giant planet detections* : We report the new detections of a $m_p \sin i = 4.51 M_{\text{Jup}}$ planetary companion with a ~ 826 -day period to the F5V dwarf HD 111998 and of a probable $m_p \sin i = 0.35 M_{\text{Jup}}$ planet with a ~ 290 -day period to the F8V dwarf HD 91889. We also present new data on the planetary system around the F6IV-V dwarf HD 60532.

Spectroscopic binaries: We also report the detections of 14 binaries identified thanks to RV long-term trends and/or high-amplitude variations combined to a flat RV-bisector span diagram. Several of these binaries have already been imaged before and the RV variations we detect are compatible with the properties of the imaged companions.

Detection limits : We compute the mass detection limits for our targets with no detection using the Local Power Analysis method, in the 1- to 1000-day range. The detection limits go down deep into the planetary domain, with 70% of our targets showing detection limits in the $[0.01; 10] M_{\text{Jup}}$ range for orbital periods up to 1000 days.

Statistics : We show and put strong constraints on a remarkable lack of “Hot Jupiters” around AF, MS dwarfs. We derive a planet frequency of $\sim 4^{+5.9}_{-0.9}\%$ for $m_p \sin i$ in the $[1; 13] M_{\text{Jup}}$ range and P in the $[1; 1000]$ -day range for stars with M_{\star} between ~ 1.1 and $1.5 M_{\odot}$, and a $1.4^{+3.5}_{-0.3}\%$ upper limit on the planet frequency in the same $[P; m_p \sin i]$ domain for stars with M_{\star} between 1.5 and $\sim 3 M_{\odot}$. Our results show that planetary migration processes are at least significantly inhibited around AF massive dwarfs compared to FGKM dwarfs.

Key words. Techniques: radial velocities - Stars: early-type - Stars: planetary systems - Stars: variable: general

1. Introduction

Since 1995 and the discovery of a giant planet (hereafter GP) around a Solar-type Main-Sequence star, 51 Peg (Mayor & Queloz, 1995), made thanks to precise measurements of the star’s radial velocity (hereafter RV) with the ELODIE spectrograph, hundreds of new exoplanets discoveries have been found, mainly using the RV and transit techniques. While the first detected planets were close-in GP of a few Jupiter masses and brown dwarfs (hereafter BD), the radial velocity method now allows the detection of Neptune-like and mini-Neptune GP. The close-in giant planets are believed to have formed through the core-accretion (CA) scenario (Pollack et al., 1996, Kennedy & Kenyon, 2008), in which quickly formed massive ($10\text{-}15 M_{\text{Earth}}$)

rocky cores accrete massive gaseous envelopes. As they represent the bulk of the planetary system mass, the GPs play a key role in the shaping and final architecture of the planetary systems. As the planet population best explored by RV yet, those close-in GP have revealed a great diversity in terms of eccentricities, inclinations, orbital motions and especially of separations (Mordasini et al., 2010). The so-called “hot planets” (Hot Jupiters and Hot Neptunes) found at very short separations (a fraction of AU) have highlighted the importance of dynamical processes such as inward migration (due to interactions with a third body or with a disk) in the formation and evolution of planetary systems.

However, the RV method (as well as transits) is still limited:

- in terms of planet-star separations, due to the extended observation time baselines required to detect planets located further away than typically 5 AU from their host stars. Direct imaging techniques have more recently allowed teams to detect a few GP and BD at much larger separations (from 10

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, ESO 072.C-0488, 073.C-0433, 074.C-0364, 075.C-0689, 076.C-0279, 077.C-0295, 078.C-0209, 080.C-0664, 080.C-0712., 081.C-0774, 082.C-0412, 083.C-0794, 084.C-1039, 184.C-0815, 192.C-0224.

to several hundreds AU) around early- or late-type members of young associations. However these imaged companions form a distinct population with respect to the RV/transit GP and BD, as most are considered to have formed through gravitational instability (GI, Boss, 2010) processes rather than CA processes.

- in terms of spectral types and/or stellar masses. The earliest (and consequently, with the most extended time baseline) RV surveys have focused on solar-like, FGK-type Main-Sequence (MS) stars (see e.g. Cumming et al., 2008, Howard et al., 2011). More recently, lower mass, later-type M dwarfs have been targeted in RV (see e.g. Bonfils et al., 2013), as well as more massive evolved GK subgiants (see e.g. Johnson, 2008, Bowler et al., 2010, Reffert et al., 2015). However, massive (from ~ 1.2 to $\sim 3.5 M_{\odot}$) A-F stars on the Main Sequence have not so far been investigated with RV, as their spectra lack absorption lines and as they rotate faster than solar-type stars. These characteristics prevent one from deriving a measurement of the star's RV using the classical RV computation technique (cross correlation with a binary mask, see below). AF MS stars were consequently removed from RV surveys, as it was assumed that it would not be possible to detect planets around them. When looking at the spectral types of Main-Sequence stars hosting RV GP (see e.g. <http://exoplanet.eu>, Schneider et al., 2011), we see a large number of F7-8V type stars with low $v \sin i$ (i.e. for which it is still possible to use the classical RV computation method), but only a very few number of F5-6V targets (see our papers below) and no target earlier than F4-5V.

Due to these limitations, the impact of the stellar parameters on the GP properties and formation processes (and especially the CA scenario here) is still to be fully investigated. The current situation, based on the CA theory, is that there will be more close-in GP around more massive stars. Kennedy & Kenyon (2008) predict a linear increase of the GP frequency for stellar masses between 0.4 and $3 M_{\odot}$, with a 6% frequency for $1 M_{\odot}$ -mass stars. Past observational results have been roughly in agreement with the GP rate prediction of Kennedy & Kenyon (2008) for solar-like FGK stars (with a ~ 9 -10% frequency of 0.3 - $10 M_{\text{Jup}}$ GP with separations up to 4 - 5 AU; see e.g. Cumming et al., 2008). Concerning lower mass M-type stars, Bonfils et al. (2013) derived a GP frequency of $\sim 1\%$, in agreement with the predictions from CA (Laughlin et al., 2004, Kennedy & Kenyon, 2008).

The increase of the GP frequency in the upper part (from ~ 1 - 1.2 to $\geq 3 M_{\odot}$) of the stellar mass range explored by Kennedy & Kenyon (2008) still remains to be validated for MS stars, due to the reasons detailed above. A few RV surveys have instead focused on evolved, massive (1 - $5 M_{\odot}$) stars off the Main-Sequence (G-K subgiants and giants). These evolved stars are interesting because of both being the descendents of early, MS stars, and having slower rotation rates and more numerous absorption spectral lines, allowing the classical RV computation (Johnson, 2008):

- G-K red giants ($1.8 \lesssim M_{\star} \lesssim 5.6 M_{\odot}$) members of open clusters of intermediate-age (0.2 - 2 Gyr) were surveyed by Lovis & Mayor (2007), who reported an increase of the GP frequency around these stars compared to mid-FGK and M-type dwarfs. More recently, Reffert et al. (2015) studied a large sample of 373 G-K giants and also reported an increase of the GP occurrence rate with the stellar mass in the $[1; 2.5] M_{\odot}$ range (with a 15% GP rate in the 1.8 - $2.2 M_{\odot}$ range),

in agreement with Kennedy & Kenyon (2008). They also reported a stark decrease of the GP rate for higher stellar masses (2 - 2.5 to 3 - $3.5 M_{\odot}$) and no GP around 4 - $5 M_{\odot}$ targets.

- Intermediate-mass ($1.2 \lesssim M_{\star} \lesssim 2.2 M_{\odot}$) subgiants have been surveyed by a significant (~ 150 targets), long-term Doppler survey (Johnson, 2008, Johnson et al., 2010a). These authors derived a close-in (up to 2.5 AU) GP ($\geq 0.8 M_{\text{Jup}}$) frequency of $11 \pm 2\%$ around subgiants (comparable to the GP rates derived by Reffert et al., 2015), corresponding to a GP frequency increase with stellar mass, in close agreement with the predictions of the CA model of Kennedy & Kenyon (2008) (see the analysis in Johnson et al., 2010a).

Another trend that needs to be investigated is that GP seem to be found at larger separations around more massive stars: Bowler et al. (2010) and Reffert et al. (2015) reported an absence of GP at short separations (≤ 1 AU) around evolved G-K subgiants and giants respectively, in stark contrast with the Hot Jupiter population found around FGK MS stars. Several GP have yet been detected by other RV and transit surveys at very short separations (≤ 0.1 AU) from their host star for stellar masses above $1.5 M_{\odot}$ (see e.g. Johnson et al., 2010b, and ref. therein, and <http://exoplanet.eu/>). However, there seems to be an overall lack of GP in the $[0.1; 1]$ -AU range for subgiant and giant stars compared to solar-like FGK stars (Bowler et al., 2010). The significance and possible origin of this trend are still to be explored, increasing the need to investigate AF MS stars.

We developed ten years ago a software (SAFIR, Galland et al., 2005b) dedicated to the computation of radial velocities of early A- and F-type Main-Sequence stars. Instead of correlating the stellar spectra with a classical binary mask to make the RV measurements, SAFIR correlates them with a reference built from the median of all the acquired spectra for each target properly shifted to a common wavelength scale. This procedure has proved its ability to detect BD as well as GP around A-F MS stars (see e.g. Galland et al., 2005a,b, 2006). Since 2005, we have initiated and carried out two feasibility surveys dedicated to the search for close-in (up to a few AU from the host star) GP and BD around A-F Main Sequence stars: one in the northern hemisphere with the SOPHIE fiber-fed spectrograph (Bouchy & Sophie Team, 2006) on the 193 cm telescope at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France), and the other one in the southern hemisphere with the High-Accuracy Radial Velocity Planet Searcher (HARPS; Pepe et al., 2002) on the 3.6m ESO telescope at La Silla Observatory (Chile). We focus here on the HARPS southern stars. Lagrange et al. (2009) introduced the results of the three first years of this survey (2005-2008). They showed that most of the 185 targets were intrinsically RV variable, and characterized the RV variability. They also made a first assessment of the survey sensitivity to substellar companions, and achieved detection limits at short periods (≤ 100 days) deep into the planetary domain for most of the targets, despite early spectral type and/or high RV jitter. Finally, the discovery of a 2-GP system in a mean-motion resonance around the F6V dwarf HD 60532 was reported in Desort et al. (2008).

Following this feasibility survey, we carried on a HARPS survey from 2008 to 2011 with a restricted sample of 108 of the already observed targets, and extended further the observations in 2013-2014 for the most interesting targets. We followed a similar procedure for our SOPHIE observations from 2006 to 2013 (and introduced the first detected and candidate GP in Desort et al.,

2009, Borgniet et al., 2014). This paper is dedicated to the description and analysis of the HARPS survey. We detail our sample properties, the observations, observables and the determination criteria in Sect. 2. We introduce the detected and/or newly reported GP in Sect. 3, as well as the detected stellar binaries in Sect. 4. In Sect. 6, we introduce and characterize the detection limits achieved in the survey and make a first estimation of the close-in GP occurrence for A-F MS stars, before concluding in Sect. 7.

2. Description of the survey

2.1. Sample

Our HARPS sample is made of 108 stars with spectral types (ST) in the range B9V-F8V. The B9-A0 limit roughly corresponds to the earlier ST for which our detection limits are expected to fall into the planetary domain, given the $v \sin i$ of the targets and the results from our feasibility survey (Lagrange et al., 2009). The F6V-F8V limit corresponds more or less to the earlier types for which the classical masking technique can be used to compute the RV.

Our sample is also limited to nearby stars, with a distance to the Sun less than 67 pc for A0-A9 dwarfs and than 33 pc for F0-F8 dwarfs. The difference in distance between A and F-type stars is meant to keep roughly the same number of stars of each ST in our sample.

We note that we first removed from the feasibility survey sample any previously known spectroscopic binary, as well as close visual binaries with separations under 5 arcseconds. Finally, we removed known variable stars of δ Scuti or γ Doradus type, as such pulsators induce high-amplitude RV variations over periods ranging from a few hours to a few days that undermine any search for companions (unless of peculiar interest, e.g. HR 8799). We also removed known Ap-Am stars that show spectral anomalies and that are often associated to binary systems. This removes a significant number of late A to early F-type stars at the crossing of the instability strip on the HR diagram, as shown in the top panel of Fig. 1.

We ended up with 108 stars with $B - V$ in the range $[-0.04; 0.58]$. All of them are faster rotators than the Sun (Fig. 1, middle panel). The mass distribution extends from 1 to 3.6 M_{\odot} but mostly covers the 1.1–2.7 M_{\odot} range (Fig. 1, bottom panel). The list of our targets, together with their main relevant properties, is provided in Table. 1.

2.2. Observations

We observed our 108 targets mainly between August 2008 and August 2011. A few additional spectra were acquired later (in 2014) for our most interesting targets (planet hosts). Most of our targets were already part of the sample described in Lagrange et al. (2009) and we continued to observe them from 2008 to 2011, either because they were targets of interest or because we needed more data on them. The spectra were acquired with HARPS, in the 3800–6900 Å wavelength range, in high-resolution mode ($R \simeq 115000$). The exposure times (between 60 and 900 s, depending on the stars magnitudes and on the observing atmospheric conditions) were adapted to reach a high signal-to-noise ratio (hereafter S/N), of 260 in average at 550 nm. Most of the exposures were made in the fibre spectroscopy mode, with the HARPS A fiber on the target and a dark on the B fiber. This exposure type is convenient for targets much brighter than the background, such as our AF targets. As for the few

spectra acquired in 2014, we acquired them in the simultaneous Thorium mode. For this exposure type, the first HARPS fiber is on the target, while the second is fed by a Thorium lamp. The Thorium spectrum acquired simultaneously to the stellar one allows one to follow and correct for the drift of the instrument induced by local temperature and pressure variations.

The observing strategy is the same as described in Lagrange et al. (2009). For each pointed star, we recorded at least two consecutive spectra (each pointing is hereafter referred as an “epoch”). For each target, we also tried to record data on several consecutive nights to estimate the short-term jitter and detect potential high-frequency variations induced by pulsations. The typical time baseline of the data is 1900 days per target. The number of spectra acquired per target depends on its interest and on the potential hint of a companion. For stars with no companion detection, the average number of acquired spectra is in the range 20–40.

The computation of the RV is described Sect. 2.3. We make a first selection of the spectra based on two criteria:

1. the S/N at $\lambda = 550$ nm must be greater than 80 to eliminate spectra acquired with poor observing conditions and lower than 380 to avoid saturation;
2. the atmospheric absorption must be kept to a minimum. We defined an absorption parameter, described in Borgniet et al. (2014), that allows us to estimate the absorption by the atmosphere during the observations and thus the quality of the observations.

2.3. Observables

2.3.1. Radial velocities (RV)

We compute the RV with our dedicated software SAFIR (Software for the Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities). SAFIR and the method used to compute RV for early-type, faster rotating stars are described in Chelli (2000) and Galland et al. (2005b). We remind briefly the principle of our method. We use the spectra first reduced by the HARPS Data Reduction System (DRS) pipeline as input data to our software. For each star of our sample, we build a first estimate of our reference spectrum by computing the median of the acquired spectra. At this step, we also compute the χ^2 of each spectrum compared to the reference spectrum so as to assess its quality. When the χ^2 is found to be over 10, the spectrum is not kept in the estimation of the reference. Such a case happens rarely and can be originating in bad observing conditions (although this is already taken into account during the selection of the spectra based on the absorption, see above), in technical problems or in line deformations induced by a double-lined spectroscopic binary (hereafter SB2). We then compute the correlation (in the Fourier domain) between the reference and each kept spectrum to determine a first estimate of the RV. We rebuild a final reference spectrum by computing the median of all the spectra once shifted from the first RV measurement. The final RV value is obtained by correlating again each kept spectrum with the final reference spectrum.

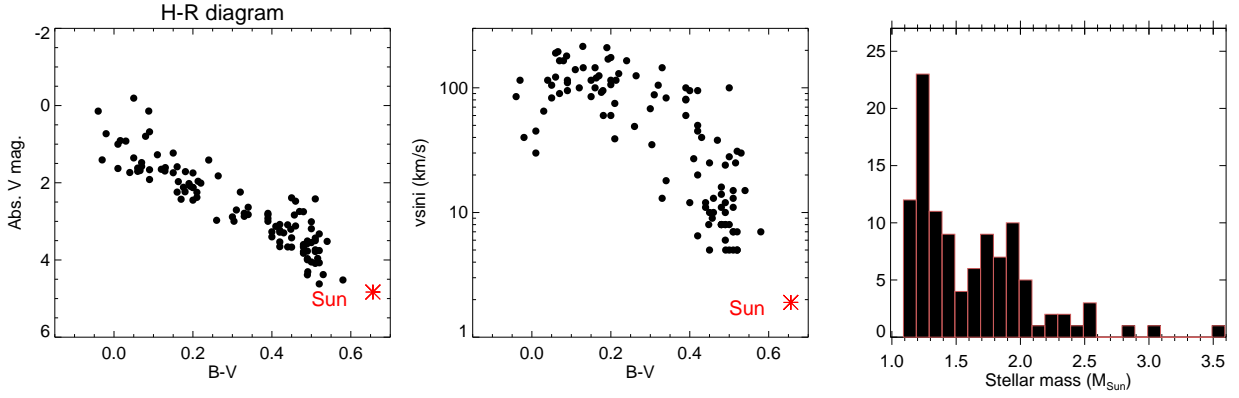


Fig. 1. Our A-F sample properties. *Left:* HR diagram of our sample, in absolute V -magnitude vs $B - V$. The Sun is displayed (*red star*) for comparison. *Middle:* $v \sin i$ vs $B - V$ distribution. *Right:* Mass histogram.

2.3.2. Bisector velocity span (BIS) and full width at half maximum (FWHM) of the spectra cross-correlation function (CCF)

When possible, we computed for each target the cross-correlation functions (hereafter CCF) of the spectra and the corresponding bisectors and bisector velocity spans (hereafter BIS; see e.g. Queloz et al., 2001, Galland et al., 2005a, 2006). The CCF computation with SAFIR is possible for stars of spectral type later than A0 and with $v \sin i$ typically $\leq 150 \text{ km.s}^{-1}$, i.e. for stars that have a sufficient number of spectral lines and that are not too rotationally-broadened. These SAFIR CCF are obtained by cross-correlating each spectrum with an automatically built binary mask based on the reference spectrum deepest lines.

As described in Lagrange et al. (2009), the uncertainty associated to the BIS depends on the number of spectral lines available for its computation. We use this number of lines as a quality criterion for the BIS measurements (see Table 1), as in Lagrange et al. (2009).

The BIS and the full width at half maximum (FWHM) of the CCF are interesting diagnosis of stellar activity due to magnetically active structures (dark spots, bright faculae) or high-frequency pulsations (see below). Yet, for a low stellar $v \sin i$ (of the order of or smaller than the instrumental spectral resolution), the local flux variation induced by a magnetically active structure and the corresponding global CCF distortion will not have a significant effect on the BIS compared to the RV (see e.g. Desort et al., 2007). Indeed, if the $v \sin i$ is smaller than the instrumental resolution, the spectral lines are not resolved and the BIS variations will be negligible compared to the RV ones. On the contrary, the activity-induced effect on the FWHM should always be noticeable (of the same order of or larger than the RV variations, see Dumusque et al., 2014). For a higher $v \sin i$ (higher than 5-6 km.s^{-1}), the activity-induced BIS variations will always be noticeable and will be larger than the FWHM variations (Desort et al., 2007, Dumusque et al., 2014). Here, as most of our targets have a high $v \sin i$, the BIS will be our main indicator of stellar activity (see below).

2.3.3. Calcium index

SAFIR also allows us to measure the Calcium index of the acquired spectra (i.e., the measurement of the chromospheric emission in Calcium H and K lines, expressed here in $\log R'_{\text{HK}}$). The Calcium index is proportional to the active region surface coverage or filling factor (in the case of the Sun, it increases lin-

early with the bright facula coverage and quadratically with the dark spot coverage, according to Shapiro et al., 2014) and is hence commonly used as a proxy for correcting activity-induced RV variations (see e.g. Dumusque et al., 2012, Meunier & Lagrange, 2013, Santos et al., 2014). Here we record, when possible, the Ca index of our AF targets and use it as a complementary activity proxy to the BIS.

2.4. Classification of the RV variable targets

As in Lagrange et al. (2009), a star is considered as a RV variable if its total RV amplitude is larger than six times the mean RV uncertainty and if its RV standard deviation (hereafter RV rms) is larger than twice the RV mean uncertainty. A fully detailed description of how the combined use of RV, CCF and BIS allows to distinguish between RV variations induced either by companions or by intrinsic stellar activity is provided in Lagrange et al. (2009) in the case of A-F MS stars:

1. In the case of RV variations induced by stellar magnetic activity (i.e. dark spots and bright faculae), the RV and BIS are anti-correlated if the $v \sin i$ is high enough. In a (RV, BIS) diagram, the BIS values are arranged either linearly as a decreasing function of the RV, or as an inclined “8”-shape, depending on the stellar inclination and on the active structure configuration at the stellar surface (see e.g. Desort et al., 2007, Lagrange et al., 2013). More complex patterns can be found in the case of multiple large structures.
2. In the case of stellar pulsations, the BIS shows strong variations, over a much larger range than the RV. The BIS and RV variations are not correlated anymore. In the (RV, BIS) diagram, the BIS values show a vertical spread.
3. In the case of stellar, BD or GP companionship as the source of RV variations, the CCF is not distorted as in the case of active magnetic structures and is only shifted in RV, except for double-lined spectroscopic binaries (hereafter SB2). In the latter case, the CCF is strongly distorted due to the two spectra overlapping. However, we recall that we removed any known SB from our sample, and that the SB2 we detected in Lagrange et al. (2009) were also removed. Hence the present sample should not contain any SB2 with periods up to several hundreds days. Only SB2 with periods of a few to a few tens years can still be present in our sample. In this case, we would observe small distortions of the CCF (or a slight trend in the FWHM), along with RV variations or trends that would allow us to distinguish a SB2 from a single-lined spectroscopic binary (SB1).

A SB1 does not induce BIS variations, whereas the RV are strongly variable. The corresponding (RV, BIS) diagram is then “flat”. We use the same diagnosis in the case of companions of lower mass (brown dwarfs, giant planets), though in this case the RV variations are of much lower amplitude.

4. Finally, if the star is both member of a binary system and active, the (RV, BIS) diagram will be composite, with both an horizontal spread induced by the companion and an inclined or vertical spread induced by active structures or pulsations, respectively. The extend of which spread will be dominant depends on the activity strength and on the companion properties.

3. Giant planet detections

The present data set reveals four GP companions for three of our targets. Two GP were already known around HD 60532 (Desort et al., 2008). We add new RV data to this system. We then report the detection of new giant planets around the F dwarf HD 111998, and around the late F dwarf HD 91889 (see Table 1 for the detailed stellar characteristics of the three companion hosts).

3.1. The 2-GP system around HD 60532

3.1.1. System characteristics

This system was discovered and described in Desort et al. (2008). HD 60532 is a F6IV-V star hosting a system of two giant planets of minimal masses of 1.03 ± 0.05 and 2.46 ± 0.09 located at 0.759 ± 0.01 and 1.58 ± 0.02 au, respectively. HD 60532 system shows a 3:1 mean motion resonance (hereafter MMR) stable at the Gyr timescale (Desort et al., 2008, Laskar & Correia, 2009). We continued to follow HD 60532 during our survey, adding 28 spectra to the 147 already acquired at the beginning of 2008 and expanding the observation time baseline from two to five years and a half (1949 days). We performed a new fit of the RV data set (i.e. 175 spectra) with a Keplerian 2-planet model to test the impact of the new data on the orbital parameters of the system. To do so, we used the *yorbit* software (Ségransan et al., 2011). This software uses a Levenberg-Marquardt algorithm to fit the RV data with Keplerian models, after selecting the values with a genetic algorithm. We found a solution very close to the best model given in Desort et al. (2008), with non significant differences. We give the orbital parameters of the system obtained with the new Keplerian fit in Table 2. The RV data along with the 2-planet Keplerian fit is displayed in Fig. 2 (top panel). The RV Lomb-Scargle periodogram is strongly dominated by the signal of planet (c) and its aliasing, which conceals much of the planet (b) signal. The Lomb-Scargle periodogram is calculated with the fast algorithm method of Press & Rybicki (1989) and gives the power spectrum of the RV data (according to the definition of Scargle (1982)) versus the period range. We display in Fig. 3 HD 60532 RV corrected from variations induced by planet (c) only first (top panel), and then corrected from variations induced by both planets (i.e. RV residuals, bottom panel). We note that planet (b) signal dominates the periodogram of the RV corrected from planet (c) and that there is no significant signal left in the periodogram of the RV residuals.

3.1.2. Remarks on the line profile data

We display all the HD 60532 relevant spectroscopic data (RV, BIS, FWHM) in Fig. 2. As stated in Desort et al. (2008),

the (RV, BIS) diagram is flat (with an RV amplitude of ~ 120 m.s⁻¹ and a BIS amplitude of ~ 35 m.s⁻¹), with no correlation. However, the BIS Lomb-Scargle periodogram shows a strong peak at 309 days. Such a periodicity is hardly noticeable when looking at the BIS time series (Fig. 2). Noting that a similar peaks at ~ 320 days is also present in the periodogram of the temporal window above the 1% FAP, we conclude that the ~ 300 -day BIS peak most probably originates in temporal sampling effects. The FWHM and, less significantly, the BIS show a long-term trend of low amplitude over the observation time baseline, indicative of long-term stellar activity.

3.1.3. Additional remarks

The third version of the Geneva-Copenhagen Survey (hereafter GCS III, Holmberg et al., 2009) assigns an age of 2.8 Gyr to HD 60532, based on the Padova stellar evolution model (Holmberg et al., 2007). A new analysis of the GCS led to a similar age estimation of 2.4 Gyr (Casagrande et al., 2011). The GCS gives the only age estimation available for HD 60532. However, the GCS is not always reliable as it often finds ages much older than they actually are in the case of young stars. Yet HD 60532 is not known to be a member of a young association. Furthermore, its luminosity class (IV-V) and pretty high radius ($R = 2.57 R_{\odot}$, Allende Prieto & Lambert, 1999) do not point towards a young star.

Orbital analysis and simulations of the 3:1 MMR in HD 60532 planetary system favour a small inclination of the system ($i \sim 20^{\circ}$, Laskar & Correia, 2009, Sándor & Kley, 2010). In this case, the true masses of HD 60532 planets would be increased by a factor ~ 3 compared to their minimal masses, i.e. ~ 3.2 and $\sim 7.5 M_{\text{Jup}}$ for planets (b) and (c), respectively.

McDonald et al. (2012) reported a weak IR excess ($\sim +30\%$) around HD 60532 between 3.5 and 25 μm through SED fitting.

3.2. A new GP around HD 111998

3.2.1. RV data

We obtained 127 high S/N (the average S/N is 275) spectra with HARPS on 38 Vir (HD 111998, HIP 62875), covering a 2989-day (8.2 year) time baseline. The RV data show a clear periodic signal with a peak-to-peak amplitude of about 240 m.s⁻¹, and a dispersion of 65.7 m.s⁻¹. These values are well above the 4.7 m.s⁻¹ average uncertainty on the RV (accounting for photon noise and instrumental stability). The RV data and their Lomb-Scargle periodogram are given in Fig. 4. The RV periodogram shows numerous peaks above the 1% FAP, with the highest by far at a period of about 820 days (which we will attribute to a planet, see below). Another peak at 422 days appears to be an alias of the ~ 820 -day period. Noting that a similar peak is present in the periodogram of the temporal window (Fig. 4, lower right panel), we attribute the 32-day peak to temporal sampling effects. In order to check the significance of the other numerous peaks with a power slightly above the 1% FAP, we calculated the periodogram of the RV data averaged over one day. After the averaging, only the peak at the ~ 820 -day period remains well above the 1% FAP, whereas all the other peaks in the 1-400 day range are now well under the 10% FAP (excepted for the 32-day peak which is just at the 10% FAP, see Fig. 4).

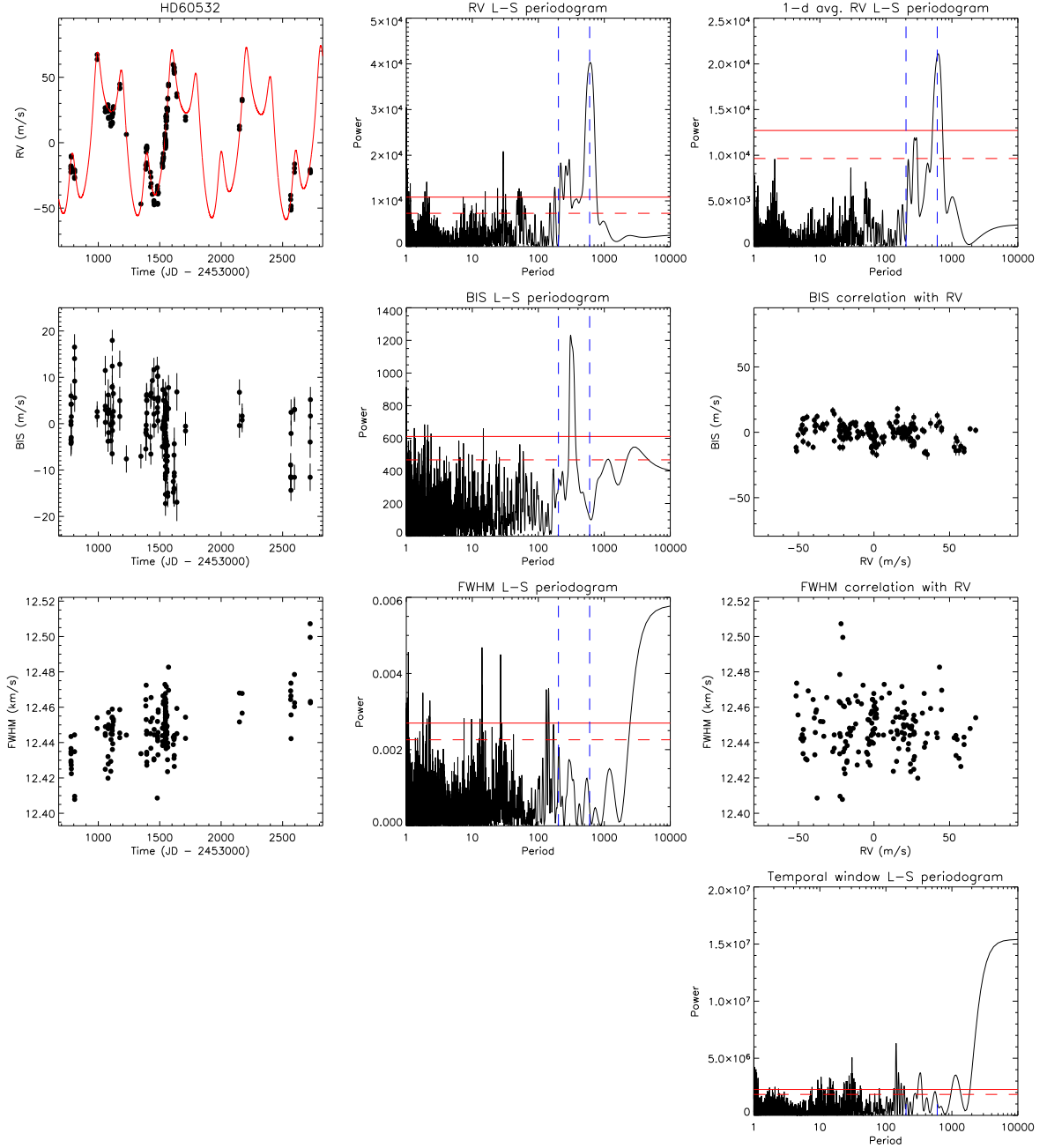


Fig. 2. HD 60532 spectroscopic data. *Top panel:* HD 60532 RV time series (*left*) and Lomb-Scargle periodograms of the original (*middle*) and 1-day averaged (*right*) RV data. The Keplerian fit is superimposed (*red solid line*) to the RV. On the periodograms, the false-alarm probabilities (FAP) at 1% (*solid line*) and 10% (*dashed line*) are superimposed in red; the planet periods are superimposed in blue. *Second and third panels:* BIS and FWHM time series, corresponding Lomb-Scargle periodograms and correlations with the RV data. *Fourth panel:* Temporal window.

3.2.2. Line profile data

We show in Fig. 4 the BIS and FWHM as a function of time, as well as their Lomb-Scargle periodograms, and the (RV, BIS) and (RV, FWHM) diagrams. Although the BIS shows high-amplitude variability (with a dispersion of 39.4 m.s^{-1} and an amplitude of 165 m.s^{-1}), it does not show any significant temporal periodicity in the 100-2000 day range. When looking at the BIS periodogram, we see that the variability is mainly located at high frequencies (i.e. with periodicities in the 1-7 day range). Moreover, there is no correlation between RV and BIS (Pearson’s correlation coefficient ≈ 0.03). The (RV, BIS) diagram clearly shows first a main horizontal (“flat”), long-term

spread (pointing towards the presence of a companion), and then a secondary, short-term, slope that corresponds to low-level activity. The two spreads are clearly distinguishable when looking at snapshots of the RV and BIS data (Fig. 5).

The FWHM of the CCF shows variability both in the 1-7 day range and in the 100-400 day range. However, the FWHM periodogram does not exhibit any significant power in the 400-2000 day range, and there is no significant correlation between the RV and FWHM data (the Pearson coefficient is ~ 0.2). Finally, HD 111998 does not show any significant emission in the Calcium H and K lines. We find a mean $\log R'_{\text{HK}}$ of -4.69 , in agreement with previous measurements of HD 111998 chromo-

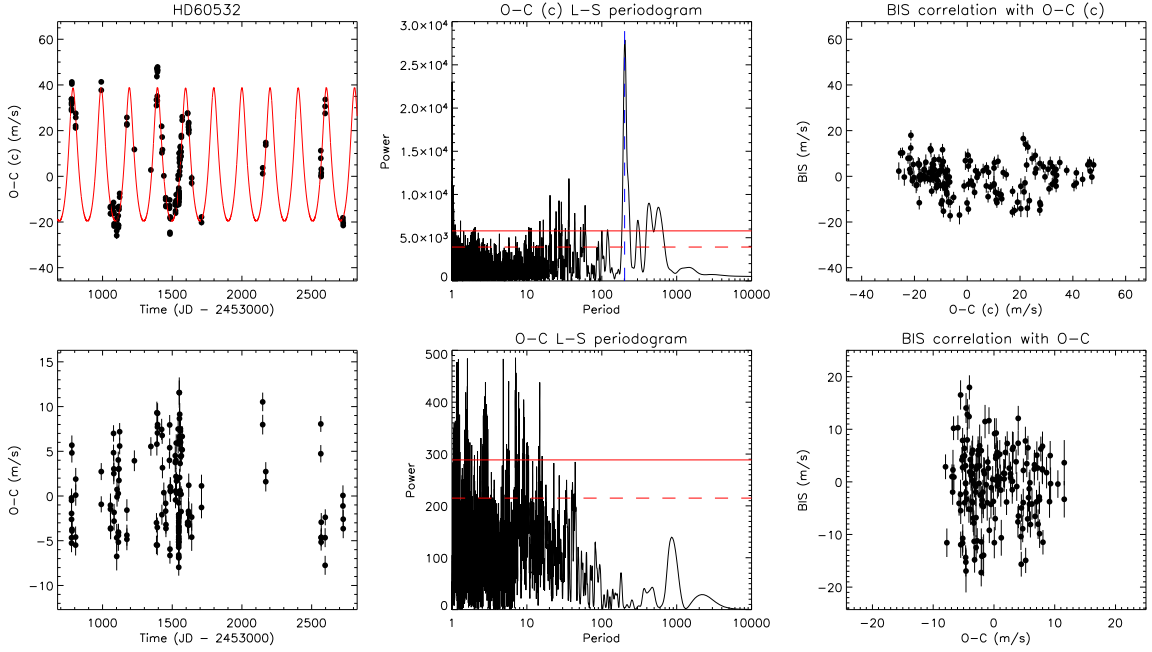


Fig. 3. HD 60532 RV residuals from Keplerian fit. *Top panel:* Time series of the RV corrected from planet (c) only (*left*), corresponding Lomb-Scargle periodogram (*middle*) and correlation with the BIS time series. The Keplerian fit of planet (b) is superimposed in red to the RV and its period is superimposed in blue to the periodogram. *Bottom panel:* The same for the RV residuals (i.e. the RV corrected from the 2-planet Keplerian fit).

spheric activity ($\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle = -4.77, -4.44$ for Pace (2013) and Murgas et al. (2013), respectively).

3.2.3. Origin of the RV variations

We investigate here the possible origins of the ≈ 820 -day periodic RV variation. Stellar pulsations are highly improbable as a periodicity of more than 800 days is far larger than those of any type of known pulsations for Main-Sequence stars. They would also induce a much larger variability in the BIS at much longer periods than those observed. We also exclude activity-induced variability as dark spots or bright faculae would induce signals with periods of a very few days. Indeed, given the star $v \sin i$ ($\approx 28 \text{ km.s}^{-1}$) and the radius values provided by Allende Prieto & Lambert (1999) and Pasinetti Fracassini et al. (2001) (1.45 and $1.0 R_{\odot}$, respectively), the stellar rotational period would be under three days if the star is seen edge-on, and would be even shorter if the star is seen inclined. This is clearly not compatible with the observed ≈ 820 -day period. Finally, we also rule out longer-term effects of stellar magnetic activity (i.e. stellar cycles): with this $v \sin i$ level, such effects on the RV would induce correlated high-amplitude variations on the BIS and FWHM at similar periods, which is not the case. We therefore attribute the ~ 820 -day RV periodic variation to the presence of a companion.

3.2.4. Keplerian fit

We fitted HD 111998 RV data with a 1-planet Keplerian model and a linear law (with a $5.2 \text{ m.s}^{-1}.\text{y}^{-1}$ slope) simultaneously, using the *yorbit* software. Adding this slight linear trend to the Keplerian model allows us to significantly reduce the rms of the residuals (by 1.1 m.s^{-1} , see below). The best solution is a companion on an almost circular orbit ($e = 0.03 \pm 0.04$), with a period of 825.9 ± 6.2 days and a semi-amplitude $K = 87.6 \pm 3.4 \text{ m.s}^{-1}$. Taking the stellar mass and its error bar into account

($M = 1.18 \pm 0.12 M_{\odot}$), this corresponds to a giant planet with a minimum mass $m_p \sin i = 4.51 \pm 0.50 M_{\text{Jup}}$. To test the potential impact of the RV variability observed at high frequencies (for periods of one day or less), we also fitted the RV data averaged over one, two and five days with a 1-planet Keplerian model. In both cases, we obtain the same orbital parameters as with the original RV data with differences lower than the uncertainties, showing the reliability of our model. We display the best-fit (Keplerian+linear) model superimposed on the HARPS RV in Fig. 4. The orbital parameters of HD 111998Ab are listed in Table 2 along with their $1 - \sigma$ uncertainties.

The slight long-term RV trend that we fitted simultaneously to the Keplerian model is not seen in the FWHM data, though a similar trend may be present in the BIS data but with an opposite slope. This would therefore imply a stellar origin. The effect of a distant binary companion to HD 111998 might be another explanation to this RV trend. 38 Vir is associated to a ROSAT X-ray source (Haakonsen & Rutledge (2009), which would be consistent with an M-type distant companion. However, this remains quite speculative at this stage, as the slope of the linear trend is very small and we do not have anymore information about this potential wide binary companion.

3.2.5. Interpretation of the residuals

We display the residuals of our best Keplerian fit as well as their Lomb-Scargle periodogram in Fig. 4. The residuals show a greater dispersion ($\sigma_{\text{O-C}} \approx 17.4 \text{ m.s}^{-1}$) than the mean RV uncertainty ($\approx 4.7 \text{ m.s}^{-1}$). They do not show any significant amount of power for periodicities above 20 days. The power is mainly located at higher frequencies, with two groups of peaks around 2.5 and 5 days. As these peaks correspond to low-amplitude peaks that are present in the BIS or FWHM periodograms, we conclude that they are most likely induced by stellar activity.

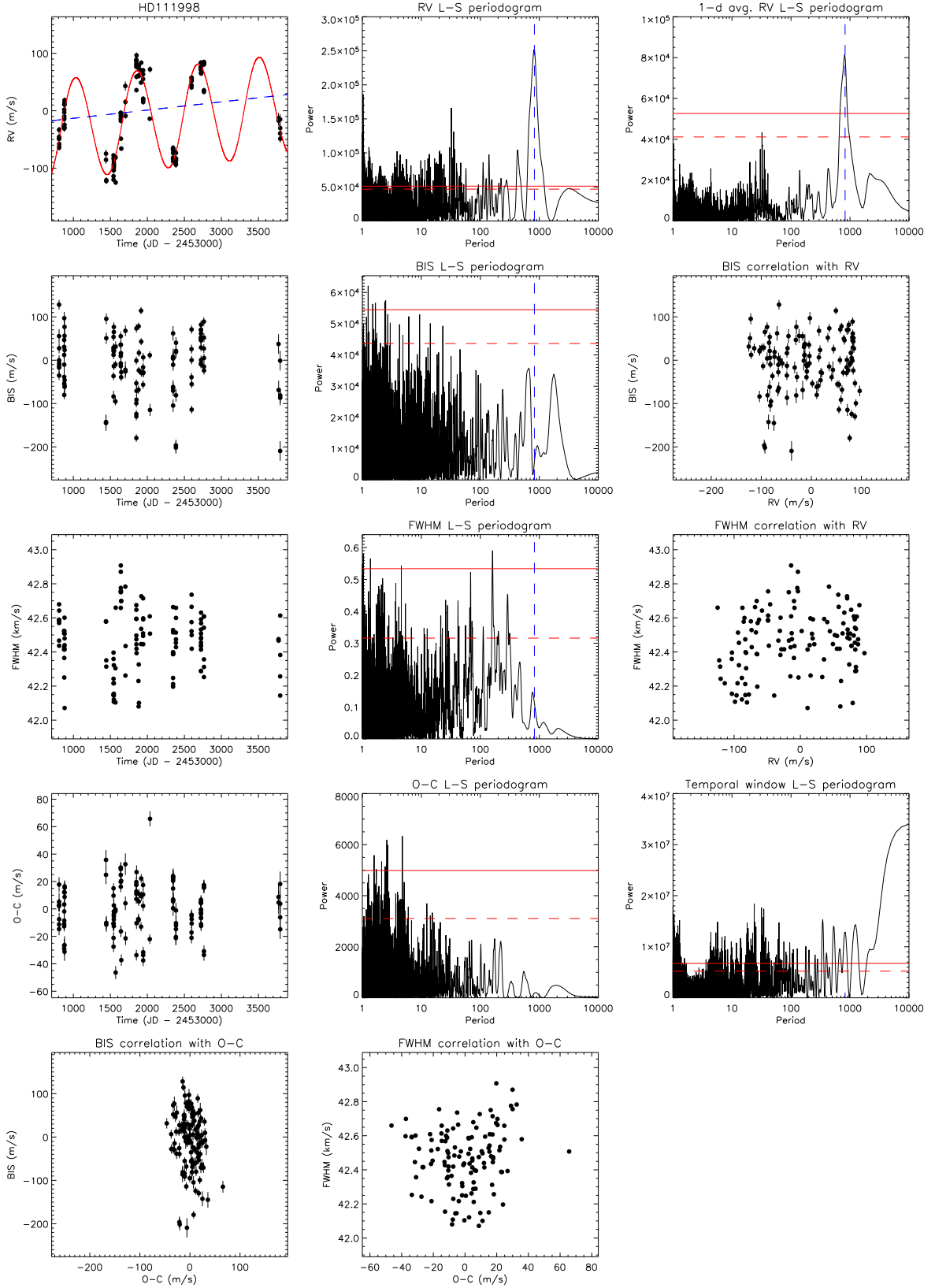


Fig. 4. HD 111998 spectroscopic data. *Top panel:* HD 111998 RV time series (left) and Lomb-Scargle periodograms of the original (middle) and 1-day averaged (right) RV data. The Keplerian fit is superimposed (red solid line) to the RV, as well as the linear trend (dashed blue line). On the RV periodograms, the FAP at 1% (solid line) and 10% (dashed line) are superimposed in red; the planet period is superimposed in blue. *Second and third panels:* BIS and FWHM time series, corresponding Lomb-Scargle periodograms and correlations with the RV data. *Fourth panel:* Residuals of the fit as a function of time, periodogram of the residuals and periodogram of the temporal window. *Bottom panel:* BIS and FWHM vs. RV residuals diagrams.

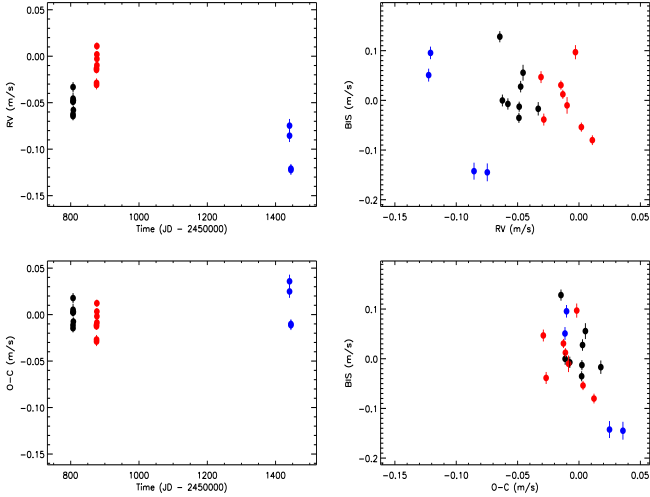


Fig. 5. *Top:* snapshot of HD 111998 RV data over 800 days (*left*), with three distinct periods (*black, red and blue dots*); and corresponding (RV, BIS) diagram (*right*). *Bottom:* the same for HD 111998 RV residuals.

The 2.5-day peak might correspond to the stellar rotational period, if the star is seen nearly edge-on (see above). We note that the correlation coefficient between the RV residuals and the BIS is higher (≈ 0.2) than the RV-BIS correlation (≈ 0.03), even if not significant in terms of a correlation (Fig. 4, bottom panel). When looking at the (RV residuals, BIS) diagram for several data snapshots, the anti-correlation (which is emphasized after removing the Keplerian fit) corresponding to low-level activity is clear (Fig. 5).

3.2.6. Additional remarks

As for HD 60532, the age estimation for HD 111998 relies on the GCS III catalog, which assigns an age of 1.9 Gyr to this target (Holmberg et al., 2009). However, the GCS re-analysis of Casagrande et al. (2011) assigns a much younger age of 600 Myr to HD 111998. This new age estimation would be in agreement with a Hyades cluster membership, as reported by Eggen (1982). HD 111998 Hyades membership has however not been confirmed since.

HD 111998 is not currently known to show a clear IR excess that would point towards the presence of a debris disk. However, this target has not been included yet in a specific survey dedicated to the search for IR excesses. Given the detection of such a GP companion and its revised age estimation, HD 111998 should be a target of interest for future searches for debris disks, even though there is no clear correlation between cold debris disks and GP detected by RV. More systems need to be investigated to test an hypothetical correlation between RV GP and debris disks (e.g. the HD 113337 system, which hosts both a two-component debris disk and at least one GP detected by RV, see Borgniet et al., 2014, Chen et al., 2014).

3.3. A candidate Saturn-mass GP around HD 91889

3.3.1. RV data

We acquired 85 HARPS spectra on HD 91889, covering a 1823-day (4.9 years) time baseline. The RV show a low-amplitude

variability, with a total peak-to-peak amplitude of 28.7 m.s^{-1} and a dispersion of 7.3 m.s^{-1} , compared to the 2.3 m.s^{-1} RV mean uncertainty. The RV Lomb-Scargle periodogram shows a peak at about 290 days well above the 1% FAP, and several others just above the 1% FAP (or between the 10% and 1% FAP) at both shorter and longer periods (Fig. 6). To check the significance of the ~ 290 -day periodicity, we calculated the Lomb-Scargle periodograms of the RV averaged over different time ranges (over 1, 2 and 5 nights, see Fig. 6 for the 1-day averaging). For all averagings, the RV periodogram remains the same, although the main periodogram peaks are now under the FAP.

3.3.2. Line profile data

We display HD 91889 BIS and FWHM data in Fig. 6. The BIS does not show any significant variability, and the (RV, BIS) diagram is flat (no correlation between BIS and RV), pointing toward the presence of a companion. As for the FWHM, it shows some low-amplitude ($\sim 40 \text{ m.s}^{-1}$) variability, both on the short (in the 1 to 60-day range) and long (in the 200 to 1000-day range) terms. The FWHM periodogram shows several peaks in these ranges, but none of them is above the 1% FAP. The long-period peaks in the FWHM periodogram may be at least partly induced by temporal sampling effects, as the temporal window periodogram is somewhat similar to the FWHM one in the 200 to 1000-day range. There is no correlation between the RV and the FWHM (Pearson's coefficient of 0.09). Finally, HD 91889 does not show any emission in the Ca H and K lines ($< \log R'_{\text{HK}} > = -5.1$).

3.3.3. Origin of the RV variations

We investigate here the origin of the ~ 290 -day RV periodicity. Stellar pulsations can be excluded for the same reasons as for HD 111998 (i.e., they would induce a significant variability around the same period in the BIS data, and there are no known stellar pulsations at such periods for Main-Sequence stars). We then look at stellar magnetic activity (i.e., spots and faculae) as a potential explanation. Stellar magnetic activity should first induce RV signals with small periods, of the order of the stellar rotation period or its harmonics (due to active structures crossing of the stellar disc; see e.g. Desort et al., 2007, Meunier et al., 2010), at the exception of a pole-on stellar configuration (Borgniet et al., 2015). Given the star $v \sin i$ (6.1 km.s^{-1} , SAFIR estimation) and estimated radius ($1.1 R_{\odot}$, Pasinetti Fracassini et al. (2001), or $1.38 R_{\odot}$, Allende Prieto & Lambert (1999)), HD 91889 rotation period would be less than 11.5 days. This is not compatible with the observed RV ~ 290 -day periodicity. Moreover, for such a $v \sin i$, stellar activity would also induce significant BIS variations correlated to the RV, which is not the case here. Longer-term activity effects (such as activity cycles) can also be excluded as there is not any significant signal in the BIS periodogram. We therefore rule out stellar magnetic activity as the source for the RV low-amplitude variations.

Finally, we investigate the possibility of the ~ 290 -day periodicity originating in temporal sampling effects. With significantly less RV measurements than for HD 60532 or HD 111998 and a RV variability of lower amplitude, the HARPS data temporal sampling may induce a significant amount of power at long periods in the RV periodogram (as it is probably the case for the FWHM, see above). To check the impact of the data sam-

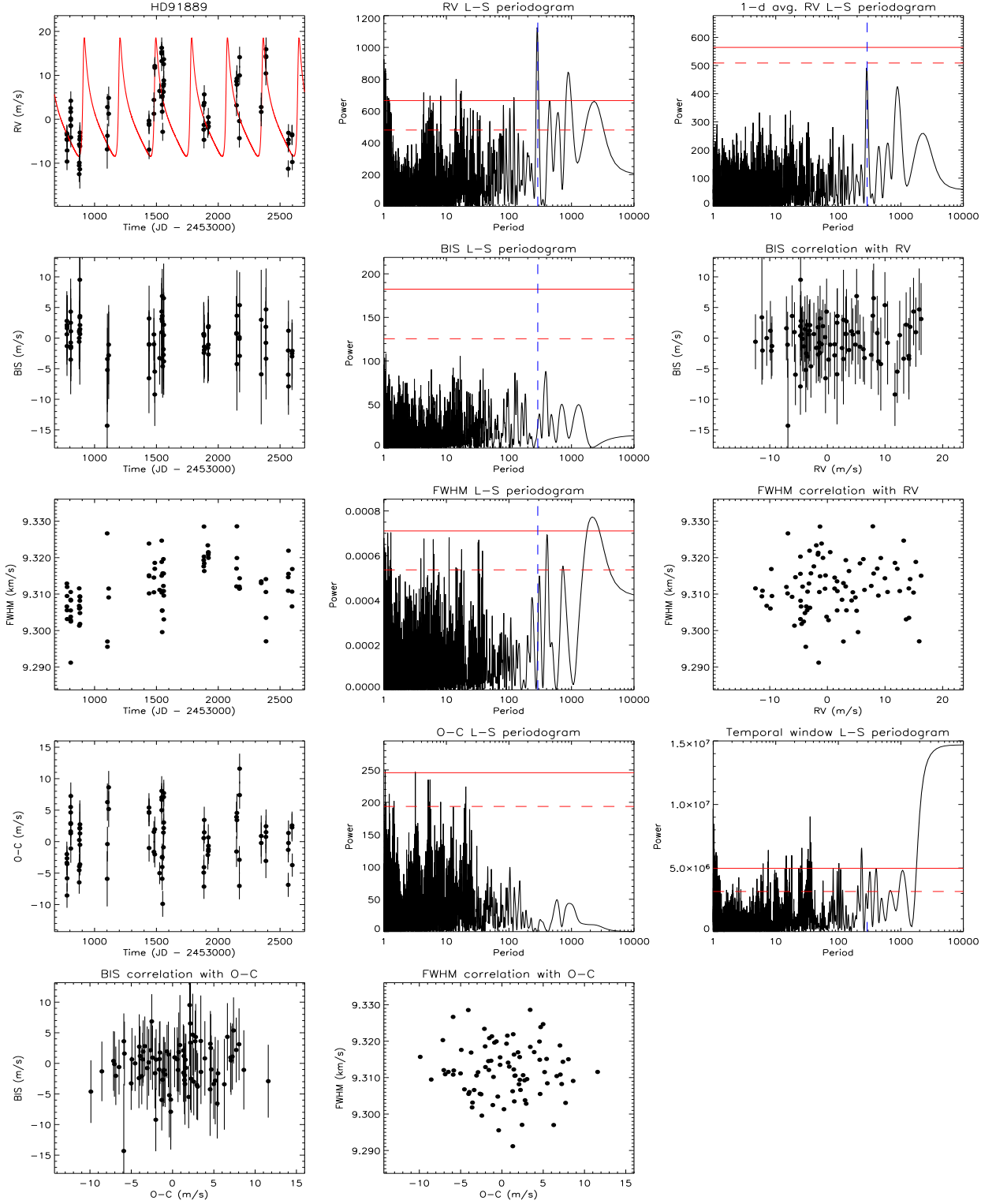


Fig. 6. HD 91889 spectroscopic data. *Top panel:* HD 91889 RV time series (*left*) and Lomb-Scargle periodograms of the original (*middle*) and 1-day averaged (*right*) RV data. The Keplerian fit is superimposed (*red solid line*) to the RV. On the RV periodograms, the FAP at 1% (*solid line*) and 10% (*dashed line*) are superimposed in red. *Second and third panels:* BIS and FWHM time series, corresponding Lomb-Scargle periodograms and correlations with the RV data. *Fourth panel:* Residuals of the fit as a function of time, periodogram of the residuals and periodogram of the temporal window. *Bottom panel:* BIS and FWHM vs. RV residuals diagrams.

pling, we simulated the RV that would be induced by a planet with mass, period and eccentricity corresponding to our best Keplerian fit of HD 91889 RV (see below), added RV Gaussian noise with a 7.3 m.s^{-1} dispersion (corresponding to the actual RV rms) and computed their Lomb-Scargle periodogram on the

actual RV temporal sampling, for 1000 orbital phases. The fake planet periodicity always clearly dominates the simulated RV periodogram and is always well above the 1% FAP (Fig. 7). For a fake planet on a circular orbit we found a similar result, though

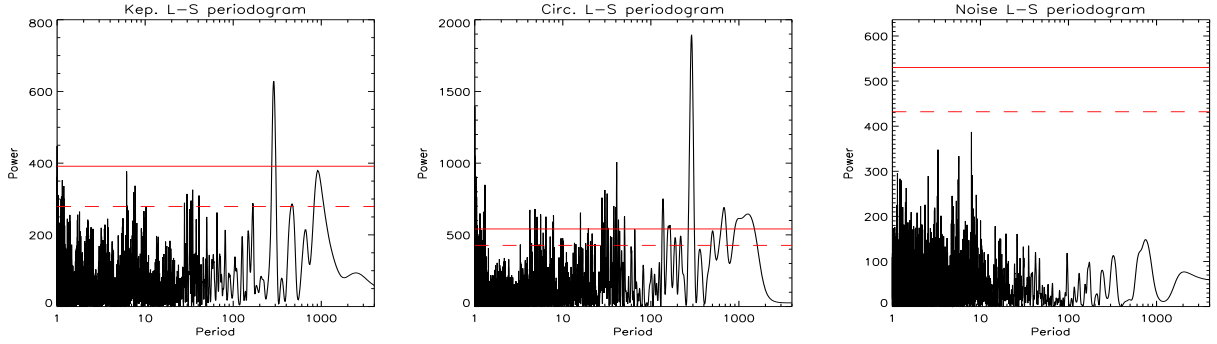


Fig. 7. *Left panel:* Periodogram of simulated RV corresponding to a $0.35 M_{\text{Jup}}$ planet with a 289.5-day orbital period on an eccentric $e = 0.66$ orbit (with the same temporal sampling as for HD 91889. The orbital phase is the most unfavorable (i.e., the orbital phase for which the 289.5-day periodicity has the least power in the Lomb-Scargle periodogram). *Middle panel:* the same for a circular orbit. *Right panel:* periodogram of RV Gaussian noise with 7.3 m.s^{-1} dispersion and the same temporal sampling.

in this case the simulated RV periodogram reproduced somewhat worse the actual RV periodogram (Fig. 7).

3.3.4. Keplerian fit

We fitted HD 91889 RV data with a 1-planet Keplerian model. The best solution corresponds to a companion on an eccentric orbit ($e = 0.66$) with a Saturn-like minimal mass ($m_p \sin i = 0.35 M_{\text{Jup}}$) on a 289.5-day orbital period (Table 2). To check the significance of the model, we also made a Keplerian fit:

1. first to HD 91889 RV averaged over 1, 2 and 5 days;
2. then to the RV corrected from the BIS or from the FWHM.

In all cases, we obtained the same orbital parameters as for the original RV data, with differences lower than the uncertainties. The residuals of the fit show a 4.3 m.s^{-1} dispersion, with no significant remaining periodicities in their periodogram (Fig. 6). They do not show either a significantly improved correlation to the BIS or FWHM data, with absolute Pearson’s coefficients lower than 0.1 (Fig. 6, lower panel).

3.3.5. Additional remarks

HD 91889 age estimation also relies on the GCS III catalog, with a reported 4.1 Gyr age (Holmberg et al., 2009). This target does not show any IR excess, according to SPITZER data (Trilling et al., 2007). Deep imaging allows Ehrenreich et al. (2010) to exclude companions above $0.075 M_{\odot}$ further than 25 AU from the star.

4. Stellar binaries

We describe hereafter 14 spectroscopic binaries identified in our survey sample. When possible, we fitted the binary RV data:

- with a Keplerian model when the orbital period was less than the target observation time baseline, using the *yorbit* software (see e.g. HD 68456). We then removed the binary signal to search for other companions or to characterize stellar activity, and to reach better detection limits.
- with a first or second order polynomial fit, when we could notice a clear linear or quadratic trend in the RV over the observation time baseline, associated to a flat or composite (RV, BIS) diagram. We studied the residuals as well to further explore the system.

The gains on the RV amplitude and dispersion obtained after the correction from the binary signal/trend are reported in Table 1. For all the binaries, the RV (along with the binary fit if possible), BIS and RV residual data and periodograms are displayed in the Appendix.

4.1. HD 29992

β Cae shows a long-term RV trend with a $\sim 1150 \text{ m.s}^{-1}$ amplitude over the 1762-day (~ 4.8 years) time baseline of our observations (see in appendix). This trend is best fitted with a 2nd order polynomial curve and is associated to a composite (RV, BIS) diagram, indicative of both the presence of a companion and of stellar activity. When corrected from the long-term trend, the residual RV show a significant anti-correlation with the BIS (Pearson’s correlation coefficient of -0.4), in contrast to the initial RV that are much less correlated to the BIS time series. This confirms that the long-term trend is induced by a gravitationally bound companion and shows that the star exhibits magnetic activity. We thus classify HD 29992 as a spectroscopic binary, of SB1 type (as the target does not show any significant asymmetry in its CCF, nor any significant trend in its FWHM that would be induced by the secondary spectrum). HD 29992 was identified as a single star in the multiplicity catalog of Eggleton & Tokovinin (2008). Ehrenreich et al. (2010) did not detect any companion to this object, with detection limits excluding companions more massive than $0.07 M_{\odot}$ beyond 55 AU. β Cae has been associated to a ROSAT source by Haakonsen & Rutledge (2009), that may be induced by a late-type stellar companion.

4.2. HD 49095

The binarity of this target is clear from the long-term quadratic trend in the RV (with a $\sim 49 \text{ m.s}^{-1}$ amplitude over the 1951-day observation time baseline) and the corresponding “flat” (RV, BIS) diagram (see in appendix). HD 49095 FWHM also shows a long-term trend with some short-term dispersion, and there is a correlation between the RV and the FWHM data (with a Pearson coefficient of 0.6). We consider that the FWHM trend is induced by the binary and that HD 49095 is a SB2 with an orbital period much longer than our observation time baseline (the secondary spectrum inducing a small and slightly increasing asymmetry in the CCF and thus the FWHM trend). We display HD 49095 RV, FWHM and CCF in Fig. 8. The asymmetry induced by the SB2 in the CCF is too small to be

Table 1. Stellar properties of our reported GP hosts.

Parameter	Unit	HD 60532	HD 111998	HD 91889
Spectral type		F6IV-V ^a	F5V ^b	F8V ^a
V		4.44 ^c	6.11 ^c	5.71 ^c
$B - V$		0.52 ^c	0.49 ^c	0.53 ^c
$v \sin i$	[km.s ⁻¹]	8. ^d	20. ^d	6.1 ^d
π	[mas]	39.53 ± 0.27 ^e	30.55 ± 0.30 ^e	39.88 ± 0.37 ^e
[Fe/H]		-0.26 ^f	0.07 ^f	-0.27 ^f
T_{eff}	[K]	6245 ± 80 ^g	6557 ± 96 ^g	6067 ⁺¹⁰⁰ ₋₅₀ ^f
log g	[dex]	3.8 ± 0.07 ^h	4.19 ± 0.11 ^h	4.2 ± 0.1 ^h
Mass	[M _⊙]	1.50 ± 0.09 ^h	1.18 ± 0.12 ^h	1.09 ± 0.1 ^h
Radius	[R _⊙]	2.57 ± 0.12 ^h	1.45 ± 0.07 ^h	1.38 ± 0.06 ^h
Age	[Gyr]	1.5 - 3.2 ⁱ	1.00 ⁱ	1.1 ⁱ
		2.8 ^{+0.1} _{-0.6} ^f	1.9 ^{+0.6} _{-0.7} ^f	4.1 ^{+2.7} _{-0.2} ^f
		2.4 ^{+0.7} _{-0.2} ^g	0.6 ^{+1.6} _{-0.5} ^g	4.5 ⁺² ₋₃ ^g

Notes. ^(a) Gray et al. (2006) ^(b) Malaroda (1975) ^(c) ESA (1997) ^(d) Estimation from the SAFIR software. ^(e) van Leeuwen (2007) ^(f) Holmberg et al. (2009) ^(g) Casagrande et al. (2011) ^(h) Allende Prieto & Lambert (1999) ⁽ⁱ⁾ Pasinetti Fracassini et al. (2001)**Table 2.** Best orbital solutions.

Parameter	HD60532b	HD60532c	HD111998b	HD91889b
P [day]	201.9 ± 0.3	600.1 ± 2.4	825.9 ± 6.2	289.5 ± 1.4
T_0 [JD-2453000]	1594.7 ± 2.8	1973.0 ± 100.1	2490.2 ± 177.3	1777 ± 3.3
e	0.26 ± 0.02	0.03 ± 0.02	0.03 ± 0.04	0.66 ± 0.07
ω [deg]	-3.7 ± 5.7	179.8 ± 58.7	-87.3 ± 77.7	-55.3 ± 11.9
K [m.s ⁻¹]	29.1 ± 0.9	46.1 ± 1.0	87.6 ± 3.4	13.5 ± 2.9
N_{meas}	175	-	124	85
σ_{O-C} [m.s ⁻¹]	4.66 (27.56) *	-	17.35 (67.74) *	4.31 (7.22) *
reduced χ^2	4.44 (25.4) *	-	4.18 (15.91) *	4.31 (11.33) *
$m_P \sin i$ [M _{Jup}]	1.06 ± 0.08	2.51 ± 0.16	4.51 ± 0.50	0.35 ± 0.12
a_P [au]	0.77 ± 0.02	1.60 ± 0.04	1.82 ± 0.07	0.88 ± 0.03

* The number in parenthesis refer to the model assuming a constant velocity.

noticeable.

HD 49095 was flagged as RV variable in Lagrange et al. (2009). It was classified as an astrometric binary by Makarov & Kaplan (2005) and flagged as a proper motion binary in the HIPPARCOS catalog (Frankowski et al., 2007), although no information is given on the orbital properties of the binary. Ehrenreich et al. (2010) detected a binary comoving companion with a total mass of 0.11 M_⊙ and orbiting at a projected separation of about 31.9 AU of the primary. Given such parameters and taking a stellar mass of 1.2 M_⊙ (Allende Prieto & Lambert, 1999), the orbital period of the imaged companion is of at least ~160 years. This lower limit on the orbital period corresponds to the case where the 31.9 AU projected separation from Ehrenreich et al. (2010) would be equal to the companion actual semi-major axis (sma). We computed the corresponding RV semi-amplitude K for various inclinations and eccentricities. We compared the various drifts (in m.s⁻¹.y⁻¹) corresponding to such variations over a duration equivalent to our time baseline and at different phases of the orbital period with the drift we derived

from our 2nd order polynomial fit of the observed RV and found them largely compatible. The companion-induced RV variations are then most probably induced by the stellar companion imaged by Ehrenreich et al. (2010).

4.3. HD 68456

This target shows high amplitude periodic RV variations associated to a flat (RV, BIS) diagram (the amplitudes of the RV and of the BIS are of 4739 m.s⁻¹ and 224 m.s⁻¹, respectively), illustrative of a SB1 with a relatively short period compared to our time baseline. We used the *yorbit* software to compute the orbital parameters of the companion to HD 68456. When letting all the orbital parameters free, we found the best solution to correspond to a stellar companion with a minimal mass of 193 ± 12 M_{Jup} (or 0.18 ± 0.01 M_⊙) orbiting at 2.15 AU ($P = 897.8$ days) around the primary star on a nearly circular orbit ($e \simeq 0.12$). The RV along with the Keplerian fit and the (RV, BIS) diagram are displayed in appendix.

HD 68456 was first reported as a SB1 by Murdoch & Hearnshaw (1993), who also estimated its orbital parameters. The authors found an orbital period $P \simeq 899 \pm 0.4$ days, an eccentricity $e \simeq 0.12 \pm 0.01$ and a minimal mass for the secondary of $m_p \sin i = 0.2 M_\odot$. These parameters are in close agreement to the best-fit we made with *yorbit*. Another fit of the binary orbital parameters was made by Goldin & Makarov (2007), this time on the base of astrometric HIPPARCOS data. These authors fitted the binary orbit with an optimization algorithm and derived a period of 925 ± 12 days, an eccentricity of 0.08 and an apparent orbit size of 27.3 ± 0.8 mas (0.58 ± 0.02 AU). Though less accurate, these parameters are still close to our estimation. Remarkably, Goldin & Makarov (2007) also provided an estimation of the system inclination, with $i = 30 \pm 5^\circ$. By combining our RV minimal mass estimate to the astrometric inclination we can give a first estimate of the actual companion mass: for such an inclined system, the actual mass of HD 68456B would be of $386^{+100}_{-70} M_{\text{Jup}}$ ($0.37^{+0.09}_{-0.07} M_\odot$). HD 68456 was also observed in direct imaging with NaCo by Ehrenreich et al. (2010) as part of a search for close companions, but no companion was found. The detection limits derived by Ehrenreich et al. (2010) exclude companions above $0.07 M_\odot$ around HD 68456 beyond 40 AU. This target is finally associated to a ROSAT X-ray source (Haakonsen & Rutledge, 2009), consistent with the presence of an M-type stellar companion.

4.4. HD 101198

ι Crt can definitely be flagged as a binary based on its RV variations, which are widely dominated by a linear increasing trend (with a 269 m.s^{-1} amplitude over a 1988-day observation time baseline). The associated (RV, BIS) diagram is flat (see in appendix). The FWHM shows a decreasing trend with some dispersion (Fig. 8), and there is a clear anti-correlation between the RV and FWHM (Pearson coefficient of -0.7), meaning that the primary spectrum is slightly blended by the companion. As for HD 49095, we then conclude that HD 101198 is a double-lined spectroscopic binary with an orbital period much longer than our observation time baseline. The asymmetry in the target CCF is hardly noticeable (Fig. 8). Note that in this case, the FWHM is decreasing with, meaning that the two components of the binary are moving closer to each other.

HD 101198 was flagged as RV variable in Lagrange et al. (2009). It is classified as an astrometric binary in the HIPPARCOS catalog (Makarov & Kaplan, 2005, Frankowski et al., 2007). Ehrenreich et al. (2010) imaged a companion at a projected separation of 25 AU with an estimated mass of $0.57 M_\odot$, which might be at the origin of the detected RV variations. Assuming that the 25 AU projected separation derived by Ehrenreich et al. (2010) corresponds to the actual sma, the minimal orbital period of the imaged companion would be of about 91 years. We followed the same procedure as for HD 49095 and compared the drift observed in the HARPS RV with the RV drifts simulated according to the orbital properties of the companion imaged by Ehrenreich et al. (2010), for different inclinations and eccentricities and in the case of a 91-year orbital period (minimal period). We found the observed and simulated RV drifts to be compatible in all cases. We conclude that the RV drift we detected with HARPS on HD 101198 is most probably induced by the companion imaged by Ehrenreich et al. (2010).

4.5. HD 124850

ι Vir shows a clear quadratic trend in the RV (with a $\sim 93 \text{ m.s}^{-1}$ amplitude over the 3024-day baseline) that is best fitted by a 2nd order polynomial curve, associated to a composite BIS (RV-BIS correlation coefficient of -0.66). Once corrected from the RV binary fit, the residuals show an even stronger anti-correlation with the BIS variations (Pearson's coefficient of -0.86, see in appendix). We conclude that HD 124850 is a spectroscopic binary (SB1) and is active.

HD 124850 was classified as RV variable in Lagrange et al. (2009). A candidate stellar companion was reported by Raghavan et al. (2010), but no orbital data was available. It has also been associated to a ROSAT source by Haakonsen & Rutledge (2009), which points toward a late-type stellar companion. Gontcharov & Kiyaveva (2010) derived orbital parameters from a combination of HIPPARCOS data and ground-based astrometric catalogs. The authors estimated an orbital period of 55 years, an apparent photometric sma of 200 ± 50 mas (4.28 ± 1.07 AU given the target parallax) and a relative sma of 830 ± 20 mas (17.76 ± 0.43 AU). They also derived an eccentricity $e = 0.1 \pm 0.1$, a mass of $0.6 \pm 0.2 M_\odot$ for the secondary (given a $1.53 M_\odot$ mass for the primary) and a system inclination of $60 \pm 9^\circ$. Based on these orbital parameters, we derived the corresponding primary sma $a_{\text{prim}} \sim 5.1$ AU and RV semi-amplitude $K = 2.4 \text{ km.s}^{-1}$. The RV drift range for such RV variation is compatible with our observed RV drift, and we conclude that the latter is most likely induced by the companion characterized by Gontcharov & Kiyaveva (2010).

4.6. HD 125276

This target shows a strong linear trend in the RV (with a $\sim 65 \text{ m.s}^{-1}$ amplitude over the 2989-day observation time baseline) and a “flat” (RV, BIS) diagram characteristic of a companion. It is a representative example of the interest of correcting such long-term trends: the RV rms of the residuals is about ten times smaller than the rms of the original RV data, and its amplitude is nearly eight times smaller. HD 125276 FWHM shows an increasing trend with time and is correlated to its RV (Pearson's coefficient of 0.65, Fig. 8). We thus consider that HD 125276 is probably a SB2 with an orbital period longer than our time baseline.

Based on the comparison of HIPPARCOS and Tycho-2 proper motions, Raghavan et al. (2010) reported a candidate M-type stellar companion to HD 125276, with a projected separation of 144 AU.

4.7. HD 141513

This A0V target shows a linear trend in its RV with a 1358 m.s^{-1} amplitude over the 1781-day time baseline, along with a flat (RV, BIS) diagram (see in appendix), pointing towards a SB status. μ Ser has been reported as an astrometric binary by Makarov & Kaplan (2005). Its binary status was also reported and characterized by Malkov et al. (2012), who derived a 33.75-year orbital period, a 255 mas (12.2 AU) sma and a highly eccentric orbit ($e = 0.75$) for the companion. Another set of orbital parameters was finally derived by Gontcharov & Kiyaveva (2010) for μ Ser, based on astrometric data. The authors reported an apparent photometric sma of 110 ± 10 mas (5.3 ± 0.5 AU) and a relative sma of 350 ± 10 mas (16.7 ± 0.5 AU), along with an

eccentricity $e = 0.4 \pm 0.3$, a 36 ± 2 -year orbital period and a mass of $2.4 \pm 0.4 M_{\odot}$ for each of the binary components. Our RV observations are compatible with these orbital parameters.

4.8. HD 153363

We acquired 85 spectra on 26 Oph, covering a 1995-day baseline (5.5 years). The RV show a marked trend (with a $\sim 901 \text{ m.s}^{-1}$ amplitude on our time baseline) that is clearly induced by a companion on an eccentric orbit. The associated (RV, BIS) diagram is composite (see in appendix), indicative of both a companion and of stellar activity (Pearson's coefficient of -0.32). The FWHM shows a loose trend of quadratic shape (with some dispersion), somewhat similar to the RV. This may point toward a SB2 status for the binary, although the trend is hardly noticeable in the CCF (Fig. 8).

We used the *yorbit* software to try to fit a Keplerian model to the RV. Given that our time baseline does not cover a complete orbital period of the companion, there is a large uncertainty on the orbital parameters we derived. We then consider the best fit derived with *yorbit* to give lower bound values on the orbital parameters of the companion (especially for the orbital period), rather than realistic estimations. The best solution corresponds to a $m_p \sin i = 44 M_{\text{Jup}}$ companion with a 3067.5 ± 1926.5 -day period (corresponding to a ~ 4.6 AU semi-major axis) and an eccentricity $e = 0.31 \pm 0.15$. The residuals of the Keplerian fit are clearly correlated to the BIS (Pearson's correlation coefficient of -0.51), indicating that their remaining dispersion is induced by stellar activity (see in appendix).

We already flagged this object as a RV variable in Lagrange et al. (2009). HD 153363 was classified as an astrometric binary by Makarov & Kaplan (2005) and a proper motion binary by Frankowski et al. (2007). Finally, Ehrenreich et al. (2010) imaged a comoving companion to HD 153363 with a projected separation of 11.3 AU and an estimated mass of $0.7 M_{\odot}$. No astrometric information is available in the literature, hence we will discuss here the possibility for our detected companion to be the object imaged by Ehrenreich et al. (2010) (hereafter HD 153363B). Assuming that the projected separation of 11.3 AU reported by Ehrenreich et al. (2010) corresponds to the actual sma of HD 153363B and taking into account the given mass of $0.7 M_{\odot}$, we derived a corresponding orbital period of ~ 9645 days. This therefore gives a lower value on HD 153363B orbital period. We then derived the corresponding higher value on the RV semi-amplitude K that would be induced by such a companion, for all inclinations and for an eccentricity in the range [0.2; 0.6]. We finally tried to fit the corresponding induced RV variations to our HARPS data. We found the best fit to correspond to a system seen almost pole-on ($i \simeq 6 \pm 4^\circ$) with an eccentricity in the range [0.28; 0.56]. Although we have no information on HD 153363AB system inclination, its $36.3 \text{ km.s}^{-1} v \sin i$ roughly corresponds to the mean projected rotational velocity for mid-F-type stars (see for example the discussion in Borgniet et al. (2014) and ref. therein). If the system is in a spin-orbit alignment, this would favour higher inclinations. We then tried to fit HD 153363B induced RV for orbital periods up to five times longer than the 9645-day lower bound value. For an increasing orbital period, we also found good fits, corresponding to increasing system inclinations (up to 50 - 60°), but also to increasing eccentricities (up to 0.6).

It is clear that our HARPS RV time baseline is too short to allow us to make an accurate estimation of HD 153363AB orbital parameters. However, our RV data are compatible with the companion imaged by Ehrenreich et al. (2010). We conclude that the long-term RV "Keplerian" variation we detected may be induced by the imaged $0.7 M_{\odot}$ companion and that its orbital period is probably much longer than 10000 days.

4.9. HD 196385

This target shows a linear trend in the RV with a $\sim 94 \text{ m.s}^{-1}$ amplitude over the time baseline. The (RV, BIS) diagram is composite (Pearson's coefficient of -0.26, see in appendix). Once corrected from the binary-induced trend, the RV residuals have an amplitude twice smaller and a rms twice and a half smaller than before the correction (see Table 1). They also show a significant anti-correlation with the BIS (Pearson's coefficient of -0.45), corresponding to stellar activity. The Lomb-Scargle periodogram of the RV residuals show some peaks at about 1.5 and 3 days that are also present in the BIS periodogram. They are then most probably induced by the conjunction of stellar activity and stellar rotation. We do not notice any additional significant signal in the Lomb-Scargle periodogram of the RV residuals (see in appendix). HD 196385 has not been reported as a binary before.

4.10. HD 196724

We only acquired six spectra on 29 Vul over a 1396-day time baseline. However, they allow us to detect high-amplitude ($\sim 4 \text{ km.s}^{-1}$) RV variations over the observation time baseline and a flat (RV, BIS) diagram, and establishing that HD 196724 is a spectroscopic binary. 29 Vul is flagged as a proper-motion binary by Frankowski et al. (2007) and Makarov & Kaplan (2005).

4.11. HD 199254

With very few lines to compute its spectra CCF, we rely only on 16 Del RV data to classify it as a possible spectroscopic binary. The 45 RV measurements show a quadratic trend on the 2143-day observation time baseline, that may be indicative of a longer-term binary (see in appendix). De Rosa et al. (2014) reported a stellar companion to HD 199254 through direct imaging, at a projected separation of 13.3 AU and with an estimated mass of $0.81 M_{\odot}$.

4.12. HD 216627

We acquired only 13 spectra on δ Aqr (HD 216627, HIP 113136), covering a 389-day time baseline. High-amplitude ($\sim 9.5 \text{ km.s}^{-1}$) RV variations, a flat (RV, BIS) diagram, a clear asymmetry in the CCF (with a broader RV span on their red wing than on their blue wing), and corresponding FWHM variations (that are correlated to the RV with a Pearson's coefficient of 0.79) point unambiguously towards a SB2 status for this A3V target (see in appendix and Fig. 8).

δ Aqr was already reported as a binary in Lagrange et al. (2009). A possible member of the Ursa Majoris (UMA) moving group (according to King et al., 2003), it was first reported as an astrometric binary by Goldin & Makarov (2007) on the base of HIPPARCOS data. These authors derived a first set of orbital parameters, with a 483 ± 20 -day period, a 0.12 ± 0.2 eccentricity and an inclination of $41 \pm 16^\circ$ from edge-on.

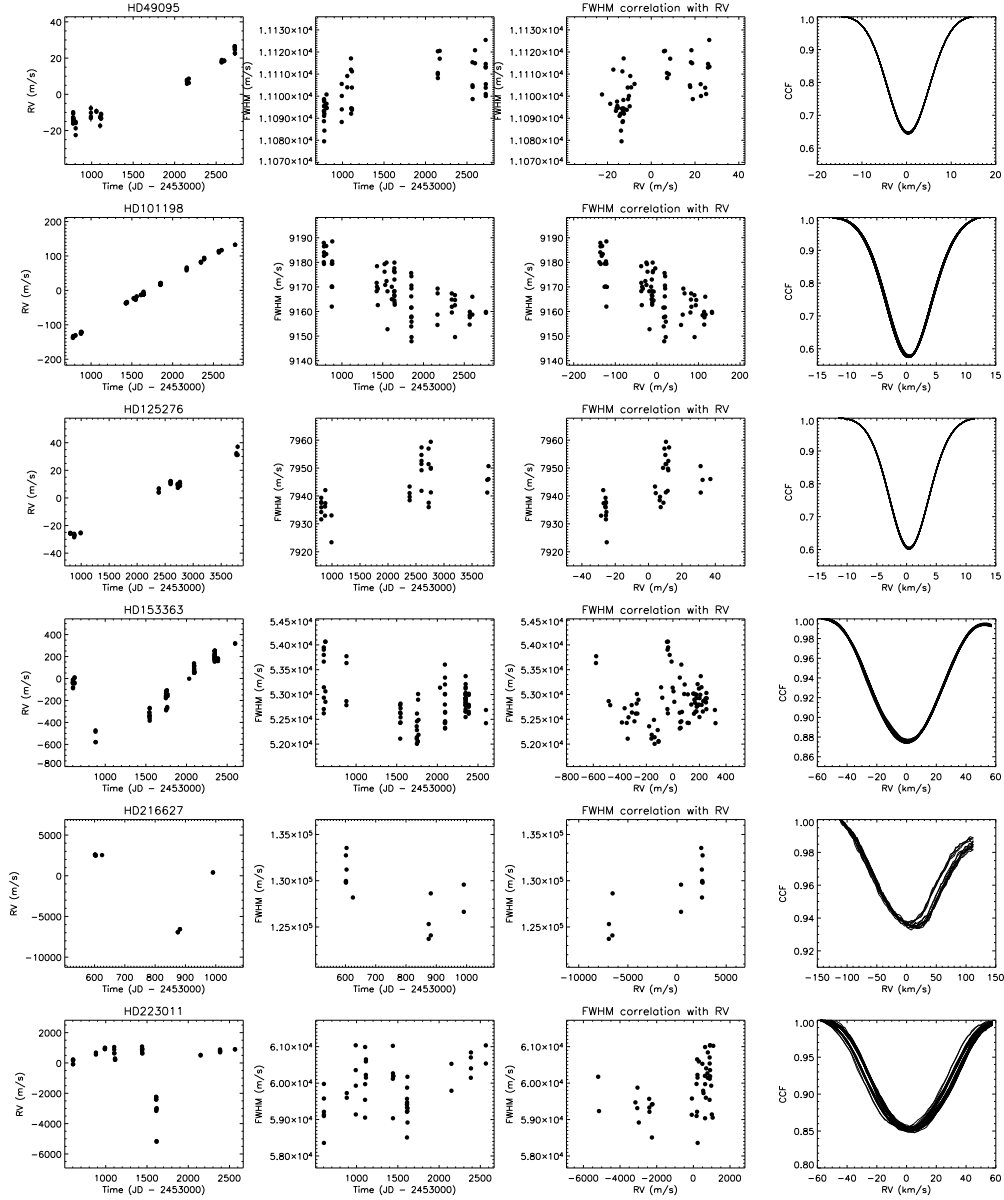


Fig. 8. Main HARPS data for our detected binaries (*from top to bottom*) of possible SB2 type. *From left to right*: RV, FWHM, (RV, FWHM) diagram, stacked CCF.

Ehrenreich et al. (2010) reported no detection in deep imaging, excluding companions more massive than $0.07 M_{\odot}$ beyond 100 AU. Yet very interestingly, the companion to HD 216627 was directly detected through IR interferometry made at the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) (Absil et al., 2011). The authors used the PIONIER four-telescope interferometer to obtain precise closure phase measurements that allowed them to unambiguously detect the companion. These authors derived a contrast of 4.2 in the H -band, leading them to estimate the companion spectral type to be around G5V. However, due to the poor coverage of the (u, v) plan they were not able to constrain the separation between the two components of the binary, giving only three preferred positions at 37.4, 41 and 46.5 mas from the primary (i.e. projected separations of 1.9, 2 and 2.3 AU respectively).

The temporal sampling of our own RV measurements is not sufficient to constrain the orbital parameters of δ Aqr with a

Keplerian fit. Periods can be fitted down to less than 10 days (corresponding to minimum masses of a few tens of Jupiter masses), but periods in the [300; 700]-day range can equally be fitted. The latter period range is compatible with the period derived by Goldin & Makarov (2007) and corresponds to sma in the [0.9; 2.2]-AU range.

4.13. HD 223011

HD 223011 (HIP 117219) shows high-amplitude RV variations ($\sim 6.3 \text{ km.s}^{-1}$ peak-to-peak) and a flat (RV, BIS) diagram that clearly demonstrate the presence of a binary companion on an eccentric orbit (see in appendix). The CCF data (Fig. 8) shows only strong shifts in radial velocity characteristic of a SB1 but no noticeable asymmetry that would point towards a SB2 status. However, a very loose trend may be present in the FWHM (Fig. 8).

We acquired 46 spectra over 1936 days on HD 223011. Yet, the temporal sampling of our observations is not complete enough to fully constrain the binary orbital parameters: even if our time baseline may cover several orbital periods, it happens that most of our data points seem to be located in a restricted phase range, not fully covering the RV variations induced by the companion. When looking at the RV Lomb-Scargle periodogram, multiple peaks are still present above the 1% FAP, with the most pre-eminent at periodicities of about 114, 140, 37 and 92 days. We used the *yorbit* software to fit the RV with a single Keplerian model. Without putting any prior constrain on the orbital parameters, the best solution corresponds to a companion with a minimal mass of $69 M_{\text{Jup}}$ on an eccentric orbit ($e = 0.62$) with a 37.7-day period ($sma = 0.27$ AU). As in the case of HD 153363, we consider that this fit gives lower bound values on the binary orbital parameters but not a definitive determination. The residuals of the fit show a 111.2 m.s^{-1} dispersion without any remaining significant periodicity in their periodogram.

We tried to fit HD 223011 RV data with single Keplerian models corresponding to longer ranges of orbital periods (from 37 up to 3000 days) by setting different prior constrains on the period with *yorbit*. However, all solutions showed very high eccentricities (above 0.8) and a significantly larger dispersion of the residuals (always above 200 m.s^{-1}). The uncertainty on the SB1/SB2 status shows that the close companion to HD 223011 has probably a contrast of at least two to three with respect to the primary in the V-band, as a brighter companion would significantly impact the HARPS spectra and distort the CCF. We thus conclude that HD 223011 has a close low-mass stellar companion, with a minimum period of 37.7 days on an eccentric orbit. HD 223011 was already classified as RV variable in Lagrange et al. (2009), and Ehrenreich et al. (2010) did not detect any companion with deep imaging. The detection limits derived by Ehrenreich et al. (2010) exclude companions more massive than $0.07 M_{\odot}$ beyond 130 AU.

4.14. HD 224392

Given its high $v \sin i$ (190 km.s^{-1}), we do not have BIS data for η Tuc (HIP 118121). The RV show high-amplitude variations ($\sim 8 \text{ km.s}^{-1}$, see in appendix), much larger than the high RV dispersion (rms $\sim 1.96 \text{ km.s}^{-1}$) induced by the fast rotation. We conclude that HD 224392 is a spectroscopic binary. The stellar companion to η Tuc (member of the ~ 30 Myr Tucana Horologium young association, see Zuckerman et al., 2011) was directly detected with IR interferometry made with PIONIER on the VLTI, although the data remained somewhat suspicious (Marion et al., 2014). Based on the combination of the RV data and of new interferometric observations, the properties of HD 224392B will be analyzed in more details in a forthcoming paper.

5. Stellar intrinsic variability

Stellar magnetic activity (spots and faculae) and high-frequency pulsations are the two main sources of intrinsic RV variability for our targets (detailed examples can be found in Lagrange et al., 2009). We display in Fig. 9 the RV dispersion (rms) and mean uncertainty versus our targets physical properties ($B - V$, $v \sin i$, stellar mass), after subtracting companion-induced RV variations. As expected, the RV rms and mean uncertainty are strongly correlated with the spectral type and the $v \sin i$ of our targets; stars of earlier spectral type (with the fewer absorption

lines that are the more broadened by the rotation rate) have the lower RV accuracy. Earlier-type, faster-rotating stars also being the most massive ones, it happens that the RV dispersion and mean uncertainty also grow with the mass of the star. The main RV dispersion is logically higher by an order of magnitude than for FGK dwarf RV surveys (e.g. Howard et al., 2011). The “two-peak” shape of the RV and BIS rms distributions (Fig. 10) is probably explained by the lack of late A and early F dwarfs in our sample (Sect. 2).

We display in Fig. 10 the BIS rms versus RV rms distribution. The latter clearly shows two regimes: first, for RV and BIS rms under about 30 m.s^{-1} , the BIS rms grows linearly with the RV rms (with a ~ 1 slope); second, for higher rms, the BIS rms grows much quicker than the RV rms. These two regimes correspond to the two main sources of RV jitter in our sample, respectively stellar magnetic activity and high-frequency pulsations. We also display in Fig. 10 the mean $\log R'_{\text{HK}}$ and $\log R'_{\text{HK}}$ rms versus RV rms distributions. Here the mean $\log R'_{\text{HK}}$ grows steadily with the RV rms, which is in agreement with it being a proxy for a star’s activity level. On the contrary, the $\log R'_{\text{HK}}$ dispersion declines as the RV rms grows. For some of our later-type, active stars, we can at least partially correct the RV data from the activity-induced jitter by using the correlation between BIS or Calcium index and RV activity-induced variations. We considered here to correct the RV from activity only for our targets with a clear enough (RV, BIS) or (RV, $\log R'_{\text{HK}}$) correlation. We used the Pearson correlation coefficient to define a quality criterion for the correlation and decided that a minimal absolute Pearson coefficient of 0.7 would be required to consider the (RV, BIS) or (RV, $\log R'_{\text{HK}}$) correlation significant enough. We found that eleven of our targets met this criterion (two of them having already been corrected from a binary trend) in the case of the (RV, BIS) correlation, and only one in the case of the (RV, $\log R'_{\text{HK}}$) correlation (note that for this target, HD 25457, we both correct the activity jitter on the short-term with the RV-BIS correlation and on the long-term with the RV- $\log R'_{\text{HK}}$ correlation). For these targets, we applied a linear fit to the (RV, BIS) or (RV, $\log R'_{\text{HK}}$) data and then removed it from the RV. We display the list of these targets, along with the gains in RV amplitude, rms and on the detection limits in Table 3.

6. Detection limits

6.1. Detection limit determination

We estimate the detection limits for each target of our survey, i.e. the upper limit to possible companion minimal masses $m_p \sin i$ for different periods. We compute the detection limits on a grid of 200 log-spaced orbital periods in the [1; 1000]-day range, roughly corresponding to sma in the [0.02; 2.5]-AU range. We use the Local Power Analysis (hereafter LPA) method developed by Meunier et al. (2012). The LPA detection limits are computed assuming circular orbits. The LPA method compares the maximum power Pw_{pl} of the RV signal induced by a fake planet of a given mass and a given period (with the same temporal sampling as the actual data, and considering circular orbits) to the maximum power Pw_{dat} of the actual RV signal within a localized period range of the periodogram ([0.75P, 1.25P] for a given period P). The fake planet $m_p \sin i$ is considered above the detection limit if for 100 realizations (i.e. a 99% confidence level), Pw_{pl} is always above Pw_{dat} . For each orbital period of the grid, the fake planet $m_p \sin i$ are tested iteratively during four loops for decreasing masses starting at an

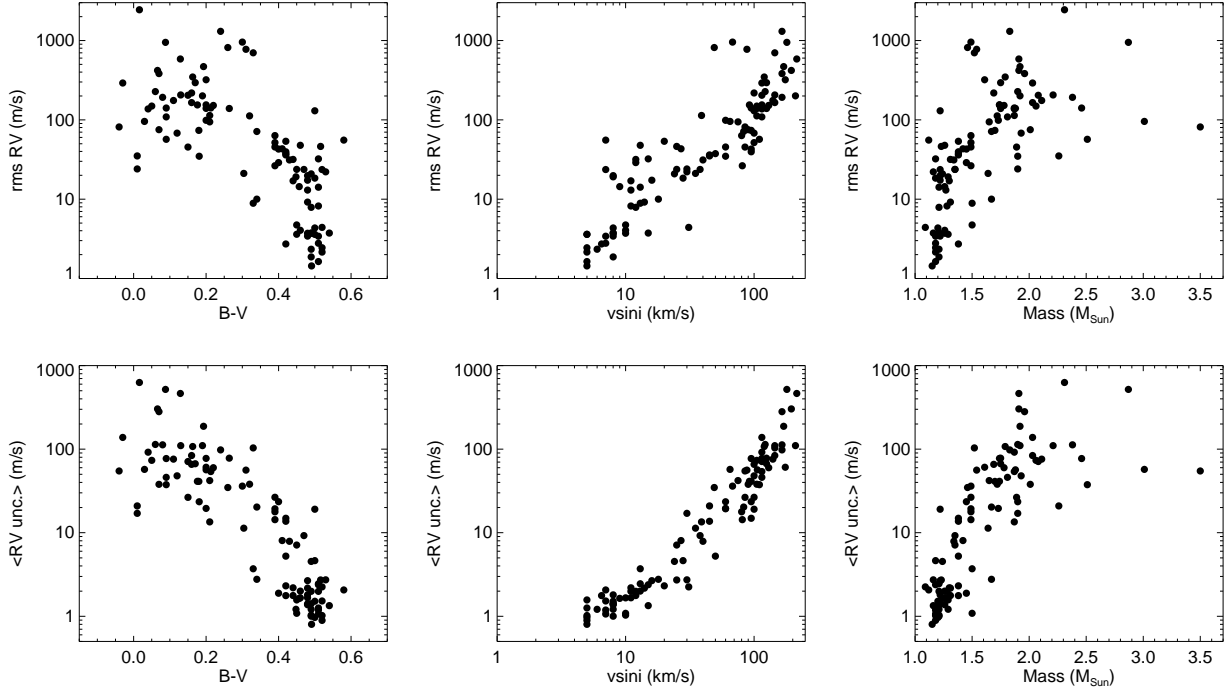


Fig. 9. Intrinsic RV variability of our survey: correlations. For each of our targets, we display the RV dispersion (RV rms; *top panel*) and the averaged RV uncertainty (*bottom panel*), from left to right: vs $B - V$; vs $v \sin i$; vs stellar mass.

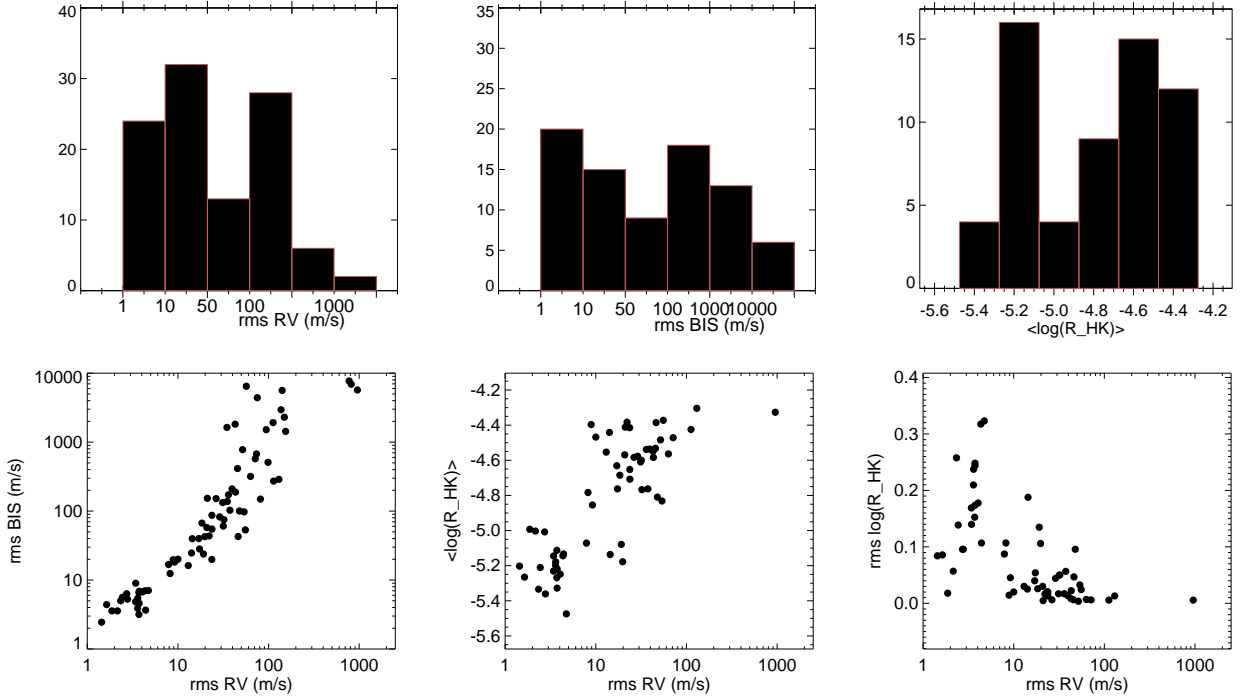


Fig. 10. Intrinsic RV variability of our survey: histograms. *First panel:* histogram of the RV rms; histogram of the BIS rms; histogram of the mean $\log R'_{\text{HK}}$. *Second panel:* BIS rms vs RV rms; mean $\log R'_{\text{HK}}$ vs RV rms; $\log R'_{\text{HK}}$ rms vs RV rms.

upper limit of $100 M_{\text{Jup}}$, and with a narrower mass step at each loop. The LPA method has proven to give lower detection limits than bootstrap methods for various stellar types and RV jitter levels (Meunier et al., 2012, Lagrange et al., 2013).

When the target was found to have a companion or to be active, we compute the detection limits before and after removing the linear/quadratic RV trends, keplerian fits or stellar activity correlations. The detection limits for each target of our survey are displayed in the appendix.

Table 3. Correction from activity-induced RV jitter

HD	Correction type (BIS or Ca index)	RV correlation Pearson coef. (absolute)	RMS ratio *	Ampl. ratio *	10-day limdet. ratio *	100-day limdet. ratio *	1000-day limdet ratio *
25457	BIS	0.71	0.71	0.78	0.61	0.78	0.79
-	Ca (††)	0.82	0.42	0.51	0.28	0.21	0.05
30652	BIS	0.79	0.62	0.68	0.52	0.47	0.42
31746	BIS	0.81	0.58	0.58	0.80	0.81	1.00
33262	BIS	0.82	0.58	0.59	0.65	0.42	0.60
49933	BIS	0.81	0.58	0.44	0.67	0.62	0.92
68456 (†)	BIS	0.96	0.29	0.34	0.23	1.	-
76653	BIS	0.73	0.68	0.70	0.90	0.74	0.30
114642	BIS	0.89	0.46	0.42	0.52	0.82	0.75
124850 (†)	BIS	0.83	0.52	0.63	0.48	0.77	-
138763	BIS	0.96	0.27	0.30	0.28	0.39	0.36
219482	BIS	0.83	0.52	0.59	0.57	0.51	0.67

† After correction from binary trend.

†† After first removing the (RV, BIS) correlation.

* Ratio of the parameter values taken after to before activity correction. In the case of HD 25457, two corrections are performed successively; for both corrections we display the ratio values related to the RV taken without correction.

6.2. Results

6.2.1. Detection limits versus physical properties

We display in Fig. 11 the detection limits achieved with the LPA method versus our sample main parameters ($B - V$, $v \sin i$ and stellar mass). Our LPA detection limits are clearly correlated to these quantities, with higher detection limits for increasing $v \sin i$ and for earlier spectral types. This is in agreement with our results in terms of stellar variability (Sect. 5). In terms of $v \sin i$, we can roughly distinguish two populations:

- for $v \sin i$ lower than 100 km.s^{-1} , the detection limits are mostly in the planetary domain ($\lesssim 10\text{-}20 M_{\text{Jup}}$), going down well below $1 M_{\text{Jup}}$ down to $0.02\text{-}0.1 M_{\text{Jup}}$ at all periods in the best cases;
- for $v \sin i$ greater than 100 km.s^{-1} , the detection limits are mostly larger than $1 M_{\text{Jup}}$; still a large number of them remain below $10 M_{\text{Jup}}$ at all periods, while the remainder are in the brown dwarf domain.

In terms of spectral types, we can also make a rough distinction between our earlier ($B - V \lesssim 0.3$) and later type targets:

- the detection limits achieved for the late-type stars are in the planetary domain, even for periods up to 1000 days;
- for the earlier type targets, the detection limits spread over the GP and BD mass domains, but can still go down to a fraction of M_{Jup} for periods of a few to a few tens days, and down to a few M_{Jup} for periods up to 1000 days.

In terms of stellar mass, we can roughly make the same distinction between our targets with $M_{\star} \leq 1.5 M_{\odot}$, for which the detection limits remain in the planetary domain for periods up to 1000 days, and our targets with higher masses, for which the detection limits spread from $0.1 M_{\text{Jup}}$ at short periods at best to $100 M_{\text{Jup}}$ at worst. Finally, we note that if extrapolating these detection limits to the solar parameter values, we would find masses in the $[10; 30] M_{\text{Earth}}$ range, i.e. in the same range than the detection limits we deduced for the Sun based on simulated RV time series of solar magnetic activity (Meunier & Lagrange, 2013).

6.2.2. Sample search completeness

To better characterize our results in terms of detection limits, we derive the search completeness function $C(P, m_p \sin i)$ of our sample, in a way similar to Howard et al. (2011), who derived occurrence rates of low-mass planets with short orbital periods around FGK solar-like stars. For a given planetary orbital period P and minimal mass $m_p \sin i$, C is written as follows:

$$C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta_i \quad (1)$$

where for each target i of our sample without a detected planet, $\delta_i = 1$ if $m_p \sin i$ is higher than the target detection limit at the period P and $\delta_i = 0$ otherwise; N being the number of such targets in our sample. The search completeness C therefore gives the fraction of stars of our sample for which we can rule out a $(P, m_p \sin i)$ planet. Here we computed $C(P, m_p \sin i)$ over all the 106 targets of our sample for which we recorded at least 15 spectra (i.e. excluding two targets for which we had too few spectra: HD 196724 and HD 216627). The completeness must be computed only on stars with no detected planets, therefore we had $N = 103$ targets taken into account in Eq. 1 (excluding three stars with detected GP: HD 60532, HD 111998 and HD 91889). We assumed the detection limits into $C(P, m_p \sin i)$ computation once corrected from binary trends or stellar activity correlations. We display $C(P, m_p \sin i)$ in Fig. 12.

When compared to the typical detection limits obtained by e.g. Cumming et al. (2008) or Howard et al. (2011) for later-type (FGK) stars in similar period ranges, we find our detection limits to be generally higher by one order of magnitude in $m_p \sin i$. We note that:

- for very short periods ($\lesssim 50$ days), 90% of our targets have detection limits in the planetary domain, meaning that “Hot Jupiters” can be detected by RV for very early spectral types and for very high rotation rates (up to a hundred of km.s^{-1});
- the same percentage of our targets (90%) have detection limits lower than $\sim 80 M_{\text{Jup}}$ for periods up to 1000 days;
- 70% of our targets have detection limits lower than $10\text{-}20 M_{\text{Jup}}$ up to 1000 days, meaning that close-in GP (i.e. located

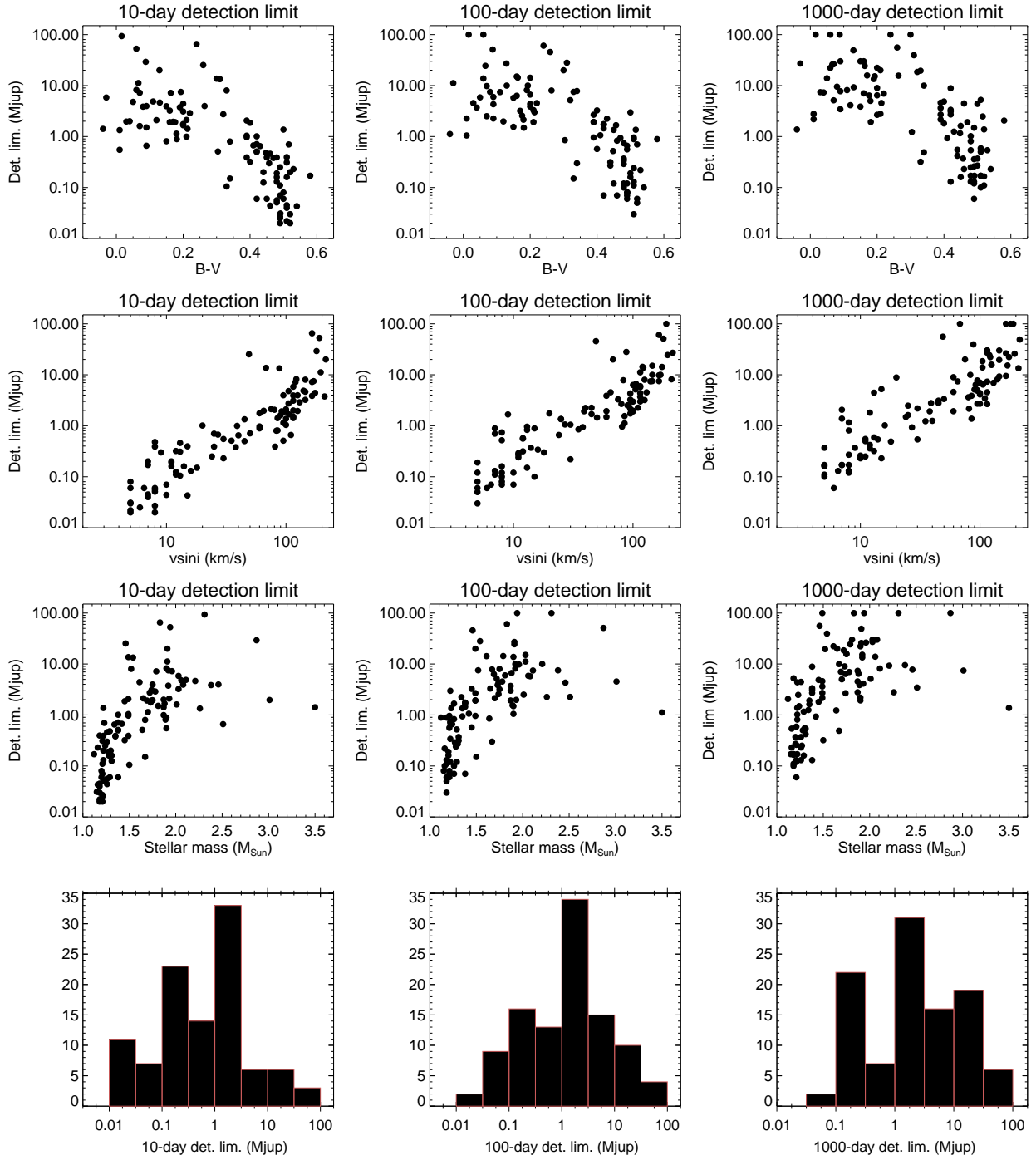


Fig. 11. Achieved detection limits for our sample versus main parameters. For all panels, each black dot represents the detection limit for one target. All targets are displayed except for stars with detected GP companions. *Left*: mean detection limit on a 1-10 day range; *middle*: the same on a 10-100 day range; *right*: the same on a 100-1000 day range. *Top*: detection limits vs $B - V$; *middle top*: vs $v \sin i$; *middle bottom*: vs stellar mass; *bottom*: in histograms.

at separations similar to most of the GP found by RV around solar-like stars) are detectable around most of the AF MS dwarfs;

- 30% of our targets have detection limits lower than $1 M_{\text{Jup}}$ up to 1000 days, meaning that Saturn-like and even Neptune-like planets can be detected around the most favourable of our targets, i.e. mid-F dwarfs with low to intermediate $v \sin i$ (up to $20\text{-}30 \text{ km.s}^{-1}$).

Contrary to what was commonly expected, these results confirm that GP are widely detectable around Main-Sequence dwarfs of

early spectral type, and prove the usefulness of extending RV surveys from FGK late-type stars to AF earlier-type dwarfs.

6.3. Consequences on GP occurrence rates

Taking into account the GP detections and detection limits of our sample, we can derive a first estimation of close-in GP occurrence rates for AF, MS stars. The method we followed to deduce GP occurrence rates is largely inspired from Howard et al. (2011). These authors counted the number of systems n_{det} with detected

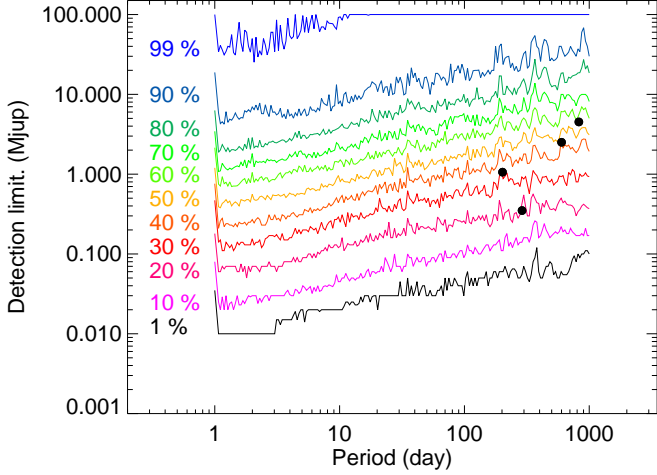


Fig. 12. GP search completeness of our survey. *Black dots*: detected GP ($m_p \sin i$ vs. P). *Solid lines*: survey search completeness (i.e., fraction of stars with good enough detection limits to rule out planets of a given $m_p \sin i$ at a given orbital period P). *From bottom to top*: 1%, 10% to 90% (10% step) and 99% search completenesses.

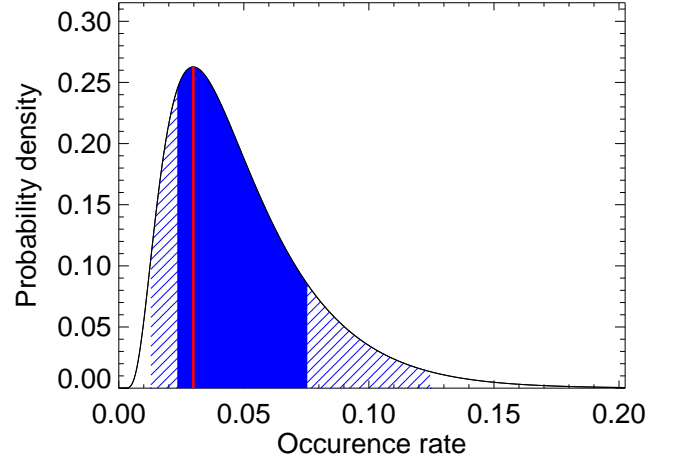


Fig. 13. Probability density function of the GP occurrence rate for planetary $m_p \sin i$ in the $[1; 13]-M_{\text{Jup}}$ range and for periods in the $[1; 1000]$ -day range. *Red*: Most probable value. *Blue*: $1-\sigma$ confidence interval. *Hatched blue*: $2-\sigma$ confidence interval.

planets in five $[P; m_p \sin i]$ -limited domains. Then, they derived an estimation of the number of planets potentially missed n_{miss} in each of the $[P; m_p \sin i]$ domains, based on the number of actual detections and on the more or less high survey completeness in these domains. They finally computed the planet occurrence rates taking into account both n_{det} and n_{miss} and using binomial statistics.

6.3.1. Method

We detail here step by step the method we used to derive our GP detection rates.

[Mass; period] ranges – We considered two $m_p \sin i$ domains: *i*) a $[1; 13]-M_{\text{Jup}}$ range, corresponding to Jupiter-like or super-Jupiter GP; *ii*) a $[0.02; 1]-M_{\text{Jup}}$ range, corresponding to Neptune-like, Saturn-like or sub-Jupiter GP. We regard this partition as the most meaningful since: *i*) dividing our survey achieved $m_p \sin i$ range into more domains would not lead to significant results (due to small-number statistics), and *ii*) it fits well the achieved $m_p \sin i$ range of our survey. Then we considered different orbital period ranges: *i*) the full $[1; 1000]$ -day range over which we computed our LPA detection limits, to derive occurrence rates for all close-in GP; *ii*) a $[1; 10]$ -day and a $[1; 100]$ -day ranges to roughly cover the “Hot Jupiter” space, and to allow a comparison with e.g. Cumming et al. (2008) and Howard et al. (2011); *iii*) the complementary $[10; 100]$ and $[100; 1000]$ -day ranges.

Search completeness function – Considering a $[P; m_p \sin i]$ domain D with $m_p \sin i$ in a $[m_p \sin i_1; m_p \sin i_2]$ range and P in a

$[P_1; P_2]$ range, we computed the search completeness function $C(P, m_p \sin i)$ over D as follows:

$$C_D = \frac{\sum_{P_1}^{P_2} \sum_{m_p \sin i_1}^{m_p \sin i_2} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta_i \right) dP d(m_p \sin i)}{\sum_{P_1}^{P_2} \sum_{m_p \sin i_1}^{m_p \sin i_2} 1 dP d(m_p \sin i)} \quad (2)$$

with $N = 103$ targets without a detected GP. The sum was computed on the same period grid we used to compute the LPA detection limits, and on a mass grid fine enough (10000 mass bins) to match the mass accuracy reached in the final LPA loop.

“Missed planets” estimation – To derive significant planet occurrence rates, we have to correct our results (in terms of actual detections) from our search incompleteness, i.e. by statistically estimating the number of GP n_{miss} that we potentially missed in our survey. We computed n_{miss} in the same way as in Howard et al. (2011). For each $[P; m_p \sin i]$ domain with a search completeness C_D and with n_{det} systems having one or several detected GP, we have (provided that $n_{\text{det}} \geq 1$):

$$n_{\text{miss}} = n_{\text{det}} \left(\frac{1}{C_D} - 1 \right) \quad (3)$$

In contrast to Howard et al. (2011), our present sample is yet much smaller both in terms of targets and of detections. We had therefore several $[P; m_p \sin i]$ domains with no actual detection (but with a search completeness well below 100%). In those cases ($n_{\text{det}} = 0$), we considered that $n_{\text{miss}} < 1$ and defined it simply as:

$$n_{\text{miss}} = 1 - C_D \quad (4)$$

In this case, n_{miss} is then rather an upper bound on the number of GP than an estimation of the GP number itself.

Occurrence rate computation – For each of our $[P; m_p \sin i]$ domains, we finally derived the best corresponding GP occurrence rate and its 1- and 2- σ error bars in the same way as Howard et al. (2011), i.e. using binomial statistics:

- when $n_{\text{det}} \geq 1$, we computed the binomial distribution of n_{det} systems with at least one GP among the $N_\star = 106$ targets with 15 or more spectra of our sample. We then multiplied the probability by $(n_{\text{det}} + n_{\text{miss}})/n_{\text{det}}$ to account for the missed GP, and thus obtained the probability density function (hereafter PDF) of the GP occurrence rate¹. The GP occurrence rate corresponds to the probability where the PDF takes its maximum value (Fig. 13). To derive the 1- σ /2- σ confidence intervals, we integrated the PDF and computed its 1- and 2- σ standard deviations. As an example, we display in Fig. 13 the $[1; 13]$ - M_{Jup} GP occurrence rate PDF for the full period range of our survey;
- when $n_{\text{det}} = 0$, we computed the binomial distribution of one system with GP among the N_\star targets and multiplied the probability by n_{miss} . Thus, the value we derive is rather an upper bound on the occurrence rate than an estimation of the true GP occurrence rate, as it relies only on the search completeness and not on actual GP detections.

6.3.2. Results and discussion: GP occurrence rate vs. stellar mass

Given that our sensitivity to GP is significantly different between our less massive (later-type) and more massive (earlier-type) targets, we decided to split our sample into two subsamples (each having roughly the same number of targets) to better investigate the impact of the stellar mass on the GP occurrence rate and properties. The first subsample is made of our 51 targets with $M_\star > 1.5 M_\odot$; the second subsample is made of the other 57 targets (with $M_\star \leq 1.5 M_\odot$). We note that the three GP systems we detected belong to this second subsample. We hereafter discuss our results in the two $m_p \sin i$ ranges we selected.

We first look at “Jovian” GP ($1 \lesssim m_p \sin i \lesssim 13 M_{\text{Jup}}$). We summarize all our occurrence rates for this $m_p \sin i$ domain in Table 4. We also display the GP occurrence rate in this $m_p \sin i$ domain vs. different period ranges in Fig. 14 (top panel). In this $m_p \sin i$ domain, we find a GP occurrence rate of $3_{-0.7}^{+4.5}\%$ in the full period range (1-1000 days, corresponding roughly to sma in the $[0.02; \sim 2]$ AU range in the circular orbit hypothesis) and when accounting for our whole AF sample. However, this value is not the most meaningful as the two M_\star subsamples are significantly different both in terms of detections and achieved sensitivity as explained before. When looking at our “lower-mass” targets only, we are almost sensitive to all possible GP (completeness above 90%); the GP occurrence rate is $4_{-0.9}^{+5.9}\%$. This value is comparable to the $\sim 4 \pm 1\%$ GP rate found by Cumming et al. (2008) in roughly the same $[P; m_p \sin i]$ domain for solar-like FGK stars. It is quite low compared to the GP rates derived in more or less the same $[P; m_p \sin i]$ and M_\star ranges by Johnson et al. (2010a) or Reffert et al. (2015) for subgiant/giant stars, but still compatible given the error bars. It is also roughly

¹ If $n_{\text{det}} \geq 1$, the probability f of drawing n_{det} systems with detected GP among the N_\star targets of our sample is $f_{n_{\text{det}}; N_\star}(p) = \binom{N_\star}{n_{\text{det}}} \cdot p^{n_{\text{det}}} (1-p)^{N_\star - n_{\text{det}}}$ with p the probability of having one (or more) GP around one star.

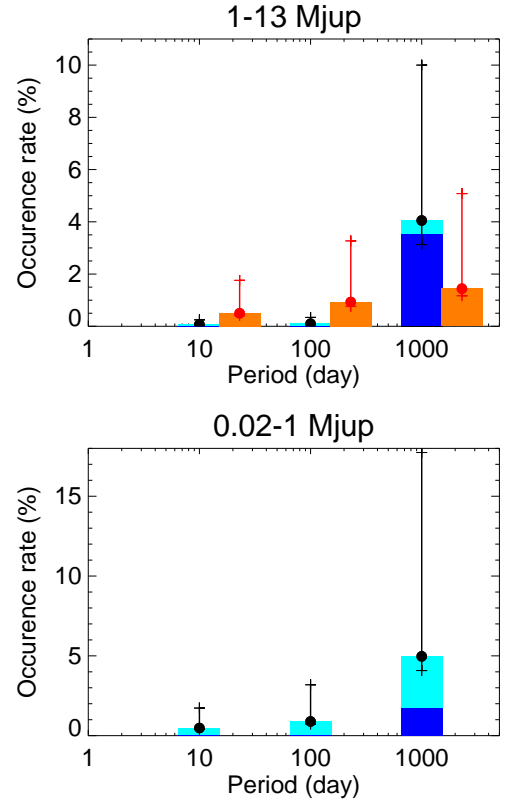


Fig. 14. *Top panel:* GP occurrence rate in the $[1; 13] M_{\text{Jup}}$ $m_p \sin i$ range for successive (non-cumulative) P ranges (from left to right: $[1; 10]$, $[10; 100]$ and $[100; 1000]$ days). *Blue/cyan:* $M_\star \leq 1.5 M_\odot$ subsample (*blue:* taking into account only detected planets, *cyan:* taking into account detected and missed planets, as reported in Tables 4 and 5). *Yellow:* $M_\star > 1.5 M_\odot$ subsample (taking into account missed planets). The 1- σ confidence intervals are displayed for these two subsamples as black and red solid lines, respectively. *Bottom panel:* the same, for the $[0.02; 1] M_{\text{Jup}}$ $m_p \sin i$ range. Here, we display only the “lower-mass” subsample as our search completeness for the “higher-mass” subsample is close to 0 for this $m_p \sin i$ domain.

twice lower than the GP rate predicted by the CA model for this M_\star range (Kennedy & Kenyon, 2008, but the CA predictions are made for the GP rate at all possible separations, see below). When looking at our “higher-mass” targets, we do not detect any GP in the $[1; 13]$ - M_{Jup} range and in the $[1; 1000]$ -day range. We do not achieve a sensitivity for this M_\star subsample as good as for our lower-mass targets, but our completeness ($\sim 40\%$) is still good enough to put a $1.3_{-0.3}^{+3.5}\%$ upper limit on the GP frequency in this $[P; m_p \sin i]$ domain. This value is clearly lower than the GP rate we find for our lower-mass targets, and than the $\sim 9\text{--}11\%$ reported by e.g. Reffert et al. (2015). According to Kennedy & Kenyon (2008), the CA model predicts that the GP icy core formation zone (delimited by the snow line) is located further away from the host star along with an increasing stellar mass at a given stellar age. In this context, our results show that planetary migration and/or early evolution processes around AF dwarfs are significantly different than around solar-like stars, and that GP formed around these early-type dwarfs are less likely to migrate inwards to the same extent as the GP formed around their later-type counterparts.

The strong constrains we put on the “Hot Jupiter” (HJ) rate ($\lesssim 0.1_{-0.1}^{+0.4}\%$ for 1-13 M_{Jup} in the $[1; 10]$ -day period range,

Table 4. GP occurrence rate around AF MS stars: 1. Jupiter-mass planets ($1 \lesssim m_p \sin i \lesssim 13 M_{\text{Jup}}$). The parameters are displayed in normal, bold or italic fonts when considering the full star sample, the most massive ($M_\star > 1.5 M_\odot$) stars only or the least massive ($M_\star \leq 1.5 M_\odot$) stars only, respectively.

Orbital period interval (day)	Search completeness C	Detected GP systems	Missed GP systems	GP occurrence rate (%)	$1 - \sigma$ confidence interval (%)	$2 - \sigma$ confidence interval (%)
[1; 1000]	0.65	2	1.06	3.0	2.3-7.5	1.3-12.5
	0.38	0	0.62	≤ 1.4	1.1-4.9	0.5-8.6
	<i>0.90</i>	2	<i>0.21</i>	<i>4.0</i>	<i>3.1-9.9</i>	<i>1.7-16</i>
[1; 10]	0.87	0	0.13	≤ 0.1	0-0.5	0-0.8
	0.78	0	0.22	≤ 0.5	0.4-1.8	0.2-3.1
	<i>0.96</i>	0	<i>0.04</i>	≤ 0.1	<i>0-0.3</i>	<i>0-0.5</i>
[1; 100]	0.78	0	0.22	≤ 0.2	0.2-0.8	0.1-1.5
	0.60	0	0.40	≤ 0.9	0.7-3.1	0.3-5.5
	<i>0.95</i>	0	<i>0.05</i>	≤ 0.1	<i>0-0.3</i>	<i>0-0.6</i>
[100; 1000]	0.64	2	1.13	3.1	2.4-7.7	1.3-12.7
	0.35	0	0.65	≤ 1.4	1.2-5.1	0.5-8.9
	<i>0.90</i>	2	<i>0.23</i>	<i>4.1</i>	<i>3.1-10</i>	<i>1.7-16.1</i>

Table 5. GP occurrence rate around AF MS stars: 2. Sub-Jupiter-mass planets ($0.02 \lesssim m_p \sin i \lesssim 1 M_{\text{Jup}}$). The parameters are displayed here for the $M_\star \leq 1.5 M_\odot$ sub-sample only.

Orbital period interval (day)	Search completeness C	Detected GP systems	Missed GP systems	GP occurrence rate (%)	$1 - \sigma$ confidence interval (%)	$2 - \sigma$ confidence interval (%)
[1; 1000]	0.40	1	1.50	4.8	3.9-17	1.8-30.2
[1; 10]	0.75	0	0.25	≤ 0.5	0.4-1.7	0.2-3.1
[1; 100]	0.55	0	0.45	≤ 0.9	0.7-3.1	0.3-5.4
[100; 1000]	0.38	1	1.6	5	4.1-17.8	1.9-31.4

$\lesssim 0.2^{+0.6}_{-0.2}\%$ in the [1; 100]-day period range) strengthens these arguments. In contrast to the three GP systems we detected with periods all above 200 days, we do not detect nor even suspect any HJ in our sample. Given that we achieve our best sensitivity at such short periods, we can then almost exclude any HJ in our sample. For our “lower-mass” subsample, the derived GP occurrence rate is close to 0 up to $P \simeq 100$ days. In the case of our “higher-mass” targets, the GP occurrence rate is slightly less constrained, but still low (Table 4). Our results are then in agreement with the lack of HJ around subgiants and giants reported by e.g. Bowler et al. (2010), Johnson et al. (2010a), Reffert et al. (2015). Moreover, they show that this depletion is likely not induced by late evolution phenomena (such as the stellar mass loss or radius increase when leaving the Main Sequence), but is rather due to different early evolution processes, as detailed above.

Finally, we look at “Saturn-like” GP (i.e., with $m_p \sin i$ in the $[0.02; 1]-M_{\text{Jup}}$ range). While our “higher-mass” subsample is almost not sensitive to this GP population, we can still put constraints for our lower-mass targets (Table 5 and Fig. 14, bottom panel). For this subsample, our sensitivity reaches 75% for periods below 10 days and still remains at 40% for periods between 100 and 1000 days. The GP rate vs. P distribution has the same shape here as for higher $m_p \sin i$ GP, with a significantly low up-

per limit on the number of Hot Neptunes ($\lesssim 1\%$ up to 100 days) and a strong increase for periods from a few hundreds to a few thousands of days (GP rate $\sim 5^{+12.8}_{-0.9}\%$). It then seems to indicate that Neptune-like GP follow the same formation and evolution processes as their more massive (1-13 M_{Jup} GP) counterparts.

7. Conclusion and perspectives

We have confirmed that the challenges induced by the early spectral type or the high RV jitter induced by stellar variability (pulsations, stellar activity) and enhanced rotation rate with respect to the detectability of giant planets can be solved, providing a careful observational strategy and/or an adapted RV computation method.

We have conducted the first systematic RV survey of giant planets with periods in the [1; 1000]-day range orbiting early-type Main-Sequence stars. We detected three GP systems (four individual planets) along this 9-year long survey, among our 108 AF targets. We additionally detected fourteen spectroscopic binaries, either newly detected or already known as astrometric or directly imaged binaries (in these cases, the RV variations we detected were generally compatible with the astrometric or imaged companion). We derived detection

limits, and demonstrated that close-in Jupiter-mass planets are widely detectable around massive MS dwarfs, and that close-in Saturn-like planets are detectable around dwarfs with masses up to $1.5 M_{\odot}$. We deduced the first estimations of the GP frequencies of GP in the [1; 1000]-day range around AF-type stars, showing a significant lack of HJ compared to lower mass, solar-like stars (in agreement with RV surveys of subgiant stars). Finally, when compared to the predictions of the core-accretion model (more GP around more massive stars, and formed at larger separations), our results suggest that migration and/or early evolution processes are less effective around these massive dwarfs than around solar-like stars.

The next step of this study will be to associate the results (both in terms of detections and statistics) from the SOPHIE northern survey to the present HARPS results. The detection of a GP on a ~ 324 -day orbit with a $\sim 2.8 M_{\text{Jup}}$ minimal mass around the relatively young F5-6V MS dwarf HD 113337 with the SOPHIE spectrograph was already reported in Borgniet et al. (2014). The SOPHIE performances are slightly less compared to HARPS (with a spectral resolution of $R = 75000$ and a typical RV accuracy of 5 m.s^{-1} against 1 m.s^{-1} for HARPS), but they should not affect significantly a combined statistical study. Such a complete study will allow us to more than double our target sample and thus derive more significant statistical results, and to allow one to get for the first time an estimation of the mass-period distribution of close-in GP around AF, MS stars.

As we emphasized earlier in this paper, there is a need to study more systematically if there is a correlation between GP detected by RV and the presence of cold debris disks, signalled through IR excesses. HD 113337, that hosts at least one GP and a two-component debris disk (Chen 2014) is an illustrative example of such GP+disk systems. Some of the GP systems we reported or discussed above (HD 60532, HD 111998) have not been fully investigated from this point of view so far we know. A systematic search for IR excesses in such systems would be useful to test the link between the presence of cold debris disks and of GP, and better understand their evolution. Younger systems with directly imaged GP at wider separations usually also host debris disks.

Acknowledgements. These results have made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France.

References

- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., et al. 2011, *A&A*, 535, A68
 Allende Prieto, C. & Lambert, D. L. 1999, *A&A*, 352, 555
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
 Borgniet, S., Boisse, I., Lagrange, A.-M., et al. 2014, *A&A*, 561, A65
 Borgniet, S., Meunier, N., & Lagrange, A.-M. 2015, *ArXiv e-prints*
 Boss, A. P. 2010, *ApJ*, 725, L145
 Bouchy, F. & Sophie Team. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319–325
 Bowler, B. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2010, *ApJ*, 709, 396
 Casagrande, L., Schönrich, R., Asplund, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A138
 Chelli, A. 2000, *A&A*, 358, L59
 Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., et al. 2014, *ApJS*, 211, 25
 Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
 De Rosa, R. J., Patience, J., Wilson, P. A., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 1216
 Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., et al. 2008, *A&A*, 491, 883
 Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2007, *A&A*, 473, 983
 Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., et al. 2009, *A&A*, 506, 1469
 Dumusque, X., Boisse, I., & Santos, N. C. 2014, *ApJ*, 796, 132
 Dumusque, X., Pepe, F., Lovis, C., et al. 2012, *Nature*, 491, 207
 Eggen, O. J. 1982, *ApJS*, 50, 221
 Eggleton, P. P. & Tokovinin, A. A. 2008, *MNRAS*, 389, 869
 Ehrenreich, D., Lagrange, A.-M., Montagnier, G., et al. 2010, *A&A*, 523, A73
 ESA, ed. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*
 Frankowski, A., Jancart, S., & Jorissen, A. 2007, *A&A*, 464, 377
 Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2006, *A&A*, 452, 709
 Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005a, *A&A*, 444, L21
 Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005b, *A&A*, 443, 337
 Goldin, A. & Makarov, V. V. 2007, *ApJS*, 173, 137
 Gontcharov, G. A. & Kiyeva, O. V. 2010, *New A*, 15, 324
 Gray, R. O., Corbally, C. J., Garrison, R. F., et al. 2006, *AJ*, 132, 161
 Haakonsen, C. B. & Rutledge, R. E. 2009, *ApJS*, 184, 138
 Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2007, *A&A*, 475, 519
 Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2009, *A&A*, 501, 941
 Howard, A., Marcy, G., Johnson, J. A., et al. 2011, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 43, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #217*, 415.06
 Johnson, J. A. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 398, *Extreme Solar Systems*, ed. D. Fischer, F. A. Rasio, S. E. Thorsett, & A. Wolszczan, 59
 Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010a, *PASP*, 122, 905
 Johnson, J. A., Bowler, B. P., Howard, A. W., et al. 2010b, *ApJ*, 721, L153
 Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 673, 502
 King, J. R., Villarreal, A. R., Soderblom, D. R., Gulliver, A. F., & Adelman, S. J. 2003, *AJ*, 125, 1980
 Lagrange, A.-M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009, *A&A*, 495, 335
 Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *A&A*, 559, A83
 Laskar, J. & Correia, A. C. M. 2009, *A&A*, 496, L5
 Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJ*, 612, L73
 Lovis, C. & Mayor, M. 2007, *A&A*, 472, 657
 Makarov, V. V. & Kaplan, G. H. 2005, *AJ*, 129, 2420
 Malaroda, S. 1975, *AJ*, 80, 637
 Malkov, O. Y., Tamazian, V. S., Docobo, J. A., & Chulkov, D. A. 2012, *A&A*, 546, A69
 Marion, L., Absil, O., Ertel, S., et al. 2014, *A&A*, 570, A127
 Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
 McDonald, I., Zijlstra, A. A., & Boyer, M. L. 2012, *MNRAS*, 427, 343
 Meunier, N., Desort, M., & Lagrange, A.-M. 2010, *A&A*, 512, A39
 Meunier, N. & Lagrange, A.-M. 2013, *A&A*, 551, A101
 Meunier, N., Lagrange, A.-M., & De Bondt, K. 2012, *A&A*, 545, A87
 Mordasini, C., Klahr, H., Alibert, Y., Benz, W., & Dittkrist, K.-M. 2010, *ArXiv e-prints*
 Murdoch, K. & Hearnshaw, J. B. 1993, *The Observatory*, 113, 126
 Murgas, F., Jenkins, J. S., Rojo, P., Jones, H. R. A., & Pinfield, D. J. 2013, *A&A*, 552, A27
 Pace, G. 2013, *A&A*, 551, L8
 Pasinetti Fracassini, L. E., Pastori, L., Covino, S., & Pozzi, A. 2001, *A&A*, 367, 521
 Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, *The Messenger*, 110, 9
 Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
 Press, W. H. & Rybicki, G. B. 1989, *ApJ*, 338, 277
 Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *A&A*, 379, 279
 Raghavan, D., McAlister, H. A., Henry, T. J., et al. 2010, *ApJS*, 190, 1
 Reffert, S., Bergmann, C., Quirrenbach, A., Trifonov, T., & Künstler, A. 2015, *A&A*, 574, A116
 Sándor, Z. & Kley, W. 2010, *A&A*, 517, A31
 Santos, N. C., Mortier, A., Faria, J. P., et al. 2014, *A&A*, 566, A35
 Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835
 Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, *A&A*, 532, A79
 Ségransan, D., Mayor, M., Udry, S., et al. 2011, *A&A*, 535, A54
 Shapiro, A. I., Solanki, S. K., Krivova, N. A., et al. 2014, *A&A*, 569, A38
 Trilling, D. E., Stansberry, J. A., Stapelfeldt, K. R., et al. 2007, *ApJ*, 658, 1289
 van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
 Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011, *ApJ*, 732, 61

2.3 Compagnons détectés et candidats du relevé SOPHIE

2.3.1 Planètes géantes : détections et candidate

L'analyse de l'ensemble des données acquises durant les observations SOPHIE révèle la présence de deux compagnons planétaires autour de deux cibles de notre échantillon : HD 113337 (nouveau compagnon) et HD 16232 (confirmation). Elle confirme également la présence de variations de V_R complexes laissant supposer à la présence d'un ou de plusieurs compagnons (peut-être de masse planétaire) autour de HD 185395. Je présenterai ici brièvement ces systèmes et détaillerai l'analyse des données SOPHIE que j'ai menée jusqu'à présent.

1. HD 16232

30 Arietis B est une naine de type spectral F6V et de masse estimée $M_* = 1.2 \pm 0.15 M_\odot$ (Allende Prieto & Lambert 1999). En se basant sur des mesures de V_R acquises sur une base de temps de six ans³, Guenther et al. (2009) - ci-après G09, ont annoncé la détection d'un compagnon de masse minimale estimée à $9.9 \pm 0.9 M_{\text{Jup}}$, de période égale à 335 ± 3 jours et d'excentricité 0.29 ± 0.09 . Au vu du $v \sin i$ de l'étoile ($\sim 38 \text{ km.s}^{-1}$), ces auteurs concluaient qu'il est statistiquement plus probable que le système de HD 16232 soit vu sous une configuration "edge-on" ou proche, et qu'en conséquence le compagnon détecté doit avoir une masse réelle proche du $m_p \sin i$. HD 16232 b est donc très probablement une planète massive ou une naine brune de faible masse.

Au cours de notre relevé SOPHIE, nous avons acquis 27 spectres sur 30 Ari B, couvrant une base de temps d'environ cinq ans (1893 jours), nous permettant de dériver les V_R ainsi que les BIS et FWHM des CCF correspondantes (contrairement à G09, qui n'avaient que les V_R à leur disposition). Nos données sont représentées Fig. 2.4. La présence d'une variation de grande amplitude dans les V_R (d'amplitude $\simeq 600 \text{ m.s}^{-1}$, pour une dispersion de 182 m.s^{-1}) combinée à un diagramme (V_R , BIS) composite nous permet de confirmer la présence d'un compagnon proche. Cependant, notre échantillonnage temporel n'est pas suffisant à lui seul pour nous permettre de contraindre efficacement les paramètres orbitaux du compagnon. En revanche, nos vitesses radiales sont compatibles avec l'ajustement d'un modèle képlerien correspondant aux paramètres orbitaux calculés par G09 (voir Fig. 2.4). Dans ce cas, nous obtenons une dispersion des résidus de $\sim 128 \text{ m.s}^{-1}$, *c.à.d.* comparable aux 135 m.s^{-1} obtenus par ces auteurs. Finalement, nous avons également tenté d'ajuster nos données avec un modèle képlerien libre à l'aide du logiciel yorbit (Ségransan et al. 2011)⁴ en contraignant uniquement la période dans l'intervalle [315 ; 355] jours. Dans ce dernier cas, nous obtenons des paramètres orbitaux relativement proches des paramètres établis par G09 ($m_p \sin i \simeq 7.2 \pm 1 M_{\text{Jup}}$, $P \simeq 321 \pm 13$ jours, $e \simeq 0.54 \pm 0.49$).

Pour conclure sur 30 Ari B, nous confirmons donc la présence ainsi que les principales propriétés du compagnon de nature probablement planétaire détecté par G09.

³Note : la méthode d'extraction des V_R utilisée par ces auteurs est semblable à celle utilisée dans SAFIR dans le sens où elle se base également sur un spectre stellaire et non un masque binaire pour dériver la CCF des spectres. Nous obtenons cependant avec SOPHIE et SAFIR une précision plus élevée sur les V_R : pour 30 Ari B, notre erreur moyenne sur les mesures de V_R est de 18.6 m.s^{-1} , comparée aux 152 m.s^{-1} obtenus par Guenther et al. (2009).

⁴Pour rappel, ce logiciel utilise un algorithme de Levenberg-Marquardt pour ajuster un modèle képlerien à des données de V_R , voir en Section précédente dans l'article dédié aux résultats du relevé HARPS.

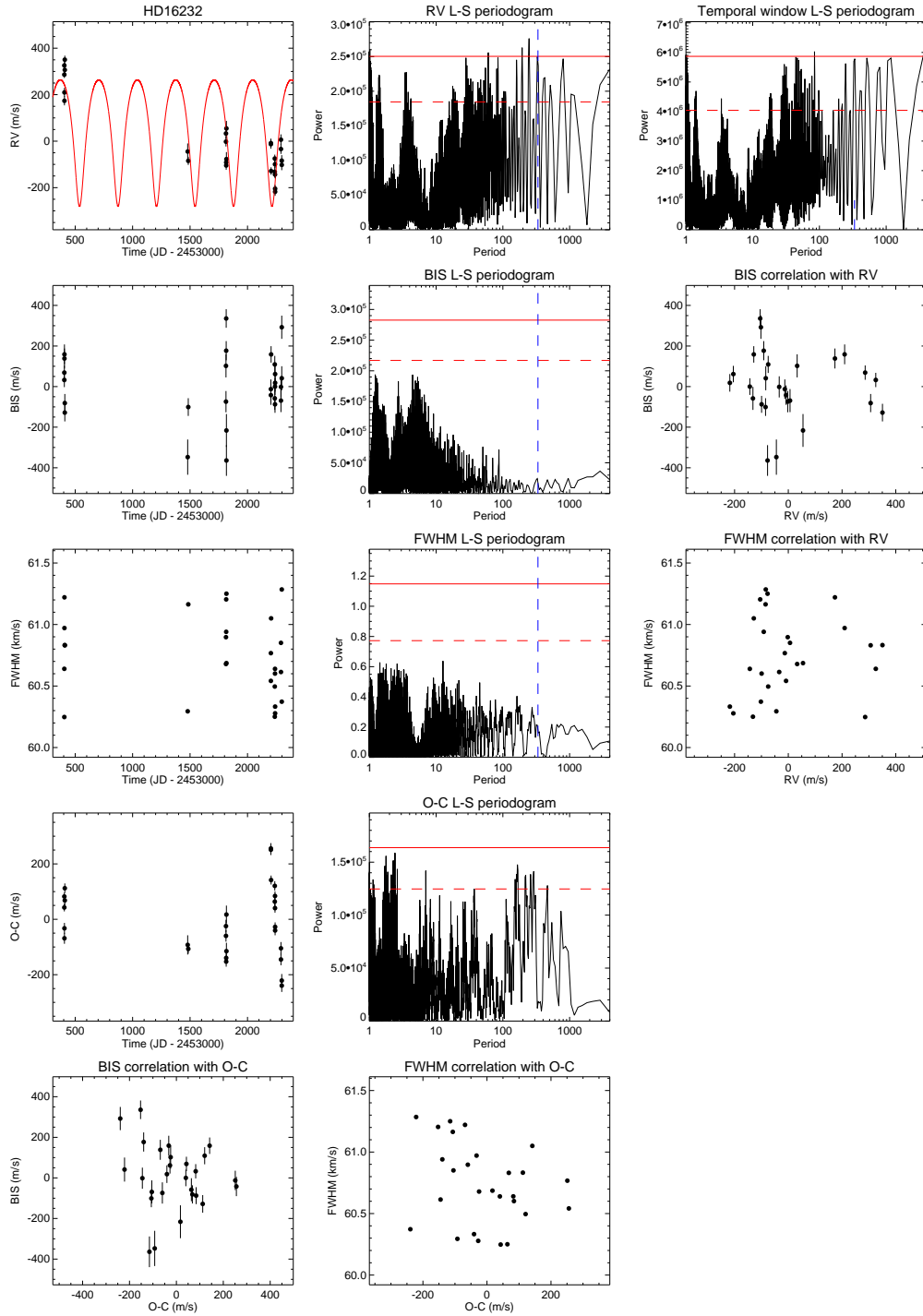


FIG. 2.4 – Données SOPHIE pour HD 16232. Première ligne : série temporelle des V_R (gauche), périodogramme Lomb-Scargle des V_R (milieu) et périodogramme de la fenêtre temporelle des observations (droite). L’ajustement képlerien correspondant aux paramètres orbitaux dérivés par Guenther et al. (2009) est superposé en rouge sur les V_R . Sur les périodogrammes, les probabilités de fausse alerte (ci-après FAP) à 1 et 10% sont indiquées en rouge (traits plein et pointillé, respectivement), et la période du compagnon selon G09 est superposée en bleu (pointillé). Deuxième et troisième lignes : séries temporelles des BIS et FWHM, périodogrammes correspondants et corrélations avec les V_R . Quatrième ligne : résidus de l’ajustement képlerien selon G09 et périodogramme des résidus. Cinquième ligne : corrélations des résidus avec les BIS et les FWHM.

2. HD 113337

HD 113337 est une naine F dont les variations de V_R ont révélé la présence d’au moins un compagnon de nature planétaire ($m_p \sin i \sim 3 M_{Jup}$) en orbite avec une période d’environ 325

jours autour de l'étoile. Cette nouvelle détection et la caractérisation de la planète géante HD 113337b ont fait l'objet d'un article publié dans *A & A* (Borgniet et al. 2014). L'étude menée afin de déterminer l'âge de l'étoile ayant conclu que HD 113337 est probablement une étoile assez jeune (~ 150 MA), nous avons intégré ce système à notre relevé Etoiles Jeunes mené avec SOPHIE. Pour cette raison, la première découverte ainsi que l'analyse des nouveaux résultats obtenus pour ce système seront détaillés plus loin, en Sect. 3.3.1.

3. HD 185395

Présentation du système – θ Cyg est une étoile naine de la Séquence Principale de type spectral F4V et de masse estimée à $1.38 M_{\odot}$ (Allende Prieto & Lambert 1999) ($v \sin i \sim 7$ km.s $^{-1}$). Elle possède un compagnon binaire stellaire (BD+493062 B) de type spectral $\sim M$ et de masse $\sim 0.35 M_{\odot}$ avec une séparation projetée de ~ 46 UA. HD 185395 a d'abord appartenu au relevé de faisabilité pour les étoiles AF massives avec ELODIE puis SOPHIE (*cf.* Sect. 1.3.2). Elle a rapidement révélé des variations complexes de V_R d'amplitude compatible avec la présence d'au moins une planète géante et a ainsi été incluse dans le relevé AF SOPHIE. Une analyse extensive des variations de V_R observées pour θ Cyg avec ELODIE (91 spectres de 2003 à 2006) et SOPHIE (162 spectres de 2006 à 2008) a été présentée par Desort et al. (2009). Ces auteurs ont montré que :

1. les V_R présentent des variations régulières de période ~ 150 jours, et que ces variations sont nécessairement induites par un ou plusieurs compagnons. En effet, l'absence de corrélation V_R -BIS et l'amplitude de variation très réduite du BIS par rapport à celle des V_R (pour un $v \sin i$ de ~ 7 km.s $^{-1}$) permettent d'éliminer l'hypothèse de pulsations ou d'activité stellaire comme possible origine ;
2. néanmoins, le périodogramme des BIS présente un pic similaire aux V_R et quasiment à la même période (~ 140 -150 jours) ;
3. l'influence de la binaire visuelle lointaine (également observée en imagerie directe par les auteurs) sur les V_R de la primaire se limite à une faible dérive linéaire à long-terme, observée dans les V_R ;
4. les variations de V_R ne sont pas reproduites de manière satisfaisante avec différents ajustements képlériens. Selon Desort et al. (2009), l'ajustement le plus simple correspond à une planète géante de masse minimale $2.3 M_{Jup}$ avec une orbite de sma 0.6 UA, plus une dérive linéaire, mais échoue à reproduire correctement les V_R . Des modèles plus complexes à plusieurs planètes n'ont pas donné de meilleurs résultats. Les auteurs concluent finalement que des configurations planétaires plus exotiques ne peuvent pas expliquer non plus les variations observées.

D'autre part, HD 185395 a également été observée à plusieurs reprises en LBOI avec VEGA de 2010 à 2011 (Ligi et al. 2012, et voir Sect. 2.5). Ces auteurs ont montré que les mesures de diamètre angulaire (0.76 mas en moyenne) présentaient une plus grande dispersion que pour d'autres cibles et une possible périodicité proche de la périodicité de ~ 150 jours détectée dans les V_R . Ligi et al. (2012) a avancé comme hypothèse la présence d'un compagnon stellaire proche, vu dans une configuration *edge-on* et avec un rapport de flux entre 2 et 15% du flux de la primaire, pour expliquer à la fois les variations de V_R et de diamètre angulaire. Cependant, d'autres observations interférométriques, toujours menées sur CHARA mais cette fois dans l'infrarouge proche (White et al. 2013), ne montrent pas la dispersion observée en optique par Ligi et al. (2012) et semblent exclure l'hypothèse d'un compagnon stellaire proche comme source de variation du diamètre angulaire optique de la primaire.

Nouvelles observations SOPHIE– Nous avons continué à observer θ Cyg dans le cadre du relevé SOPHIE AF jusqu'en 2015, permettant d'obtenir en tout 278 spectres SOPHIE en

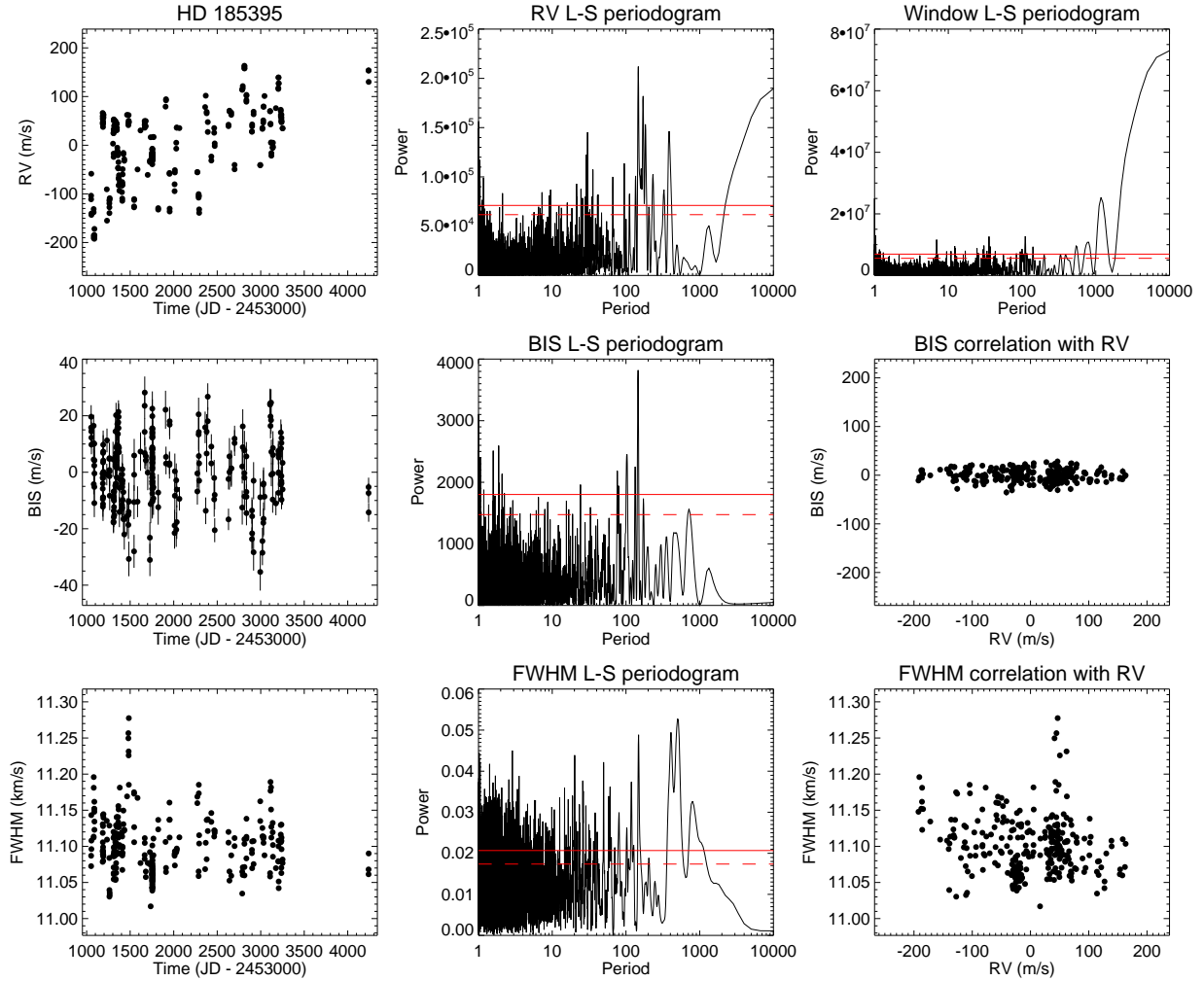


FIG. 2.5 – Données SOPHIE pour θ Cyg. Première ligne : série temporelle des V_R (gauche), périodogramme Lomb-Scargle des V_R (milieu) et périodogramme de la fenêtre temporelle des observations (droite). Lignes suivantes : séries temporelles, périodogrammes correspondants et corrélations avec les V_R pour les BIS et FWHM des CCF, respectivement.

tout sur cette cible, couvrant une base de temps de neuf ans (3189 jours). Les V_R présentent une forte variabilité d'amplitude $\sim 350 \text{ m.s}^{-1}$ avec une périodicité autour de 160 jours, plus une dérive linéaire à long terme. Le périodogramme des V_R (Fig. 2.5) montre que le signal périodique est complexe, avec deux signaux distincts à ~ 148 et ~ 176 jours. Le BIS présente quant à lui des variations de bien plus faible amplitude ($\sim 40 \text{ m.s}^{-1}$) et le diagramme (V_R , BIS) est plat. Comme déjà montré par Desort et al. (2009), cette propriété est caractéristique de la présence d'un compagnon pour un tel $v \sin i$ (7 km.s^{-1}) et exclut l'hypothèse de l'activité stellaire comme source *unique* de la variabilité V_R . Le périodogramme du BIS présente cependant un signal clair à ~ 150 jours (*c.à.d.* à la même périodicité que les V_R). Finalement, la FWHM de la CCF présente une faible variabilité ($\sim 100 \text{ m.s}^{-1}$) sans signal vraiment significatif dans son périodogramme et n'est pas corrélée aux V_R (Fig. 2.5).

Interprétation – J'ai testé à nouveau sur l'ensemble des données SOPHIE différents ajustements képlériens avec yorbit. Le meilleur ajustement en termes de diminution de la dispersion des résidus des V_R correspond à un modèle à deux compagnons de masse minimale planétaire ($m_p \sin i_1 = 1.81$ et $m_p \sin i_2 = 1.79 M_{\text{Jup}}$) et d'une dérive linéaire à long terme, représenté en Fig. 2.6. Cependant, un tel modèle n'est pas satisfaisant car : *i*) il ne reproduit pas correctement certaines des variations de grande amplitude des V_R (en particulier aux périodes où le

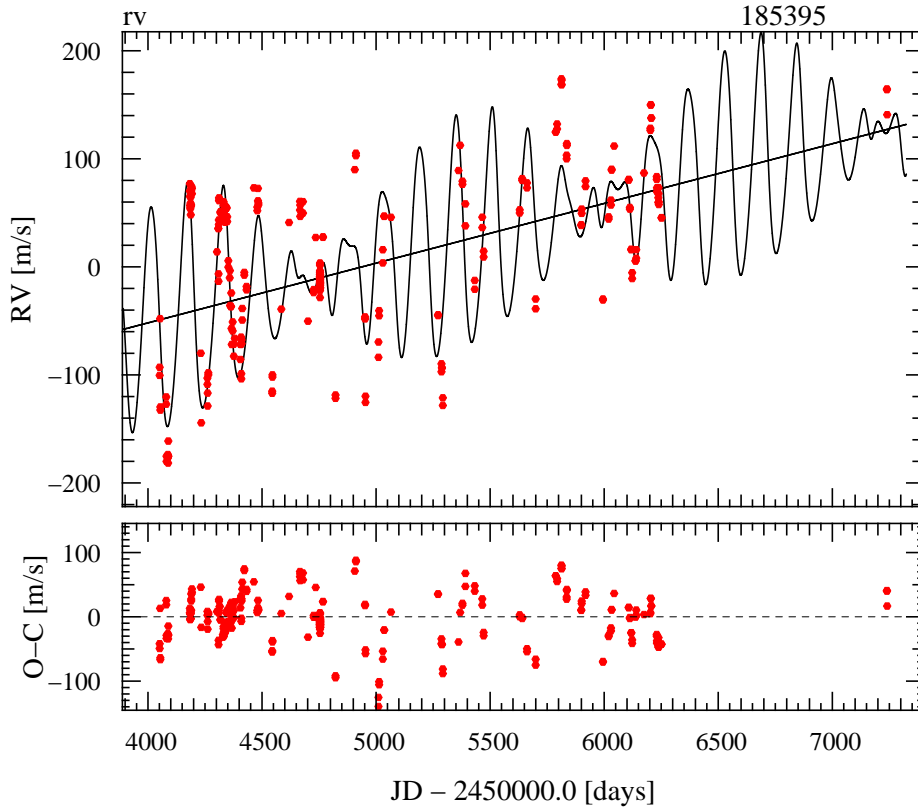


FIG. 2.6 – Ajustement képlerien à deux compagnons des V_R de θ Cyg. V_R de HD 185395 (en rouge) et ajustement képlerien yorbit plus une dérive (en noir). Les résidus de l’ajustement sont représentés au-dessous.

modèle présente une forte modulation); *ii*) une telle configuration (avec $P_{1,2} \sim 148$ et 168 jours) n’est pas viable dynamiquement. Seule la dérive à long terme peut être bien expliquée par la présence déjà connue de HD 185395B (compagnon binaire imagé à ~ 2 as ou ~ 46 UA de la primaire par Desort et al. 2009). D’autre part, j’ai également à nouveau testé les configurations plus exotiques proposées par Desort et al. (2009), comme *par ex.* deux planètes en résonance 1 :1 sur la même orbite (à l’instar des satellites Troyens de Jupiter), mais sans plus de succès. Les observations de HD 185395 restent donc pour l’instant sans explication convaincante définitive, même si la présence d’un voir plusieurs compagnons proches est très probable. Nous avons d’autre part observé à nouveau θ Cyg en interférométrie avec VEGA (Sect. 2.5). Dans la suite de ce chapitre (en particulier pour l’analyse statistique menée Sect. 2.4.3), je prendrai en compte HD 185395 en tant que système présentant un candidat compagnon de masse minimale $2 M_{\text{Jup}}$ et de période ~ 160 jours.

2.3.2 Binaires spectroscopiques

J’ai identifié dix binaires spectroscopiques parmi les cibles de notre relevé SOPHIE en utilisant les diagnostics basés sur nos principales observables (V_R , BIS, CCF) et rappelés en Sect. 2.2 (voir article inclu), ainsi qu’une onzième binaire spectroscopique possible autour de HD 191195. Certaines de ces cibles étaient déjà connues en tant que binaires astrométriques ou ont été identifiées comme binaires spectroscopiques en parallèle de notre relevé. Je décrirai ici brièvement les données SOPHIE correspondant à ces dix cibles et le diagnostic m’ayant permis de les classer comme binaires spectroscopiques (les figures correspondantes ainsi que les propriétés des cibles se trouvent en Appendice B). Je m’attarderai plus longuement sur la candidate binaire autour

de HD 191195 dans un deuxième temps.

1. Détections non ambiguës

1. **HD 10453** présente des variations de V_R de grande amplitude ($\sim 2.5 \text{ km.s}^{-1}$) ainsi que des perturbations importantes dans ses CCF, me permettant de classer cette cible comme binaire à deux spectres (*c.à.d.* que le spectre de la secondaire se superpose au spectre de la primaire et perturbe la CCF; on parle de binaire SB2). HD 10453 était déjà connue en tant qu'étoile binaire et a été imagée par Riddle et al. (2015). La combinaison des données astrométriques et d'imagerie ont permis à ces auteurs d'estimer la période de la binaire à $\sim 600 \pm 100$ ans, son demi-grand axe à environ 85 UA et son excentricité à 0.9. De notre côté, un ajustement képlérien des données SOPHIE avec yorbit donne des résultats incompatibles avec les données précédentes : $P \sim 179$ jours, $e = 0.8$, $a_P = 0.7$ UA et $m_p \sin i = 53 M_{\text{Jup}}$. Cependant, l'échantillonnage temporel de nos observations est insuffisant et ne nous permet vraisemblablement pas de détecter l'amplitude totale des variations de V_R de HD 10453 (la variabilité de la CCF suppose une masse réelle du compagnon bien supérieure à la masse minimale dérivée avec yorbit). Malgré cette incertitude (en supposant par exemple que la période réelle est sensiblement supérieure à celle dérivée), les données SOPHIE restent largement incompatibles avec les paramètres obtenus par Riddle et al. (2015). Je conclus que la binaire spectroscopique que nous avons détectée est vraisemblablement un objet distinct du compagnon détecté par Riddle et al. (2015).
2. **HD 20395** : 14 Eri présente à la fois des variations de V_R de grande amplitude ($\sim 6 \text{ km.s}^{-1}$ sur la base de temps de nos observations), un diagramme (V_R , BIS) plat et des décalages en vitesses radiales des CCF importants qui me permettent de la classer sans ambiguïté comme binaire à un spectre (SB1). HD 20395 a été précédemment identifiée comme binaire astrométrique sur la base de mesures de son mouvement propre (sans contraintes sur ses paramètres orbitaux cependant, voir Makarov & Kaplan 2005; Frankowski et al. 2007). L'ajustement d'un modèle képlérien à nos données via yorbit me permet de déterminer une période $P = 675 \pm 6$ jours et une excentricité $e = 0.32$ (correspondant à un sma de ~ 1.73 UA) et une masse minimale du compagnon $m_p \sin i = 163 M_{\text{Jup}}$.
3. **HD 43318** : cette cible présente une dérive à long terme dans ses V_R , de forme quadratique et de faible amplitude ($\sim 35 \text{ m.s}^{-1}$ sur notre base de temps de ~ 1800 jours). Du fait de la faible amplitude de la dérive des V_R , il est difficile d'établir un diagnostic définitif à partir du diagramme (V_R , BIS) seul. Cependant, en corrigeant les vitesses radiales par un ajustement polynomial du 2nd ordre, la comparaison de ce diagramme avant et après correction permet de distinguer plus clairement l'étalement horizontal induit par la binaire probable. HD 43318 n'a pas été signalée en tant que binaire auparavant.
4. **HD 82328** : θ UMA présente une dérive linéaire de ses vitesses radiales sur notre base de temps (~ 750 jours) associée à un diagramme (V_R , BIS) plat, me permettant de la classer comme binaire SB1. HD 82328 était déjà connue comme binaire visuelle large (≥ 5 as, Allen et al. 2000), et a été détectée en tant que binaire spectroscopique en parallèle de notre relevé : Tokovinin (2014) attribue à cette binaire une période $P \sim 322$ ans et une masse de $0.16 M_{\odot}$ pour la secondaire. Ces valeurs sont compatibles avec nos données.
5. **HD 143584** : Cette cible présente une dérive linéaire en V_R (d'amplitude $\sim 1 \text{ km.s}^{-1}$ sur notre base de temps de ~ 900 jours) associée à un diagramme (V_R , BIS) composite (*c.à.d.* avec un étalement horizontal induit par le compagnon en même temps qu'un étalement oblique induit par l'activité de l'étoile). HD 143584 n'a pas été reportée en tant que binaire auparavant.

6. **HD 148048** : η Umi montre une dérive légèrement quadratique des V_R observées (base de temps ~ 1600 jours), associée à un diagramme (V_R , BIS) composite (étalement horizontal induit par la binaire et étalement vertical induit par des pulsations). Sur la base des données d'astrométrie HIPPARCOS, Lépine & Bongiorno (2007) avait reporté un compagnon lié à HD 148048 à une séparation de 228.5 as.
7. **HD 162003** : 31 Dra A montre une dérive linéaire en V_R de grande amplitude (~ 1 km.s $^{-1}$ sur ~ 700 jours) associée à un diagramme (V_R , BIS) plat, permettant de la classer comme SB1. Cette étoile de type spectral F5IV-V forme une binaire visuelle connue avec 31 Dra B (HD 162004) avec une séparation de 30-31 as (~ 650 UA). HD 162003 a été observée en V_R en parallèle par Toyota et al. (2009), qui ont observé une dérive linéaire similaire (de pente ~ 220 m.s $^{-1}$.y $^{-1}$) attribuable à un compagnon stellaire. Nous confirmons donc ces résultats. 31 Dra B étant à une séparation beaucoup trop grande, la dérive observée dans les V_R est donc vraisemblablement induite par un compagnon invisible à 31 Dra A, comme déjà supposé par Toyota et al. (2009).
8. **HD 199254** : 16 Del appartenant également au relevé Sud avec HARPS, nous avons déjà rapporté sa binarité et ses caractéristiques en Sect. 2.2 (voir la section 4.11 dans l'article inclu). Nous observons avec SOPHIE une dérive linéaire dans les V_R similaire à celle que nous avons détectée avec HARPS.
9. **HD 210715** : Du fait de son type spectral précoce (A5V), cette cible présente une dispersion importante dans ses V_R ainsi qu'un diagramme (V_R , BIS) étalé verticalement, signalant la présence de pulsations de haute fréquence. Nous pouvons cependant observer une dérive linéaire claire dans les V_R (d'amplitude ~ 1.5 km.s $^{-1}$ sur une base de temps d'environ 2000 jours) que j'attribue à la présence probable d'une binaire de période bien plus longue que notre base de temps. HD 210715 a été signalée en tant que binaire astrométrique auparavant (sans contraintes sur l'orbite cependant, voir Makarov & Kaplan 2005; Frankowski et al. 2007), ce qui renforce mon diagnostic.
10. **HD 212754** : 34 Peg présente une dérive légèrement quadratique claire (d'amplitude ~ 2 km.s $^{-1}$) sur notre courte base de temps (~ 70 jours) et d'un diagramme (V_R , BIS) plat, typique d'une binaire spectroscopique de période relativement courte. HD 212754 était déjà connue en tant que binaire liée à large séparation; la primaire de ce système a de plus été identifiée elle-même comme binaire tant par astrométrie (Goldin & Makarov 2007; Malkov et al. 2012) que par spectroscopie (Griffin 2010) en parallèle de notre relevé. Goldin & Makarov (2007); Griffin (2010) lui ont attribué des paramètres orbitaux proches : $P \sim 890 \pm 40$ jours, $e = 0.3 - 0.4$ et une inclinaison $\sim 93^\circ$ (système vu quasiment *edge-on*). Nos données sont compatibles avec ces paramètres.

Sur ces dix cibles que j'ai identifiées comme binaires spectroscopiques, deux voire trois sont donc détectées pour la première fois. Pour les autres cibles, les dérives observées dans les V_R sont généralement compatibles avec les compagnons stellaires identifiés par astrométrie ou lors d'autres relevés de V_R effectués séparément à la même époque.

2. Candidate binaire autour de HD 191195

Observations SOPHIE — HD 191195 est une étoile naine F5V de masse $1.49 \pm 0.16 M_\odot$ (Allende Prieto & Lambert 1999). Son âge est estimé à 2.10^9 ans selon le catalogue GCS III (Casagrande et al. 2011). Nous l'avons observé de Juillet 2007 à Août 2015 (base de temps de 2940 jours ou ~ 8 ans) au cours de notre relevé SOPHIE, acquérant 285 spectres en tout, dont 240 utilisables pour la réduction avec SAFIR selon nos critères de sélection. Les V_R présentent des variations complexes de grande amplitude (jusqu'à 300 m.s $^{-1}$, avec une dispersion de 56.4 m.s $^{-1}$ sur notre base de temps) associées à un diagramme (V_R , BIS) plat, indiquant la présence

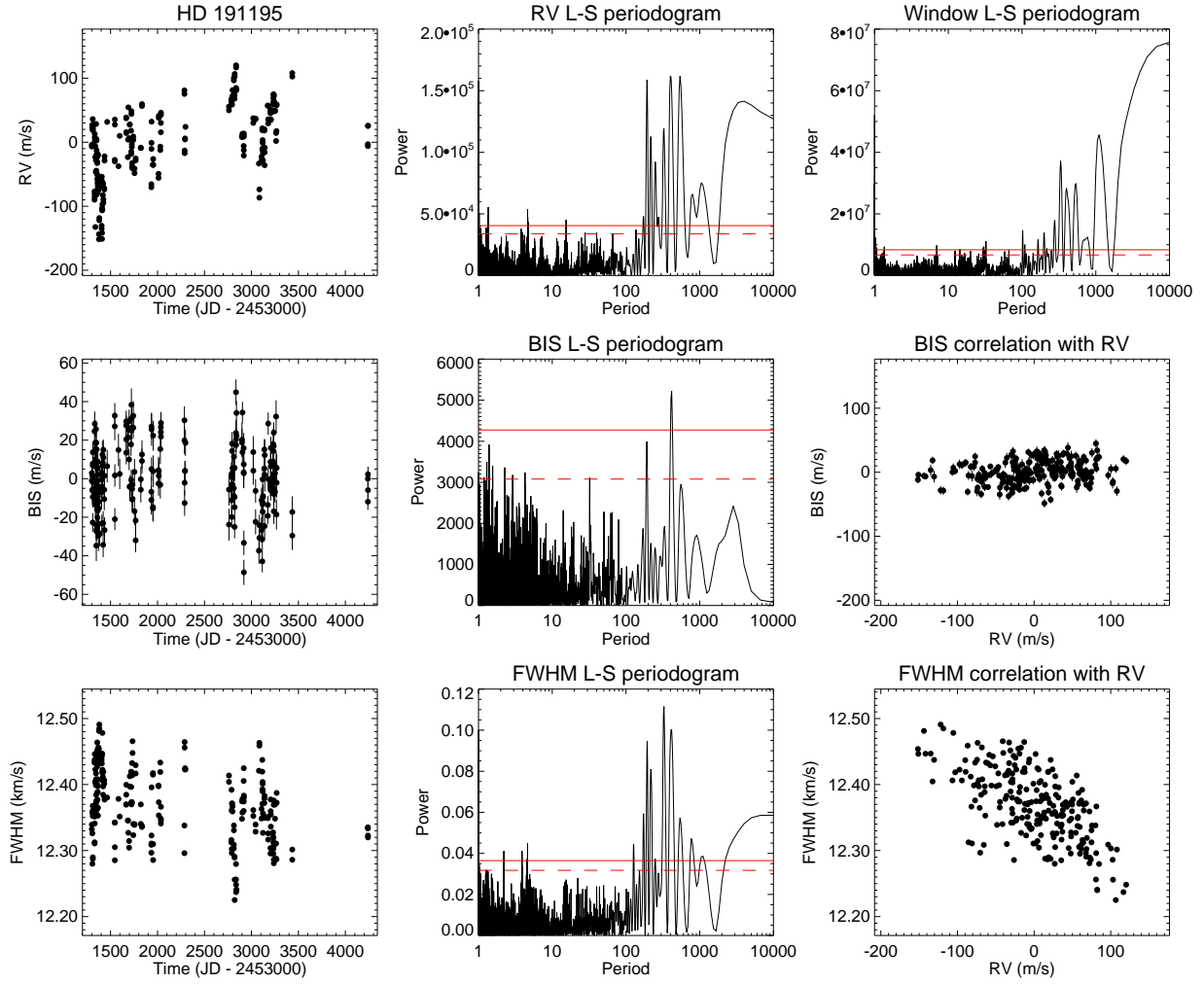


FIG. 2.7 – Données SOPHIE pour HD 191195. Première ligne : série temporelle des V_R (gauche), périodogramme Lomb-Scargle des V_R (milieu) et périodogramme de la fenêtre temporelle des observations (droite). Lignes suivantes : séries temporelles, périodogrammes correspondants et corrélations avec les V_R pour les BIS, FWHM des CCF et $\log R'_{HK}$, respectivement.

d'un ou plusieurs compagnons (Fig. 2.7). Le périodogramme de Lomb-Scargle des V_R est complexe, avec des signaux au-dessus de la FAP à 1% à 530, 400, 200 jours (ce dernier étant un alias) et ~ 330 jours, ainsi qu'à plus long terme (au-delà de 3000 jours).

Le BIS présente des variations de bien plus faible amplitude (rms 17 m.s⁻¹), se traduisant par un diagramme (V_R , BIS) plat. Le périodogramme présente un pic au-dessus de la FAP à 1% à une périodicité de ~ 414 jours (similaire au pic observé dans les V_R à ~ 400 jours). Enfin, la FWHM de la CCF présente également des variations de moyenne amplitude (~ 200 m.s⁻¹) avec un périodogramme complexe (signaux à 326, 414, ~ 200 et ~ 540 jours). Les principaux signaux présents dans ce périodogramme correspondent à ceux présents dans les périodogrammes du BIS ou des V_R . D'autre part, les variations de la FWHM sont clairement anti-corrélées aux variations de V_R (Fig. 2.7), avec un coefficient de Pearson de -0.65. Cette corrélation ainsi que les signaux des périodogrammes indiquent que la variabilité des V_R et celle de la FWHM ont très probablement la même origine. Enfin, HD 191195 ne présente pas d'émission détectable dans les raies d'absorption du Ca II.

Origine de la variabilité des V_R – HD 191195 ne présente pas de corrélation entre les variations de ses V_R et les variations du BIS, malgré la claire anti-corrélation avec la FWHM de

la CCF. Au vu du $v \sin i$ ($\sim 7 \text{ km.s}^{-1}$, d’après SAFIR), cela exclut d’emblée l’hypothèse que la variabilité V_R soit induite par de l’activité stellaire (taches ou plages). Dans ce cas en effet, les variations du BIS devraient être de plus grande amplitude et le diagramme (V_R , BIS) présenter une pente prononcée (avec une anti-corrélation linéaire ou une forme en “8” incliné selon la configuration, voir Desort et al. 2007, et Sect. 1.5). D’autre part, avec un rayon estimé à $\sim 1.5 R_\odot$ (Allende Prieto & Lambert 1999), la période de rotation de l’étoile devrait être inférieure à 12 jours, rendant d’autant moins plausible l’hypothèse de taches ou de plages à l’origine de la variabilité V_R à plusieurs centaines de jours. Les types de pulsation connus pour les étoiles de la Séquence Principale devraient eux aussi induire une forte variabilité du BIS ; la gamme de période concernée (de quelques minutes à quelques jours) n’est pas non plus compatible avec la variabilité V_R observée. Pour conclure, l’origine stellaire des variations de V_R peut probablement être exclue.

Les V_R de HD 191195 présentent des variations périodiques de quelques centaines de jours compatibles avec la présence d’un compagnon de masse minimale planétaire, même si le signal présente une dégénérescence. C’est cependant la corrélation V_R -FWHM qui me permet de proposer l’hypothèse d’une binaire de relativement faible rapport de masse comme solution. Supposons en effet une binaire spectroscopique dont les deux composantes auraient des magnitudes visuelles respectives différentes d’un à trois ordres de grandeur : dans ce cas, le flux lumineux de la secondaire serait juste suffisant pour perturber légèrement le spectre de la primaire sur le détecteur et induire une variation périodique de la FWHM de la CCF (corrélée aux V_R), sans introduire de distorsions significatives de cette dernière. L’hypothèse d’une binaire implique d’autre part que HD 191195 soit vue sous une configuration *pole-on* ou avec une faible inclinaison, pour expliquer des variations de V_R aussi faibles en amplitude.

Ajustement des paramètres orbitaux – Je résume ici les différents tests que j’ai effectués jusqu’à présent pour tenter de mieux contraindre les paramètres orbitaux du possible compagnon binaire de HD 191195 :

1. j’ai d’abord tenté d’ajuster directement les V_R mesurées avec différents modèles képlériens (de 1 à 3 compagnons, en ajoutant éventuellement une dérive linéaire ou quadratique). Aucun des ajustements képlériens testés ne se révèle entièrement satisfaisant. Je représente en Fig. 2.8a le modèle conduisant à la plus petite dispersion des résidus : un ajustement à deux compagnons avec $P_{1,2} = 843$ et 2244 jours, $e_{1,2} = 0.68$ et 0.5, et $m_p \sin i_{1,2} = 3.5$ et 3.8 M_{Jup} . Bien que le périodogramme des résidus ne présente plus aucun signal significatif au-delà de 10 jours, je ne considère pas cet ajustement comme satisfaisant : les résidus des V_R présentent encore une forte variabilité (rms 29 m.s^{-1}), le diagramme résidus-BIS est encore plat, et les excentricités dérivées semblent élevées pour une telle configuration. D’autre part, un tel ajustement à deux compagnons ne présente qu’une amélioration marginale sur la dispersion des résidus par rapport à un ajustement à un seul compagnon (rms 29 m.s^{-1} contre 36 m.s^{-1});
2. dans un second temps, j’ai tenté de corriger les V_R de la corrélation avec la FWHM de la CCF avant de pratiquer un ajustement képlérien. Les résidus de cette correction et le meilleur ajustement obtenu sont représentés en Fig. 2.8b. Je remarque d’abord que le périodogramme des V_R après correction de la FWHM est nettement moins dégénéré, avec un signal largement au-dessus de la FAP à 1% à ~ 550 jours. La dispersion des résidus après correction de la FWHM est de 40 m.s^{-1} (contre 56 m.s^{-1} auparavant). Le meilleur ajustement képlérien correspondant est un modèle à un compagnon, avec $P = 560$ jours, $e = 0.6$ et $m_p \sin i \sim 1.6 M_{Jup}$. Cependant, même si le périodogramme de ses résidus ne présente plus de signal significatif au-delà de 10 jours, cet ajustement n’est pas non plus satisfaisant : les variations de V_R de plus grande amplitude ne sont pas correctement

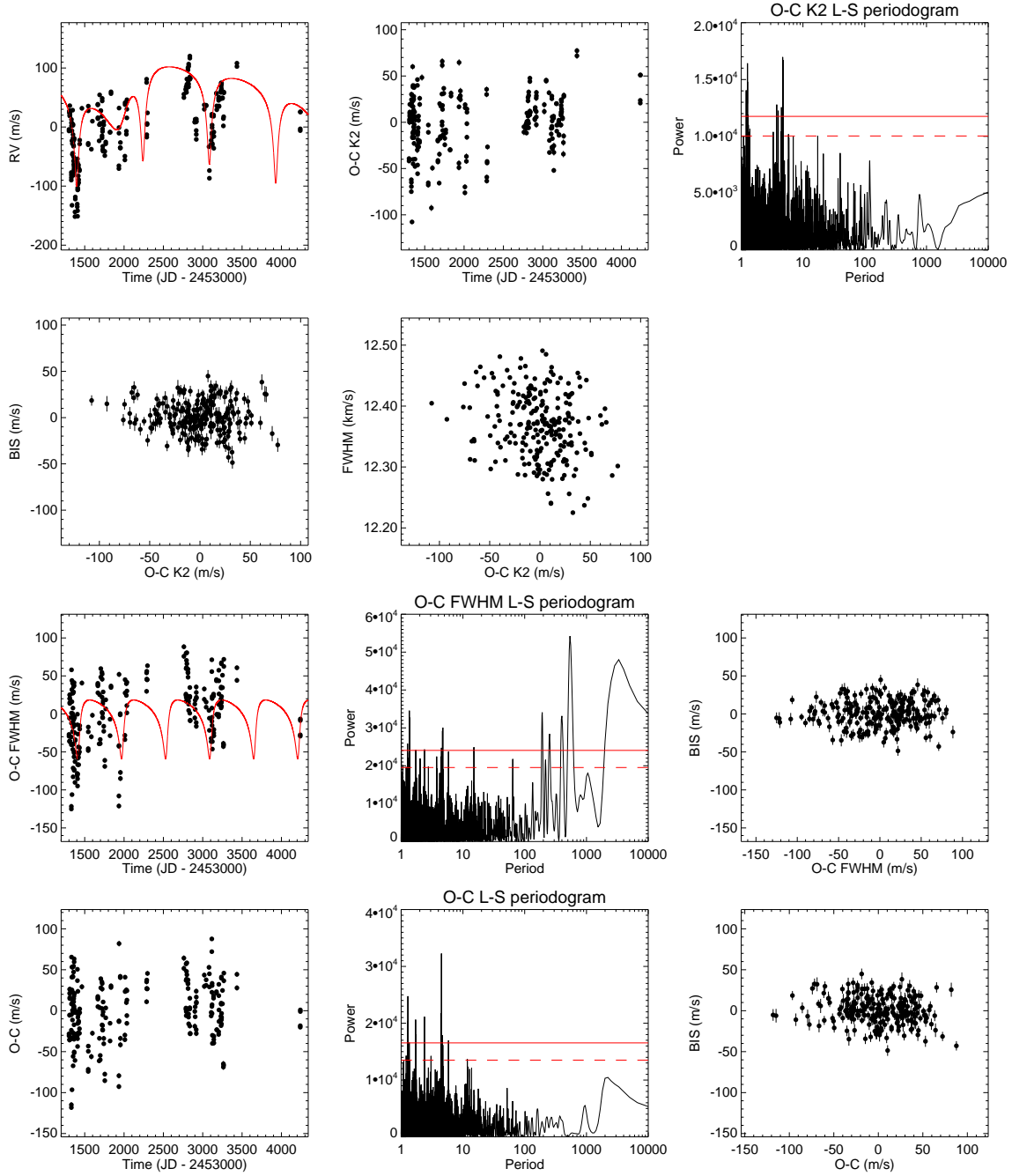


FIG. 2.8 – Meilleures solutions pour l’ajustement des V_R de HD 191195. Deux premières lignes : Ajustement képlerien à deux compagnons. Première ligne : séries temporelles des V_R et des résidus (l’ajustement képlerien est superposé en rouge sur les V_R) et périodogramme des résidus. Deuxième ligne : BIS et FWHM fonction des résidus. Deux dernières lignes : Ajustement képlerien à un compagnon après correction des V_R par la FWHM. Troisième ligne : série temporelle des résidus de la correction par la FWHM, périodogramme des résidus et corrélation avec les BIS. L’ajustement képlerien à un compagnon est superposé aux résidus de la correction FWHM. Quatrième ligne : résidus de l’ajustement képlerien, périodogramme correspondant et corrélation avec les BIS.

prises en compte (et la masse minimale du compagnon est probablement plus grande que la valeur dérivée), et le diagramme résidus-BIS est encore plat. Enfin, la dispersion des résidus est encore importante (33 m.s^{-1}).

Discussion – Il apparaît clairement que les variations complexes de V_R de HD 191195 ne sont pour l’instant pas ajustables correctement avec un modèle képlérien. L’hypothèse d’une binaire de faible masse dans un système vu *pole-on* ou faiblement incliné reste tout de même pour moi la solution la plus à même actuellement d’expliquer nos observations, et en particulier la corrélation V_R -FWHM. Je remarque que dans les deux tests pratiqués ci-dessus, les résidus présentent un signal à ~ 4.5 jours. Si ce signal correspondait à la période de rotation réelle de l’étoile, cela signifierait que le système de HD 191195 est vu sous une inclinaison d’environ 22° ⁵.

Un suivi prolongé des V_R de HD 191195 paraît nécessaire afin de mieux comprendre nos mesures. D’autre part, plusieurs pistes sont envisageables pour confirmer ou infirmer l’hypothèse de la binaire formulée ici. Une première possibilité pourrait être de rechercher la présence d’un second pic de faible profondeur dans la CCF, dû au spectre du compagnon, comme effectué par Bouchy et al. (2015). Nous avons également observé HD 191195 en interférométrie optique longue base (voir Sect. 2.5). Finalement, des observations en imagerie directe avec le LBT, comme effectué dans le cas de HD 113337 (Sect. 3.3.1) pourraient apporter une contrainte supplémentaire sur la présence d’un compagnon stellaire à HD 191195, voire permettre de détecter directement ce compagnon.

2.4 Analyse globale des deux relevés

2.4.1 Variabilité stellaire intrinsèque

Je représente les V_R obtenues pour les cibles de nos deux relevés en Appendice A. Je discuterai ici exclusivement de la variabilité en V_R intrinsèque à nos étoiles, *c.à.d.* en soustrayant au préalable des V_R toutes les variations (dérives ou képlériennes) que je sais induites par un compagnon extérieur à l’étoile (planète ou binaire). J’exclus également de l’analyse faite dans cette section trois cibles HARPS (HD 196724, HD 216627 et HD 224392), étant des binaires spectroscopiques dont je ne peux corriger les variations (voir Sect. 2.2). J’effectue donc l’analyse suivante de la variabilité stellaire sur un échantillon de 220 cibles.

Caractérisation de la variabilité intrinsèque de nos cibles AF

La dispersion (rms) moyenne des V_R de nos cibles est de 139 m.s^{-1} et la dispersion médiane est de 48 m.s^{-1} . Pour 184 étoiles, j’ai pu dériver avec SAFIR les CCF et les séries temporelles du BIS. Le rms moyen des BIS est de $\sim 2 \text{ km.s}^{-1}$ mais le rms médian n’est que de 94 m.s^{-1} . Par ailleurs, les distributions des rms V_R et BIS présentent chacune deux maxima distincts, le premier entre 10 et 50 m.s^{-1} dans les deux cas et le second entre 100 et 500 m.s^{-1} pour les V_R et autour de 1000 m.s^{-1} pour les BIS (Fig. 2.9). Cette double distribution s’explique par le retrait de nombreuses étoiles de type spectral $\sim A7$ -F3 de notre échantillon du fait de leur appartenance à la bande d’instabilité (Sect. 2.1.1). Les deux pics des distributions de rms des V_R et des BIS correspondent ainsi aux étoiles de types spectraux les plus tardifs et les plus précoces. La dispersion des V_R est en effet dépendante à la fois du type spectral (le rms V_R augmente avec un $B - V$ plus faible) et du $v \sin i$ (Fig. 2.10) : le rms V_R augmente avec la vitesse de rotation stellaire, comme attendu. Nos étoiles les plus précoces et les plus rapides étant également les plus massives, le rms V_R augmente donc avec la masse de l’étoile (Fig. 2.10). La dispersion des V_R de nos étoiles les plus calmes (type spectral $\sim F6$ -F8) est équivalente aux valeurs typiques

⁵Un ajustement képlérien des résidus avec une planète à cette périodicité ne donne pas de résultat : la dispersion du signal n’est diminuée que de $\sim 3 \text{ m.s}^{-1}$ pour les deux cas testés ci-dessus.

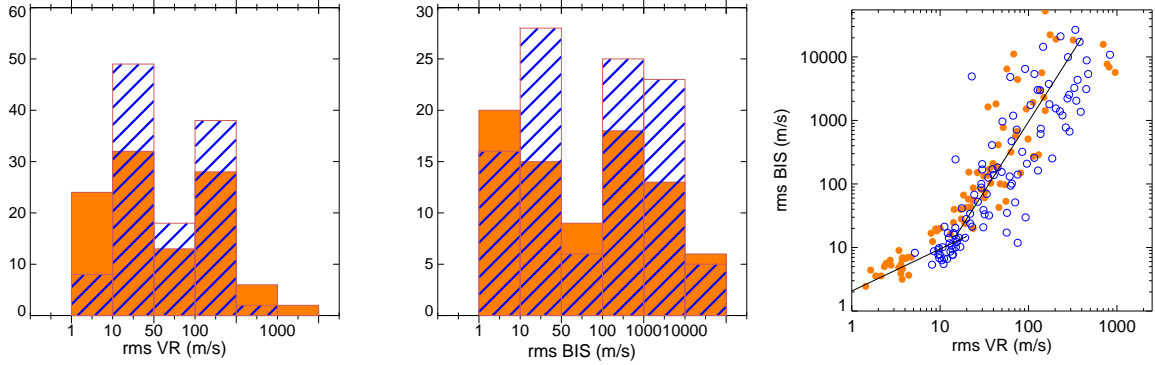


FIG. 2.9 – **Variabilité intrinsèque de nos cibles : dispersion des observables (V_R , BIS).** *Gauche* : histogramme de la dispersion (rms) des V_R pour nos relevés HARPS (*orange*) et SOPHIE (*bleu*). *Milieu* : la même chose pour la dispersion (rms) du BIS pour nos étoiles pour lesquelles le calcul du BIS est possible avec SAFIR. *Droite* : rms du BIS fonction du rms des V_R . Les meilleurs ajustements linéaires correspondant aux deux régimes de variabilité sont indiqués en noir.

obtenues dans les relevés de spectroscopie Doppler dédiés aux étoiles plus tardives (FGK semblables au Soleil; voir *par ex.* Howard et al. 2011).

Enfin, les valeurs de rms et d'incertitude des V_R obtenues avec HARPS sont globalement inférieures à celles obtenues avec SOPHIE d'un facteur $\sim 3-5$ pour l'ensemble de nos cibles. Cette différence observée est en accord avec les performances respectives des deux instruments en terme de résolution spectrale et de précision sur les V_R (Sect. 1.1.1).

Origine de la variabilité intrinsèque

Pour chaque étoile dont le BIS est disponible, je me suis basé sur la comparaison des séries temporelles de V_R et de BIS pour établir l'origine de sa variabilité intrinsèque. Cette variabilité est principalement induite par deux sources :

1. pour les étoiles de type spectral le plus précoce, la présence d'oscillations à haute fréquence (≥ 30 cycles/jour) induit des variations de V_R de même fréquence et d'amplitude allant jusqu'à plusieurs centaines de m.s^{-1} , et des variations encore plus importantes (d'un facteur ~ 5 à 15) sur les BIS, ce qui se traduit donc par un étalement vertical dans un diagramme (V_R , BIS);
2. pour nos cibles plus tardives, l'activité magnétique stellaire (taches sombres et plages brillantes en surface de l'étoile) induit des variations de V_R de plusieurs centaines de m.s^{-1} sur des périodes principalement de l'ordre de la période de rotation de l'étoile, généralement bien anti-corrélées aux variations de BIS.

La transition entre ces deux régimes de variabilité est clairement visible sur un diagramme log-log rms BIS-rms V_R (Fig. 2.9) : pour des rms BIS et $V_R \lesssim 20-30 \text{ m.s}^{-1}$, le rms BIS augmente linéairement avec le rms V_R avec une pente ~ 0.5 ; au-delà de $20-30 \text{ m.s}^{-1}$, le rms BIS augmente avec le rms V_R avec une pente $\sim 12-15$.

Incertainitude des mesures de V_R

Finalement, l'incertainitude moyenne des mesures de V_R obtenues avec la réduction SAFIR est également fortement dépendante : *i*) du $v \sin i$ (de manière quadratique dans un diagramme log-log) et *ii*) du $B - V$ de nos cibles (Fig. 2.10). Nos étoiles de type spectral le plus précoce

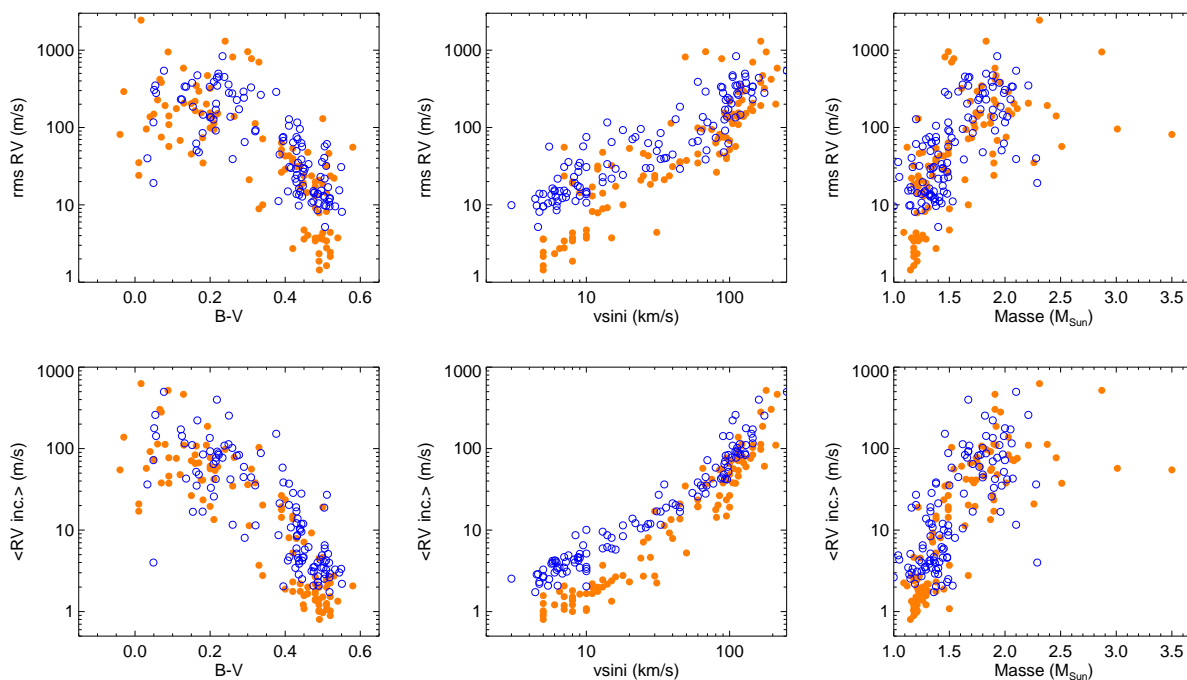


FIG. 2.10 – **Variabilité intrinsèque de nos cibles en fonction de leurs propriétés stellaires fondamentales.** *Première ligne* : Dispersion (rms) des V_R fonction des propriétés stellaires (*de gauche à droite* : $B - V$, $v \sin i$, masse). Les cibles HARPS sont en orange et les cibles SOPHIE en bleu. *Deuxième ligne* : même chose pour l'incertitude moyenne sur les V_R .

(donc avec le moins de raies spectrales, et les plus élargies par la rotation) ont logiquement la précision la moins bonne sur leurs mesures de V_R .

2.4.2 Limites de détection

Méthode

J'ai calculé les limites de détection pour les cibles du relevé SOPHIE de la même manière que pour les cibles HARPS, *c.à.d.* :

- par la méthode LPA ;
- sur l'intervalle de période [1 ; 1000] jours (correspondant à peu près à l'intervalle de séparation [0.02 ; 2.5] UA) ;
- pour 200 périodes avec un échantillonnage logarithmique ;
- sur l'intervalle de masse [0.005 ; 100] M_{Jup} (la borne inférieure de 0.005 M_{Jup} correspond au pas en masse le plus fin utilisé dans le calcul itératif et la borne supérieure de 100 M_{Jup} correspond à la masse de départ par défaut des itérations) ;
- le cas échéant après avoir corrigé les séries temporelles de V_R des variations induites par les binaires détectées (ajustements képlériens ou polynomiaux) ou de l'activité stellaire (corrélation V_R -BIS, voir plus loin).

Les limites de détection individuelles de nos cibles sont présentées en Appendice A, de même que les séries temporelles de V_R et les diagrammes (V_R , BIS) le cas échéant.

Limites de détection fonction des propriétés de nos cibles

Je représente les limites de détection LPA obtenues en fonction du $B - V$, du $v \sin i$ et de la masse de nos cibles en Fig. 2.11. Nos limites de détection sont corrélées tant au $B - V$ (avec

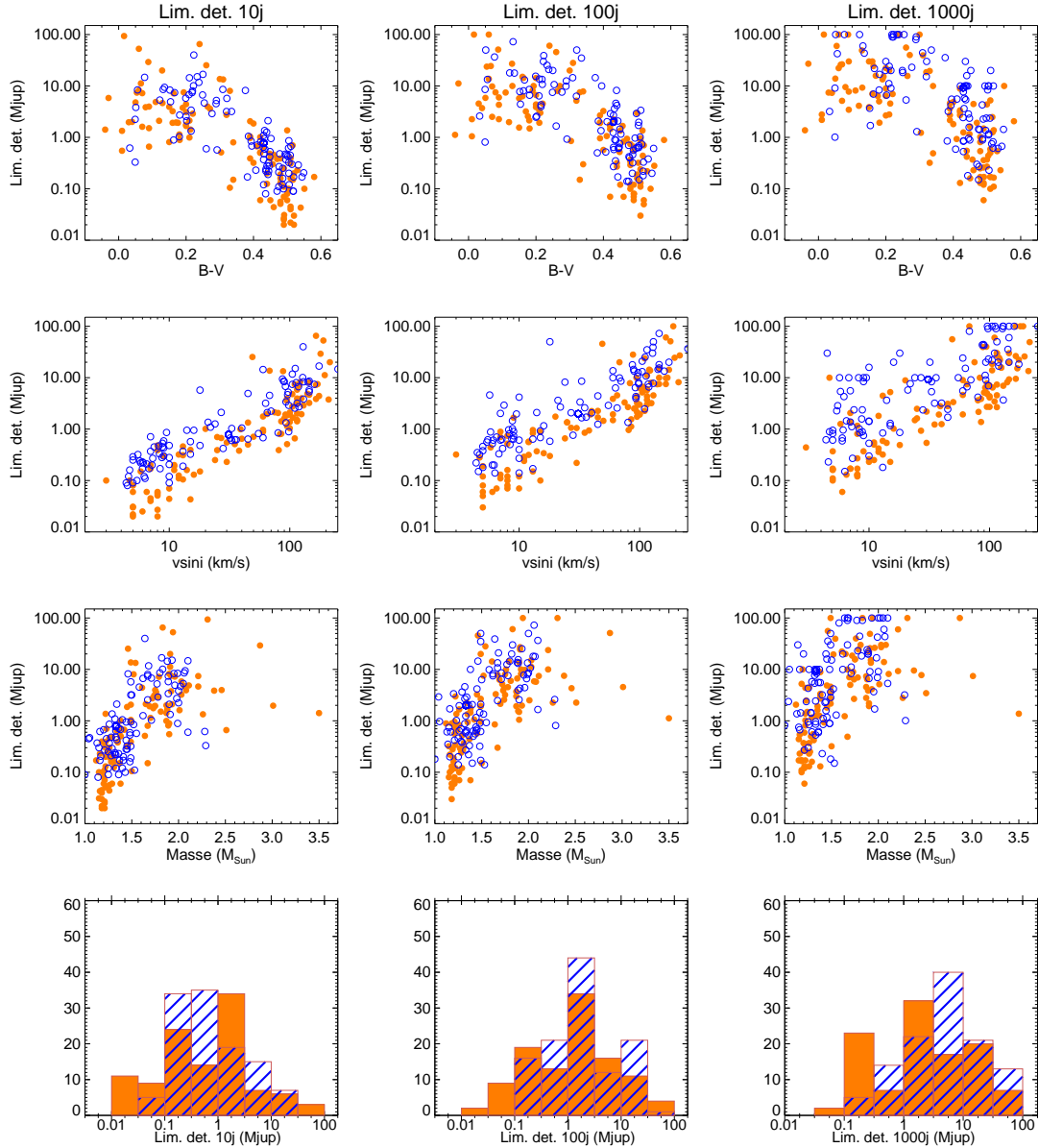


FIG. 2.11 – **Limites de détection LPA fonction des propriétés de nos cibles.** *De haut en bas* : limites de détection fonction du $B - V$, du $v \sin i$, de la masse stellaire et histogramme des limites de détection. *De gauche à droite* : limites de détection à $P = 10, 100$ et 1000 jours. Chaque point correspond à la limite de détection obtenue pour une étoile donnée appartenant aux relevés HARPS (*orange*) ou SOPHIE (*bleu*).

des limites de détection plus hautes pour un type spectral plus précoce et un $B - V$ plus faible) qu'au $v \sin i$ (avec des limites de détection plus hautes pour un $v \sin i$ plus élevé). Ces tendances sont conformes à nos attentes et en accord avec les résultats présentés dans la section précédente, le $B - V$ et le $v \sin i$ étant ici les deux facteurs principaux d'influence tant sur le nombre de raies d'absorption des spectres stellaires que sur leur élargissement, et donc les deux principales sources d'incertitude sur les mesures de V_R .

Pour un $v \sin i$ inférieur à 50 km.s^{-1} , nos limites de détection restent majoritairement comprises dans le domaine planétaire ($m_p \sin i$ allant de 0.01-0.05 à 10-20 M_{Jup}), y compris pour des périodes allant jusqu'à 1000 jours. Pour un $v \sin i$ supérieur à 50 km.s^{-1} en revanche, les limites de détection sont comprises dans une gamme de $m_p \sin i$ allant de $\sim 1 M_{\text{Jup}}$ à la centaine de M_{Jup} , soit dans un domaine de masse allant des Jupiters aux naines brunes. Cette division se retrouve grossièrement dans la distribution des limites de détection fonction du $B - V$, avec

les mêmes gammes de $m_p \sin i$ balayées respectivement pour des $B - V$ supérieurs et inférieurs à $\sim 0.25-0.35$. Conséquence de ces tendances, nos limites de détection augmentent également avec la masse de l'étoile (Fig. 2.11, troisième ligne).

Enfin, les limites de détection pour les cibles du relevé SOPHIE sont sensiblement plus hautes que pour les cibles du relevé HARPS d'un facteur allant de 1.1 pour les plus courtes périodes ($\lesssim 10$ jours) à un facteur 2.5 pour les plus longues (~ 1000 jours). Ceci est logiquement en accord avec les résultats de la Sect. 2.4.1 et avec le moindre nombre de spectres acquis avec SOPHIE par rapport à HARPS (Fig. 2.2).

Amélioration des limites de détection

Comme décrit précédemment, une stratégie d'observation adéquate (particulièrement dans le cas des étoiles de type spectral le plus précoce, dominées par des pulsations à haute fréquence, Sect. 2.1.2) et l'emploi de méthodes de calcul des limites de détection adaptées (Sect. 1.6) permettent d'améliorer significativement les limites de détection atteintes pour nos cibles AF. D'autre part, comme je l'ai effectué pour les étoiles du relevé HARPS (voir Sect. 2.2, Section 5 de l'article inclu), il est aussi possible de corriger en partie les V_R des variations induites par l'activité magnétique stellaire, pour nos étoiles actives (typiquement de type spectral le plus tardif). J'emploie ici (pour les cibles SOPHIE) la corrélation V_R -BIS comme méthode de correction, avec le même critère utilisé pour les cibles HARPS (coefficient de Pearson de la corrélation égal ou supérieur à 0.7 en valeur absolue). J'ai appliqué cette correction à six étoiles du relevé SOPHIE : HD 25621, 33608, 58461, 75332, 130044 et 209369, permettant de réduire sensiblement la dispersion des V_R et d'obtenir des limites de détection sensiblement plus basses (Appendice B).

2.4.3 Analyse statistique

Sensibilité aux planètes géantes

Je représente en Fig. 2.12 la sensibilité aux planètes géantes $C_{P, m_p \sin i}$ atteinte lors de nos deux relevés combinés. $C_{P, m_p \sin i}$ représente, pour une période P et une masse minimale $m_p \sin i$ données, la fraction d'étoiles des relevés pour lesquelles nous aurions détecté une planète à P et $m_p \sin i$ ⁶.

La sensibilité médiane est de 0.78 M_{Jup} à 10 jours, de 1.97 M_{Jup} à 100 jours et de 4.55 M_{Jup} à 1000 jours (voir aussi Fig. 2.11, dernière ligne). Globalement, nos limites de détection sont plus hautes d'un facteur 10 à 15 en masse minimale que les limites de détection typiquement atteintes dans les relevés de spectroscopie Doppler dédiés aux étoiles semblables au Soleil (type FGK) de la Séquence Principale (voir *par ex.* Cumming et al. 2008; Howard et al. 2011). Nous remarquons que :

⁶Le principe de calcul de $C_{P, m_p \sin i}$ est donné dans l'article inclus en Sect. 2.2 pour les résultats du relevé HARPS ; je le rappelle néanmoins ici à toutes fins utiles :

$$C_{P, m_p \sin i} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta_i \quad (2.1)$$

où pour chaque étoile i et en se plaçant à P , $m_p \sin i$ données, $\delta_i = 1$ si $m_p \sin i$ est au-dessus de la valeur de la limite de détection LPA à P pour cette étoile et $\delta_i = 0$ sinon. Je calcule ici $C_{P, m_p \sin i}$ pour l'ensemble N des étoiles de nos deux relevés pour lesquelles nous avons acquis au moins 15 spectres et pour lesquelles nous n'avons pas détecté de compagnon planétaire (cette dernière condition excluant donc HD 16232, HD 60532, HD 91889, HD 111998, HD 113337 et HD 185395). N vaut ici 205 étoiles.

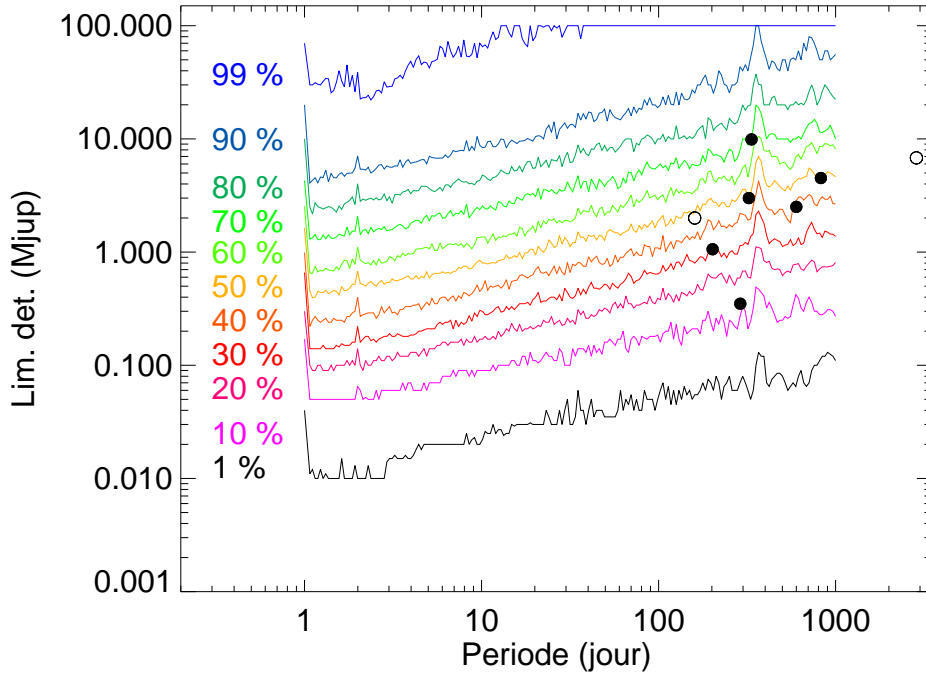


FIG. 2.12 – **Sensibilité aux planètes géantes atteinte pour nos deux relevés.** Chaque ligne correspond à la fraction de cibles pour lesquelles une planète à P , $m_p \sin i$ données peut être exclue, selon le code couleur donné. Les cercles noirs indiquent la position dans le diagramme des planètes détectées lors de nos deux relevés, et les cercles vides les planètes candidates (à savoir HD 185395b et HD 113337c, voir Sect. 3.3.1).

1. aux plus courtes périodes (entre 1 et 10-50 jours), nous obtenons une très bonne sensibilité aux planètes géantes, avec des limites de détection inférieures à $10 M_{\text{Jup}}$ pour 90% des cibles jusqu'à 10 jours et pour 80% des cibles jusqu'à 100 jours. La sensibilité atteinte descend significativement sous $1 M_{\text{Jup}}$ (avec des limites de détection inférieures à $1 M_{\text{Jup}}$ jusqu'à 100 jours pour 40% de nos cibles) et jusqu'à quelques masses de Neptune pour nos cibles les plus calmes (avec des limites de détection inférieures à une masse de Saturne jusqu'à 100 jours pour 20% de nos cibles). Cependant, nous ne détectons aucun compagnon de masse planétaire (voire naine brune) dans cette gamme de période pourtant la plus favorable aux détections;
2. nous obtenons encore une bonne sensibilité aux plus longues périodes (la sensibilité aux planètes géantes diminuant peu avec la période sur l'intervalle $[1 ; 1000]$ jours considéré), avec des limites de détection à 1000 jours inférieures à $10 M_{\text{Jup}}$ pour $\sim 65\%$ de nos cibles. D'autre part, toutes les planètes que nous avons détectées au cours de nos relevés se situent dans l'intervalle de période $[200 ; 1000]$ jours.

Je reviendrai plus en détail sur ces tendances, les conséquences en termes de taux d'occurrence et de populations de planètes géantes en Sect. 2.4.3.

Calcul des taux d'occurrence de planètes

Le procédé de calcul des taux d'occurrence de planètes est le même que décrit précédemment dans l'article inclus en Sect. 2.2 (voir la section 6.3 de l'article). Il s'agit dans un premier temps de sommer sur un domaine D d'étendue limitée en période et en $m_p \sin i$ les sensibilités $C_{P, m_p \sin i}$ aux planètes géantes obtenues à partir de nos relevés, pour obtenir la fonction de

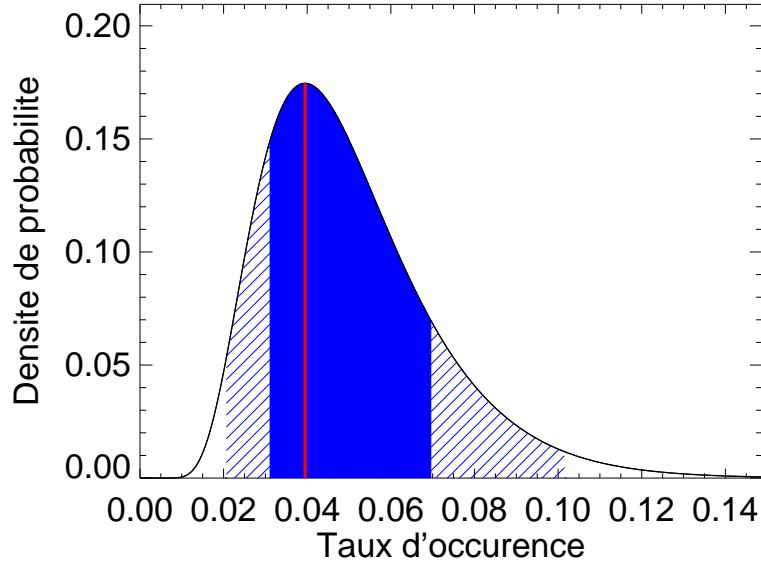


FIG. 2.13 – **Fonction de densité de probabilité du taux d'occurrence de planètes géantes.** La densité de probabilité est donnée ici pour les domaines d'intégration suivants : [1 ; 1000] jours en période et [1 ; 13] M_{Jup} en $m_p \sin i$. La valeur la plus probable du taux d'occurrence (maximum de la fonction de densité est superposée (*en rouge*), ainsi que les intervalles de confiance à 1σ (*bleu*) et 2σ (*hachuré bleu*).

sensibilité C_D sur ce domaine⁷. J'effectue ce calcul sur l'ensemble des cibles de nos deux relevés pour lesquelles nous avons acquis au moins 15 spectres et pour lesquelles nous n'avons pas détecté de compagnon planétaire confirmé ou candidat, soit $N = 205$ étoiles. Je considère ensuite N_{det} systèmes avec une ou plusieurs planètes géantes détectées (et de même avec N_{cand} systèmes à planètes candidates). Pour tenir compte du caractère forcément incomplet de nos relevés en termes de détectabilité des planètes dans certains domaines de P , $m_p \sin i$ (et ainsi tenir compte des planètes potentiellement existantes et non détectées), nous devons effectuer une correction du nombre de détection en estimant statistiquement le nombre de planètes manquées N_{miss} . Pour chaque domaine D , je définis ainsi ce nombre :

$$\begin{cases} N_{\text{miss}} = (N_{\text{det}} + N_{\text{cand}}) \left(\frac{1}{C_D} - 1 \right) \text{ si } N_{\text{det}} + N_{\text{cand}} \neq 0 ; \\ = 1 - C_D \text{ sinon.} \end{cases} \quad (2.3)$$

J'utilise enfin une loi binômiale pour calculer la fonction de densité de probabilité (ou PDF) du taux d'occurrence de planètes sur le domaine choisi : la PDF est assimilée à la distribution binômiale de $N_{\text{det}} + N_{\text{cand}}$ systèmes parmi N_{\star} étoiles de notre échantillon, multipliée par $(N_{\text{det}} + N_{\text{cand}} + N_{\text{miss}}) / (N_{\text{det}} + N_{\text{cand}})$ pour tenir compte des planètes potentiellement manquées⁸, dans le cas où N_{det} et N_{cand} sont non nuls. La valeur du taux d'occurrence correspond à la probabilité pour laquelle la PDF est à son maximum (Fig. 2.13).

Les intervalles de confiance à 1 et 2σ autour de la valeur du taux d'occurrence sont calculés en intégrant la PDF. Enfin, dans le cas d'un domaine sans détection, le taux d'occurrence est

⁷On a :

$$C_D = \frac{\sum_P \sum_{m_p \sin i} C_{P, m_p \sin i}}{\sum_P \sum_{m_p \sin i} 1} \quad (2.2)$$

où $C_{P, m_p \sin i}$ est définie en Section précédente.

⁸ N_{\star} désigne le nombre total d'étoiles de notre échantillon avec au moins 15 spectres ; on a $N_{\star} = N + N_{\text{det}} + N_{\text{cand}}$.

TAB. 2.2 – Résultats de nos relevés : taux d'occurrence des planètes géantes.

$[m_p \sin i]$ (M_{Jup})	$[P]$ (jour)	N_{det}	N_{cand}	$C_{P,m_p \sin i}$	N_{miss}	Taux d'occurrence (%)	Intervalle 1σ (%)	Intervalle 2σ (%)
1 :13	1 :10	0	0	0.87	0.13	≤ 0.1	0-0.3	0-0.5
		0	0	0.74	0.26	≤ 0.3	0.2-1.1	0.1-2
		<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0.98</i>	<i>0.02</i>	~ 0	≤ 0.1	≤ 0.2
	1 :100	0	0	0.76	0.24	≤ 0.1	0-0.5	0-0.8
		0	0	0.54	0.46	≤ 0.5	0.4-2	0.2-3.6
		<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0.95</i>	<i>0.05</i>	≤ 0.1	<i>0-0.2</i>	<i>0-0.3</i>
	1 :1000	4	1	0.60	3.3	4	3.1-7	2.1-10.2
		0	0	0.33	0.67	≤ 0.8	0.7-2.9	0.3-5.2
		<i>4</i>	<i>1</i>	<i>0.82</i>	<i>1.1</i>	<i>5.1</i>	<i>4-8.9</i>	<i>2.7-12.8</i>
0.02-1	1-10	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0.69</i>	<i>0.31</i>	≤ 0.3	<i>0.2-1</i>	<i>0.1-1.9</i>
	1-100	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0.49</i>	<i>0.51</i>	≤ 0.5	<i>0.4-1.7</i>	<i>0.2-3.1</i>
	1-1000	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>0.28</i>	<i>2.56</i>	<i>3.2</i>	<i>2.7-11.9</i>	<i>1.2-21.6</i>

Notes. $[m_p \sin i]$ et $[P]$ correspondent aux domaines de masses et de périodes, respectivement, sur lesquels s'effectue le calcul du taux d'occurrence. N_{det} , N_{cand} correspond au nombre de systèmes avec des planètes détectées ou candidates dans ce domaine; N_{miss} au nombre de planètes potentiellement manquées (calculé à partir de $N_{\text{det}} + N_{\text{cand}}$ et de la sensibilité $C_{P,m_p \sin i}$ atteinte sur le domaine). Pour les domaines de masse supérieure à $1 M_{\text{Jup}}$, les résultats sont donnés dans trois cas : *i*) en considérant toutes les étoiles des relevés; *ii*) en considérant uniquement les étoiles de masse supérieure à $1.5 M_{\odot}$ (*en gras*); en considérant uniquement les étoiles de masse inférieure ou égale à $1.5 M_{\odot}$ (*en italique*).

calculé à partir de la distribution binômiale d'un système parmi N_{\star} multipliée par N_{miss} . Dans ce cas il s'agit plus d'une estimation d'une borne supérieure sur le taux d'occurrence que d'une estimation du taux d'occurrence lui-même.

Résultats et discussion

De la même façon que pour l'échantillon HARPS (Sect. 2.2), j'ai divisé notre échantillon AF global en deux sous-échantillons fonction de la masse stellaire : le premier sous-échantillon ("A") regroupe nos 91 cibles avec $M_{\star} > 1.5 M_{\odot}$ et au moins 15 spectres; le deuxième sous-échantillon ("F") est constitué de nos 120 cibles avec $M_{\star} \leq 1.5 M_{\odot}$. Cette subdivision se justifie : *i*) car la sensibilité aux planètes géantes atteinte est sensiblement différente pour ces deux échantillons (Sect. 2.4.2); et *ii*) car les huit planètes détectées ou candidates dans nos deux relevés l'ont toutes été autour d'étoiles de masse inférieure à $1.5 M_{\odot}$. Je résume les taux d'occurrence dérivés sur différents domaines de période et $m_p \sin i$, et sur ces différents échantillons stellaires en Table 2.2. Je représente également le taux d'occurrence des planètes géantes en fonction de la période en Fig. 2.14.

Les résultats obtenus sur l'ensemble de notre échantillon sont très semblables qualitativement à ceux déjà obtenus avec les cibles HARPS uniquement (voir section 6.3.2 de l'article reproduit en Sect. 2.2) :

1. toutes les planètes que nous avons détectées l'ont été autour de cibles de masse inférieure à $1.5 M_{\odot}$. Pour les planètes avec $1 < m_p \sin i < 13 M_{\text{Jup}}$, j'obtiens un taux d'occurrence de $5.1_{-1.1}^{+3.8}$ % pour nos cibles "F" les moins massives, en considérant l'ensemble des périodes (1-1000 jours), une valeur assez comparable aux taux d'occurrence obtenus à peu près sur les mêmes domaines pour les naines FGK ($\sim 4\%$, Cumming et al. 2008) ou pour les sous-

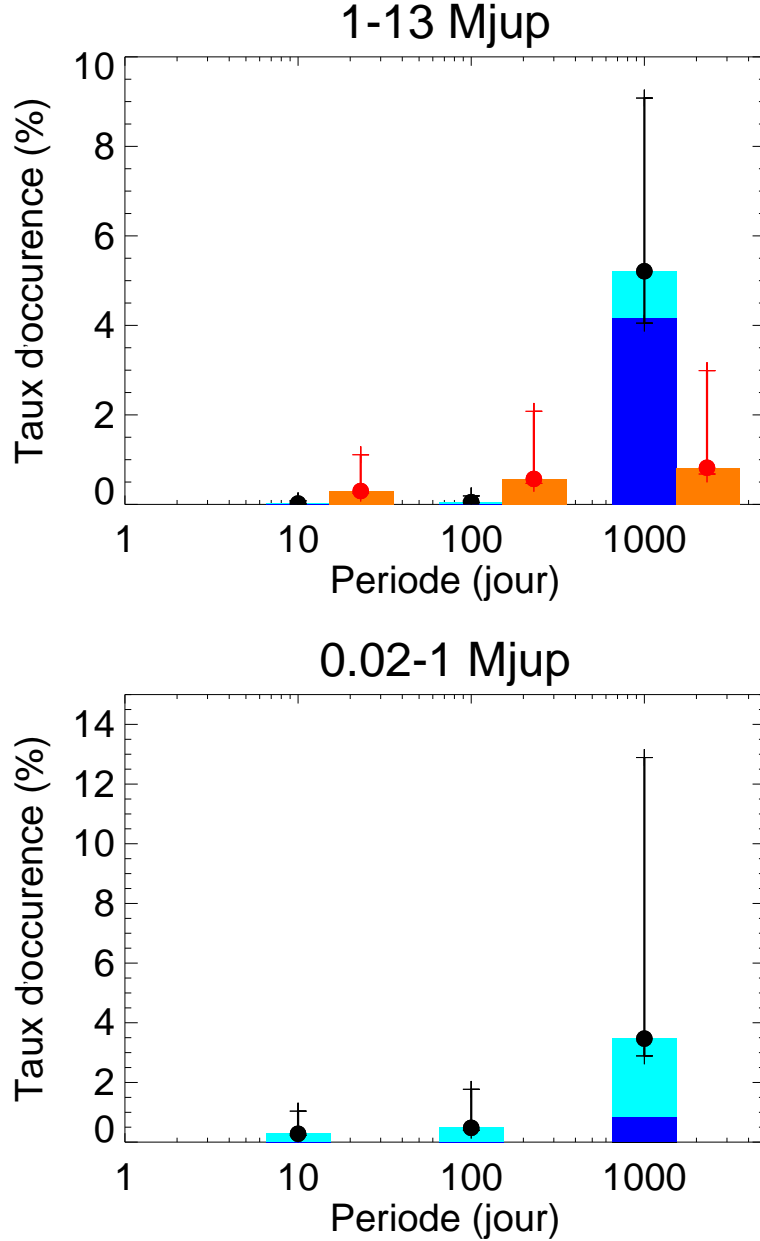


FIG. 2.14 – Taux d’occurrence de planètes géantes fonction de la période pour notre échantillon AF. *Haut* : Planètes avec $1 < m_p \sin i < 13 M_{\text{Jup}}$. *bleu/cyan* : étoiles de $M_* < 1.5 M_\odot$ (*bleu* : en ne prenant en compte que les détections dans le calcul du taux d’occurrence; *cyan* : en prenant en compte à la fois les détections et la sensibilité atteinte sur le domaine via n_{miss}). *orange* : étoiles de $M_* \geq 1.5 M_\odot$ (borne supérieure sur le taux d’occurrence). *Bas* : même chose pour $0.02 < m_p \sin i < 1 M_{\text{Jup}}$. Les barres d’erreur à 1σ sont données (en noir pour les étoiles “F” et en rouge pour les “A”).

géantes GK (5-10%, Reffert et al. 2015). En revanche, pour nos cibles “A” considérées sur le même domaine de $m_p \sin i$ et période, nous obtenons une borne supérieure de $0.8^{+2.1}_{-0.1}\%$ sur la valeur du taux d’occurrence, clairement inférieure à ce qui est obtenu pour les étoiles sous-géantes dans la même gamme de masse (7-15%, Reffert et al. 2015). Les modèles de formation par accrétion de cœur (Kennedy & Kenyon 2008) prédisant que le taux d’occurrence de planètes géantes augmente avec la masse stellaire dans l’intervalle considéré ($\sim 1-3 M_\odot$), ce résultat est en donc en accord qualitatif avec la prédiction que les planètes géantes orbiteraient à de plus grandes séparations (ici $P > 1000$ jours) autour

d'étoiles plus massives, et que les phénomènes de migration lors de la formation et/ou de l'évolution précoce des planètes seraient au moins partiellement inhibés pour ces étoiles massives de la SP par rapport aux étoiles naines moins massives.

2. parmi nos huit planètes détectées ou candidates, aucune n'est observée avec une période inférieure à 200 jours (Fig. 2.12). D'autre part, la sensibilité que nous atteignons pour les plus petites périodes ($C_{P,m_p \sin i} = 0.98$ et 0.74 pour nos cibles "F" et "A" respectivement pour $P \in 1-10$ jours; $= 0.95$ et 0.54 pour $P \in 1-100$ jours) nous permet quasiment d'exclure toute planète de type Jupiter chaud ($P \in 1-100$ jours) autour de nos cibles "F" (la valeur du taux d'occurrence est ~ 0), et de contraindre leur taux maximum à moins de 1% autour de nos cibles "A" (Fig. 2.14). Un tel manque de Jupiters chauds pour nos cibles AF par rapport aux naines FGK est en accord avec un accroissement de la séparation typique des planètes géantes avec M_* . D'autre part, ce résultat est aussi en accord avec le manque global de planètes géantes aux plus courtes séparations reporté pour les sous-géantes (Bowler et al. 2010; Johnson et al. 2010a; Reffert et al. 2015) par rapport aux naines FGK. Il signifie donc que l'absence de Jupiters chauds autour de ces sous-géantes (les "descendantes" de nos naines AF de la Séquence Principale) est bien induit par une évolution précoce différente de celle des naines FGK et non pas par des phénomènes d'évolution plus tardifs au moment où l'étoile quitte la SP (*par ex.* inflation du rayon stellaire).
3. notre sensibilité aux planètes avec $0.02 < m_p \sin i < 1 M_{\text{Jup}}$ est inférieure à celle obtenue pour les planètes plus massives, et je n'ai effectué le calcul des taux d'occurrence que pour nos cibles "F" les moins massives. Bien que les incertitudes soient plus grandes, je peux tout de même contraindre efficacement les taux d'occurrence pour l'ensemble de l'intervalle 1-1000 jours. Le taux d'occurrence fonction de la période suit la même évolution que pour les planètes plus massives, avec une forte contrainte sur les plus courtes périodes ($< 0.5^{+1.2}_{-0.1}\%$ pour $1 < P < 100$ jours). Cela indique peut-être que les planètes de masse similaire à celle de Saturne ont une distribution semblable à celle de leurs analogues plus massives en fonction de la masse stellaire.

2.5 Observations complémentaires en interférométrie optique longue base (LBOI)

J'ai mené un sous-programme d'observations de trois cibles hôtes de compagnons détectés ou candidats : HD 113337, HD 185395 et HD 191195 en interférométrie optique avec l'instrument VEGA sur CHARA. L'objectif était d'une part de déterminer avec précision le rayon et les autres paramètres fondamentaux de ces étoiles-hôtes, et d'autre part d'apporter une contrainte supplémentaire sur de possibles compagnons stellaires proches. Ces observations ont été effectuées au sein du groupe de recherche VEGA, et plus particulièrement du programme de caractérisation des étoiles hôtes d'exoplanètes (V01; P.I. : Roxanne Ligi). Les observations VEGA étant partagées entre les différents programmes de recherche, j'ai effectué en tout 16 nuits d'observation de 2013 à 2014 avec VEGA (cf Table 2.3, première partie). Les observations de nos trois cibles, quant à elles, ont été menées de Mai 2013 à Mai 2015 (Table 2.3, seconde partie).

Nos observations VEGA ont été menées en mode 3T (*c.à.d.* recombinaison par paire des faisceaux lumineux issus de trois télescopes simultanément, permettant donc d'obtenir trois mesures de V^2 par point d'observation), en moyenne résolution spectrale ($R = 6000$, bien adaptée pour les mesures de V^2 , Mourard et al. 2009). La séquence d'observation que nous nous sommes efforcés de suivre dans la mesure du possible est la séquence classique C-S-C, où C désigne l'observation d'une étoile de calibration ou calibrateur, et S l'étoile de science pro-

TAB. 2.3 – Observations VEGA.

Log des nuits d’observations effectuées au sein du groupe VEGA.							
Run	Nbr. nuits	r_0 (cm)					
Jui. 2013	4	6-8					
Nov. 2013	4	5-8					
Aug. 2014	8	5-12					
Observations d’étoiles-hôtes d’exoplanètes avérées ou supposées.							
HD	Date	Nbr. points	Triplet	Calibreur (HD)	θ_{CAL} (mas)	r_0 (cm)	Réduction. (o/n)
113337	25/05/13	3	E1E2W1	111270 110462	0.286 0.201	10.5	o
-	03/07/14	1	E1E2W2	98772	0.207	5.5	n
-	07/07/14	2	-	-	-	5.5	n
-	30/05/15	1	-	118214	0.202	8	n
-	01/06/15	3	E1E2W1	121409	0.204	10	n
185395	25/07/13	3	E1E2W2	178207 184006	0.217 0.564	5.5	o
-	02/11/13	2	W1W2E2	184006	-	9	n
191195	28/07/13	2	W1W2S2	178207 183534	0.217 0.197	12	o
-	25/10/13	2	E1E2W2	-	-	5	o
-	02/07/14	2	-	-	-	7	n
-	07/07/14	2	-	-	-	6	n
-	22/08/14	3	-	178207	-	7	n

Notes. Le diamètre angulaire des calibrateurs θ_{CAL} (colonne 6 dans la seconde partie du tableau) est donné en bande V ; il est tiré du catalogue JSDC (Lafrasse et al. 2010).

prement dite. Un calibreur est une étoile non variable, proche de la cible et de type spectral similaire, de diamètre angulaire déjà connu et répertorié (catalogue JSDC, Lafrasse et al. 2010) et suffisamment petit pour que les V^2 accessibles à CHARA correspondantes restent proches de 1 (*c.à.d.* le calibreur doit être non résolu). Les calibrateurs sont en effet nécessaires pour estimer la réponse instrumentale durant les observations, et de là déduire correctement et précisément la V^2 calibrée de la cible⁹. Je résume pour chaque observation de nos cibles les triplets de télescopes et calibrateurs utilisés, ainsi que les conditions d’observation (via le r_0), en Table 2.3.

La réduction des données VEGA est effectuée avec l’outil de réduction *vegadrs*. Les mesures de V^2 obtenues peuvent enfin être ajustées avec différents modèles de courbe de visibilité (source vue comme un disque uniforme ou assombri, présence d’un disque de poussière, binaire, etc) à l’aide du logiciel LITPRO (Tallon-Bosc et al. 2008). J’ai effectué jusqu’à présent la réduction et une analyse préliminaire des données VEGA acquises sur nos trois cibles en 2013. Les diamètres angulaires à mesurer étant d’une part très petits (de l’ordre de 0.3 mas), et vue la précision nécessaire pour contraindre efficacement les paramètres stellaires fondamentaux de

⁹La réponse instrumentale Γ^2 est égale à $\mu_{\text{cal}}^2/V_{\text{cal}}^2$, avec μ_{cal}^2 et V_{cal}^2 les visibilité carrées observée et théorique du calibreur, respectivement. On peut ainsi ensuite déterminer $V_{\text{target}}^2 = \mu_{\text{target}}^2/\Gamma^2$ la visibilité carrée calibrée de la cible, à partir de μ_{target}^2 sa visibilité carrée mesurée (ou instrumentale, Berio et al. 2011).

nos cibles ($\sim 3\%$ sur la mesure de diamètre angulaire), les données acquises en 2013 ne sont pas à elles seules suffisantes pour obtenir une telle précision. Je me contenterai donc par la suite de présenter ces résultats préliminaires, sans aller plus loin dans la caractérisation de nos étoiles hôtes. Les résultats pour HD 113337 sont présentés plus loin, en Sect. 3.3.1.

2.5.1 HD 185395

Nous avons acquis de nouveaux points VEGA sur θ Cyg en Juillet et Novembre 2013. J'ai réduit les points acquis en Juillet. Les conditions d'observation étant assez médiocres, la majorité des points de V^2 que j'ai obtenus après réduction sont incohérents ou non significatifs. En sélectionnant uniquement les points de V^2 avec un SNR élevé, j'aboutis à un diamètre angulaire de 0.56 ± 0.02 mas, soit bien inférieur aux estimations de Ligi et al. (2012) et de White et al. (2013) : 0.75-0.76 mas. L'incertitude obtenue sur la valeur de diamètre angulaire est vraisemblablement sous-estimée. Vu la qualité médiocre de ces points, j'en conclus provisoirement que la valeur de diamètre dérivée à partir des mesures de Juillet 2013 uniquement est à rejeter. La combinaison des points de Juillet et Novembre permettra sans doute d'obtenir un meilleur résultat. Je rappelle que les mesures de V^2 et de CP effectuées par White et al. (2013) avec respectivement PAVO et MIRC (autres instruments opérant sur CHARA) : d'une part ne montrent pas la variabilité de diamètre angulaire rapportée précédemment par Ligi et al. (2012) et de période ~ 150 jours ; et d'autre part excluent la présence d'un éventuel compagnon stellaire proche (0.2-0.7 UA) de magnitude inférieure à 7.1 en bande H .

2.5.2 HD 191195

HD 191195 a été observée avec VEGA en Juillet et Novembre 2013 (quatre points en tout sur les triplets W1W2S2 et E1E2W2, voir Table 2.3), puis de nouveau en Juillet et Août 2014. J'ai pour l'instant réduit les données acquises en 2013. Pour les deux points de Juillet (triplet W1W2S2), les données sont de bonne qualité du fait des bonnes conditions atmosphériques ($r_0 \sim 12$ cm) et exploitables sur deux longueurs d'onde (700 et 720 nm). En revanche, les deux points d'Octobre (sur E1E2W2) sont de moins bonne qualité ($r_0 \sim 5$ cm) ; j'ai dû effectuer une sélection des points selon le SNR obtenu et j'ai exploité une seule longueur d'onde par point (à 700 et 715 nm). Pour l'instant, ces données réduites (Fig. 2.15) permettent de dériver une première estimation du diamètre angulaire de l'étoile (en supposant un modèle de disque uniforme), mais sans atteindre encore la précision requise. Le meilleur ajustement effectué avec LITPRO donne un diamètre angulaire $\theta = 0.34 \pm 0.02$ mas. D'autre part, elles ne sont pas compatibles avec une binaire de même rapport de flux (dont les composantes induiraient de fortes variations de V^2), mais elles ne sont pas non plus encore assez précises pour exclure une éventuelle binaire avec un rapport de flux plus faible. Je rappelle que cette valeur de diamètre angulaire provisoire est proche des plus petits diamètres angulaires mesurés avec CHARA et VEGA jusqu'à présent (Perraut et al. 2013) ; un tel niveau de précision requiert un nombre important de points de mesure et est fortement dépendant des conditions d'observation.

2.6 Bilan et perspectives des relevés AF

Le travail mené au cours de ma thèse achève l'étude des naines AF commencée il y a ~ 10 ans. Il apporte la confirmation du fait que les problèmes induits par le type spectral précoce et la vitesse de rotation élevée de ces étoiles sur le calcul des V_R peuvent être résolus et n'empêchent pas la détection et la caractérisation de planètes géantes. L'aboutissement de ce travail est la caractérisation, pour la première fois, de la population de planètes géantes proches (~ 0.02 -2.5 UA) autour de ces naines AF massives et la première estimation de leur taux d'occurrence. Ces

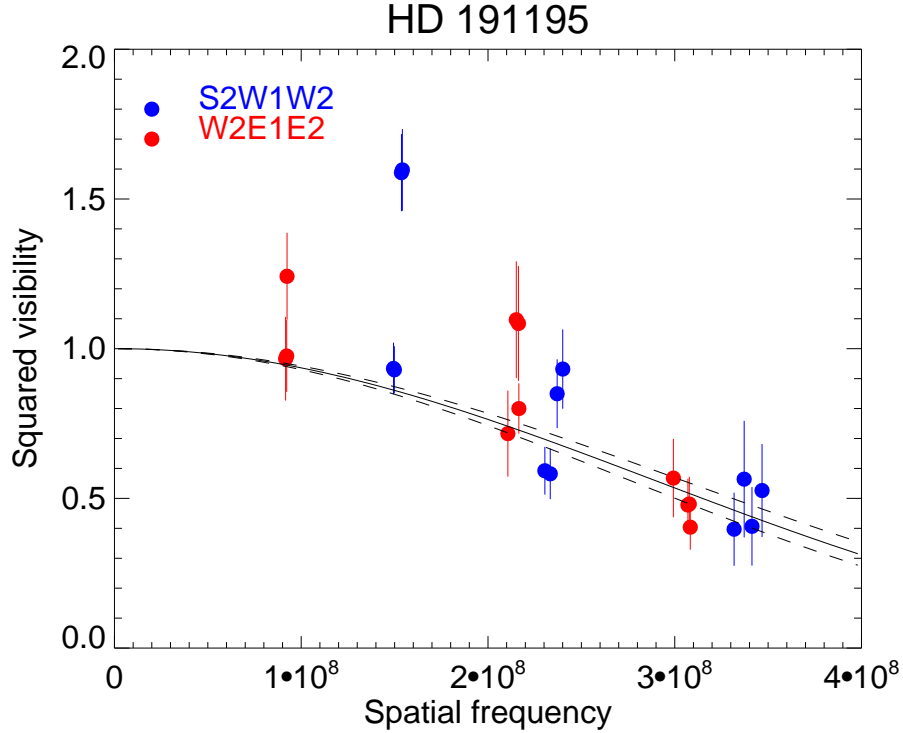


FIG. 2.15 – **Données VEGA pour HD 191195.** Diagramme de V^2 fonction de la fréquence spatiale B/λ . Les points de V^2 retenus sont représentés en bleu et rouge selon le triplet de télescopes utilisés pour la mesure; le meilleur modèle de disque uniforme ajusté avec LITPRO est superposé (*ligne continue noire*) ainsi que l'incertitude sur ce modèle (*pointillés*).

résultats observationnels valident les prédictions basées sur les modèles de formation de ces planètes et permettent de lever l'ambiguïté sur l'origine de la population des planètes géantes autour des étoiles sous-géantes descendant des naines AF étudiées ici. Ils constitueront donc un apport significatif pour la compréhension des mécanismes de formation et d'évolution des planètes géantes.

L'article consacré aux résultats du relevé HARPS et reproduit plus haut est en préparation et sera soumis à *A & A*. En ce qui concerne les étoiles du relevé SOPHIE, l'analyse complète des données VEGA pour HD 113337, HD 185395 et HD 191195 apportera des contraintes supplémentaires sur les compagnons détectés ou soupçonnés autour de ces trois cibles d'intérêt. Cette analyse des données interférométriques sera complétée et la détermination précise des paramètres fondamentaux de ces trois cibles sera ensuite effectuée, ce qui fera l'objet d'un futur article. Comme déjà évoqué, une autre possibilité d'accroître la contrainte sur les compagnons supposés serait d'observer ces étoiles en imagerie directe à l'aide du LBT (comme déjà fait dans le cas de HD 113337, voir Sect. 3.3.1), voire avec plusieurs instruments différents opérant sur CHARA (afin d'acquérir tant des V^2 que des CP), comme effectué par White et al. (2013) dans le cas de θ Cyg. Les résultats spécifiques du relevé SOPHIE ainsi que l'analyse statistique globale des deux relevés effectuée plus haut feront enfin l'objet d'un ou deux futurs articles.

Chapitre 3

Recherche de planètes géantes autour d'étoiles jeunes et proches

3.1 Description des relevés HARPS et SOPHIE

3.1.1 Echantillons

Nos deux relevés comprennent 108 étoiles pour HARPS et 63 pour SOPHIE ; 14 étoiles appartenant aux deux relevés, notre échantillon global est constitué de 157 cibles. La sélection de ces cibles repose principalement sur le catalogue NIRSUR¹ établi en préparation de SPHERE. La majorité des étoiles de ce catalogue sont des membres de groupes cinématiques mouvants² (ci-après MG), le reste étant composé d'étoiles de champ dont l'estimation de l'âge repose sur d'autres critères (abondance en Lithium, gyrochronologie, ajustement d'isochrone). Dans le cas de notre relevé HARPS, nous avons basé notre sélection sur les cibles du catalogue NIRSUR appartenant au programme GTO SPHERE, en y ajoutant les étoiles de notre relevé de faisabilité (Lagrange et al. 2013) ainsi que quelques cibles jeunes du relevé AF³. Dans le cas du relevé SOPHIE, nous nous sommes basés d'une part sur le catalogue NIRSUR, et d'autre part sur la liste des membres d'associations jeunes et proches établie par Nakajima & Morino (2012).

Nous avons ensuite effectué la sélection des cibles de notre échantillon sur les critères suivants :

- en type spectral, en sélectionnant des type spectraux compris entre B9V et M4V (*c.à.d.* accessibles à la réduction avec SAFIR), sur la Séquence Principale ou Pré-Séquence Principale. Comme pour les relevés AF, nous éliminons (sauf cas spécifique) les étoiles potentiellement défavorables : étoiles chimiquement particulières, binaires visuelles serrées (≤ 5 as) et étoiles de la bande d'instabilité (type spectral entre A3V et A8V) présentant généralement des pulsations de type γ Dor à des périodes de quelques jours. La répartition de nos cibles sur un diagramme H-R est représentée Fig. 3.1.
- en âge, en retenant des cibles d'âge ≤ 500 MA (Fig. 3.1). Les âges retenus sont tirés du catalogue NIRSUR ou de Nakajima & Morino (2012), et basés : *i*) soit sur l'appartenance à une association ou un groupe mouvant (voir en détail Table 3.1), *ii*) soit sur d'autres diagnostics (gyrochronologie, isochrones, etc) pour les étoiles de champ.

¹*Near-InfraRed SURvey*, compilation de plus de 1200 étoiles jeunes et proches établie pour les relevés larges NACO et en prévision du relevé de temps garanti SPHERE.

²Les étoiles d'un groupe cinématique mouvant partagent une origine commune : elles sont issues d'un amas stellaire disloqué n'étant plus gravitationnellement lié. Ces étoiles ont globalement le même âge, la même composition et le même vecteur de mouvement (permettant de les identifier). L'appartenance à un groupe mouvant est donc un critère extrêmement intéressant pour la détermination de l'âge d'une étoile.

³Les cibles AF communes aux relevés AF et Etoiles jeunes sont signalées en gras dans les Tables B.1 et B.2 en Appendice B.

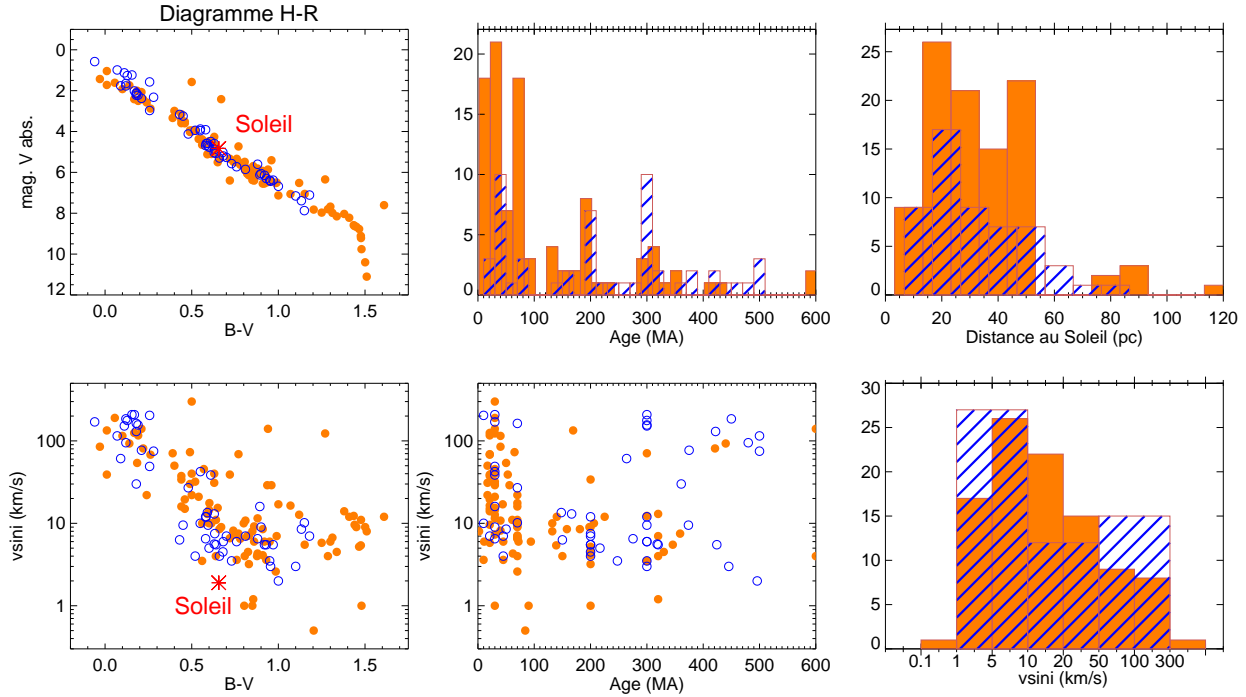


FIG. 3.1 – Principales propriétés de nos échantillons Étoiles jeunes HARPS et SOPHIE. Les cibles du relevé HARPS sont indiquées en orange (*cercles pleins*) et les cibles du relevé SOPHIE en bleu (*cercles vides*). Première ligne, de gauche à droite : Répartition de nos cibles dans un diagramme H-R (ici en magnitude absolue V fonction de l’indice de couleur $B - V$). Le Soleil est indiqué (*en rouge*) pour comparaison. Histogramme des âges stellaires. Histogramme des distances au Soleil (en parsec). Deuxième ligne : $v \sin i$ fonction du $B - V$, $v \sin i$ fonction de l’âge, histogramme des $v \sin i$.

- en distance, en sélectionnant (à quelques cas particuliers près) des cibles de distance au Soleil $d \leq 80$ pc (Fig. 3.1). La sélection en distance (tout comme celle en âge) vise à retenir des étoiles proches, cibles ou futures cibles de relevés d’imagerie.
- en $v \sin i$: pour les étoiles de $B - V \geq 0.5$ (*c.à.d.*, les cibles FGKM plus “tardives” que les A et F précoces), nous avons retenu en majorité les cibles de $v \sin i \leq 40 \text{ km.s}^{-1}$ pour assurer une meilleure détectabilité des planètes géantes.
- enfin, en déclinaison ($\geq 0^\circ$ dans le cas de SOPHIE, $\leq 25^\circ$ dans le cas de HARPS) afin de pouvoir être observées depuis l’OHP ou La Silla, et en magnitude en bande V (≤ 10 dans le cas de SOPHIE, et ≤ 12 dans le cas de HARPS) pour acquérir un SNR suffisant par exposition.

Je résume la représentation des groupes mouvants dans notre échantillon en Table 3.1. Un peu moins des deux tiers de nos cibles appartient à des MG jeunes et relativement bien connus. Cette répartition est bien visible sur l’histogramme en âge de notre échantillon (Fig. 3.1. En termes de $v \sin i$, la plupart de nos cibles sont des rotateurs rapides (plus rapides que le Soleil), en accord avec leur jeune âge. Globalement, le $v \sin i$ de nos cibles décroît avec l’âge (avec une dispersion relativement importante, Fig. 3.1), en accord avec les modèles récents d’évolution du moment angulaire stellaire (Gallet & Bouvier 2013).

Enfin, notre échantillon contient plusieurs étoiles autour desquelles un (ou plusieurs) compagnons de faible masse (planètes et/ou naines brunes) ont été imagés dans les dix dernières années (*par ex.* α PsA, β Pictoris ou HR 8799). Je rappelle les principales caractéristiques de ces étoiles et de leurs compagnons en Table 3.2.

TAB. 3.1 – Répartition des cibles de nos relevés Etoiles jeunes par groupe mouvant.

MG	Age moyen estimé (MA)	Référence	Nombre de cibles
Beta Pictoris (BPMG)	21 ± 4	Binks & Jeffries (2014)	14
Ursa Major (UMA)	300	Nakajima & Morino (2012)	11
TW Hydrae (TWA)	8	<i>ib.</i>	5
Tucana Horologium (TCH)	30_{-5}^{+10}	<i>ib.</i>	17
IC 2391 (IC)	45	<i>ib.</i>	5
Castor (CST)	200 – 300	<i>ib.</i>	7
Cha-Near (CHN)	10	<i>ib.</i>	2
AB Doradus (ABD)	70_{-20}^{+50}	Zuckerman et al. (2004)	18
Lower Centaurus Crux (LCC)	17 ± 10		3
Hercules-Lyra (HLY)	200_{-50}^{+100}	Eisenbeiss et al. (2013)	5
Carina-Near (CAR)	200_{-50}^{+100}		3
Argus	40 ± 10		4
Etoiles de champ (ou pas d'appartenance à un MG connu).			62

TAB. 3.2 – Etoiles hôtes d'un compagnon (planète ou naine brune) imagé appartenant à nos relevés.

Nom	HD	Type spectral	Age (MA)	Sep. proj. (mas)	m_p (M_{Jup})	Référence
51 Eri	29391	F0V	21 ± 4 (BPMG)			Macintosh et al. (2015)
β Pictoris	39060	A6V	-	400-500	8-14	Lagrange et al. (2009b)
AB Pic	44627	K1V	30 (TCH)	~ 5500	13-14	Chauvin et al. (2005)
	95086	A8V	17 ± 10 (LCC)	~ 620	4-5	Rameau et al. (2013)
	106906	F5V	-	~ 7100	11 ± 2	Bailey et al. (2014)
GJ 504	115383	G0V	160_{-50}^{+350}	~ 2450	4-9	Kuzuhara et al. (2013)
PZ Tel	174429	G9IV	21 ± 4 (BPMG)	~ 300	25-40	Mugrauer et al. (2010)
HN Peg	206860	G0V	~ 200 (HLY)	~ 43200	10-25	Luhman et al. (2007)
Fomalhaut	216956	A4V	440	~ 15000	3-7	Kalas et al. (2008)
HR 8799	218396	F0V	30 ± 10 (COL)	(\dagger)	(\dagger)	Marois et al. (2008)
κ And	222439	B9V-A0V	-	~ 1060	12-25	Carson et al. (2013)

Notes. \dagger Pour les quatre planètes imagées autour de HR 8799, les séparations projetées sont les suivantes : 368, 685, 1089 et 1726 mas, et les estimations des masses respectives : 9 ± 4 , 10 ± 3 , 10 ± 3 et $7 \pm 3 M_{\text{Jup}}$.

3.1.2 Observations

Les deux relevés dédiés à la recherche de planètes géantes autour d'étoiles jeunes ont débuté durant ma thèse, en Mars 2013 pour le relevé SOPHIE et en Octobre 2013 dans le cas du relevé HARPS, pour une durée prévue de trois ans. J'ai effectué l'essentiel des observations correspondantes jusqu'à présent (soit 51 nuits d'observation sur 62 avec SOPHIE et 30 nuits sur 33 avec HARPS au terme de ma thèse⁴). Les observations HARPS et SOPHIE sont toutes réalisées en Haute-Résolution pour obtenir la meilleure précision sur les mesures de vitesses radiales. Nous menons les observations dans les mêmes modes qu'utilisés pour les relevés dédiés aux étoiles AF massives : *i*) le mode Thorium-Argon simultanément dans le cas de SOPHIE, afin de détecter et de corriger une éventuelle dérive instrumentale; *ii*) les modes ThAr et spectroscopie classique dans le cas de HARPS; le mode spectroscopie classique est utilisé en particulier pour les cibles les plus faibles ($V \geq 9$, en général les naines M de notre échantillon) pour lesquelles le spectre ThAr pourrait perturber le spectre stellaire. Pour chaque mesure, nous adaptons le temps d'exposition (de 30 secondes à ~ 20 -25 minutes) en fonction des conditions d'observation et de la magnitude en bande V de chaque cible pour atteindre un SNR minimal (100 dans le cas des cibles les plus brillantes -*c.à.d.* avec $V \leq 8.5$ -9, et 50 pour les plus faibles).

La stratégie d'observation est globalement la même que pour les relevés dédiés aux étoiles massives :

- pour les étoiles de type spectral plus tardif que F0, nous réalisons deux expositions consécutives par visite, et, au début des observations et pour chaque cible, plusieurs visites par nuit et/ou des visites sur plusieurs nuits consécutives. Nous effectuons ensuite des visites moins fréquentes afin de balayer toutes les périodes possibles entre 1 et 1000 jours, dans la mesure du possible, *c.à.d.* en fonction de la date des nuits attribuées. Dans le cas d'une étoile potentiellement intéressante (candidat compagnon), la cible devient évidemment prioritaire pour des observations additionnelles. Pour certaines de nos cibles observées avec HARPS, quelques spectres d'archive (généralement jusqu'à une dizaine) sont disponibles. Dans ce cas, nous intégrons ces spectres d'archive à nos données, pour accroître d'autant la base de temps des observations.
- pour les étoiles les plus massives (type spectral A et F précoce), nous réalisons des visites moins fréquentes, mais plus longues. Une partie importante de ces étoiles proviennent en effet de nos relevés précédents (et nous avons donc déjà des données à notre disposition). Une visite dure alors typiquement 1h30 environ avec de multiples exposition consécutives, afin de supprimer (au moins partiellement) la variabilité induite dans les vitesses radiales par les pulsations haute-fréquence typiques de ces étoiles en faisant la moyenne sur la nuit des V_R mesurées.

Le temps d'observation perdu à cause de mauvaises conditions météo (voir Tables 3.3 et 3.4) représente une fraction significative du temps total : environ 15% dans le cas de HARPS et 30-35% dans le cas de SOPHIE; c'est cependant un impondérable des observations. Jusqu'à présent (soit deux ans et demi après le début du relevé SOPHIE et un an et demi après le début du relevé HARPS), j'ai pu observer l'ensemble de nos cibles prévues durant plusieurs visites différentes. Pour chacune de nos cibles, j'ai acquis de quelques à quelques dizaines de spectres (Fig. 3.2, haut), pendant 1 à 20 visites différentes en général (Fig. 3.2, milieu). Les relevés HARPS et SOPHIE ont une progression relativement homogène (le relevé SOPHIE est plus affecté par la météo mais contient moins de cibles et a commencé un an plus tôt que le relevé HARPS). En termes de couverture temporelle, la situation est plus contrastée :

⁴Ces deux relevés ayant une durée prévue de trois ans, ils se termineront après la fin de ma thèse, soit en Mars 2016 pour le relevé SOPHIE et en Octobre de la même année pour le relevé HARPS.

TAB. 3.3 – Log des nuits d’observation effectuées pour le relevé SOPHIE Etoiles jeunes.

Run	Nombre de nuits	Dates		Temps perdu (météo) (nuit)
		Début	Fin	
A	8	31/03/2013	08/04/2013	3.5
B	4	17/07/2013	21/07/2013	1.5
C	6 (†)	25/09/2013	01/10/2013	1
D	6	06/11/2013	12/11/2013	1.5
E	6	17/04/2014	23/04/2014	3
F	6	08/08/2014	14/08/2014	1.5
G	6	09/10/2014	16/10/2014	1.5
H	6	03/02/2015	09/02/2015	2.5
I	7	16/03/2015	23/03/2015	3
J	7 (††)	30/07/2015	06/08/2015	1.5

† Dont 4 nuits effectuées par une autre observatrice (Ruth Angus).

†† Nuits effectuées par une autre observatrice (Justine Lannier).

TAB. 3.4 – Log des nuits d’observation effectuées pour le relevé HARPS Etoiles jeunes.

Run	Nombre de nuits	Epoque	Temps perdu (météo) (nuit)
G	3	Fev. 2014	0
B	9 (†)	Avr., Mai et Jui. 2014	2.5
H	3	Mai 2014	0
C	6	Nov. 2014	1.5
D	3	Jui. 2015	0.5

† Dont 3 nuits effectuées par un autre observateur (Mickaël Bonnefoy).

- nos cibles HARPS sont réparties en trois groupes distincts : le premier (36 cibles) avec des bases de temps comprises entre 3000 et 4000 jours (8-11 ans), le deuxième (17 cibles) avec des bases de temps entre 1300 et 2100 jours (3.5-6 ans) et le troisième (~45 cibles) avec des bases de temps inférieures à 500 jours (~1.5 an). Ces trois groupes correspondent sommairement et respectivement : *i*) aux étoiles pour lesquelles nous avons pu récupérer quelques spectres d’archive datant souvent de 5 à 10 ans et à nos cibles qui faisaient aussi partie du relevé AF (pour certaines depuis plus de 10 ans comme β Pictoris); *ii*) aux étoiles déjà observées durant notre relevé de faisabilité (Lagrange et al. 2013); et *iii*) à nos cibles n’ayant jamais été observées précédemment avec HARPS.
- nos cibles SOPHIE sont plus homogènes car nous les observons en spectroscopie Doppler pour la première fois pour la très grande majorité d’entre elles. L’accroissement de la base de temps avec une année supplémentaire d’observations est immédiatement visible quand on les compare aux étoiles observées pour la première fois avec HARPS.

Dans l’ensemble, nos deux relevés sont en bonne progression. J’estime que nous avons acquis à présent à la fois une couverture et un échantillonnage temporel suffisants pour 35 à 40% de toutes nos cibles.

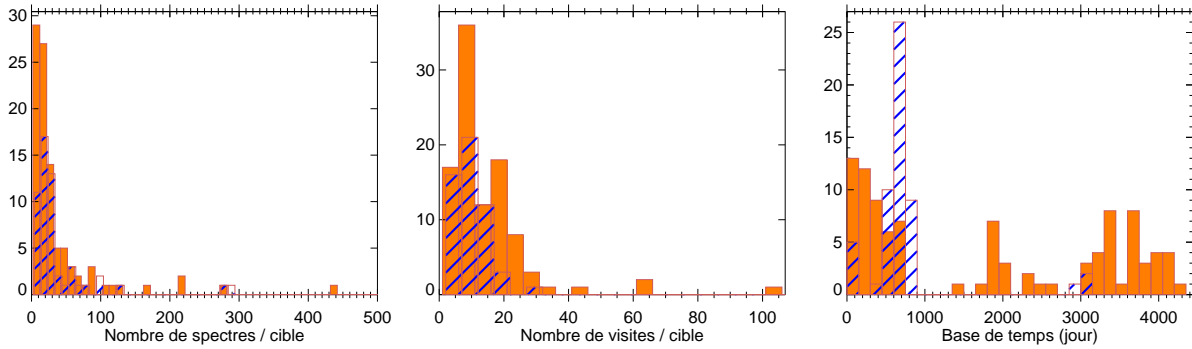


FIG. 3.2 – **Résumé des observations HARPS et SOPHIE.** Le relevé HARPS est indiqué en orange et le relevé SOPHIE en bleu (*hachuré*). *Gauche* : Nombre de spectres acquis par cible. *Milieu* : Nombre de visites par cible. *Droite* : Base de temps des observations.

3.1.3 Réduction des données

J’ai effectué l’analyse de l’ensemble des données obtenues jusqu’à présent à l’aide de notre logiciel SAFIR. L’utilisation de SAFIR est nécessaire dans le cas des étoiles de type spectral le plus précoce (AF) de nos relevés. Pour les étoiles de type plus tardif (FGKM), les logiciels de réduction automatique (DRS, *Data Reduction System*) de HARPS et SOPHIE permettent d’obtenir une première estimation des observables (V_R , BIS, etc) par la méthode “traditionnelle” de corrélation des spectres avec un masque binaire. Cependant, nous les réduisons également avec SAFIR :

- *i*) dans un souci d’optimisation et d’uniformité des données obtenues pour l’ensemble du relevé;
- *ii*) car nous avons démontré auparavant que les performances obtenues avec SAFIR étaient au moins équivalentes aux performances de la réduction classique pour ces étoiles FGKM (voir Sect. 1.3.2);
- *iii*) car une fraction importante des cibles FGKM de nos relevés (jeunes) présente un $v \sin i$ plus élevé que les étoiles du même type mais d’âge solaire. La réduction avec SAFIR est donc plus appropriée.

3.2 Premiers résultats

3.2.1 Compagnons

Planètes (détectées ou candidates) déjà connues

Nous n’avons pas détecté jusqu’à présent de nouveau compagnon de masse planétaire dans nos deux relevés (voir discussion Sect. 3.6). Notre relevé SOPHIE comporte en revanche trois cibles pour lesquelles des planètes ont déjà été détectées ou suspectées auparavant :

- HD 113337 (Borgniet et al. 2014) est abordée en détail Sect. 3.3.1;
- HD 128311 (HN Boo) est une étoile de type K3V, encore relativement jeune (~ 350 MA, Barnes 2007). Elle abrite un système de deux planètes géantes ($m_p \sin i$ respectives 2.2 et 3.1 M_{Jup}), possiblement en résonance 2 : 1 ($P \sim 450$ et 920 jours) découvertes par spectroscopie Doppler (Butler et al. 2003; Vogt et al. 2005). Nous avons acquis jusqu’à présent une trentaine de spectres SOPHIE sur cette cible durant une quinzaine de visites, couvrant une base de temps d’environ 750 jours. Nos V_R montrent clairement des variations (d’amplitude ~ 80 $m.s^{-1}$) couplées à un diagramme (V_R , BIS) plat, confirmant la présence

d’au moins un compagnon de masse planétaire (Appendice B). J’ai tenté d’ajuster un modèle képlerien avec les paramètres orbitaux du système les plus récents (McArthur et al. 2014), mais nos données sont encore insuffisantes (en nombre et en échantillonnage temporel) pour pouvoir évaluer significativement leur concordance avec ces paramètres orbitaux ;

- enfin, BD+201790 est un membre du groupe mouvant AB Dor de type K5V, avec un niveau d’activité extrêmement élevé (présence de taches et de plages étendues, éruptions stellaires). Cette cible est sujette à controverse en tant qu’hôte possible d’un Jupiter chaud de période ~ 7.8 jours. L’existence de ce possible compagnon est cependant contestée, le signal correspondant détecté en V_R pouvant être un artefact induit par l’intense activité stellaire et la proximité de la période de rotation (~ 2.8 jours) stellaire (voir Hernán-Obispo et al. 2015, et références internes). Nous n’avons pour l’instant pas acquis assez de spectres sur BD+201790 pour rechercher un possible compagnon à partir de ses V_R .

Binaires spectroscopiques

J’ai détecté jusqu’à présent une quinzaine de binaires spectroscopiques sur la base de nos observations. Je résume les données correspondantes en Table 3.5. La classification de nos cibles en tant que binaires s’effectue sur les critères suivants : *i*) des variations de V_R de moyenne à grande amplitude (plusieurs dizaines de m.s^{-1} à plusieurs dizaines de km.s^{-1}) conjuguées à un diagramme (V_R , BIS) plat dans le cas d’une SB1 ; *ii*) des variations de V_R de grande amplitude corrélées avec les variations de la FWHM et avec un BIS très variable (dans le cas d’une binaire à deux spectres SB2 à période plus longue que notre base de temps, notée SB1-SB2 en Table 3.5) ; ou *iii*) des déformations de la CCF (dans le cas d’une SB2).

3.2.2 Variabilité stellaire intrinsèque

Je présente l’ensemble des séries temporelles de V_R obtenues pour nos deux relevés en Appendice B. Comme déjà fait au chapitre précédent dans le cas des étoiles AF massives, j’effectuerai ici une analyse de la variabilité stellaire intrinsèque de nos cibles exclusivement, *c.à.d.* en soustrayant les variations de V_R induites par les compagnons identifiés et en retirant le cas échéant de l’analyse les binaires à deux spectres.

Caractérisation de la variabilité stellaire intrinsèque dans nos séries temporelles

Sur 149 étoiles considérées, la dispersion (rms) moyenne des V_R est de 221 m.s^{-1} , mais la dispersion médiane n’est que de 45 m.s^{-1} (voir plus loin). La distribution des rms des V_R présente une large dispersion, avec des rms allant de quelques m.s^{-1} pour les quelque vingt étoiles les plus calmes jusqu’à plus d’un km.s^{-1} pour les plus variables (Fig. 3.3). Pour 130 de ces cibles, j’ai pu également dériver avec SAFIR les CCF et les séries temporelles de BIS. Le rms moyen du BIS est de 828 m.s^{-1} (mais le rms médian n’est que de 33 m.s^{-1}), avec là encore une forte dispersion et des rms allant de quelques m.s^{-1} à quelques km.s^{-1} (Fig. 3.3). Enfin, pour 95 de ces cibles, j’ai pu dériver avec SAFIR le $\log R'_{\text{HK}}$. La plupart de ces cibles présentent une raie d’émission plus ou moins prononcée au fond des raies d’absorption du Calcium II H et K. Le $\log R'_{\text{HK}}$ moyen est de -4.38 dex ($\log R'_{\text{HK}}$ médian de -4.36 dex), avec une dispersion de -5 à -3.7 dex. Concernant les distributions de $\log R'_{\text{HK}}$, il semble que les cibles SOPHIE présentent en général des $\log R'_{\text{HK}}$ moyens plus bas que les cibles HARPS (Fig. 3.3). Cela s’explique probablement par les différences entre les distributions respectives en âge et en $B - V$ des relevés HARPS et SOPHIE (Sect. 3.1.1). Globalement, les valeurs moyennes de $\log R'_{\text{HK}}$ dérivées avec SAFIR correspondent bien aux valeurs dérivées indépendamment (*par ex.* au Mont Wilson, voir

Schröder et al. 2013) pour ces mêmes étoiles.

TAB. 3.5 – Binaires spectroscopiques identifiées dans le relevé Etoiles jeunes.

HD	Relevé	SB	Critère	Bin. connue (o/n)	Type	Réf.	
2454	S	SB1	V_R , BIS	o	UV	Gray et al. (2011)	Q
13507	S	SB1	V_R , BIS	o	SB1 (BD)	Perrier et al. (2003)	L
17250	S	SB2	V_R , BIS	o (†)	A	Tokovinin (2014)	
21175	H	SB1-2	V_R , BIS, FWHM	o	A	Malkov et al. (2012) ¹	L
28495	S	SB1-2	V_R , BIS, FWHM	o	A	Makarov & Kaplan (2005)	Q
39587	S	SB1	V_R , BIS	o	A	Malkov et al. (2012) ²	Q
106906	H	SB2	V_R , CCF	n		Ce relevé (voir Sect. 3.4).	
112097	S	SB2	V_R , CCF	n		Ce relevé.	
HIP 17157	H	SB1	V_R , BIS	n		Ce relevé.	Q
181321	H	SB1	V_R , BIS	o	A	Makarov & Kaplan (2005)	KEP ³
186704	H,S	SB1	V_R , BIS	o (†)	A	Tokovinin (2014)	Q
195943	S	SB1	V_R , BIS	o	A	Makarov & Kaplan (2005)	KEP ⁴
217987	H	SB1-2	V_R , BIS, FWHM	n		Ce relevé.	Q
218738	S	SB1	V_R , CCF	n		Ce relevé.	
224392	H	?	V_R	n		Ce relevé (voir Sects. 2.2 et 3.5.2).	

Notes. *Colonne 2* : relevé. H : HARPS et S : SOPHIE. *Colonne 3* : type de la binaire d'après nos données disponibles : binaires SB1, SB2 ou SB2 à longue période (SB1-2).

Colonne 4 : observables utilisées pour diagnostiquer la binaire et son type.

Colonnes 5,6 et 7 : la cible a-t-elle déjà été identifiée précédemment comme binaire (*col.5*) ?, et si oui, par quelle méthode (*col.6*) :

A : astrométrique ; SB : spectroscopique ; UV : excès dans l'émission UV induit par un compagnon de type naine blanche).

Colonne 8 : correction (le cas échéant) des variations de V_R induites par la binaire : par un ajustement linéaire (L) ou quadratique (Q) des V_R ; ou par un ajustement képlérien (KEP).

† Cibles détectées comme binaires astrométriques après le début des relevés.

⁽¹⁾Malkov et al. (2012) donne $P = 111$ ans, $e = 0.2$ et une séparation projetée de 1.8 as.

⁽²⁾Malkov et al. (2012) donne $P = 14$ ans.

⁽³⁾ Ajustement képlérien de HD 181321 B (yorbit) : $P_{\min} = 1594$ jours (~ 4.4 ans), $e = 0.68$ et $m_p \sin i = 235 M_{\text{Jup}}$ ($\sim 0.25 M_{\odot}$).

⁽⁴⁾ Ajustement képlérien de HD 195943 B : $P_{\min} = 1349$ jours (~ 3.7 ans), $e = 0.09$, $m_p \sin i = 500.7 M_{\text{Jup}}$ ($0.48 M_{\odot}$).

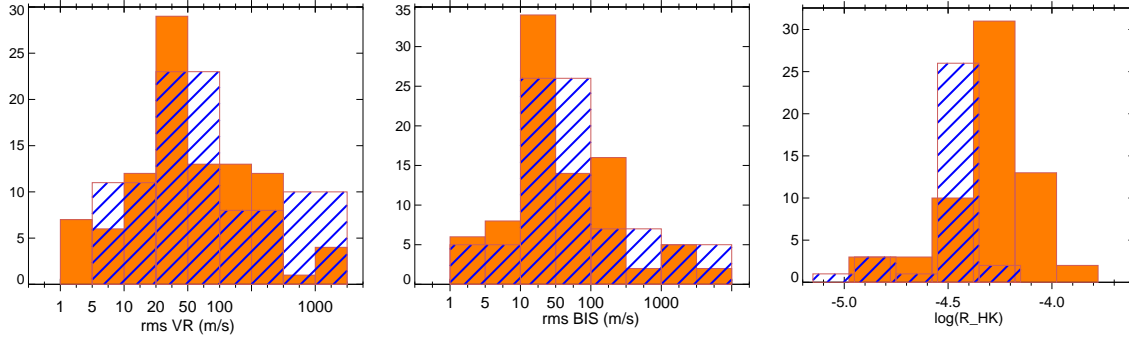


FIG. 3.3 – **Variabilité stellaire intrinsèque des cibles de nos relevés : histogrammes des observables.** De gauche à droite : Histogramme de la dispersion (rms) des V_R de nos cibles HARPS (orange) et SOPHIE (bleu). Histogramme de la dispersion des BIS de nos cibles. Histogramme du niveau moyen de $\log R'_{HK}$ de nos cibles.

Variabilité intrinsèque fonction des propriétés de nos cibles

La dispersion des rms des V_R et du BIS (à l'origine des grandes différences entre rms moyen et médian) est causée par la grande variété des cibles en termes de type spectral et de $v \sin i$. La dispersion des V_R augmente globalement avec un type spectral plus précoce (ou un $B - V$ plus petit, Fig. 3.4). J'ai classé les cibles de nos relevés en trois groupes en fonction du $B - V$: *i*) un sous-échantillon "AF précoce" composé des étoiles de $B - V \leq 0.5$ (43 étoiles jeunes plus massives et plus chaudes que le Soleil) ; *ii*) un sous-échantillon "FGK" composé de 88 de nos cibles avec $0.5 < B - V < 1.25$ (jeunes analogues du Soleil) ; et *iii*) un sous-échantillon "KM tardif" ($B - V \geq 1.25$) comprenant 18 de nos cibles les moins massives et les plus froides. Le rms des V_R médian est de 152 m.s^{-1} dans le cas des cibles AF (valeur supérieure au rms V_R médian de 48 m.s^{-1} obtenu pour les étoiles AF au chapitre 2), alors que celui des cibles FGK est de 36 m.s^{-1} et celui des KM de 19 m.s^{-1} . Dans le cas des étoiles pour lesquelles le calcul du BIS est possible, le rms du BIS est également dépendant du $B - V$, avec un rms BIS médian de 508 m.s^{-1} pour les cibles AF (également supérieur au rms BIS médian de 94 m.s^{-1} obtenu au chapitre 2), de 25 m.s^{-1} pour les FGK et de 14 m.s^{-1} pour les KM. Dans le cas de nos cibles FGK, la valeur du rms V_R est très supérieure aux valeurs typiques pour des étoiles plus âgées de la Séquence Principale (*par ex.*, une valeur de 2.6 m.s^{-1} sur ~ 12 ans est prédite dans le cas du Soleil, voir Meunier et al. 2010), comme attendu pour des étoiles plus actives et avec une rotation plus rapide⁵. La dispersion des V_R est en effet fortement corrélée (coefficient de Pearson de 0.77) au $v \sin i$ des cibles et donc à leur rotation. Enfin, le rms V_R décroît globalement avec l'âge des cibles, en accord avec l'évolution du $v \sin i$ en fonction de l'âge (Sect. 3.1.1).

Origine de la variabilité stellaire intrinsèque

Comme effectué au Chapitre II, je me suis basé sur la comparaison des variations de V_R et du BIS pour établir l'origine de ces variations. La variabilité de nos ~ 25 étoiles les plus précoces est ainsi dominée par des pulsations à haute fréquence (dans ce cas, notre stratégie d'observation est adaptée pour prendre en compte cette variabilité à très court terme, voir Sect. 3.1.2). Pour la majorité de nos étoiles de type spectral FGKM, la variabilité est cette fois dominée par l'ac-

⁵En revanche, le rms V_R médian (36 m.s^{-1}) de ces cibles FGK jeunes est du même ordre de grandeur que la valeur obtenue au chapitre 2 pour les étoiles AF de la Séquence Principale (48 m.s^{-1}). Le $v \sin i$ médian de nos cibles AF (36 km.s^{-1}) est pourtant largement supérieur au $v \sin i$ médian pour nos cibles FGK jeunes (7 km.s^{-1}), ce qui signifie que le niveau d'activité plus élevé de ces dernières accroît significativement leur variabilité V_R .

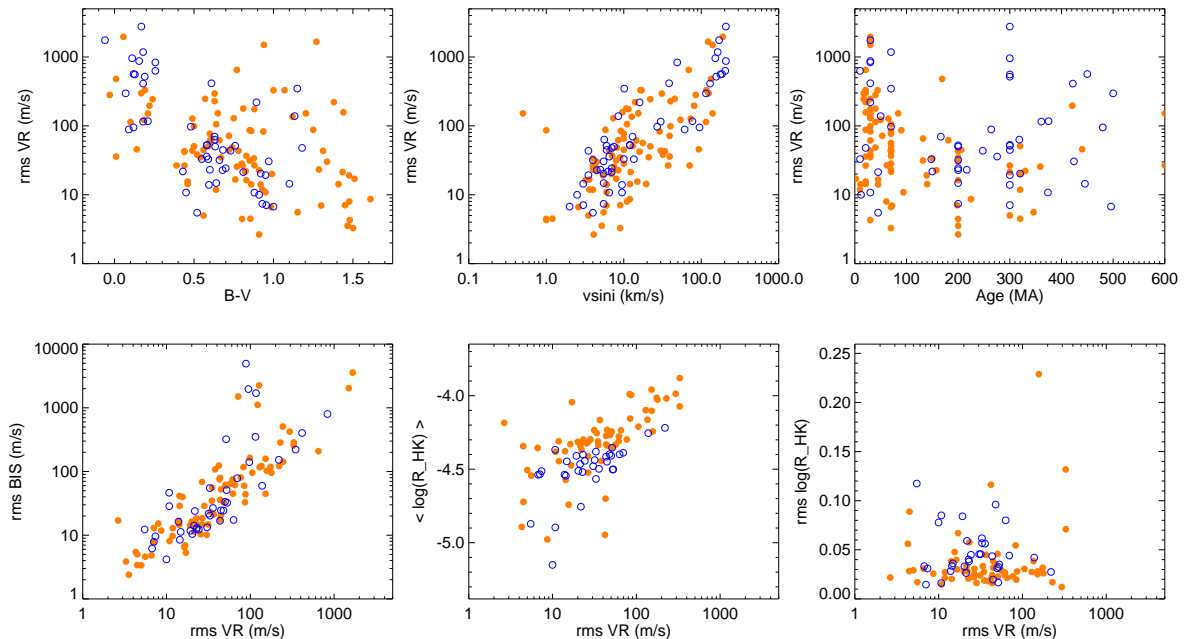


FIG. 3.4 – **Variabilité stellaire intrinsèque des cibles de nos relevés : corrélations.** *Première ligne* : Dispersion (rms) des V_R fonction des propriétés stellaires. Les cibles HARPS sont en orange et les cibles SOPHIE en bleu. *Gauche* : rms des V_R fonction du $B - V$. *Milieu* : rms des V_R fonction du $v \sin i$. *Droite* : rms des V_R fonction de l'âge. *Deuxième ligne* : Dispersion des V_R en fonction du BIS et du $\log R'_{\text{HK}}$. *Gauche* : rms des BIS fonction du rms des V_R . *Milieu* : Niveau moyen du $\log R'_{\text{HK}}$ fonction du rms des V_R . *Droite* : rms du $\log R'_{\text{HK}}$ fonction du rms des V_R .

tivité stellaire (taches et plages) : globalement, le rms BIS de nos cibles augmente linéairement avec le rms V_R dans un diagramme log-log, avec une pente de $\sim 1 \pm 0.15$ (Fig. 3.4)⁶. Ces deux paramètres sont fortement corrélés entre eux ; en se restreignant aux cibles de type FGK, la corrélation atteint même un coefficient de Pearson de 0.76.

En revanche, la dispersion des V_R n'est pas corrélée avec la dispersion des séries temporelles de $\log R'_{\text{HK}}$ (Fig. 3.4). Ceci est en accord avec la comparaison des différentes observables pour nos cibles prises individuellement : sur les 130 de nos étoiles pour lesquelles le calcul du BIS est possible, 63 présentent une corrélation linéaire avec un coefficient de Pearson r supérieur ou égal à 0.7 en valeur absolue entre les variations de V_R et de BIS. A l'opposé, sur les 95 étoiles pour lesquelles j'ai dérivé l'indice du Calcium (pour la plupart de type FGK), seules quatre présentent une corrélation avec $|r| \geq 0.7$ entre les variations de V_R et de $\log R'_{\text{HK}}$. Je représente les distributions des coefficients de Pearson de ces corrélations en Fig. 3.5. Enfin, le niveau moyen de $\log R'_{\text{HK}}$ est quant à lui assez clairement corrélé à la dispersion des V_R (Fig. 3.4, milieu). Ces résultats sont en accord : *i*) avec les conclusions du relevé de faisabilité effectué avec HARPS (Sect. 1.4.2 et voir Lagrange et al. 2013) ; et *ii*) avec le type d'activité magnétique stellaire prédit pour des étoiles jeunes au bord ou sur la Séquence Principale et de type spectral FGK, *c.à.d.* une activité dominée par des taches plutôt que par des plages (Lockwood et al. 2007). Pour une étoile jeune à rotation plus rapide que le Soleil, une activité magnétique dominée par quelques grandes taches sombres et stables à long terme (comme prédit par Lockwood et al. (2007)) induira des variations de V_R et de BIS de grande amplitude à des périodicités égales à la période de rotation de l'étoile ou ses premiers harmoniques (selon la latitude des

⁶Un seul régime est discernable sur le diagramme rms V_R -rms BIS, contrairement aux résultats du Chapitre II.

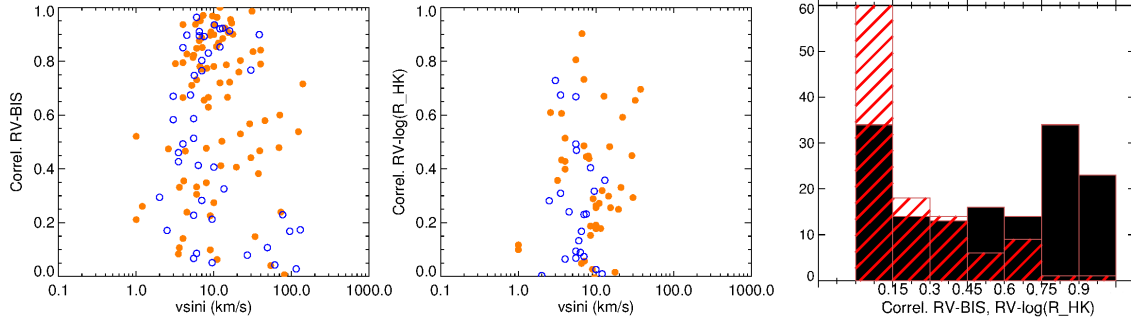


FIG. 3.5 – **Distributions des corrélations V_R -BIS et V_R - $\log R'_{\text{HK}}$ de chacune de nos cibles.** *Gauche* : Corrélation V_R -BIS (valeur absolue du coefficient de Pearson) fonction du $v \sin i$, pour nos cibles pour lesquelles le calcul du BIS est effectué. Les cibles HARPS sont en orange et les cibles SOPHIE en bleu. *Milieu* : même chose pour la corrélation V_R - $\log R'_{\text{HK}}$. *Droite* : distribution des corrélations V_R -BIS (*noir*) et V_R - $\log R'_{\text{HK}}$ (*rouge*).

taches et l'inclinaison de l'étoile). Le $\log R'_{\text{HK}}$ moyen sera à un niveau plus élevé (ici entre -4 et -4.5 dex pour la majorité de nos cibles) que pour des étoiles plus âgées et moins actives, l'intensité de l'émission du Calcium étant proportionnelle à la surface couverte par les structures actives (de manière linéaire dans le cas des plages solaires, voir Meunier et al. 2010; Shapiro et al. 2014), mais sa dispersion n'évoluera peu ou pas sur le long terme (absence de cycles d'activité). A l'opposé, une étoile plus âgée semblable au Soleil aura une activité dominée par une abondance de plages de petites tailles et de courtes durées de vie tendant à évoluer au cours d'un cycle d'activité, induisant des variations de V_R de plus faible amplitude et à plus long terme et une variabilité corrélée du $\log R'_{\text{HK}}$, mais à un niveau moyen plus bas (-4.87 ± 0.12 dex dans le cas du Soleil, selon Dumusque et al. 2011a).

La qualité de la corrélation entre les V_R et le BIS dépend du $v \sin i$ de l'étoile (Fig. 3.5), de la latitude de la ou des structures actives et de l'inclinaison de l'étoile, comme détaillé dans Lagrange et al. (2013). Selon les valeurs que prendront ces paramètres, le diagramme (V_R , BIS) présentera une anti-corrélation extrêmement claire avec un coefficient de Pearson absolu ≥ 0.95 (voir *par ex.* HD 102458 Fig. 3.9, AU Mic, HD 206860 en Appendice B) ou une configuration plus complexe en "huit incliné" (voir *par ex.* HD 17925, HD 105690 en Appendice).

3.2.3 Limites de détection

Méthode

J'ai fait une première estimation des limites de détection pour l'ensemble des cibles de nos relevés Etoiles jeunes (binaires à deux spectres exceptées), par la méthode LPA. J'ai effectué le calcul sur une grille de 40 périodes comprises dans l'intervalle [1 ; 1000] jours (*c.à.d.* pour une gamme de séparation typiquement dans l'intervalle [~ 0.02 ; ~ 2.5] UA) avec un pas logarithmique en période. En termes de masse minimale du compagnon, j'ai fixé une borne maximale (*c.à.d.* la masse de départ pour les itérations LPA) à $100 M_{\text{Jup}}$, et la précision du calcul est de $0.05 M_{\text{Jup}}$. J'effectue donc le calcul des limites de détection dans l'intervalle [0.05 ; 100] M_{Jup} . Pour nos cibles dont la base de temps est étendue au-delà de 1000 jours du fait d'observations antérieures, j'ai étendu le calcul des limites de détection sur une deuxième grille de 40 périodes dans l'intervalle [1000 ; 10000] jours (séparations de ~ 2.5 à ~ 10 UA typiquement, voir *par ex.* Fig. 3.9). Enfin, j'ai également effectué le calcul des limites de détection après correction des variations de V_R induites par des binaires (Sect. 3.2.1) ou par de l'activité stellaire (voir en détail plus loin). Les limites de détection LPA atteintes pour chaque étoile sont représentées en

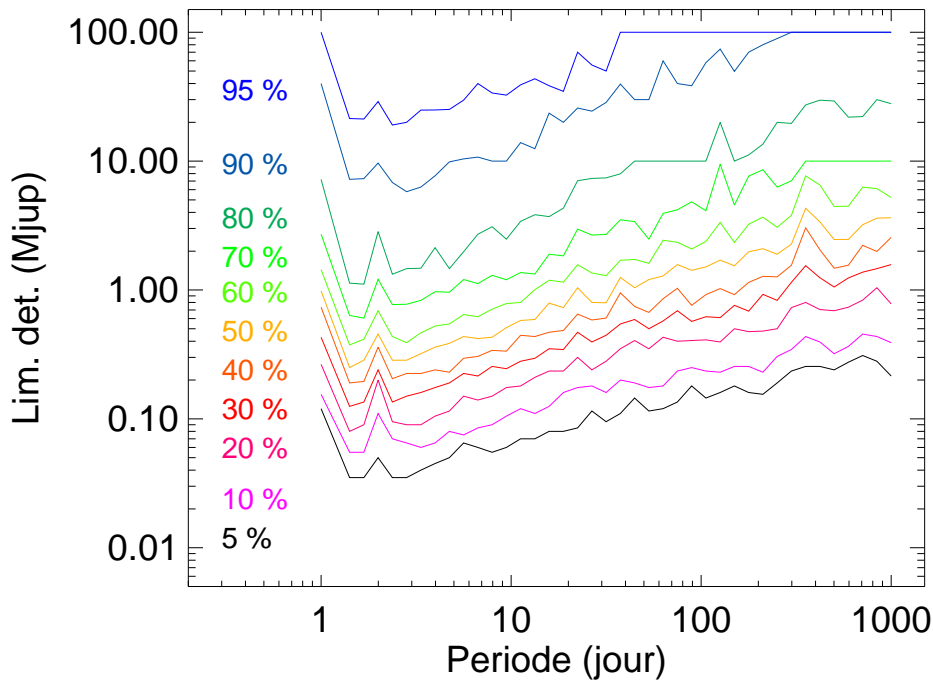


FIG. 3.6 – **Sensibilité atteinte jusqu’à présent à partir de nos deux relevés pour la recherche de planètes géantes.** Fraction de nos cibles pour lesquelles une planète géante peut être exclue, à $m_p \sin i$ et P données.

Appendice B.

Sensibilité aux planètes géantes

Je représente en Fig. 3.6 la sensibilité en termes de détectabilité des planètes géantes atteinte avec les données actuelles pour l’ensemble des cibles de nos deux relevés. Le principe de calcul et de représentation de cette sensibilité est le même qu’effectué précédemment pour les étoiles AF (voir Sections 2.2 et 2.3). A $P = 10$ jours, la limite de détection médiane est de $0.8 M_{\text{Jup}}$; elle est respectivement de 2.3 et $5.6 M_{\text{Jup}}$ à $P = 100$ et 1000 jours. Pour 60% de nos cibles, nous obtenons d’ores et déjà des limites de détection inférieures à $10 M_{\text{Jup}}$ pour l’ensemble des périodes considérées (1-1000 jours), et pour 20% d’entre elles, nous obtenons des limites de détection inférieures à $1 M_{\text{Jup}}$ dans cet intervalle. Ces résultats provisoires confirment donc le potentiel des étoiles jeunes et proches, mêmes actives, en tant que cibles pour des relevés de spectroscopie Doppler.

D’autre part, ces résultats permettent déjà de contraindre assez fortement la présence supposée de planètes géantes à courte période (Jupiters chauds) autour des cibles de notre échantillon : pour 60% d’entre elles, nous pouvons déjà exclure tout compagnon avec $m_p \sin i \geq 1 M_{\text{Jup}}$ pour des périodes inférieures à 10 jours (respectivement 40% pour 100 jours), et même tout compagnon avec $m_p \sin i \geq 0.1 M_{\text{Jup}}$ à 10 jours pour 10% d’entre elles.

Sensibilité atteinte en fonction des propriétés de nos cibles

Je représente les limites de détection LPA (après correction de l’activité) obtenues en fonction du $B - V$, du $v \sin i$ et de l’âge de nos cibles en Fig. 3.7. Nos limites de détection sont corrélées au $v \sin i$ de nos cibles (avec une sensibilité moindre pour un $v \sin i$ plus élevé), en particulier

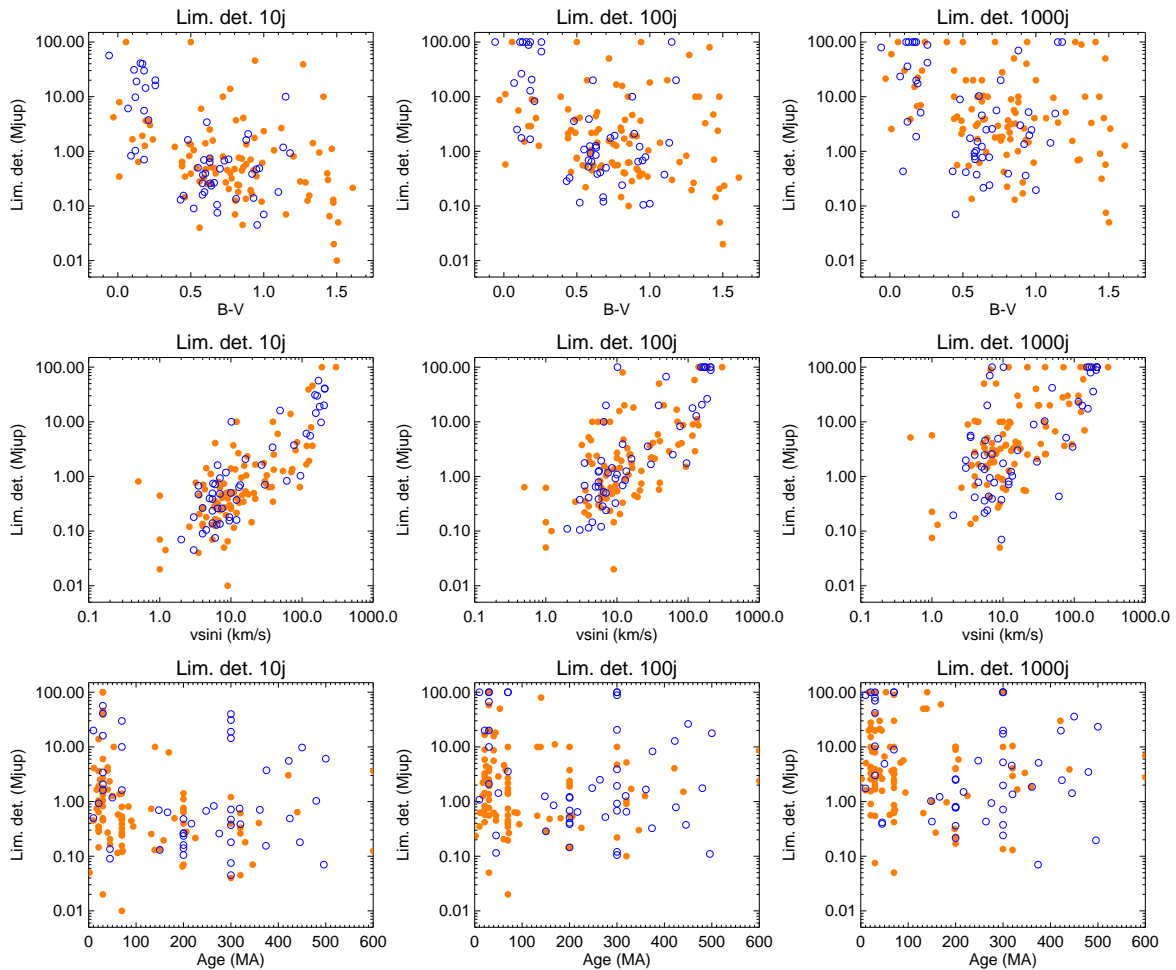


FIG. 3.7 – **Limites de détection LPA obtenues actuellement pour nos cibles en fonction de leurs propriétés.** De haut en bas : Limites de détection fonction du $B - V$, du $v \sin i$, de l'âge. De gauche à droite : limites de détection à $P = 10, 100$ et 1000 jours. Sur chaque diagramme, un point représente la limite de détection pour une étoile donnée; les cibles HARPS sont représentées en orange (*cercle plein*) et les cibles SOPHIE en bleu (*cercle vide*).

pour les limites de détection aux périodes les plus courtes. Comme attendu (voir Sect. 3.2.2), la vitesse de rotation élevée est le principal paramètre limitant sur la sensibilité aux planètes géantes de nos cibles, malgré la correction des variations de V_R à court terme induites par l'activité via le BIS effectuée pour une fraction importante d'entre elles (voir plus loin). On peut cependant observer que cette corrélation est moins marquée que dans le cas des étoiles massives (voir Chapitre II), avec une dispersion significative autour de cette tendance. Une explication possible est que les relevés sont encore incomplets et que nous manquons de points pour les longues périodes pour nos cibles les moins observées (ce qui serait en accord avec le fait que la corrélation entre limites de détection et $v \sin i$ est plus marquée pour les périodes les plus courtes, voir Fig. 3.7).

Nos limites de détection sont également dépendantes du $B - V$ de nos cibles (Fig. 3.7), même si dans ce cas la dispersion est encore plus importante que dans le cas du $v \sin i$ et que la corrélation entre limites de détection et $B - V$ est faible. Cette dispersion supplémentaire est justement induite par le $v \sin i$ plus ou moins élevé de nos cibles pour un $B - V$ donné. J'ai repris ici la classification de nos cibles en trois sous-échantillons de $B - V$ croissant (Sect. 3.2.2) et représente la sensibilité atteinte pour chacun de ces sous-échantillons Fig. 3.8. La dépendance des limites de détection atteintes en fonction du type spectral des cibles est nettement plus

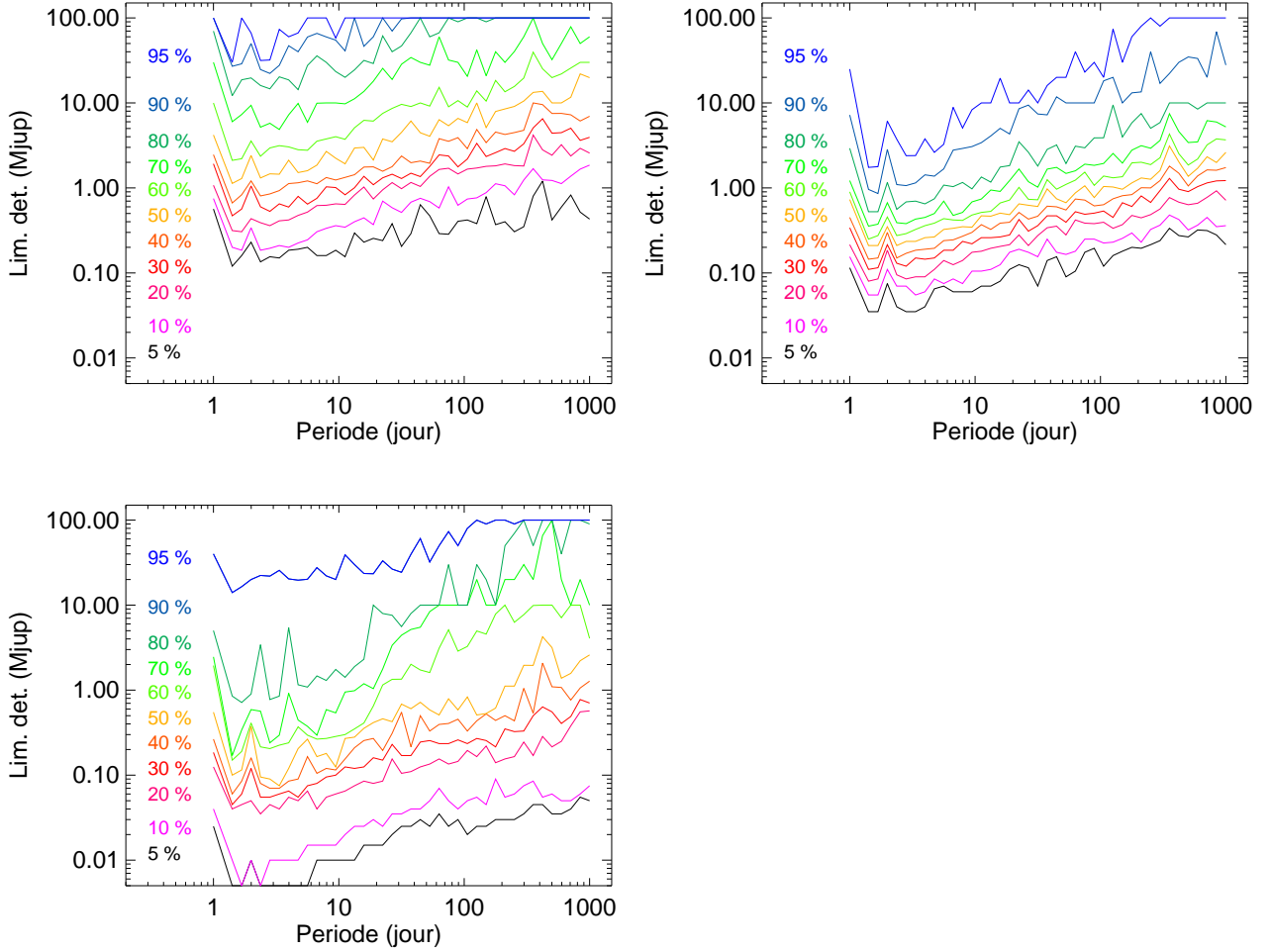


FIG. 3.8 – **Sensibilité atteinte jusqu'à présent en fonction du type spectral de nos cibles.** *En haut à gauche* : Types spectraux AF ($B - V \leq 0.5$). *En haut à droite* : Types spectraux FGK ($0.5 \leq B - V \leq 1.5$). *En bas* : Types spectraux KM ($B - V \geq 1.5$).

visible avec une telle représentation :

- pour nos étoiles de type spectral le plus précoce ($B - V \lesssim 0.5$), 40% des limites de détection sont inférieures à $10 M_{\text{Jup}}$ jusqu'à $P = 1000$ jours et 60% inférieures à $100 M_{\text{Jup}}$ sur le même intervalle ; pour les 30% de nos cibles avec la meilleure sensibilité, les limites de détection sont comprises entre $\sim 0.2 M_{\text{Jup}}$ et $1 M_{\text{Jup}}$ pour des périodes entre 1 et 100 jours. Ces performances sont similaires aux résultats obtenus pour les étoiles massives de la Séquence Principale (Chapitre II).
- pour nos cibles de type spectral FGK, près de 70% de nos cibles ont cette fois des limites de détection $\lesssim 10 M_{\text{Jup}}$ jusqu'à $P = 1000$ jours (et $\lesssim 100 M_{\text{Jup}}$ pour 90% d'entre elles). Pour 80% de ces cibles, nous sommes également en mesure d'exclure la présence de compagnons plus massifs que $1 M_{\text{Jup}}$ à $P \leq 10$ jours (Jupiters chauds).
- enfin, pour nos étoiles les plus tardives, la sensibilité atteinte reste encore variable selon les cibles (individuelles) considérées : c'est en effet principalement pour ces cibles de magnitude V plus élevée que nous manquons encore le plus de points de mesure. Nous pouvons cependant déjà constater que les limites de détection atteintes pour les quelques cibles les plus visées jusqu'à présent (courbes à 10 et 20% Fig. 3.8c) sont inférieures à $1 M_{\text{Jup}}$ voire $0.1 M_{\text{Jup}}$ sur l'ensemble de la gamme de période considérée. Nous pouvons donc espérer atteindre globalement une meilleure sensibilité que pour les étoiles de type

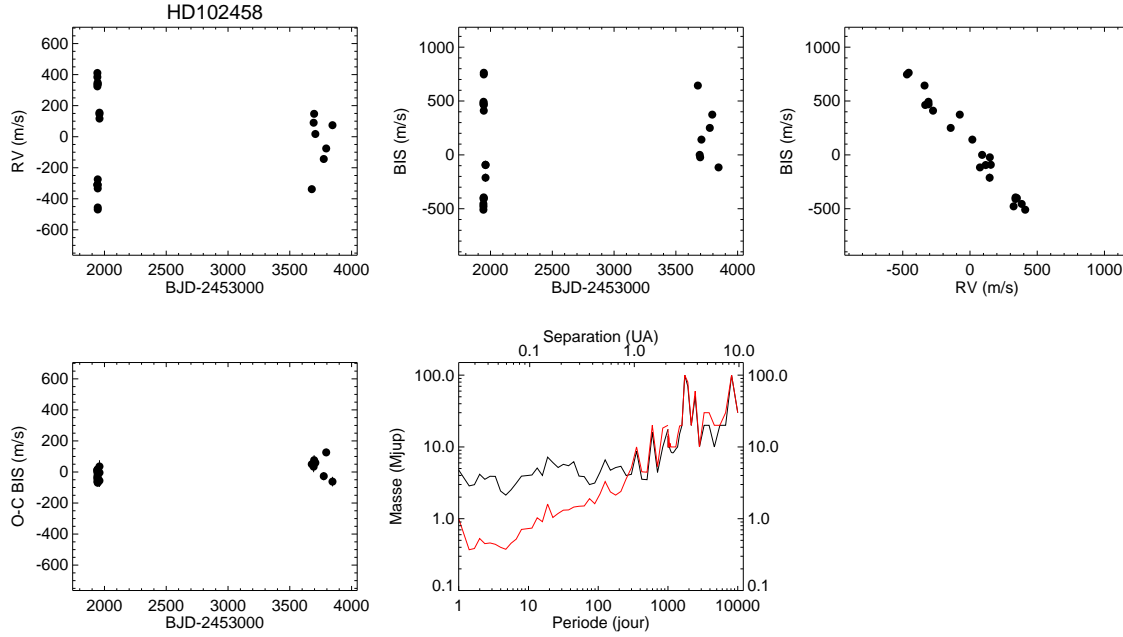


FIG. 3.9 – **Correction des variations de V_R induites par l'activité stellaire via la corrélation (V_R , BIS) : exemple de HD 102458.** Première ligne, de gauche à droite : séries temporelles des V_R , des BIS et diagramme (V_R , BIS) de HD 102458. Deuxième ligne : série temporelle des résidus de la correction des V_R par le BIS ; limites de détection LPA obtenues avant (noir) et après (rouge) correction de l'activité.

FGK une fois les relevés terminés.

Les limites de détection obtenues en fonction de l'âge suivent logiquement la tendance déjà observée pour le $v \sin i$ fonction de l'âge (Fig. 3.1) et le rms V_R fonction de l'âge (Fig. 3.4). Enfin, ces performances provisoires sont conformes aux prédictions établies à partir de notre relevé de faisabilité (Sect. 1.4.2).

Correction de l'activité stellaire

Comme décrit précédemment (Sect. 3.2.2), la variabilité de nos cibles de type spectral FGKM est dominée par l'activité magnétique stellaire. Cette variabilité est principalement à court terme (périodes de l'ordre de la période de rotation) et se traduit pour nos cibles de $v \sin i$ supérieur à la résolution des spectrographes par une corrélation (majoritairement linéaire) souvent très forte entre V_R et BIS (Fig. 3.5). J'ai donc utilisé cette corrélation linéaire afin de corriger au moins partiellement les séries temporelles de V_R obtenues de la variabilité introduite par l'activité. Cela m'a ensuite permis d'obtenir des limites de détection plus basses pour ces cibles. J'ai retenu comme critère de sélection un coefficient de Pearson en valeur absolue supérieur ou égal à 0.7 entre V_R et BIS (ou V_R et $\log R'_{\text{HK}}$ dans un petit nombre de cas) pour appliquer la correction. Au total, j'ai appliqué cette correction à 63 cibles dans le cas de la corrélation V_R -BIS et à 4 cibles dans le cas de la corrélation V_R - $\log R'_{\text{HK}}$. J'illustre cette correction en Fig. 3.9 avec le cas d'une cible typique de notre échantillon : HD 102458 (G4V, membre de LCC (17 ± 10 MA), $v \sin i = 31 \text{ km.s}^{-1}$). Pour cette étoile, le coefficient de Pearson de la corrélation (V_R , BIS) est de ~ 0.95 en absolu, ce qui permet de gagner un facteur ~ 4 sur la dispersion et l'amplitude des V_R , un facteur ~ 6 -8 sur les limites de détection à $P \leq 10$ jours, et un facteur ~ 2 -4 sur les limites de détection à $10 \leq P \leq 100$ jours.

La correction des variations de V_R induites par l'activité magnétique stellaire via le test (V_R ,

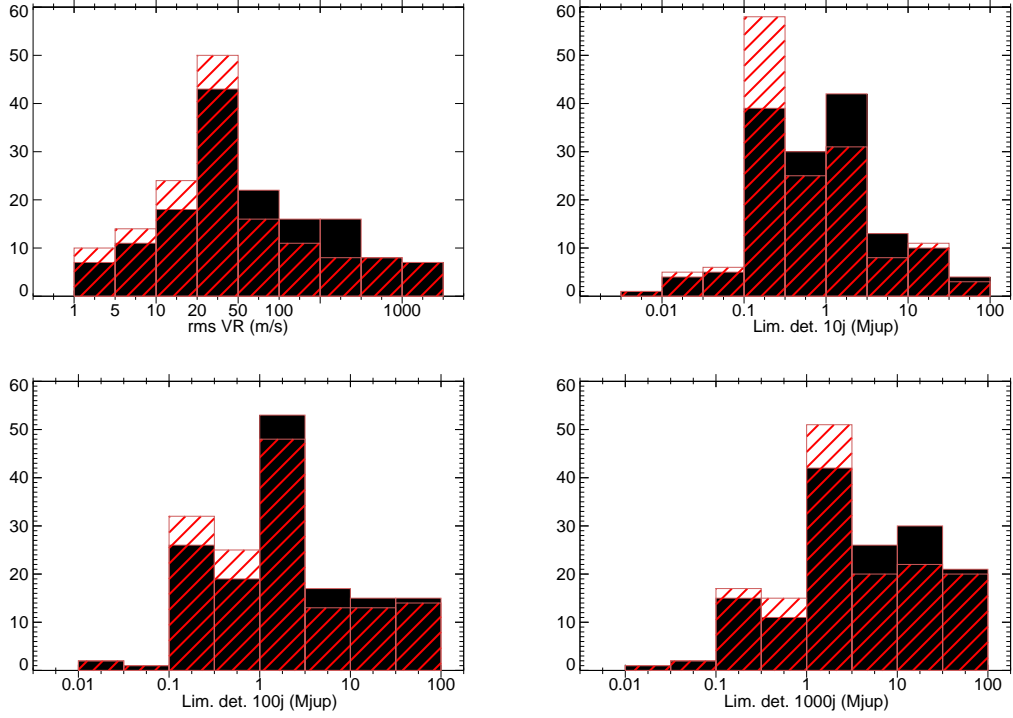


FIG. 3.10 – Impact de la correction de l’activité stellaire par le BIS pour nos cibles de type FGK en fonction de la période. *En haut à gauche* : Histogramme des dispersions (rms) des V_R sans (*noir*) et avec (*hachuré rouge*) correction de l’activité magnétique via la corrélation V_R -BIS ou V_R - $\log R'_{HK}$. *En haut à droite et deuxième ligne* : Histogrammes des limites de détection LPA sans et avec correction de l’activité (limites de détection à $P = 10, 100$ et 1000 jours, respectivement).

BIS) étant effectuée pour plus d’un tiers des cibles de notre échantillon, elle a un impact significatif sur la sensibilité moyenne atteinte par nos deux relevés. Je compare Fig. 3.10 la sensibilité atteinte sur notre échantillon avec et sans correction de l’activité stellaire par le BIS. Sur l’ensemble de notre échantillon (149 étoiles considérées), la dispersion médiane des V_R est réduite d’un tiers après application de la correction (30 m.s^{-1} contre 45 m.s^{-1}). Les limites de détection médianes sont réduites respectivement de 0.8 à 0.6 M_{Jup} ($P = 10$ jours), de 2.3 à 1.5 M_{Jup} ($P = 100$ jours), et de 5.6 à 3.6 M_{Jup} ($P = 1000$ jours). Pour nos cibles individuelles pour lesquelles la correction a été appliquée, le gain sur la dispersion (rms) et l’amplitude des V_R varie d’un facteur 2 à 5. Le gain sur les limites de détection varie lui d’un facteur 2 à 8 aux plus courtes périodes (le gain augmentant avec la valeur absolue du coefficient de Pearson et la qualité de la corrélation V_R -BIS). A des périodes plus longues (100, 1000 jours), le gain est plus marginal, voire nul (Fig. 3.9). Cela s’explique par le fait que la corrélation (V_R , BIS) est principalement liée aux variations à court terme des V_R et du BIS induites par la rotation de l’étoile et au passage des zones actives au travers de l’hémisphère visible de l’étoile (variations de périodicité égale à la période de rotation de l’étoile ou de ses premiers harmoniques). La correction effectuée a donc pour effet principal de retirer une partie du signal induit par l’activité à ces courtes périodes. Nos limites de détection LPA étant basées sur le périodogramme des séries temporelles de V_R , le gain obtenu après la correction de l’activité via le BIS se manifeste donc surtout aux plus courtes périodes.

3.3 Combinaison des vitesses radiales et des techniques d'imagerie directe

J'ai montré précédemment (Sect. 3.2.3) les limites de détection accessibles dans le cas d'étoiles jeunes et proches à partir des vitesses radiales HARPS et SOPHIE. Pour nos cibles dont la base de temps s'étend au-delà de 1000 jours, nous obtenons des limites de détection $LPA \leq 100 M_{Jup}$, voire $\leq 10 M_{Jup}$ sur un domaine de séparation s'étendant jusqu'à ~ 10 UA. Dans le cas de ces cibles, il est donc déjà possible de faire la jonction entre ces limites de détection dérivées des V_R et les probabilités de détection obtenues en imagerie directe à partir des mesures réalisées avec NACO, SPHERE, le LBT ou Subaru. L'ensemble de la population de planètes géantes comprise entre ~ 0.02 et une centaine d'UA devient ainsi étudiable et contraignable. J'illustre ici le potentiel de la combinaison des V_R et de l'imagerie directe pour la recherche de planètes géantes avec deux cas particuliers : HD 113337 et β Pictoris.

3.3.1 Cas particulier : HD 113337

1. Première planète détectée (article).

Planètes extrasolaires et naines brunes autour d'étoiles de type AF. VIII. Une planète géante en orbite autour de l'étoile jeune HD 113337, Borgniet et al. (2014)

Je présente la détection d'une nouvelle planète géante autour de la naine F HD 113337 dans un article publié dans *A & A* en Janvier 2014 et reproduit ci-après. HD 113337 est une étoile de la Séquence Principale de type spectral F5-6V de masse estimée à $1.4 M_{\odot}$ et de $v \sin i \sim 6.3$ km.s⁻¹. A ce titre, elle faisait partie des cibles de notre relevé AF avec SOPHIE. Sur la base de quelques 260 spectres acquis en six ans (Jan. 2007-Jan. 2013), nous avons observé des variations de V_R de grande amplitude (200-300 m.s⁻¹) avec une périodicité d'environ 320 jours, ainsi qu'une dérive quadratique à plus long terme. J'ai attribué ces variations périodiques à la présence d'un compagnon planétaire de masse minimale $\sim 2.8 \pm 0.2 M_{Jup}$, sur une orbite excentrique ($e \sim 0.45$) et de période ~ 324 jours. L'origine de la tendance quadratique, quant à elle, est restée plus incertaine (possible deuxième compagnon ou cycle d'activité).

Parallèlement à l'analyse des données SOPHIE, nous avons mené une étude afin de déterminer l'âge de ce système. En se basant sur deux critères différents (abondance du Lithium dans le spectre de HD 113337, et analyse du compagnon stellaire de type spectral M identifié à grande distance de HD 113337), nous avons conclu que l'âge le plus probable du système était de 150_{-50}^{+100} MA. Cela nous a donc permis d'inclure HD 113337 dans notre nouveau relevé SOPHIE dédié aux étoiles jeunes et d'étendre en conséquence la base de temps des observations.

Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars^{*,**}

VIII. A giant planet orbiting the young star HD 113337

S. Borgniet¹, I. Boisse², A.-M. Lagrange¹, F. Bouchy³, L. Arnold⁴, R. F. Díaz^{5,6}, F. Galland¹, P. Delorme¹, G. Hébrard^{5,6}, A. Santerne^{2,3}, D. Ehrenreich⁷, D. Ségransan⁷, X. Bonfils¹, X. Delfosse¹, N. C. Santos^{2,8}, T. Forveille¹, C. Moutou³, S. Udry⁷, A. Eggenberger⁷, F. Pepe⁷, N. Astudillo¹, and G. Montagnier^{5,6}

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5274 CNRS, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
e-mail: Simon.Borgniet@obs.ujf-grenoble.fr

² Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

³ Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388 Marseille, France

⁴ Aix Marseille Université, CNRS, OHP (Observatoire de Haute-Provence), Institut Pythéas, UMS 3470, 04870 Saint-Michel l'Observatoire, France

⁵ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

⁶ Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, 04870 St-Michel l'Observatoire, France

⁷ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁸ Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua do Campo Alegre, 4169-007 Porto, Portugal

Received 26 April 2013 / Accepted 23 September 2013

ABSTRACT

Aims. In the context of the search for extrasolar planets and brown dwarfs around early-type main-sequence stars we present the detection of a giant planet around the young F-type star HD 113337. We estimated the age of the system to be 150_{-50}^{+100} Myr. Interestingly, an infrared excess attributed to a cold debris disk was previously detected around this star.

Methods. We used the SOPHIE spectrograph on the 1.93 m telescope at Observatoire de Haute-Provence to obtain ~300 spectra over six years. We used our tool dedicated to the spectra analysis of A and F stars to derive the radial velocity variations.

Results. The data reveal a period of $324.0_{-3.3}^{+1.7}$ days that we attribute to a giant planet with a minimum mass of $2.83 \pm 0.24 M_{\text{Jup}}$ in an eccentric orbit with $e = 0.46 \pm 0.04$. A long-term quadratic drift, which we assign to be probably of stellar origin, is superimposed on the Keplerian solution.

Key words. techniques: radial velocities – stars: early-type – planetary systems – stars: individual: HD 113337

1. Introduction

Thanks to hundreds of planet discoveries¹ (Schneider et al. 2011) mainly by radial velocity (RV) or transit surveys since Mayor & Queloz (1995), our knowledge of exoplanets has dramatically improved. From these surveys, we now know that exoplanets are frequently observed around solar-type stars. More than 50% of these stars have planets with a wide range of masses and, among them, about 14% have planets with masses larger than $50 M_{\text{Earth}}$ (Mayor et al. 2011). These surveys have revealed an unexpected diversity of planet properties in separations, eccentricities, and orbital motions (e.g., retrograde orbits). These discoveries highlight the importance of dynamics, either through planet-planet or planet-disk interactions, in the building of the architecture of planetary systems. Meanwhile, many open questions remain regarding several aspects of planet formation, even in the case of giant planets. Transit explorations and RV, after mainly characterizing Jupiter-like planets, are now

detecting Neptune-like planets ($10\text{--}40 M_{\text{Earth}}$) and Super Earths ($1.2\text{--}10 M_{\text{Earth}}$). However, these techniques are still mostly limited to planets within a separation of typically 5 au from their parent stars. Moreover, they target generally solar-type main-sequence stars or evolved stars. Imaging techniques are sensitive only to giant planets orbiting at large separations, from 8 to 1000 au, around young stars, typically $\approx 1\text{--}100$ Myr. These limitations have several consequences. In particular, it is difficult to test the impact of the host star mass on the planets' properties, while formation models predict different behaviors according to the stellar mass (roughly, for the core-accretion scenario, higher mass planets are expected around more massive stars, Kennedy & Kenyon 2008; Mordasini et al. 2009). So far, RV and microlensing surveys revealed very few massive planets around M-stars (see, e.g., Batista et al. 2011), but these low mass stars show an abundance of light planets at short distance (Bonfils et al. 2013). At the other end of the stellar mass spectrum, several giant planets have been found around massive, evolved stars at orbital distances typically greater than 0.7 au (see, e.g., Johnson et al. 2011, and references there-in).

It is not yet clear how the stellar evolution impacts the observed planetary distributions and properties. The fact that transit surveys detect planets at very short periods seems to confirm an evolutionary effect. Close/intermediate separations

* Based on observations made with the SOPHIE spectrograph at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS, France).

** Table 2 is only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/561/A65>

¹ <http://exoplanet.eu/>

must be investigated by observing massive main-sequence stars. Massive, early-type main-sequence stars show few spectral lines that are, in addition, generally broadened by a high stellar rotation rate (Galland et al. 2005, hereafter Paper I). Classical techniques used for solar-type stars, such as masking techniques, are therefore not adapted to these stars. In this context, we developed a tool, the Software for the Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities (SAFIR), dedicated to the measurement of the RV in spectra of A-F type stars. This software is described in Paper I and is based on the Fourier interspectrum method (Chelli 2000). We initiated a survey dedicated to the search for extrasolar planets and brown dwarfs around a volume-limited sample of A-F main-sequence stars *i*) with the ELODIE fiber-fed echelle spectrograph (Baranne et al. 1996) mounted on the 1.93 m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) in the northern hemisphere, and then with its successor SOPHIE (Bouchy & Sophie Team 2006), and *ii*) with the High-Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS) spectrograph (Pepe et al. 2002) mounted on the 3.6 m ESO telescope at La Silla Observatory (Chile) in the southern hemisphere. This survey has reported a few giant planets or planet candidates around some of its targets (Galland et al. 2005, 2006; Desort et al. 2008, 2009; Lagrange et al. 2012).

We present here the detection of a giant planet around HD 113337 observed in the course of our SP4 program with the SOPHIE Consortium (Bouchy et al. 2009). We present the stellar properties of HD 113337 in Sect. 2, and the SOPHIE data in Sect. 3. In Sect. 4, we discuss the origin of the observed RV variations, and we summarize our conclusions in Sect. 5.

2. Stellar characteristics

2.1. General properties

HD 113337 (HIP63584, HR4934) is a bright F6V star (Hoffleit & Jaschek 1991), located at 36.9 ± 0.4 pc from the Sun (van Leeuwen 2007). The main stellar parameters are reported in Table 1. Rhee et al. (2007) estimated a radius of $1.5 R_{\odot}$ from the stellar spectral energy distribution and the parallax. Reid et al. (2007) identified an M4 star companion (2MASS J13013268+6337496) at 120 arcsecs (≥ 4000 au). This companion is associated with an X-ray emission detected with the Röntgen-Satellite (ROSAT; Haakonsen & Rutledge 2009). An infrared (IR) excess was detected with the InfraRed Astronomical Satellite (IRAS) that Rhee et al. (2007) attributed to a cold dust of ~ 100 K in a ring at ~ 18 au from the star. On the other hand, using Spitzer data, Moór et al. (2011) estimated that the dust is located at 55 ± 3 au and has a temperature of 53 ± 1 K.

2.2. Age of the star

Several approaches to estimate the age of the star have led to different and initially incompatible results. The Geneva catalog assigns an age of 1.5 Gyr to HD 113337 (Holmberg et al. 2009) based on the Padova stellar evolution model (Holmberg et al. 2007). However, based on this model, most of the members of young associations (e.g., the Beta Pic moving group) are also assigned an age of 1–2 Gyr, much older than their actual age (< 100 Myr). The same discrepancy is possible for HD 113337, and therefore, we do not rely on the age estimate based on this model. We know that F-type stars with effective temperature around 6600 K present a lithium (Li) gap that depends on the age (see, e.g., Boesgaard & Tripicco 1987). Our star's effective

Table 1. HD 113337 stellar properties.

Parameter		HD 113337
Spectral type		F6V ^a
$B - V$		0.43^b
V		6.0^b
$v \sin i$	[km s ⁻¹]	6.1^c
$v \sin i$	[km s ⁻¹]	6.3 ± 1^d
π	[mas]	27.11 ± 0.29^e
[Fe/H]		0.07^a
$\log(T_{\text{eff}})$	[K]	3.818 ± 0.01^a
$\log g$	[dex]	4.21 ± 0.08^f
Mass	[M_{\odot}]	1.40 ± 0.14^f
Radius	[R_{\odot}]	1.50 ± 0.15^g
Age	[Myr]	150^{+100}_{-50}

References. ^(a) Hoffleit & Jaschek (1991); ^(b) Perryman & ESA (1997); ^(c) estimation from the SAFIR software; ^(d) estimation from the SOPHIE data reduction system (Boisse et al. 2010); ^(e) van Leeuwen (2007); ^(f) Allende Prieto & Lambert (1999); ^(g) Rhee et al. (2007).

temperature is estimated to be 6545 K (Boesgaard & Tripicco 1986). We therefore calculate its Li abundance and use the age-dependent relation derived by Boesgaard & Tripicco (1987) to estimate its age. A look at SOPHIE high signal-to-noise ratio (S/N) spectrum of the primary star shows no sign of the signature of the lithium line at 6707.8 Å. The analysis suggests an upper value for the equivalent width of this line to be 1 mÅ, which corresponds to an upper limit for the Li abundance in HD 113337 of $A(\text{Li}) = 1.5$ dex. This value was derived using the radiative transfer code Moog (Snedden 1973), and a grid of Kurucz Atlas 9 model atmospheres (Kurucz 1993). The input effective temperature and metallicity are the same as presented in Table 1. We compared the derived Li abundance with those of other Li-gap stars in the open cluster M35 (Steinhauer & Deliyannis 2004). The HD 113337 abundance value is lower than any of the Li abundances observed in this 160 ± 20 Myr cluster. Although some upper limit Li abundances are observed by Steinhauer & Deliyannis (2004), this result suggests that HD 113337 is likely older than ≈ 150 Myr. However, its Li abundance is however compatible with those observed in the older 700 Myr old Hyades cluster (Steinhauer & Deliyannis 2004). We note that Li abundances are most sensitive to the effective temperature (see, e.g., Israelian et al. 2004). However, adopting a slightly different value, for example by 100 K, will only change the derived Li abundance by 0.08 dex.

On the other hand, we can determine the age from an analysis of the M dwarf companion detected by Reid et al. (2007). Rhee et al. (2007) estimated the age of the companion to be about 50 Myr based on its ($K, V - K_s$) properties and showed that the galactic (U, V, W) motion of the system is typical of a young population. We did a more robust isochronal analysis, using absolute K_s -band magnitude and a spectroscopic determination of the spectral type by Moór et al. (2011). We converged to a similar age of 40 ± 20 Myr, which is also incompatible with the Li age determination of the primary. This discrepancy could put the fact that the M star is actually a companion to HD 113337 into question. A recent Lucky-Imaging study by Janson et al. (2012) offered a way to reconcile the age estimations. These authors observed that the companion is a close, moderate brightness contrast M-type binary. Binarity affects the isochronal age estimation in two different ways that both work

toward an older age. First, the actual absolute magnitude of the main component is fainter by 0.4 mag in K_S -band when accounting for the flux coming from the secondary component. Second, the presence of a cooler companion biases the spectral type determination using unresolved spectra toward cooler temperature estimates. When accounting for both effects, we find that the primary component of the M dwarf companion has a temperature of 3350 ± 100 K and an absolute K_S magnitude of 7.0. Using the BT-Settl isochrones of Allard et al. (2012) derived from the stellar evolution models of Chabrier et al. (2000), we find an age of 100^{+100}_{-50} Myr. We note that our temperature estimate includes larger error bars than the estimation of Moór et al. (2011), which had an uncertainty of 70 K, as we corrected the systematic error in effective temperature arising from binarity. This correction is quite crude because we can only use one single low S/N point of resolved photometry ($\Delta z' = 0.9 \pm 0.27$, Janson et al. 2012). A solution to increase our accuracy would be to obtain resolved spectroscopy. This would permit us to establish whether the M-dwarf system is only a binary or contains more components.

Finally, using the constraints from both analysis, we adopt the most probable age of 150^{+100}_{-50} Myr for the HD 113337AB system.

3. Spectroscopic data

3.1. Description of the observations

We obtained 312 high S/N spectra with SOPHIE, in the 3872–6943 Å range, in high-resolution mode ($R \approx 75\,000$ at 550 nm). The time span of the data is 2193 days, between Jan. 2007 and Jan. 2013, but all the date except three were taken after Feb. 2008. We adapted the exposure times (typically between 180 and 500 s) to obtain an average S/N of 155. We performed the exposures with simultaneous-thorium spectra to follow and correct for the drift of the instrument due to local temperature and pressure variations.

The RVs are computed using SAFIR. We selected spectra based on two criteria:

1. the S/N must be greater than 80;
2. the atmospheric absorption must be lower than three. For each spectrum, the absorption corresponds to the deviation between the stellar apparent magnitude in the V band and an empirical magnitude derived from the exposure time and the S/N.

We thus end up with 266 RV values. As HD 113337 is an F6 star, its spectra contain sufficient lines for the SOPHIE automatic data reduction software (DRS) to derive RVs (Bouchy et al. 2009). We verified that DRS RV values are consistent with the SAFIR values. Before June 2011, an instrumental effect due to the insufficient scrambling of one multimode fiber that led to non uniform illumination of the entrance of the spectrograph (Boisse et al. 2011a) was observed in the data (later referred as SOPHIE data). This effect was significantly decreased thanks to a fiber-link modification, which includes a piece of octagonal-section fiber (see Perruchot et al. 2011; Bouchy et al. 2013, later referred as SOPHIE+ data). We adapted the method of Díaz et al. (2012) to SAFIR to correct the SOPHIE data. The RVs quadratic mean is 57.1 m s^{-1} , divided in 57.8 m s^{-1} and 43.8 m s^{-1} for SOPHIE and SOPHIE+ values, respectively. Accounting for 3.2 m s^{-1} of photon noise and 5 m s^{-1} of assumed instrumental stability, the RV uncertainty is 8.2 m s^{-1} on average for SOPHIE+ values. The error bars on the SOPHIE RVs also take the correction applied

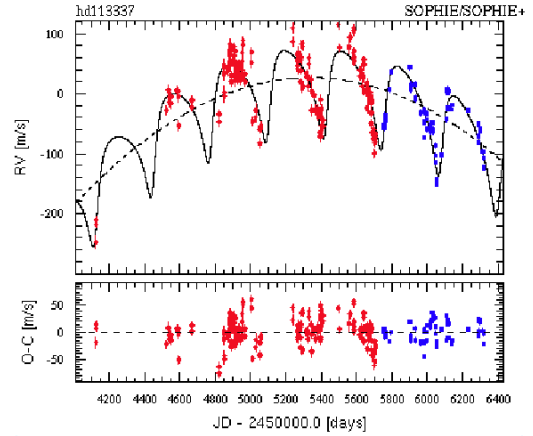


Fig. 1. *Top:* Keplerian fit of HD 113337 RV variations with a planet plus a quadratic law (SOPHIE and SOPHIE+ values are plotted in red and blue, respectively). *Bottom:* residuals of the fit as a function of time.

into account, and their average uncertainty is 12.4 m s^{-1} . The RV measurements of HD 113337 are listed in Table 2 and are available at the Strasbourg astronomical Data Center (CDS). Columns 1 to 4 contain the time of the observation (barycentric Julian date), the RV, its error, and a flag to distinguish SOPHIE and SOPHIE+ values, respectively.

3.2. Radial velocity variations

The RV data are displayed in Fig. 1. They show a periodic signal with a peak-to-peak amplitude of about 300 m s^{-1} over the whole period of time considered, and of about 200 m s^{-1} if we consider only the data recorded in 2008 and later. Such amplitudes are much larger than the uncertainties ($\approx 10 \text{ m s}^{-1}$ on average, see above). The Lomb-Scargle periodogram of the RV variations is given in Fig. 2. It is calculated by SAFIR through an adapted version of the Clean algorithm (Roberts et al. 1987) and gives the normalized power spectrum of the RV data (i.e., the square modulus of the RV data Fourier transform) versus the period range. The significance of the periodogram peaks is tested thanks to the false alarm probabilities (FAP). The FAP are estimated using a bootstrapping approach, where the RV data are randomly shuffled and the corresponding periodograms are calculated. The highest peak is at a period of ~ 316 days (power = 82), which we will attribute to a planet (see below). A peak is also found at about 2146 days (power = 36), and some other peaks with a FAP smaller than 1% are found at 214 days (power = 20), 176 days (power = 18) and 157 days (power = 16), the latter being an alias of the planet period. Other smaller peaks of between 10 and 80 days can be attributed to the temporal sampling. In comparison, the periodogram of the window is also given as well as an example of a periodogram that would be induced by a planet on a circular orbit with a period of 316 days. As expected, apart from the peak at the planet period, several other peaks, due to the temporal sampling, are also observed at periods similar those observed.

3.3. Line profile variations

The SOPHIE automatic pipeline cross-correlates the spectra with a G2-type mask. This is relevant as this spectral type is near that of HD 113337. Each resulting cross-correlation function (CCF) is fitted by a Gaussian. Two parameters of the CCF, the bisector velocity span (BIS) and the full width at half maximum (FWHM), allow the monitoring of line profile deformations that

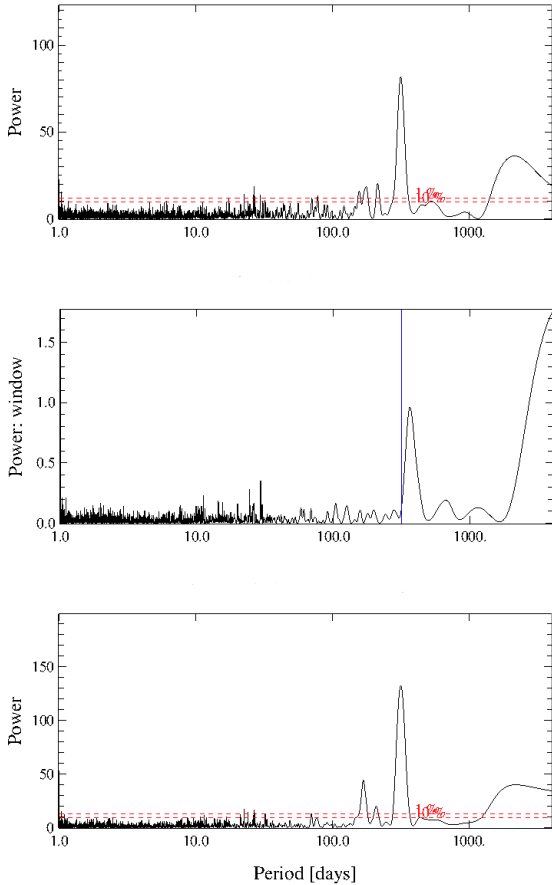


Fig. 2. *Top:* periodogram of HD 133337 RVs. The false alarm probabilities at 1 and 10% are drawn in red dashed lines. *Middle:* periodogram of the temporal sampling of the data. The 316 day period is indicated by a blue line. Note the difference in the y -scale. *Bottom:* periodogram of simulated RVs of a star hosting a planet on a circular orbit with a 316 day period. The temporal sampling is the same than for HD 113337 data.

could induce RV variations not related to a Doppler shift due to orbital motion.

We show in Fig. 3 the BIS as a function of time and its Lomb-Scargle periodogram, with values of FAP. No BIS temporal variations are seen with a period of ≈ 300 days, and the periodogram does not show any peak at 300–400 days. But a long-term low amplitude BIS variation is seen highlighted by the highest peak in the periodogram at a period greater than 1000 days. No significant correlation is seen between RVs and BISs (i.e., Pearson’s correlation coefficient < 0.4).

The temporal variations of the FWHM of the CCF are reported in Fig. 4. We do not see any variability with periods in the range of 300 day, but we see a low amplitude long-term variation. The FWHM values are well correlated with those of the BIS (see Fig. 4).

4. Origins of the observed periodic RV variations

We observe both a 320 day periodic variability and a long-term variability in the RV signal. We first note that given its very large projected separation, the M-type companions have no detectable impact on the spectrum and the RV variations of HD 113337. The weak long-term variations observed in the BIS and the FWHM of the CCFs are well correlated and present a long-term trend similar to the RV. This indicates that the long-term signal

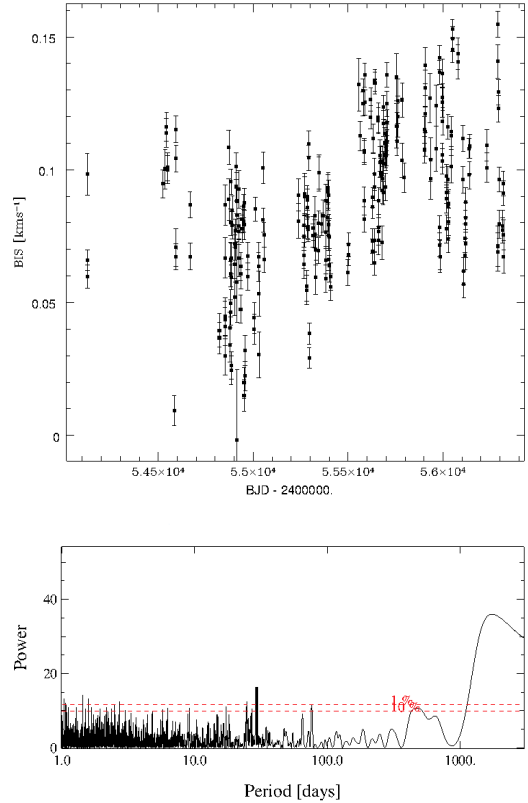


Fig. 3. *Top:* BIS versus time. *Bottom:* periodogram of the BIS variations.

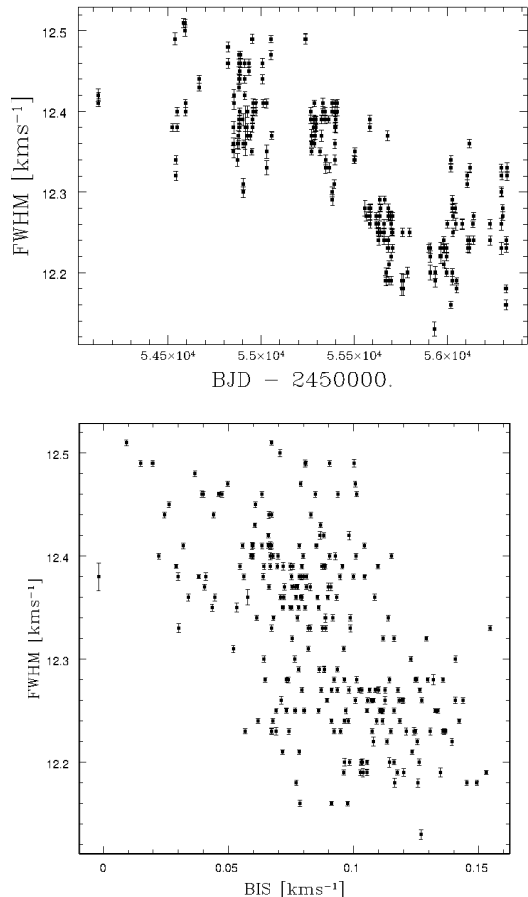


Fig. 4. *Top:* temporal variations of the FWHM of the CCF. *Bottom:* FWHM versus BISs.

is most probably not related to a gravitationally-bound companion, but may be associated with long-term stellar variability such as convection effects. In the following section we discuss the 320 day periodic RV variation.

4.1. Stellar variability

Stellar pulsations are an improbable origin for the RV variations as they would also induce significant BIS variations (see examples in Galland et al. 2006) and because a ≥ 300 day periodicity is far larger than those of pulsations known for this type of main-sequence stars. We exclude stellar spots as they would lead to signals with periods of a few days or less. If we assume a radius of $1.5 R_{\odot}$ and a $v \sin i$ of 6.1 km s^{-1} , the rotation period would be less than 12 days. This is clearly not compatible with the observed ≈ 320 day period. A mean $\log R'_{\text{HK}}$ value of -4.8 is derived (Boisse et al. 2010), which excludes a high level of activity and no variability is seen in the $\log R'_{\text{HK}}$ data. With this level of $v \sin i$ (i.e. $> 6 \text{ km s}^{-1}$), activity-induced RV variations would induce correlated BIS variations. The fact that no periodic signal is seen in the BIS at a period of 320 days allows us to dismiss stellar activity as an explanation for the 320 day variations (see Desort et al. 2007; Boisse et al. 2011b). We thus attribute them to the presence of a planetary companion.

4.2. A planet orbiting around HD 113337

We fitted the RV data of HD 113337 with a Keplerian model and a quadratic law simultaneously using a Levenberg-Marquardt algorithm, after selecting values with a genetic algorithm (Ségransan et al. 2011). We treated the corrected SOPHIE and SOPHIE+ data as independent samples. The best solution is an eccentric orbit ($e = 0.46 \pm 0.04$) with a period of $P = 324.0^{+1.7}_{-3.3}$ days and a semi-amplitude of $K = 75.6^{+3.7}_{-3.6} \text{ m s}^{-1}$. Taking the error bar on the stellar mass ($M_{\star} = 1.40 \pm 0.14 M_{\odot}$) into account, the RV signature corresponds to a planet of minimum mass $m_{\text{p}} \sin i = 2.83 \pm 0.24 M_{\text{Jup}}$. The best-fit Keplerian model is plotted, superimposed on the SOPHIE and SOPHIE+ velocities, in Fig. 1. The final orbital elements are listed in Table 3. We computed them using 5000 Monte Carlo simulations and the uncertainties in the final parameters correspond to their 1-sigma confidence intervals. The difference between the mean RV values from SOPHIE and SOPHIE+ is consistent with observations from constant stars (Bouchy et al. 2013). We checked that removing the first three data points does not change the parameters of the fit within $1-\sigma$.

The residuals are greater than the mean error bars, ~ 25 and $\sim 19 \text{ m s}^{-1}$ for SOPHIE and SOPHIE+, respectively. However, no periodic variation is detected. This high variability may originate both from an underestimation of the instrument stability and from contaminant signal (e.g., moonlight).

5. Discussion and concluding remarks

Using our age estimation, HD 113337 would be a particularly young planetary system detected by RV. As of yet, very few RV planets have been found around young stars. A giant planet of $6.1 \pm 0.4 M_{\text{Jup}}$ was reported around the ~ 100 Myr-old G1V star HD 70573 (Setiawan et al. 2007). More recently, van Eyken et al. (2012) reported a possible close-in giant planet around a 7–10 Myr old T Tauri star, using both photometric and spectroscopic observations. One has to be particularly cautious when finding periodic RV variations that can be attributed to a planet

Table 3. Best orbital solutions for HD 113337 RVs.

Parameter	Values
P [days]	$324.0^{+1.7}_{-3.3}$
T_0 [JD–2 400 000]	$56\,074.5 \pm 2.3$
e	0.46 ± 0.04
ω [deg]	$-140.8^{+3.6}_{-3.7}$
K [m s^{-1}]	$75.6^{+3.7}_{-3.6}$
linear [$\text{m s}^{-1} \text{ y}^{-1}$]	-41.2 ± 3.6
quadratic [$\text{m s}^{-1} \text{ y}^{-2}$]	-15.9 ± 0.6
N_{meas}	266
$\sigma_{\text{O-C SOPHIE}}$ [m s^{-1}]	$24.80 (60.45)^*$
$\sigma_{\text{O-C SOPHIE+}}$ [m s^{-1}]	$18.82 (44.46)^*$
$RV_{\text{mean SOPHIE}}$ [km s^{-1}]	-0.039 ± 0.005
$RV_{\text{mean SOPHIE+}}$ [km s^{-1}]	-0.021 ± 0.006
reduced χ^2	$4.55 (11.60)^*$
$m_{\text{p}} \sin i$ [M_{Jup}]	$2.83 \pm 0.24^{\dagger}$
a_{p} [au]	$0.92 \pm 0.09^{\dagger}$

Notes. (*) The number in parenthesis refer to the model assuming a constant velocity. (\dagger) Assuming $M_{\star} = 1.40 \pm 0.14 M_{\odot}$.

because young stars are very active and rapidly rotating objects. Stellar activity manifestations, such as cold spots, could mimic planet signatures, particularly with periodicity smaller or close to the stellar rotation period. There are some cases of RV signals initially announced as planet signatures that later became controversial or were even rejected. An example is the signature of a $10 \pm 3 M_{\text{Jup}}$ planet reported by Setiawan et al. (2008) around TW Hya (8–10 Myr) which turned out to be the trace of a cold stellar spot, according to Huélamo et al. (2008) and to Figueira et al. (2010b). Another case is the $\sim 6.5 \pm 0.5 M_{\text{Jup}}$ planet reported around the young (35–80 Myr) active K5V dwarf BD+201790 (Hernán-Obispo et al. 2010), which Figueira et al. (2010a) later rejected. In the case of HD 113337 the reasons that lead to such false detections can be rejected: *i*) the 324 day period is far greater than the estimated stellar rotational period; *ii*) the level of stellar activity is much lower than for the mentioned cases; and *iii*) with a stellar $v \sin i > 6 \text{ km s}^{-1}$, RV variations induced by line profiles deformations would have been monitored by the BIS and FWHM parameters, which is not the case.

Interestingly, HD 113337b properties are similar to those of the companion of 30 Ari B (Guenther et al. 2009), which has an orbital period and an eccentricity very close to those of HD 113337b, and a $\sim 9.9 M_{\text{Jup}}$ minimum mass. 30 Ari B is a $\approx 1.1 M_{\odot}$ F4V star, with $T_{\text{eff}} = 6462 \text{ K}$ and a higher $v \sin i$ of $\approx 38 \text{ km s}^{-1}$. According to the age estimation made by these authors ($0.91 \pm 0.83 \text{ Gyr}$), it is much likely older than HD 113337. Whether the masses of 30 Ari Bb and HD 113337b are similar depends on the actual stars' rotational velocity and on the inclination of the systems, both of which are unknown. We note that in the catalog of F-type dwarf velocities of Nordstrom et al. (1997), the mean $v \sin i$ of 72 F4-F6 stars is about 49 km s^{-1} , while it is about 16 km s^{-1} in our 49 F4-F6 star sample. According to Guenther et al. (2009), the rotational rate of 30 Ari B indicates that this star is probably seen almost equator-on, or with a small inclination. On the contrary, HD 113337 $v \sin i$ is significantly lower than the average values for the two mentioned samples. Combined with the fact that it is a young star, this could indicate a large inclination (and

hence a low $v \sin i$). If we assume an actual rotational velocity of 16 km s^{-1} for HD 113337, then it would lead to a $\sim 20^\circ$ inclination for our star. If the orbital and the stellar spin axes were aligned, 30 Ari Bb and HD 113337b would then have almost the same mass. However, this is quite speculative at this stage.

Young planetary systems are of particular interest as they can be targeted both by RV and by forthcoming deep imagers (such as the Spectro Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE) on the Very Large Telescope). Detecting planets both in RV and imaging is an important goal as it would give the opportunity to calibrate the brightness-mass relationships at young ages. These relationships are used to derive masses in imaging, and are still producing diverging results at young ages (see, e.g., Fortney et al. 2008). An example of the kind of constraints derived when combining RV and imaging on a yet more distant target can be found in Lagrange et al. (2012).

Given its V -magnitude and declination, HD 113337 is a good target for an interferometric instrument such as the Visible spEctroGraph and polArimeter (VEGA), operating at the Mount Wilson Observatory. If we used the largest baselines of the Center for High Angular Resolution Array (CHARA), the star could be partially resolved, allowing us to accurately determine its angular diameter and to derive precise values of the stellar radius and mass (the mass can be deduced thanks to the radius and surface gravity, see Ligi et al. 2012). Thus the Keplerian model of the planet could be better constrained. An example of particular interest is the case of the F-type star HD 185395, for which a variability of the stellar angular diameter was detected (Ligi et al. 2012). This variability is still of unknown origin, and has the same periodicity as RV variations previously observed (Desort et al. 2009).

This system is also interesting as it hosts a planet and a debris disk at the same time. From a statistical point of view, there is no well defined correlation between RV planets and IR excesses due to cold debris disks around solar-type stars. But it is not clear whether the absence of correlation is due to effect of evolution (the stars surveyed in RV are mature stars) or to other biases (the planets are at rather short separations). In a recent paper, Wyatt et al. (2012) suggested that systems composed of only small-mass planets ($m_p \sin i < \text{Saturn mass}$) also host a debris disk preferentially. Although their result is subject to small number statistics, they proposed that this correlation could be a signature of dynamically stable systems where planetesimals can remain unperturbed over a Gyr timescale. We also note that stars with imaged planets (at large separations) are surrounded by disks and are young. Many more systems like HD 113337 are needed to further test the link between the debris disks and the presence of planets from an evolutionary point of view. Finally, high resolution imaging data of the inner part of the disk would be valuable to search for possible signs of disk-planet interactions.

Acknowledgements. We acknowledge support from the French CNRS and the support from the Agence Nationale de la Recherche (ANR grant ANR BLANC 10-0504.01). We are grateful to the Observatoire de Haute-Provence (OHP) for their help during the observations, and to the Programme National de Planétologie (PNP, INSU). These results have made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. We also thank Gérard Zins and Sylvain Cêtre for their help in implementing the SAFIR interface. N.C.S., I.B. and A.S. acknowledge the support by the European Research Council/European Community under the FP7 through Starting Grant agreement number 239953. N.C.S. and I.B. also acknowledges the support from Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) through program Ciência2007 funded by FCT/MCTES (Portugal) and POPH/FSE (EC), and in the form of grants reference PTDC/CTE-AST/098528/2008 and PTDC/CTE-AST/098604/2008, and SFRH/BPD/81084/2011. A.E. is supported by a fellowship for advanced researchers from the Swiss National Science Foundation (grant PA00P2_126150/1) and RFD is supported by CNES. We gratefully acknowledge

the comments and suggestions of the referee, A. Hatzes, which helped to improve the quality of the paper.

References

- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012, Roy. Soc. London Philos. Trans. Ser. A, 370, 2765
- Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 1999, A&A, 352, 555
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, A&AS, 119, 373
- Batista, V., Gould, A., Dieters, S., et al. 2011, A&A, 529, A102
- Boesgaard, A. M., & Tripicco, M. J. 1986, ApJ, 303, 724
- Boesgaard, A. M., & Tripicco, M. J. 1987, ApJ, 313, 389
- Boisse, I., Eggenberger, A., Santos, N. C., et al. 2010, A&A, 523, A88
- Boisse, I., Bouchy, F., Chazelas, B., et al. 2011a, in Eur. Phys. J. Web Conf., 16, 2003
- Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2011b, A&A, 528, A4
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, A&A, 549, A109
- Bouchy, F., & Sophie Team 2006, in Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies, eds. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319
- Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009, A&A, 505, 853
- Bouchy, F., Díaz, R. F., Hébrard, G., et al. 2013, A&A, 549, A49
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, ApJ, 542, 464
- Chelli, A. 2000, A&A, 358, L59
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2007, A&A, 473, 983
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., et al. 2008, A&A, 491, 883
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., et al. 2009, A&A, 506, 1469
- Díaz, R. F., Santerne, A., Sahlmann, J., et al. 2012, A&A, 538, A113
- Figueira, P., Marmier, M., Bonfils, X., et al. 2010a, A&A, 513, L8
- Figueira, P., Pepe, F., Santos, N. C., et al. 2010b, in EAS Pub. Ser. 42, eds. K. Goździewski, A. Niedzielski, & J. Schneider, 125
- Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D., & Lodders, K. 2008, ApJ, 683, 1104
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005, A&A, 443, 337
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2006, A&A, 452, 709
- Guenther, E. W., Hartmann, M., Esposito, M., et al. 2009, A&A, 507, 1659
- Haakonsen, C. B., & Rutledge, R. E. 2009, ApJS, 184, 138
- Hernán-Obispo, M., Gálvez-Ortiz, M. C., Anglada-Escudé, G., et al. 2010, A&A, 512, A45
- Hoffleit, D., & Jaschek, C. 1991, The Bright star catalogue (New Haven, Comm: Yale University Observatory)
- Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2007, A&A, 475, 519
- Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2009, A&A, 501, 941
- Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, A&A, 489, L9
- Israeli, G., Santos, N. C., Mayor, M., & Rebolo, R. 2004, A&A, 414, 601
- Janson, M., Hormuth, F., Bergfors, C., et al. 2012, ApJ, 754, 44
- Johnson, J. A., Clanton, C., Howard, A. W., et al. 2011, ApJS, 197, 26
- Kennedy, G. M., & Kenyon, S. J. 2008, ApJ, 673, 502
- Kurucz, R. 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km s⁻¹ grid. Kurucz CD-ROM No. 13 (Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993)
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, A&A, 542, A18
- Ligi, R., Mourard, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, A&A, 545, A5
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, A&A, submitted [[arXiv:1109.2497](https://arxiv.org/abs/1109.2497)]
- Moór, A., Pascucci, I., Kóspál, Á., et al. 2011, ApJS, 193, 4
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., & Naef, D. 2009, A&A, 501, 1161
- Nordstrom, B., Stefanik, R. P., Latham, D. W., & Andersen, J. 1997, A&AS, 126, 21
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, The Messenger, 110, 9
- Perruchot, S., Bouchy, F., Chazelas, B., et al. 2011, in SPIE Conf. Ser., 8151
- Perryman, M. A. C., & ESA 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission, ESA SP, 1200
- Reid, I. N., Cruz, K. L., & Allen, P. R. 2007, AJ, 133, 2825
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, ApJ, 660, 1556
- Roberts, D. H., Lehar, J., & Dreher, J. W. 1987, AJ, 93, 968
- Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, A&A, 532, A79
- Ségransan, D., Mayor, M., Udry, S., et al. 2011, A&A, 535, A54
- Setiawan, J., Weise, P., Henning, T., et al. 2007, ApJ, 660, L145
- Setiawan, J., Henning, T., Launhardt, R., et al. 2008, Nature, 451, 38
- Snedden, C. A. 1973, Ph.D. thesis, The University of Texas at Austin
- Steinhauer, A., & Deliyannis, C. P. 2004, ApJ, 614, L65
- van Eyken, J. C., Ciardi, D. R., von Braun, K., et al. 2012, ApJ, 755, 42
- van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653
- Wyatt, M. C., Kennedy, G., Sibthorpe, B., et al. 2012, MNRAS, 424, 1206

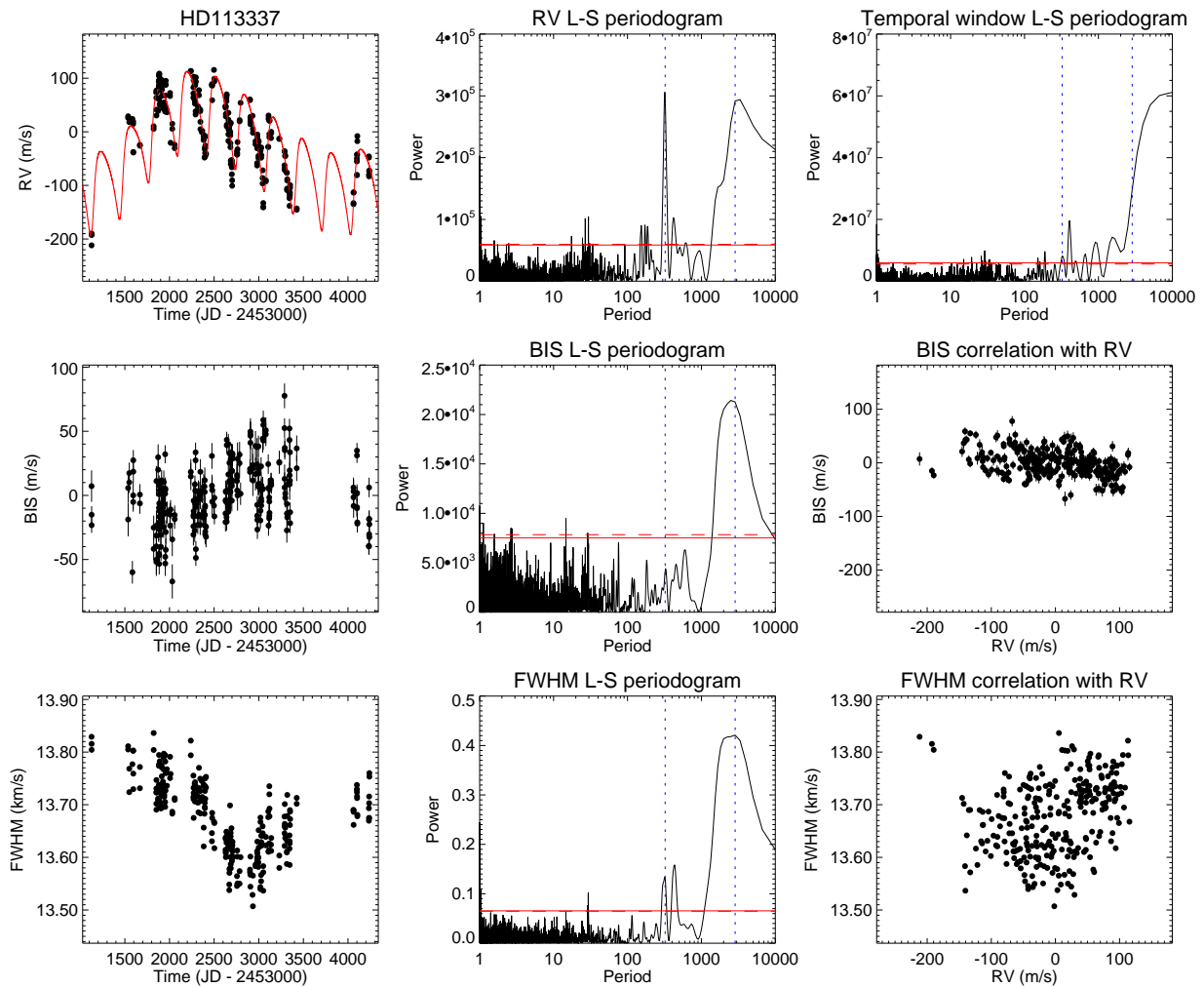


FIG. 3.11 – Données SOPHIE pour HD 113337. Première ligne : série temporelle des V_R , périodogramme correspondant et périodogramme de la fenêtre temporelle. L’ajustement képlérien à deux planètes est superposé (en rouge) sur les V_R . Sur les périodogrammes, les FAP à 1 et 10% sont superposées en rouge, et les périodes des deux planètes de l’ajustement en bleu. Deuxième ligne : série temporelle des BIS, périodogramme et corrélation avec les V_R . Troisième ligne : même chose pour les FWHM.

2. Nouvelles observations SOPHIE.

J’ai acquis avec SOPHIE une vingtaine de nouveaux spectres de HD 113337 entre Avril 2013 et Août 2015, portant le nombre de spectres utilisables après sélection pour réduction avec SAFIR à 283 (au lieu de 266). Je présente les séries temporelles des observables correspondantes (V_R , BIS, FWHM) en Fig. 3.11. Le principal résultat (significatif) obtenu est le “rebond” des V_R fin 2014-début 2015⁷ : la variabilité à long terme des V_R n’est plus modélisable par une dérive quadratique mais par un second ajustement képlérien. Le périodogramme de Lomb-Scargle des V_R présente deux signaux significatifs : un premier pic à ~ 320 jours (correspondant à la planète déjà détectée) et un second pic moins clairement défini autour de 2900 jours, correspondant au “rebond” observé. Ce “rebond” des V_R permettrait donc (*a priori*) de faire l’hypothèse d’un deuxième compagnon dans le système. Il nous reste auparavant à analyser les autres observables.

Le périodogramme des BIS montre un signal significatif avec un maximum de puissance à une périodicité d’environ 2600 jours (signal bien au-dessus de la FAP à 1%). La variation temporelle

⁷BJD $\sim 2456500-2457000$.

des BIS à l'origine de ce pic est cependant assez peu prononcée (Fig. 3.11). Le périodogramme des BIS ne montre pas d'autre signal significatif. La présence d'un tel pic à une période proche de celle déjà observée dans les V_R signifie que nous devons nous montrer prudents sur l'origine de la variation à long terme de ces dernières. Une telle variation pourrait être induite par un cycle d'activité. Le diagramme (V_R , BIS) est plat, en accord avec la présence de la première planète à $P \sim 320$ jours. Notons cependant que ce diagramme possède une légère pente ($\simeq -0.13$), ce qui serait *a priori* compatible avec la présence supplémentaire d'activité.

La FWHM de la CCF (Fig. 3.11, *troisième ligne*) présente quant à elle une variation significative et possiblement cyclique sur l'ensemble de la base de temps de nos observations, avec un minimum atteint à ~ 13.53 km.s⁻¹ vers le jour julien (ci-après BJD, pour *Barycentric Julian Day*) 2455900. Cette variation se traduit sur le périodogramme par un signal bien au-dessus de la FAP à 1% entre 1900 et 3300 jours. Les pics présents au-dessus de la FAP à 1% à ~ 430 et ~ 300 jours correspondent à des alias du signal à longue période induits par l'échantillonnage temporel (qui introduit une périodicité annuelle, visible dans la fenêtre temporelle Fig. 3.11). Les variations des V_R et des FWHM ne sont pas corrélées ; en revanche les BIS et les FWHM sont significativement anti-corrélées (coefficient de Pearson égal à -0.49).

Enfin, HD 113337 ne présente pas d'émission détectable dans les raies spectrales du Calcium H et K. Le niveau moyen du $\log R'_{\text{HK}}$ est de -4.75 dex, correspondant à une étoile modérément active, avec une faible dispersion (~ 0.05 dex), et ne présente pas de variations significatives sur la base de temps de nos observations.

3. Interprétation de la variation à long terme des V_R

Au vu des différentes observables spectroscopiques, il est trop tôt pour conclure définitivement à la présence d'une deuxième planète autour de HD 113337. Je proposerais donc ici trois hypothèses susceptibles d'expliquer nos observations et présenterais les avantages et inconvénients de chacune :

1. *Cycle d'activité* : la variation à long terme de la FWHM peut d'abord s'expliquer par la présence d'un cycle d'activité stellaire (voir Chap. IV; Schröder et al. 2013; Borgniet et al. 2015), en accord avec la faible variation à long terme du BIS et la corrélation BIS-FWHM (Pearson -0.49) et qui serait donc à l'origine de la variation à long terme des V_R . Rappelons que le $v \sin i$ de HD 113337 (~ 6 km.s⁻¹) est supérieur à la résolution instrumentale de HARPS (~ 3 km.s⁻¹) et est donc assez élevé pour que des structures actives à la surface de l'étoile (taches, plages) induisent des variations significatives à la fois dans les V_R et dans le BIS. La dispersion à court terme des V_R corrigées de la première planète (~ 120 m.s⁻¹), du BIS (~ 90 m.s⁻¹) et de la FWHM (~ 110 m.s⁻¹) sont conformes à ce que l'on peut attendre en cas de présence de taches ou de plages et un tel $v \sin i$ (Desort et al. 2007; Dumusque et al. 2014). Notons que les différentes observables spectroscopiques ne présentent aucun signal significatif pour des périodicités inférieures à 20 jours. Avec un $v \sin i$ de ~ 6 km.s⁻¹ et un rayon estimé à $1.5 R_{\odot}$ (Allende Prieto & Lambert 1999; Rhee et al. 2007), la période de rotation de HD 113337 doit être inférieure à 12 jours. La présence éventuelle de taches ou de plages à la surface de l'étoile devrait se traduire par un signal dans les V_R et le BIS à la période de rotation et/ou ses premiers harmoniques (du fait du passage des structures actives au travers du disque stellaire, voir Sect. 1.5 et Chap. IV), ce qui n'est pas visible ici. Cela signifie soit que l'effet de l'activité magnétique est négligeable, soit que nous observons HD 113337 sous une configuration *pole-on* ou proche (dans ce cas, nous voyons les structures actives d'un seul hémisphère

stellaire en permanence et l'effet de la rotation disparaît, voir Borgniet et al. 2015). Pour des étoiles de type G, un cycle d'activité dominé par l'inhibition de la convection dans les structures actives brillantes (facules) devrait quant à lui induire une émission dans les raies du Calcium II H et K, corrélée à la variation long terme des V_R (Meunier & Lagrange 2013). Ce n'est clairement pas le cas ici, où il n'y a pas d'émission discernable dans les raies du Calcium. Toutefois, HD 113337 étant une naine F5, ce raisonnement ne lui est pas forcément extrapolable. Enfin, dans l'hypothèse d'un cycle d'activité à longue période, les variations induites dans les V_R , BIS et FWHM devraient être en phase. Ce n'est pas le cas ici : la FWHM atteint son minimum à BJD ~ 2455900 , ce qui correspond plus ou moins au maximum du BIS ; les V_R quant à elles passent par un maximum à BJD ~ 2455200 et un minimum entre BJD ~ 2456500 et BJD ~ 2457000 . Sur une période de rotation, l'effet induit par l'activité est souvent déphasé de $\sim \pi/2$ entre V_R , BIS et FWHM (Santos et al. 2014; Dumusque et al. 2014) ; on parle cependant ici d'un cycle d'activité, où les extrema des observables spectroscopiques sont directement reliés à l'intensité du niveau d'activité et devraient donc être en phase. Pour conclure ici, s'il est clair que HD 113337 présente un certain niveau d'activité magnétique, l'hypothèse d'un cycle d'activité comme source des variations à long terme des V_R n'est pas encore entièrement satisfaisante.

2. *Binaire spectroscopique vue dans une configuration pole-on* : dans cette deuxième hypothèse, un compagnon stellaire de faible masse aurait une luminosité juste suffisante pour que son spectre superposé au spectre de la primaire HD 113337 A ait une légère influence sur la CCF (*blend*) et induise la variation de la FWHM observée. Une configuration *pole-on* serait alors nécessaire pour que l'effet de cette binaire sur les V_R soit aussi peu prononcé : un ajustement képlérien à deux compagnons donne une masse minimale $\simeq 7 M_{\text{Jup}}$ (pour $P \sim 2700$ jours, voir ci-après). Cependant, les observations réalisées au LBT (voir plus loin) sont suffisantes pour contraindre la masse maximale d'un éventuel second compagnon à moins de $\sim 150 M_{\text{Jup}}$ ($0.14 M_{\odot}$) pour le sma prédit par les V_R pour ce compagnon (4-5 UA). En supposant une masse de $150 M_{\text{Jup}}$ pour ce compagnon, nous pouvons dériver l'inclinaison correspondante du système, qui devrait alors être inférieure à 3° . Statistiquement, une telle contrainte sur l'inclinaison rend l'hypothèse d'une binaire peu probable. D'autre part, en utilisant un modèle de masse-luminosité (BCAH98), une masse de $150 M_{\text{Jup}}$ correspond à une magnitude absolue en bande H d'environ 8.3-9 (pour un âge entre 120 et 500 MA), soit un $\delta H \sim 6$ avec la primaire (et donc un contraste encore plus faible en bande V). Un tel contraste rendrait complètement négligeable l'influence du spectre de la binaire. Finalement, l'hypothèse d'une binaire *pole-on* semble difficilement compatible avec les observations SOPHIE et du LBT.
3. *Seconde planète* : Je considère finalement l'hypothèse d'une seconde planète. Les nouvelles V_R SOPHIE sont désormais ajustables avec un modèle képlérien à deux planètes, que j'ai effectué avec yorbit. Les paramètres orbitaux de HD 113337 b sont peu affectés par ce nouveau modèle ($P = 323.5 \pm 0.8$ jours, $e = 0.36$, $m_p \sin i = 3 \pm 0.25 M_{\text{Jup}}$). Les paramètres orbitaux de la candidate HD 113337c sont les suivants : $P = 2860 \pm 90$ jours (soit sma de ~ 4.3 UA et un rapport proche de 8 :1 avec la période de HD 113337b), $e = 0.13 \pm 0.04$ et $m_p \sin i = 6.8 \pm 1.2 M_{\text{Jup}}$. Je représente en détail ce modèle képlérien en Fig. 3.12. Comme décrit précédemment, le diagramme (V_R , BIS) est plat (coefficient de corrélation de -0.39) avec une légère pente (-0.13). Après ajustement de HD 113337 b, le diagramme du BIS fonction des résidus reste encore largement plat (pente de -0.14 pour une corrélation de -0.3), ce qui accrédite l'hypothèse d'une seconde planète. Par contraste, le diagramme du BIS fonction des résidus de l'ajustement à deux planètes (b ; c) est nettement incliné (anti-corrélé), avec une pente significativement plus élevée (-0.46) pour une corrélation de

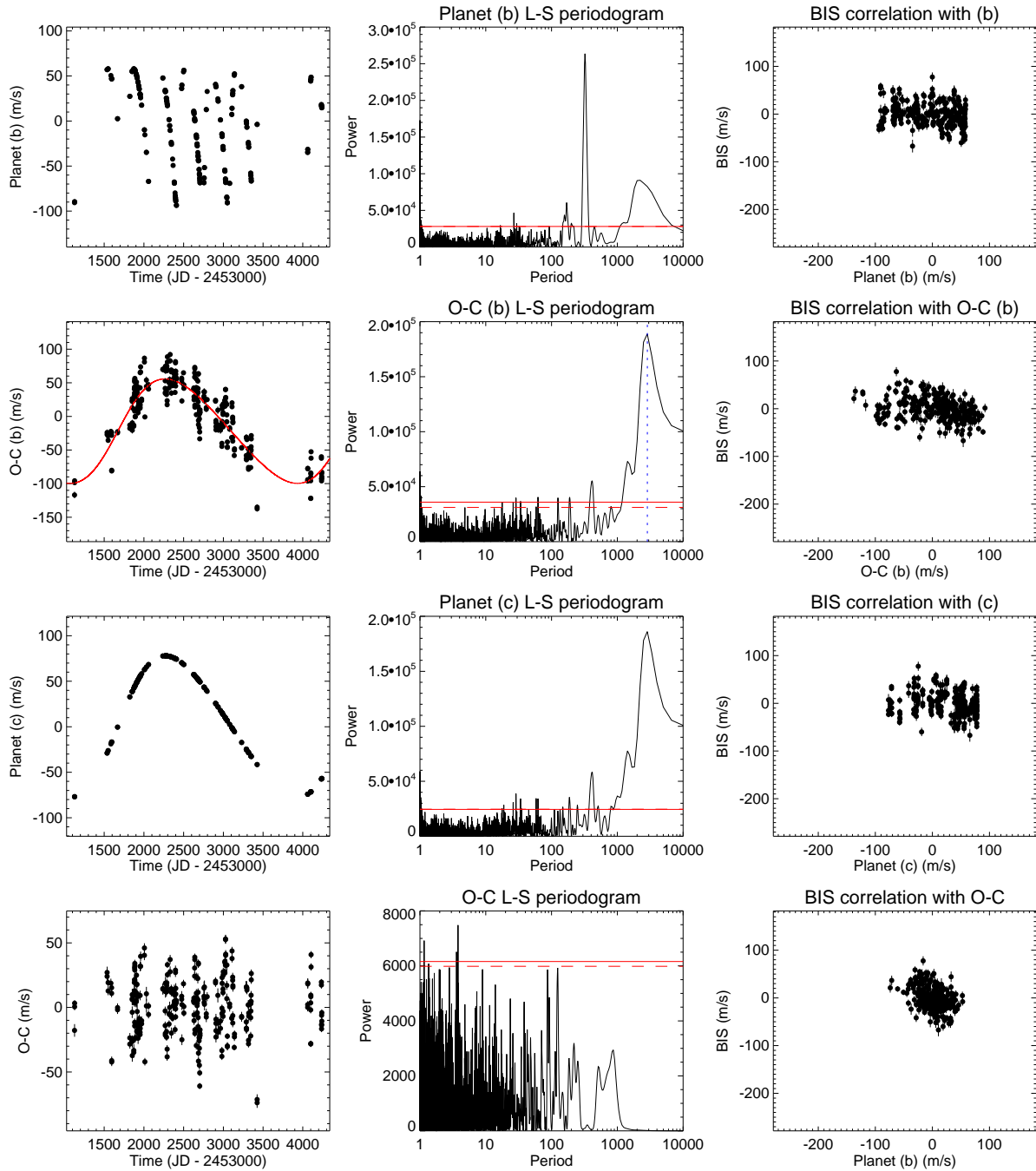


FIG. 3.12 – **Détail de l’ajustement képlérien à deux compagnons des V_R de HD 113337.** *Première ligne* : série temporelle des V_R induites par HD 113337 b selon les paramètres de l’ajustement képlérien à deux planètes (b ; c), périodogramme correspondant et corrélation avec les BIS. *Deuxième ligne* : résidus de la première planète (b), périodogramme et corrélation avec le BIS. *Troisième et quatrième ligne* : même chose pour les V_R induites par la possible deuxième planète, et résidus “finaux” de l’ajustement à deux planètes.

même qualité (Pearson -0.41), conforme à ce qu’on pourrait attendre pour de l’activité stellaire. Les résidus du modèle képlérien présentent une dispersion de 22.3 m.s^{-1} (contre 67.8 m.s^{-1} pour les V_R). Leur périodogramme ne présente aucun signal significatif au-dessus de la FAP à 1%.

Pour conclure ici, il me semble difficile de pouvoir trancher pour l’instant entre les trois hypothèses détaillées ci-dessus. L’hypothèse d’une seconde planète ne me paraît pas rejetable pour le moment, malgré la présence de la variation à long terme de la FWHM.

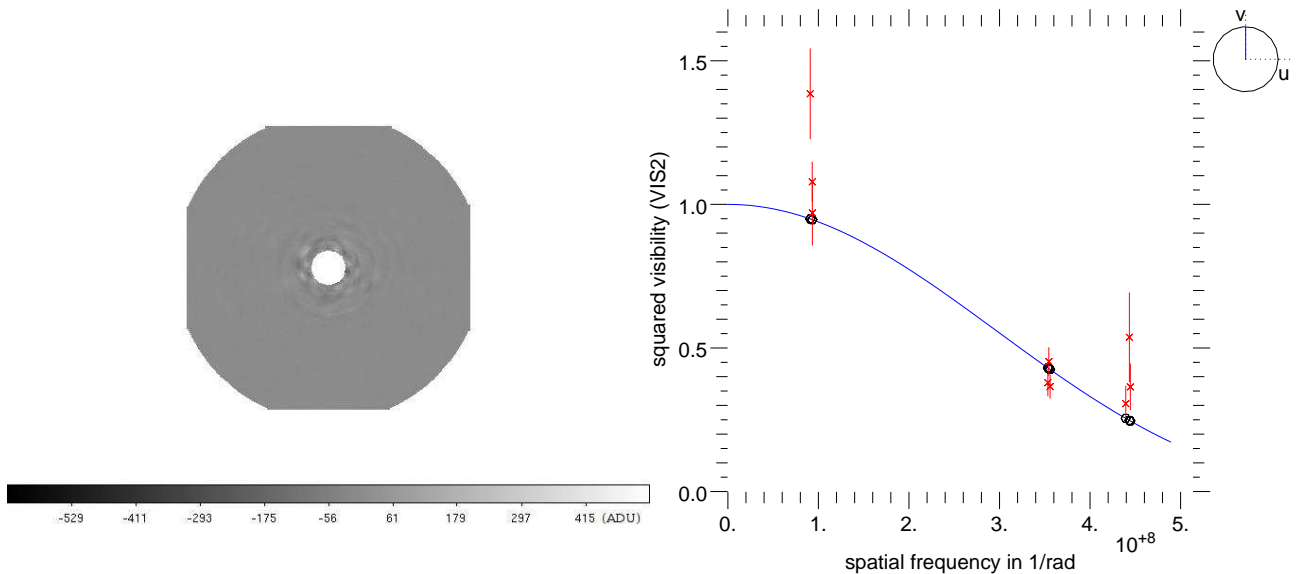


FIG. 3.13 – **Observations complémentaires de HD 113337.** *Gauche* : HD 113337 observée avec l'œil gauche du LBT. La taille de l'image correspond à ~ 3.2 as. Le Nord est en haut et l'Est à gauche. *Droite* : diagramme de V^2 fonction de la fréquence spatiale B/λ obtenu avec LITPRO à partir des observations VEGA de HD 113337 effectuées en 2013. Les points de mesure sont en rouge et le meilleur modèle de disque uniforme en bleu.

4. Observations complémentaires de HD 113337.

Imagerie directe avec le LBT – Avec un âge de ~ 150 MA et une masse intermédiaire ($\sim 1.4 M_{\odot}$), et en tant qu'étoile proche ($d \sim 37$ pc), HD 113337 constitue une cible naturelle pour la recherche de compagnons à grande séparation par imagerie directe. En Déc. 2014, nous l'avons observée avec l'instrument LMIRCam (Skrutskie et al. 2010) sur le LBT⁸. Je présente en Fig. 3.13a l'image de HD 113337 obtenue après réduction avec l'œil gauche du LBT.

Nous ne détectons aucun compagnon entre quelques dizaines de mas et ~ 1600 mas autour de HD 113337. J'ai utilisé les relations masse-luminosité données par le modèle d'évolution COND03, (Baraffe et al. 2003) (en considérant deux âges, de 100 et 300 MA) pour convertir les cartes de contraste obtenues avec chaque œil du LBT en limites de détection en masse. Les données du LBT nous permettent d'exclure tout compagnon de masse $\geq 10 M_{\text{Jup}}$ entre 10 et 60 UA, pour les deux âges considérés (Fig. 3.14).

Observations en LBOI avec VEGA – HD 113337 a été observée pour la première fois en Mai 2013 (trois points sur le triplet E2E1W1), puis en Juillet 2014 (trois points sur le triplet E1E2W2, voir Table 2.3). J'ai pour l'instant réduit les données acquises en 2013. Cependant, du fait de conditions d'observation médiocres, je n'ai pu exploiter qu'une seule longueur d'onde (705 nm) sur ces données et j'ai dû rejeter un certain nombre de points de V^2 avec un rapport signal-à-bruit trop faible durant la réduction. D'autre part, la séquence typique d'observation VEGA (calibrateur-étoile-calibrateur) n'a pas pu être respectée pour deux de ces points (séquence calibrateur-étoile uniquement), diminuant ainsi la contrainte sur le calcul des V^2 . Ces premières données sont donc insuffisantes pour réaliser une estimation précise du diamètre angulaire de l'étoile (Fig. 3.13b). On observe que : *i*) deux des points à plus petite base (E1E2) sont invalides ($V^2 > 1$), du fait probablement d'un problème sur la visibilité instrumentale du calibrateur ; *ii*) les points à plus grande base (E1W1) sont également invalides,

⁸Observateur : Mickaël Bonnefoy. Les observations (imagerie angulaire différentielle avec optique adaptative en bande L' (3.78 μm)) ont été réalisées en parallèle avec les deux télescopes de 8m du LBT. La réduction des données a été effectuée avec les outils IPAG.

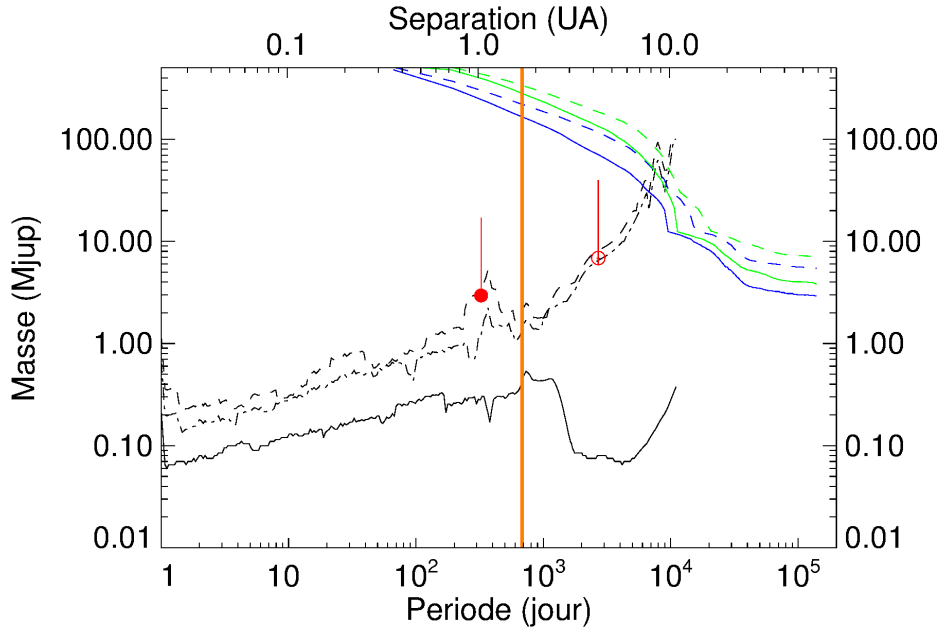


FIG. 3.14 – Configuration du système autour de HD 113337 d’après les données les plus récentes. Cercles rouges : position des compagnons détecté et supposé, selon le meilleur ajustement képlerien à deux planètes des V_R SOPHIE disponibles. La planète déjà détectée à $P \sim 320$ jours (Borgniet et al. 2014) est indiquée par un cercle plein (en considérant $i = 90^\circ$); la position de la seconde candidate est indiquée par un cercle vide. Les barres verticales indiquent l’intervalle de masse réelle correspondant aux $m_p \sin i$ estimés pour une inclinaison du système entre 90 et 10° . En noir : limites de détection LPA (99% de certitude) calculées à partir des V_R SOPHIE (*trait plein* : résidus de l’ajustement képlerien à deux planètes; *trait pointillé* : résidus de la planète à 320 jours; *tirets* : V_R originales). En bleu et vert : limites de détection déduites des images du LBT pour les yeux gauche (*bleu*) et droit (*vert*) et pour deux âges possibles (*traits pleins* : 100 MA; *traits pointillés* : 300 MA). En orange : position supposée du disque de débris interne selon Chen et al. (2014).

du fait cette fois d’un SNR insuffisant. Le modèle de disque uniforme de l’étoile est donc contraint uniquement par les trois points de base E2W1. J’ai dérivé avec LITPRO une première estimation du diamètre angulaire de HD 113337 de 0.33 ± 0.02 mas, ce qui correspondrait à un rayon de $1.31 \pm 0.08 R_\odot$. S’il se confirmait, un tel rayon serait sensiblement inférieur à la valeur de $1.5 R_\odot$ dérivé par Rhee et al. (2007) à partir de la SED. Les nouvelles observations interférométriques de HD 113337 réalisées avec VEGA en Mai-Juin 2015 (cette fois avec de très bonnes conditions d’observation) devraient permettre l’estimation du diamètre angulaire de l’étoile avec la précision de $\sim 3\%$ attendue et de là une estimation de son rayon et de ses autres paramètres fondamentaux (la masse en particulier).

4. Contraintes sur l’environnement de HD 113337.

La base de temps de nos observations SOPHIE est désormais assez longue pour nous permettre de faire la jonction (en termes de limites de détection) avec les données d’imagerie du LBT. En combinant l’ensemble de ces données (V_R et imagerie), nous couvrons tout l’espace des séparations jusqu’à 60 UA de HD 113337 et pouvons exclure tout compagnon de masse minimale supérieure à $\sim 10 M_{Jup}$ autour de cette étoile (Fig. 3.14). Ces résultats montrent clairement l’intérêt et les performances d’une telle combinaison. D’autre part, le système de HD 113337 est connu pour abriter un disque de débris détectable par la présence d’un excès de radiation dans l’infrarouge du spectre stellaire ($L_{dust}/L_\star \sim 5.10^{-5}$, Rhee et al. 2007; Moór et al. 2011).

L'étude récente de Chen et al. (2014), menée à partir de spectres Spitzer, a conclu que la SED⁹ de HD 113337 était la mieux modélisée par un disque à deux composantes. Selon Chen et al. (2014), un premier disque interne chaud ($T_{\text{gr}} \sim 316$ K) serait situé à ~ 1.7 UA de l'étoile, tandis qu'un second disque froid ($T_{\text{gr}} \sim 54$ K) se trouverait lui à près de 180 UA de la primaire. Si la candidate HD 113337c venait à être confirmée, cela signifierait que le disque de débris interne est situé entre les orbites des deux planètes b et c. Notons également que le rayon du disque interne indiqué par Chen et al. (2014) correspond à peu près à deux fois le demi-grand axe de HD 113337 b. Une telle configuration ferait de HD 113337 un système exceptionnellement intéressant pour l'étude de l'évolution et des interactions entre planètes et disques de débris. Notons toutefois que les estimations des rayons de disques de débris par ajustement de la SED restent approximatives et que seules des données résolues permettent de déterminer précisément la géométrie du disque. De tels systèmes sont encore peu nombreux à avoir été découverts : *par ex.*, le cas de β Pictoris avec son disque résolu, ou le système de HR8799 avec deux disques de débris, situés de part et d'autre des quatre planètes imagées (Marois et al. 2008). Je résume l'ensemble des informations sur la configuration du système de HD 113337 et son environnement en Fig. 3.14.

3.3.2 Cas particulier : β Pictoris

1. Nouvelles observations

J'ai poursuivi les observations de β Pictoris au cours du relevé HARPS et acquis ainsi plus de 800 nouveaux spectres entre Oct. 2013 et Jan. 2015 avec une quinzaine de visites (en réalisant de 40 à 60 expositions consécutives par visite, soit environ 1h30 d'observation en continu). Ces nouvelles observations ont permis de porter le nombre total de spectres HARPS de β Pictoris à 1920 (soit 1522 spectres utilisables après réduction avec SAFIR), et d'augmenter la base de temps de près de quatre ans (soit une base de temps totale de plus de onze ans). Je représente les V_R de β Pictoris avant et après moyennage sur une nuit en Fig. 3.15. Ces V_R sont dominées par une variabilité à haute fréquence (rms ~ 298 m.s⁻¹, avec une incertitude moyenne de ~ 63 m.s⁻¹ sur les V_R) induite par les oscillations de l'étoile. Le périodogramme de Lomb-Scargle de ces V_R (Fig. 3.15) montre un signal dominant à des périodicités dans l'intervalle [0.021-0.022] jours (30-40 min, ou une fréquence de ~ 45.5 -47.5 cycles par jour), en accord avec le modèle de pulsations dérivé de la photométrie par Koen et al. (2003).

Nous avons appliqué notre stratégie d'observation visant à minimiser l'impact des pulsations stellaires à haute fréquence (voir Sect. 1.4.2) à partir de BJD = 2454540 (Mars 2008). Le moyennage sur une nuit de plusieurs dizaines d'expositions consécutives permet d'atténuer significativement la dispersion des V_R (rms ~ 158 m.s⁻¹ après moyennage, sur les données acquises après Mars 2008, contre 298 m.s⁻¹ avant moyennage) et fait disparaître le signal à ~ 30 min dans le périodogramme des V_R (Fig. 3.15).

2. Nouvelles contraintes sur β Pictoris b (Bonnetoy et al. 2014)

Combinées avec les données obtenues en imagerie directe, nos données de V_R HARPS permettent de mieux contraindre les propriétés orbitales du système planétaire de β Pictoris (comme déjà vu précédemment Sect. 1.4.2 et Lagrange et al. 2012). Grâce à de nouvelles données d'imagerie obtenues avec GPI en 2014 (astrométrie relative de β Pictoris b) et nos données supplémentaires en V_R , nous avons pu affiner ces contraintes dans Bonnetoy et al. (2014). Via l'astrométrie, nous confirmons d'abord que β Pictoris b a passé la quadrature (se rapprochant de nous) entre fin 2012 et début 2013 (BJD autour de 2456500), comme prédit par Chauvin et al. (2012), et estimons son sma le plus probable à $\sim 9 \pm 0.5$ UA. D'autre part, une analyse bayésienne de

⁹Spectral Energy Distribution

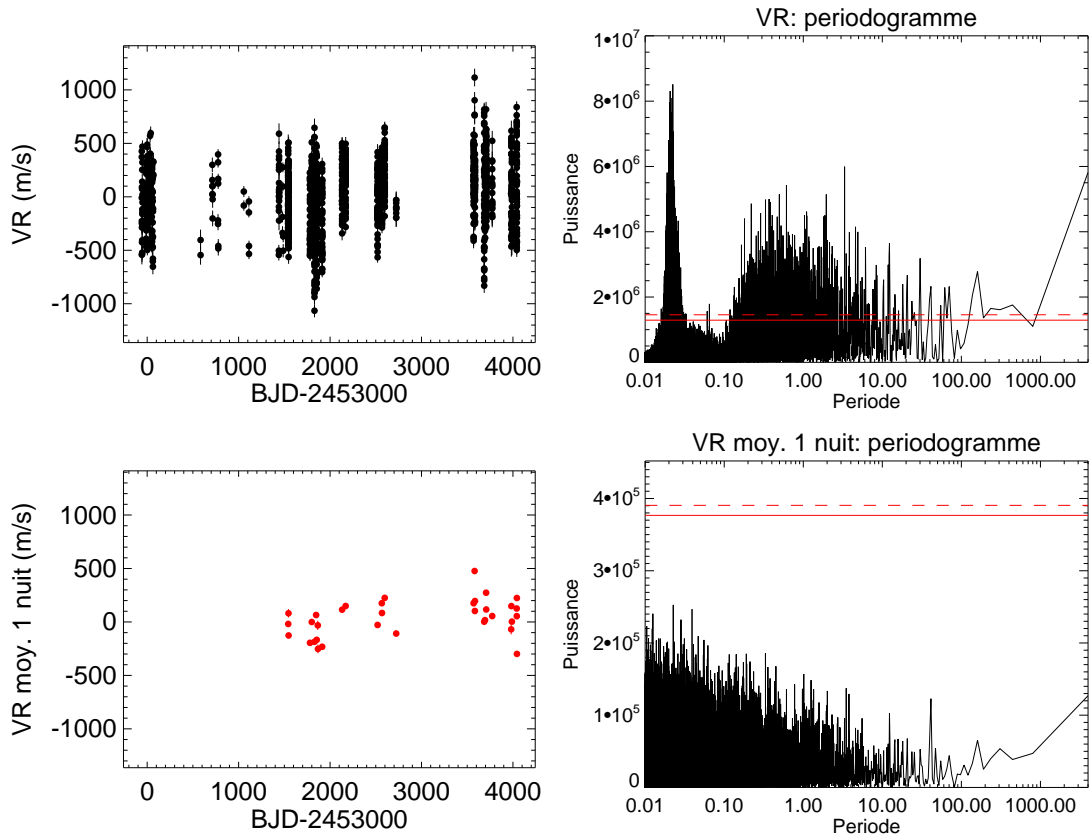


FIG. 3.15 – **Données HARPS pour β Pictoris.** *Gauche* : Séries temporelles des V_R de β Pictoris (*en haut en noir*), et V_R moyennées sur une nuit (*en bas en rouge*). J'ai acquis les données postérieures à BJD = 2456000 ($T=3000$ sur les figures) durant le relevé HARPS Etoiles Jeunes. *Droite* : Périodogrammes de Lomb-Scargle des V_R (*en haut*; les FAP à 1 et 10% sont indiquées en rouge), et des V_R moyennées sur une nuit (*en bas*).

la combinaison de l'astrométrie relative et des V_R permet de contraindre significativement la masse de la planète avec une probabilité maximale à $m_p \sim 6-12 M_{Jup}$ (et une probabilité de 96% d'avoir une masse inférieure à $20 M_{Jup}$).

Enfin, la variation à long terme des V_R HARPS moyennées sur une nuit (Fig. 3.15) est en accord avec les contraintes orbitales dérivées dans Bonnefoy et al. (2014) : ces V_R montrent en effet une dérive linéaire croissante entre BJD ~ 2454500 et BJD ~ 2456000 avant de décroître régulièrement sur les données ultérieures. Cette tendance est en accord avec une quadrature de la planète (se rapprochant de nous) autour de BJD ~ 2456500 , qui correspond à un maximum des V_R de β Pictoris induites. Si cette tendance est confirmée par de futures observations, cela montrerait que β Pictoris b est décelable par spectroscopie Doppler et permettrait de contraindre encore plus fortement ses paramètres orbitaux.

3. Nouvelles contraintes sur l'environnement de β Pictoris

J'ai effectué un nouveau calcul des limites de détection de β Pictoris avec la méthode LPA en incluant les nouvelles données acquises en 2013-2015 (Fig. 3.16). L'extension de la base de temps des observations permet d'obtenir une limite de détection inférieure à $40-50 M_{Jup}$ pour des périodes bien plus grandes que dans notre précédente étude (jusqu'à 10000 jours -soit un peu plus de 10 UA en termes de séparation en considérant des orbites circulaires-, comparé à 1000 jours dans Lagrange et al. 2012). Nous pouvons désormais exclure des compagnons de

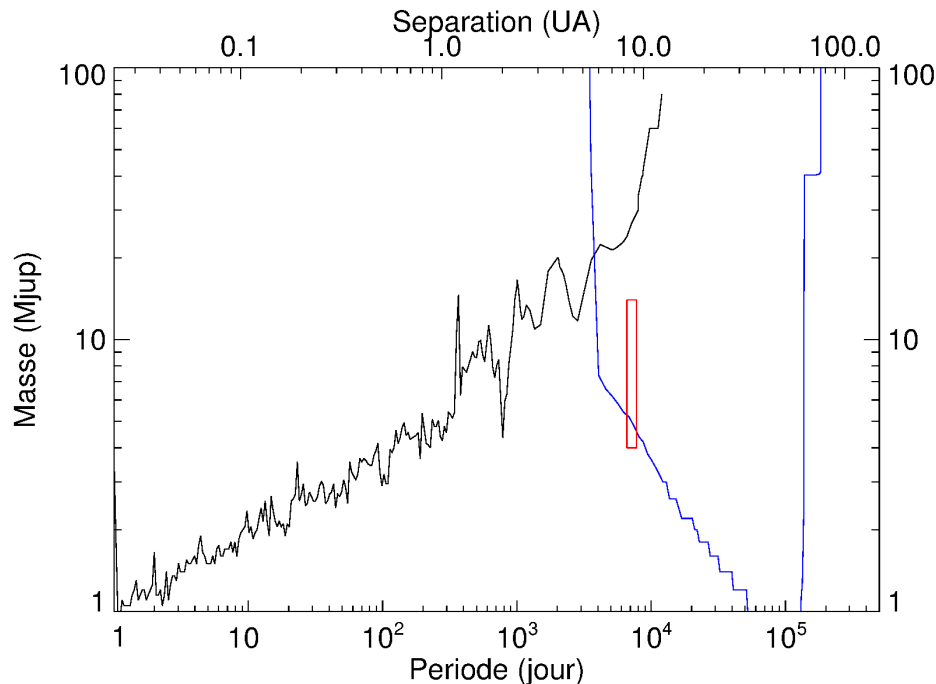


FIG. 3.16 – Combinaison des limites de détection issues des V_R et de l’imagerie directe pour β Pictoris. *En noir* : Limites de détection (99% de certitude) calculées à partir des V_R HARPS avec la méthode LPA. *En bleu* : Probabilités de présence (75%) dérivées à partir de données d’imagerie NACO multi-époques avec l’outil MESS2 (Lannier et al.). *En rouge* : Contraintes sur la masse et la séparation de β Pictoris b (95% de certitude), d’après Bonnefoy et al. (2014).

masse $\geq 4 M_{\text{Jup}}$ jusqu’à ~ 100 jours (“super-Jupiters chauds”), de masse $\geq 10 M_{\text{Jup}}$ jusqu’à ~ 1000 jours ($\simeq 2.5$ UA) et de masse $\geq 100 M_{\text{Jup}}$ jusqu’à 12000 jours ($\simeq 12.5$ UA). Ces limites de détection sont très basses compte tenu de la forte variabilité des V_R .

D’autre part, ces limites de détection LPA permettent désormais de faire la jonction avec les probabilités de détection dérivées des données d’imagerie directe et ainsi de couvrir l’ensemble de l’espace des séparations de ~ 0.02 à ~ 100 UA autour de β Pictoris. Je représente en Fig. 3.16 la combinaison des limites de détection LPA que j’ai obtenues avec les probabilités de détection obtenues par combinaison de l’ensemble des données d’imagerie NACO avec l’outil MESS2 (Lannier et al.). Cette combinaison des deux méthodes permet de contraindre de manière unique l’environnement de β Pictoris : *i*) elle exclut un compagnon de type naine brune à toute distance de l’étoile, et *ii*) elle exclut très probablement la présence d’une ou de plusieurs planètes massives ($\geq 5-7 M_{\text{Jup}}$) supplémentaires dans ce système. Il est important de noter que β Pictoris ne constituait pas a priori un cas favorable pour une telle combinaison des V_R et de l’imagerie : d’une part, son type spectral précoce, l’influence des pulsations et son $v \sin i$ limitent la précision des mesures de V_R et donc la détectabilité de compagnons planétaires ; d’autre part, le fait de voir le système dans une configuration *edge-on* limite l’efficacité de l’imagerie pour détecter une planète vue trop près de l’étoile. Le fait d’obtenir de tels résultats est donc extrêmement prometteur pour d’autres étoiles présentant des caractéristiques a priori plus favorables.

3.4 Détection d'une binaire spectroscopique excentrique dans un système avec une planète lointaine imagée : HD 106906

Présentation du système

HD 106906 est une étoile de type spectral F5V, membre du MG Lower Centaurus Crux (17 ± 10 MA) et située à 92 pc du Système Solaire. Elle abrite un disque de débris massif entre ~ 15 et ~ 120 UA de la primaire. Très récemment, Bailey et al. (2014) ont annoncé la détection par imagerie directe d'un compagnon de masse planétaire ($11 \pm 2 M_{\text{Jup}}$) localisé à près de 650 UA en séparation projetée de l'étoile.

Observations avec HARPS

J'ai intégré HD 106906 à notre relevé Etoiles jeunes HARPS en Jan. 2014 en tant que cible d'intérêt particulier, après l'annonce de Bailey et al. (2014) car elle n'était pas incluse à l'origine du fait de sa distance au Soleil légèrement supérieure à notre critère de sélection. J'ai observé (jusqu'à présent) HD 106906 de Janvier à Juillet 2014 (soit une base de temps de 120 jours), en obtenant une quarantaine de spectres HARPS. Les V_R de HD 106906 ont rapidement révélé des variations de grande amplitude (plusieurs dizaines de km.s^{-1}), conjuguées à des CCF variables, caractéristiques d'une binaire spectroscopique SB2. Les CCF de HD 106906 obtenues avec HARPS sont représentées Fig. 3.17 (a). En une occasion (BJD 2456772), la CCF présente les deux pics typiques d'une SB2 (les deux spectres se superposant).

Paramètres orbitaux de HD 106906AB

Nous avons effectué le calcul des V_R de chacune des deux composantes (A et B) de HD 106906 en se basant sur des ajustements des CCF mesurées avec HARPS. L'ajustement képlerien de ces V_R donne une première contrainte sur les paramètres orbitaux de HD 106906AB, avec un rapport de masse proche de 1, une excentricité relativement élevée et une période probable entre 50 et 100 jours (la dégénérescence entre ces deux valeurs ne peut encore être levée).

Conséquences pour le système planétaire

La détection de la binarité de HD 106906AB a fait l'objet d'une lettre soumise à *A & A* (Lagrange et al, 2015a). Cette découverte place HD 106906b parmi la catégorie encore peu fournie des compagnons planétaires imagés à de larges séparations autour de binaires proches, et en fait un cas particulièrement intéressant pour l'expertise de la formation et de l'évolution du système (du fait de la présence d'un disque circumstellaire). Au vu de sa grande séparation à son étoile-hôte, HD 106906b n'aurait pas pu a priori se former *in situ* par des processus d'accrétion de cœur ou d'instabilités gravitationnelles. Un mécanisme de formation par effondrement (semblable à la formation stellaire) était donc favorisé (Bailey et al. 2014). Cependant, l'existence de HD 106906B permet de relancer l'hypothèse d'une formation à plus courte séparation par accrétion ou par instabilités gravitationnelles, qui aurait été suivie par l'éjection de HD 106906b sur son orbite actuelle du fait d'interactions avec la binaire. Nous avons montré qu'un tel scénario ne conduirait pas forcément à la destruction du disque circumstellaire et ne pouvait donc être exclu à ce stade (Lagrange et al., 2015a).

L'existence de HD 106906B a été récemment confirmée par des observations menées avec PIONIER (Lagrange et al., 2015a). D'autre part, de toutes récentes observations SPHERE ont résolu le disque de poussière autour de HD 106906AB (Lagrange et al., 2015b). Enfin, j'ai soumis une

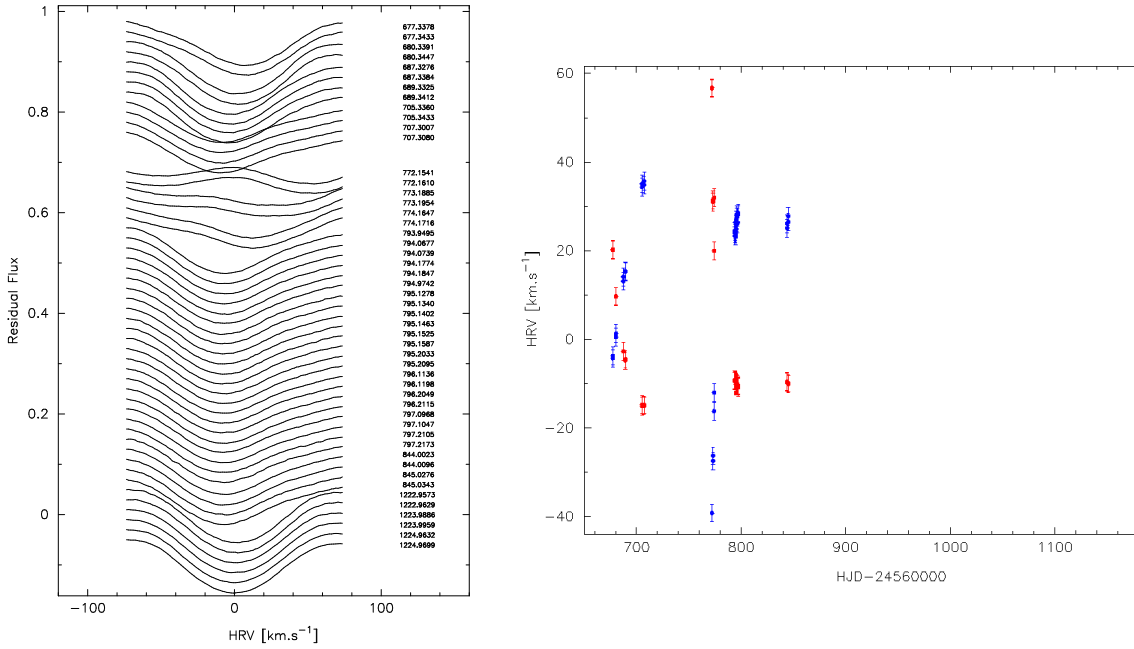


FIG. 3.17 – **Détection de HD 106906 en tant que binaire à deux spectres excentrique.** *Gauche* : CCF de HD 106906 obtenues avec HARPS jusqu'à présent. Les CCF sont décalées verticalement pour une meilleure compréhension. *Droite* : V_R des deux composantes (A et B) de HD 106906 calculées à partir des CCF.

demande de temps conjointe sur HARPS et SPHERE pour le premier semestre 2015 pour de sonder l'environnement proche de six autres étoiles connues possédant un compagnon de faible masse ($\lesssim 30 M_{\text{Jup}}$) imagé à grande séparation de la primaire (> 200 UA), *c.à.d.* de configuration semblable à celle du système planétaire de HD 106906. L'objectif de cette demande était de découvrir tout compagnon binaire stellaire proche non encore détecté et étant susceptible d'être à l'origine de la présence de la planète à une si grande séparation de son étoile. Cette demande de temps a été rejetée sur HARPS mais acceptée sur SPHERE, et les observations sont en cours. Ces observations SPHERE permettront de sonder les séparations intermédiaires de ces systèmes, mais non les séparations les plus proches (≤ 1.5 -2 UA) accessibles avec HARPS.

3.5 Relevé complémentaire en interférométrie infrarouge longue base

De Nov. 2011 à Sept. 2013, nous avons observé un échantillon de 15 étoiles jeunes et proches en interférométrie infrarouge longue base, avec PIONIER sur le VLTI. Pour 12 de ces cibles, nous avons également acquis des V_R au cours de notre relevé HARPS. Les trois autres cibles n'appartenaient pas à l'origine à notre relevé HARPS, ou présentaient un spectre impropre au calcul des V_R dans un cas (HR4796A). Le but de ces observations était de rechercher des compagnons stellaires de faible masse ou des naines brunes autour d'étoiles jeunes et proches. Les cibles sélectionnées sont de type spectral très précoce et/ou en rotation rapide ou très variables, limitant potentiellement l'apport des V_R . A l'époque où nous avons mené ces observations, elles permettaient également de couvrir des séparations plus grandes que celles couvertes par les V_R et plus petites que les séparations que couvriraient l'imagerie directe.

TAB. 3.6 – Observations PIONIER.

Sensibilité en contraste atteinte (non-détections).								
HD	Autre nom	MG	Date obs.	P_0 (%)	Couv. (UA)	Contraste (%) (50%) (90%)		Obs. HARPS (o/n)
203		BPC	27/09/12 ([†])	40.3	0.5-7	0.56	1	n
15115		BPC	12/09/13	23.7	0.4-4	0.77	1.5	n
29391	51 Eri	BPC	12/09/13	99.9	0.2-2.5	0.29	0.4	o
39060	β Pictoris	BPC	02/11/11	65.6	0.6-2	0.19	0.25	o
109573	HR4796A	TWA	17/04/12	100	0.2-7	0.59	0.75	n
146624		BPC	09/08/12	0.26 (*)	0.3-4	0.5	0.75	o
164249		BPC	10/08/12	28.2	0.2-4.5	0.48	0.8	o
172555		BPC	09/08/12	100	0.3-3	0.23	0.5	o
-			12/09/13	66.3	-	0.5	0.9	
174429		BPC	10/08/12	93.7	0.5-5	0.51	0.75	o
181327		BPC	10/08/12	3.63 (*)	0.5-5	0.71	1.1	o
191089			09/08/12	70.7	0.4-5	0.61	1.2	o
197481	AU Mic	BPC	02/11/11	99.9	0.02-1	0.23	0.35	o
207575		TCH	09/08/12	66.2	0.4-4	0.52	0.8	o
218396	HR8799	COL	12/09/13	76.4	0.5-3.5	0.75	1.25	o
Candidate binaire.								
				P_0 (%)	Sep. (UA)	AP ($^\circ$)	Rapport de flux (%)	
224392	Eta Tuc	TCH	10/08/12	$\leq 10^{-20}$	0.67	278.7	1.58	o
-			12/09/13	$\leq 10^{-40}$	0.81	254.2	1.04	-

Notes. [†] Observations que j'ai effectuées. * Candidates binaires rejetées. *Colonne 5* : P_0 désigne la probabilité d'obtenir un $\chi^2 \geq$ au χ^2 associé au modèle d'étoile seule (par l'ajustement du modèle de binaire ou d'étoile seule avec les CP mesurées). *Colonne 6* : Intervalle en séparation couvert par PIONIER (~ 10 -100 mas pour les bases considérées). *Colonnes 7 et 8* : Limite supérieure moyenne sur le contraste d'un compagnon potentiel dans l'intervalle de séparation couvert par PIONIER (en % du flux de la primaire), pour une sensibilité médiane (50%) ou de 90%. *Pour HD 224392* : *Colonne 6* : séparation projetée du compagnon d'après le meilleur ajustement de la binaire. *Colonne 7* : l'angle de position (AP) est pris par rapport au Nord (0°) et à l'Est (90°).

3.5.1 Observations et réduction

Nous avons mené les observations en bande H , en dispersion spectrale *SMALL* (la lumière est divisée en trois canaux spectraux sur le détecteur). Les observations ont été menées avec les quatre télescopes auxiliaires (ATs) du VLTI dans les configurations intermédiaire D0-G1-H0-I1 (bases de 40 à 82 m) avant Août 2012 et compacte A1-B2-C1-D0 (bases de 10 à 30 m) ensuite. Pour chaque cible, entre 4 et 10 blocs d'observation ont été acquis à chaque visite, chaque bloc étant encadré par l'observation d'une étoile de calibration. Je résume les observations menées avec PIONIER en Table 3.6. La réduction des données a été effectuée avec l'outil pndrs (Le Bouquin et al. 2011), permettant de déterminer les quatre clôtures de phase (CP) et les six visibilités carrées (V^2) pour chaque bloc d'observation et chaque canal spectral. Le principe

de la méthode de recherche de compagnons est détaillé par Absil et al. (2011). En bref, cette méthode repose sur l'utilisation des CP en tant que paramètres sensibles aux asymétries de la source lumineuse observée. En considérant les configurations de bases utilisées ici (principalement compactes), la longueur d'onde d'observation et les limitations instrumentales (Absil et al. 2011), les séparations que nous couvrons avec PIONIER sont comprises dans l'intervalle ~ 10 -100 mas. Dans cet intervalle, la recherche d'un compagnon s'effectue par la comparaison des CP mesurées et de CP correspondant à différents modèles : une étoile seule (source assimilée à un point) et des modèles de binaire (en faisant varier la position x , y et le rapport de flux r du compagnon), et le calcul dans chaque cas d'un χ^2 , permettant d'établir des cartes de χ^2 . Si le meilleur modèle de binaire s'avère mieux ajuster les CP mesurées que le modèle d'étoile seule à un niveau de 3σ , alors on considère que la binaire est détectée. De manière similaire, on peut établir des cartes de sensibilité en contraste à 3σ dans le cas d'une non-détection, et dériver à partir de ces cartes 2D des limites de sensibilité 1D en contraste fonction de la séparation (en calculant l'histogramme des sensibilités à chaque séparation, ce qui permet de définir différents seuils pour les limites, typiquement 50 et 90%, Absil et al. 2011).

Pour 14 de nos 15 cibles, je n'ai pas détecté de nouveau compagnon. Pour deux de ces cibles (HD 146624 et HD 181321), l'ajustement d'un modèle de binaire est plus compatible avec les données à $2\text{-}\sigma$ qu'un modèle d'étoile seule en terme de χ^2 . Cependant, dans ces deux cas, la variabilité des CP est inférieure à 1° , soit inférieure à l'incertitude intrinsèque des mesures. D'autre part, les V_R HARPS de ces cibles ne présentent pas d'indice de la présence de tels compagnons. J'ai donc considéré ces deux cas comme des non-détections, en considérant la variabilité CP $< 1^\circ$ comme du bruit. Finalement, pour la dernière de nos cibles, j'ai détecté la présence d'un compagnon stellaire de faible masse. Je présente cette détection dans le paragraphe suivant, et la conjugaison des limites de détection PIONIER et HARPS pour les autres cibles en Sect. 3.5.3.

3.5.2 Détection conjointe d'une binaire autour de HD 224392 avec PIONIER et HARPS

HD 224392 (HIP 118121, η Tuc) est une étoile de type A1V ($M_\star = 1.94M_\odot$) appartenant au groupe mouvant Tucana Horologium (~ 30 MA). Nous avons observé cette cible à deux reprises (2012-2013) et j'ai détecté dans chaque cas un signal clair dans les CP (au-delà de $5\text{-}\sigma$), caractéristique d'une binaire (périodique en longueur d'onde, voir Absil et al. 2011). Je représente ces observations en Fig. 3.18. Pour l'observation menée en 2012, le signal périodique induit par le probable compagnon est visible à la fois dans les CP et dans les V^2 . D'après la carte de χ^2 (Fig. 3.18), la position du compagnon peut être déterminée sans dégénérescence (avec une séparation projetée d'environ 0.7 UA). Pour l'observation menée en 2013, le signal est un peu moins clair (rapport de flux de $\sim 1\%$ contre $\sim 1.6\%$ en 2012), et visible uniquement dans les CP. Cependant, la position du compagnon est également non-dégénérée, à une séparation d'environ 0.8 UA. Pour renforcer cette analyse, j'ai également testé et ajusté différents modèles aux V^2 et aux CP de HD 224392 avec LITPRO (Tallon-Bosc et al. 2008). Pour les deux observations, j'ai obtenu des résultats similaires en termes de position et de rapport de flux à ceux obtenus avec l'outil de recherche de compagnon (voir Fig. 3.19). Finalement, ce compagnon a également été détecté avec PIONIER au cours d'une troisième observation menée en Juillet 2012 par Marion et al. (2014).

J'ai acquis d'autre part 216 spectres HARPS en six visites sur cette cible (auxquels s'ajoutent 8 spectres d'archive). Etant de type spectral très précoce et avec un $v \sin i$ très élevé (190 km.s^{-1}), HD 224392 présente une dispersion à court terme (*c.à.d.* en rms sur une nuit) de près de 1500 m.s^{-1} (avec une incertitude de $\sim 670 \text{ m.s}^{-1}$ sur les mesures de V_R). Malgré ces variations à court

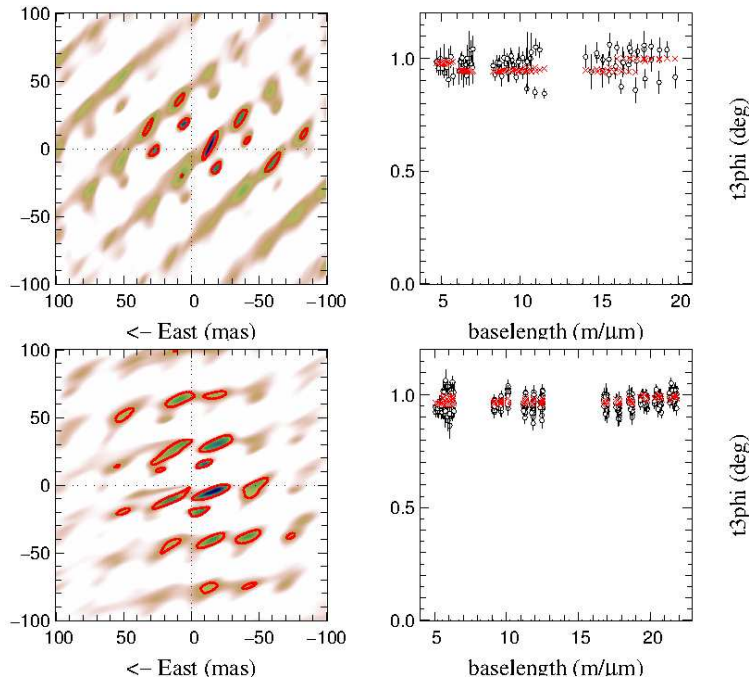


FIG. 3.18 – **Observations de HD 224392 avec PIONIER.** *Gauche* : Cartes de χ^2 obtenues à partir des CP de HD 224392. *Milieu* : Visibilités carrées mesurées (*en noir*). *Droite* : Clôtures de phase (CP) mesurées (*en noir*). La première ligne correspond à l'observation de 2012 et la seconde à celle de 2013.

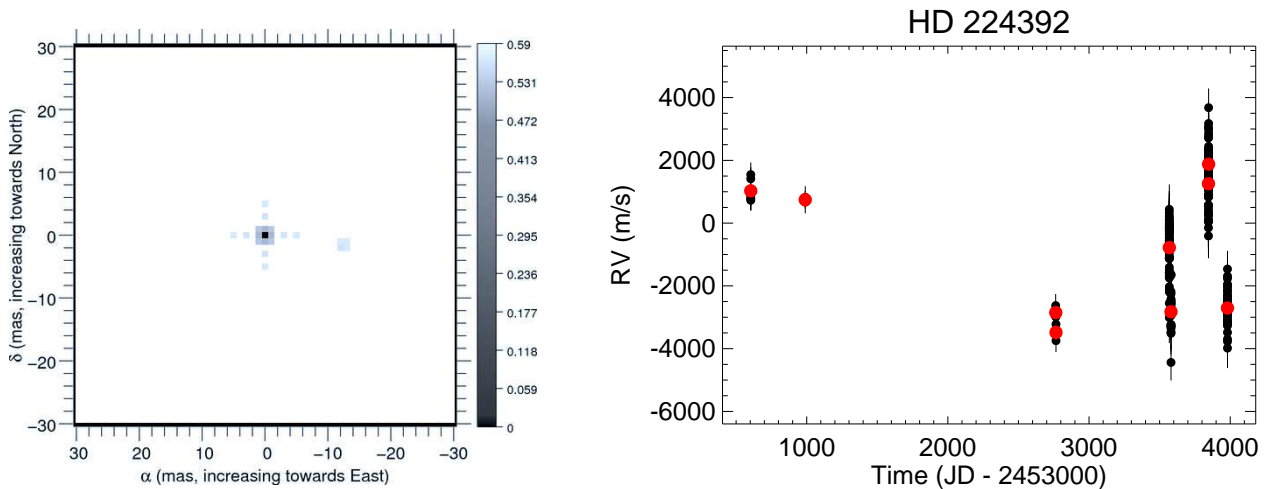


FIG. 3.19 – **Caractérisation préliminaire du compagnon binaire de HD 224392.** *Gauche* : Image correspondant au meilleur ajustement binaire de HD 224392 obtenu avec LITPRO pour l'observation de 2012. Le rapport de flux obtenu est de 1.45%, similaire à celui obtenu par la réduction avec l'outil PIONIER. *Droite* : V_R de HD 224392 obtenues avec HARPS (*en noir*) et moyennées sur une nuit (*en rouge*).

terme, nous détectons des variations à plus long terme (entre des visites séparées par plusieurs mois) et de plus grande amplitude (jusqu'à 8 km.s^{-1}) en moyennant les V_R obtenues sur chaque nuit (Fig. 3.19b). Ces variations sont probablement induites par la candidate binaire. J'ai tenté d'ajuster les V_R moyennées de HD 224392 avec un modèle képlerien, mais le nombre de visites effectuées jusqu'à présent avec HARPS est encore trop faible pour pouvoir contraindre efficacement les paramètres orbitaux du candidat compagnon et en particulier sa masse dynamique.

A partir des rapports de flux déterminés avec PIONIER, il est cependant possible de caractériser en partie la candidate binaire : HD 224392 B aurait une magnitude en bande H comprise entre 9.4 et 10. Avec une séparation projetée de 0.5 à 0.8 UA, elle n'est pas détectable en optique adaptative. Pour estimer sa masse, j'ai utilisé différents modèles d'évolution stellaire pour estimer la relation masse-luminosité¹⁰. J'en ai dérivé une première estimation de la masse de HD 224392 B à 0.15-0.35 M_{\odot} pour un âge de 30 MA. En supposant que la séparation projetée dérivée avec PIONIER correspond au demi-grand axe de HD 224392B, sa période orbitale P serait de 148 jours (cette valeur constitue donc une limite minimale sur P). J'ai enfin essayé de comparer les vitesses radiales qui correspondraient à ces estimations de P et de $m_p \sin i$ pour différentes inclinaisons et excentricités, mais l'échantillonnage temporel limité de nos observations ne me permet pas d'apporter de contrainte supplémentaire sur les paramètres orbitaux du compagnon.

3.5.3 Limites de détection : combinaison avec les données V_R HARPS

Pour les autres cibles de ce relevé, j'ai déterminé la sensibilité en contraste atteinte avec ces observations. En utilisant les modèles d'évolution déjà mentionnés, j'ai transformé ces limites en contraste en limites de détection en masse que l'on peut combiner avec les limites de détection obtenues à partir des V_R . Sur l'ensemble du relevé, les limites de détection en masse atteintes avec PIONIER se situent dans le domaine substellaire (entre 10 M_{\odot} dans le cas d'AU Mic et 100 M_{\odot}). Ces limites de détection sont toutes représentées en Appendice C. Dans beaucoup de cas cependant, la progression du relevé HARPS (permettant d'étendre les bases de temps et donc les périodes couvertes par les limites de détection) et l'utilisation de la méthode LPA permettent désormais d'obtenir de meilleures limites de détection avec HARPS qu'avec PIONIER, y compris jusqu'à 5-7 UA. La combinaison des V_R HARPS et des CP PIONIER reste la plus efficace pour des étoiles à grand $v \sin i$ (telles que HD 224392) ou très variables, telles que PZ Tel ou HR8799 (qui présente des pulsations de type γ Dor, réduisant considérablement la sensibilité des V_R à des compagnons proches). Dans de tels cas, les CP PIONIER donnent de meilleures limites de détection que les V_R à des séparations intermédiaires (~ 0.5 -3 UA), si l'on considère l'ensemble des inclinaisons possibles des systèmes (Fig. 3.20). Enfin, pour des étoiles dont le spectre ne convient pas à la spectroscopie Doppler (telles que HR4796A), les CP remplacent efficacement les V_R pour la recherche de compagnons substellaires relativement proches de l'étoile (~ 0.5 -3 UA) et complètent l'imagerie directe.

3.6 Perspectives des relevés

Les deux relevés SOPHIE et HARPS se poursuivront jusqu'à (respectivement) début et fin 2016. Les observations à venir devraient permettre de compléter la couverture de toutes les périodes entre 1 et 1000 jours pour l'ensemble de nos cibles et de découvrir de possibles compagnons de masse planétaire non encore détectés. Au vu des observations les plus récentes, un petit nombre de nos cibles présente des tendances intéressantes et a priori compatibles avec la présence d'un compagnon (variations de V_R conjuguées à un diagramme (V_R , BIS) semblant plat ou composite) : soit une planète géante de période d'au moins quelques centaines de jours, soit une binaire SB1 à longue période (au moins plusieurs années). Aux plus courtes séparations, nous n'avons pas jusqu'à présent détecté de nouvelle planète géante, et les limites de détection obtenues contraignent déjà fortement la présence potentielle de Jupiters chauds pour nos cibles de type spectral précoce (AF) et semblables au Soleil (type FGK). Pour environ une douzaine de cibles (de type spectral K tardif ou M), nous manquons encore de données pour détecter

¹⁰BCAH98, Baraffe et al. (1998); DUSTY00, Chabrier et al. (2000) et COND03, Baraffe et al. (2003).

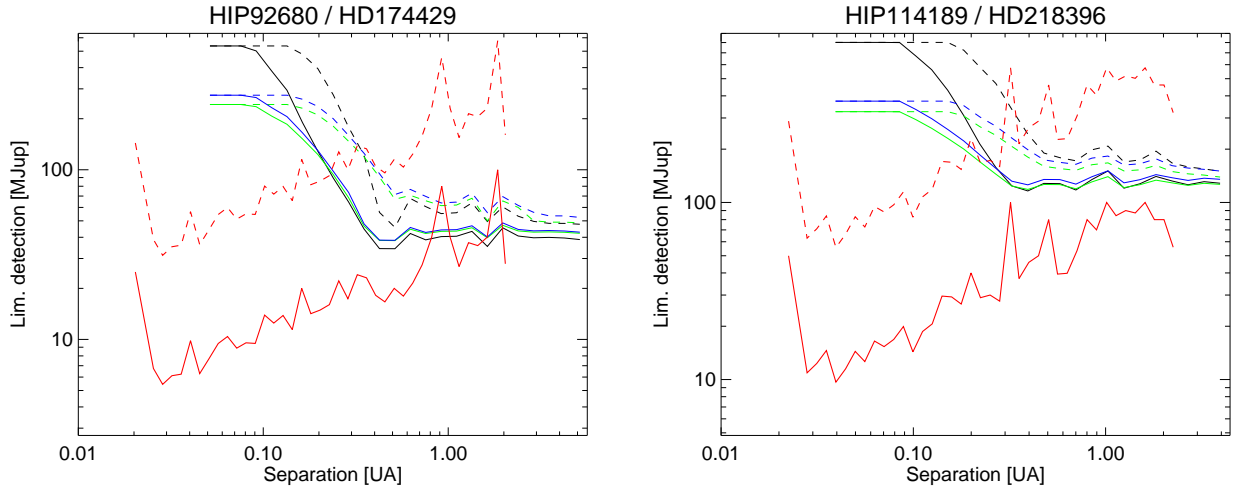


FIG. 3.20 – **Combinaison des limites de détection HARPS et PIONIER.** *Gauche* : PZ Tel. *Droite* : HR 8799. Limites de détection PIONIER en masse déterminées à partir des modèles d'évolution BCAA98 (*en noir*), CONDO3 (*en vert*) et DUSTY00 (*en bleu*), pour une sensibilité médiane (*trait plein*) ou à 90% (*trait pointillé*). Limites de détection HARPS (*en rouge*) pour une configuration *edge-on* (par défaut, *trait plein*) et pour une inclinaison $i = 10^\circ$ (*trait pointillé*).

un éventuel Jupiter chaud (*par ex.* le cas de BD+201790), mais les résultats préliminaires pour ces types spectraux montrent que nous devrions pouvoir contraindre la présence de planètes de masse inférieure à $1 M_{\text{Jup}}$ aux plus courtes séparations (Saturnes voire Neptunes chauds). Nous prévoyons de calculer les limites de détection définitives et de dériver les taux d'occurrence de planètes géantes pour notre échantillon, pour différentes séparations et pour différents types spectraux, une fois les relevés terminés, ce qui donnera lieu à plusieurs publications.

Nous poursuivrons d'autre part le suivi des étoiles d'intérêt particulier : HD 113337, HD 106906 ou β Pictoris afin de mieux explorer et de mieux comprendre ces systèmes. La richesse de ces systèmes justifie amplement une prolongation des mesures de V_R avec HARPS ou SOPHIE au-delà de la durée prévue des relevés. Pour HD 113337, il s'agira de déterminer si les variations à long terme des V_R sont induites par un cycle d'activité ou si l'hypothèse d'un second compagnon est valable. D'autre part, la réduction du reste des données VEGA permettra de dériver des valeurs plus précises des paramètres stellaires fondamentaux. Dans le cas de HD 106906, les futures mesures de V_R sont essentielles pour estimer précisément les paramètres orbitaux de HD 106906AB. Ce système est une bonne illustration de la complémentarité des méthodes d'observation (V_R et imagerie), qui permettent chacune d'explorer une gamme de séparations. Enfin, la poursuite du suivi de β Pictoris en V_R est également de grande importance, afin d'une part de toujours mieux contraindre les paramètres orbitaux de β Pictoris b, et d'autre part de mieux contraindre l'environnement de l'étoile. La possibilité de détecter β Pictoris b à partir des V_R HARPS et d'estimer sa masse dynamique est très séduisante. β Pictoris devrait focaliser l'attention courant 2017, à l'occasion de l'éventuel transit de β Pictoris b (Lecavelier Des Etangs & Vidal-Madjar 2009; Lagrange et al. 2010a; Lecavelier des Etangs 2015).

Les spectres de β Pictoris que nous avons acquis depuis 12 ans ont également une application indépendante de la recherche de planètes par V_R : la détection de petits corps (exocomètes) autour de β Pictoris. Ces exocomètes produisent au voisinage de l'étoile une grande quantité de poussières et de gaz par évaporation (Beust & Valiron 2007). Si le gaz transite devant l'étoile au moment de l'acquisition du spectre HARPS, il produira des raies d'absorption variables à court terme (quelques heures) au fond des raies du Calcium II H et K (Lagrange-Henri et al. 1989).

L'étude menée par Kiefer et al. (2014) à partir des spectres HARPS de β Pictoris que nous avons acquis de 2003 à 2011 a ainsi permis d'identifier deux familles distinctes d'exocomètes dans le système et a fait l'objet d'une publication dans *Nature*.

Les étoiles jeunes et proches ont un potentiel unique pour la combinaison des techniques de vitesses radiales, de l'imagerie directe et de l'astrométrie. Dans les mois à venir, la combinaison des V_R avec l'imagerie directe, illustrée dans ce chapitre par deux cas particuliers, pourra être étendue à une fraction importante des cibles de nos relevés avec les récents et/ou futurs résultats du relevé de temps garanti SPHERE (mais également les données NACO, LBT ou Subaru). En vue de cette combinaison, notre groupe développe actuellement l'outil MESS2, déjà évoqué précédemment dans le cas de β Pictoris. Cet outil permet d'une part de dériver des probabilités de détection de planètes géantes optimisées à partir de données d'imagerie acquises à des époques différentes, et d'autre part (développement en cours), de dériver des probabilités de détection à partir à la fois des données d'imagerie et des vitesses radiales simultanément. Ces probabilités de détection couvriront donc l'ensemble de l'espace des séparations accessibles aux V_R et à l'imagerie, tout en optimisant la sensibilité aux planètes géantes (en particulier à la jonction des domaines couverts par les deux méthodes). Cet outil et son application à deux de nos cibles (AU Mic = HD 197481, M1V, BPMG ; et β Pictoris) feront l'objet d'une publication dans *A & A* (Lannier et al. et Lagrange et al., respectivement). Enfin, à plus long terme, il sera envisageable de combiner les données de V_R et d'imagerie directe avec les futures données astrométriques de GAIA.

Chapitre 4

Modélisation de l'activité magnétique d'étoiles de type solaire

4.1 Activité solaire

J'expose brièvement dans cette section les différentes manifestations d'activité du Soleil susceptibles de modifier son spectre et donc d'introduire une variabilité des vitesses radiales. Considéré en tant qu'étoile de type G2V âgée de $\sim 4.56 \cdot 10^9$ années, à une place intermédiaire sur la Séquence Principale, modérément active, le Soleil est assez représentatif d'une certaine classe d'étoiles (naines FGK) pour laquelle la recherche d'exoplanètes par vitesses radiales est a priori aisée techniquement (voir Sect. 1.3.2). On peut donc s'attendre à retrouver pour ces étoiles les différents phénomènes que je décrirai ici dans le cas du Soleil.

Pulsations

L'intérieur du Soleil est le siège de pulsations ou oscillations de type acoustique, se propageant de la surface vers le cœur (le Soleil étant ici assimilable à une cavité résonante). On parle de modes de pression et d'ondes p , la compressibilité du gaz faisant office de force de rappel des oscillations. Ces pulsations trouvent vraisemblablement leur origine dans les mouvements convectifs turbulents présents dans les couches externes de l'étoile. Les pulsations stellaires sont très étudiées (astérosismologie) car elles sont notre seul accès à la structure interne des étoiles. Elles se traduisent par une variabilité de la luminosité et par un mouvement apparent de la surface sur la ligne de visée (Fig. 4.1), engendrant des variations de V_R d'amplitude allant de quelques cm.s^{-1} à quelques m.s^{-1} , avec des périodes de quelques minutes à quelques dizaines de minutes (pour les naines FGK). Les oscillations solaires (Fig. 4.1) sont d'amplitude relativement faibles pour une naine FGK et ont une périodicité d'environ cinq minutes.

Le moyen le plus efficace actuellement de minimiser l'effet des pulsations stellaires sur les V_R est de prendre des temps de pose plus longs que la périodicité des pulsations et/ou de prendre plusieurs poses successives pour moyenniser les V_R sur une durée supérieure à cette périodicité (Dumusque et al. 2011b).

Convection et granulation

Les mouvements de convection du plasma dans les couches solaires externes (zone convective) sont à l'origine du phénomène de granulation. L'ascension et la retombée rapides du plasma dans les cellules de convection se traduisent par un maillage de granules brillants (plasma ascendant) de petite taille (typiquement $\sim 10^3$ km) entourées de zones sombres (plasma descendant) à la surface (Fig. 4.2). Les granules solaires ont une durée de vie de quelques minutes. La convection entraîne un décalage global vers le bleu du spectre intégré sur l'ensemble du disque stellaire (le

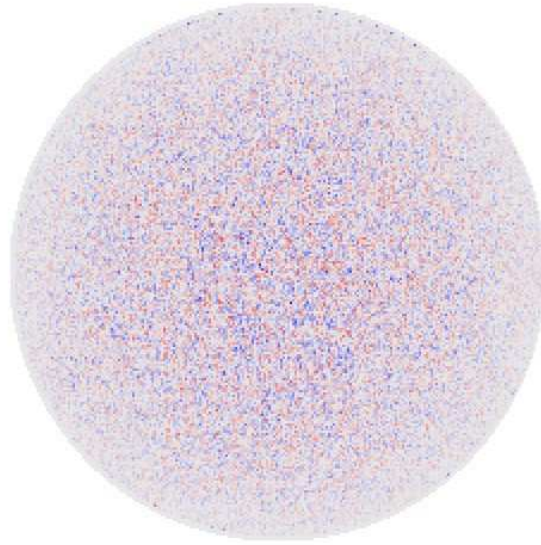
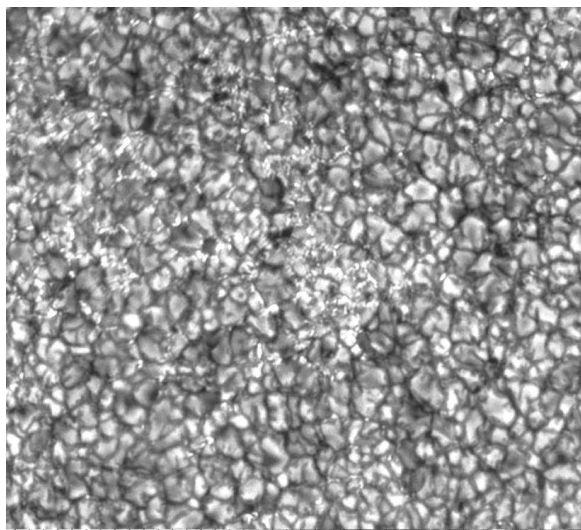
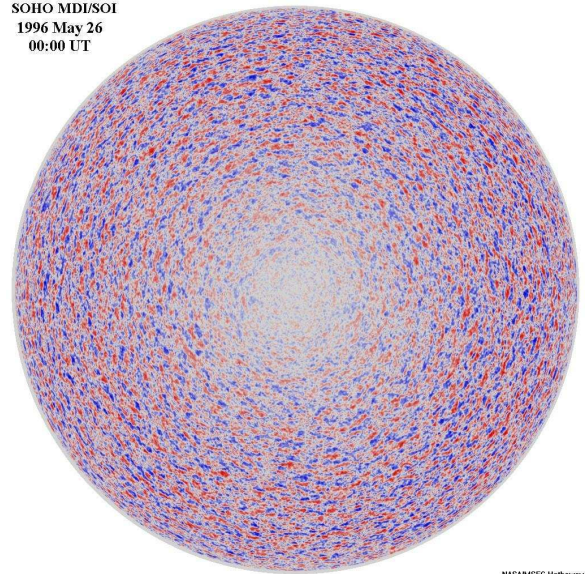


FIG. 4.1 – **Visualisation du mouvement apparent de la surface solaire induit par les oscillations acoustiques.** Le mouvement apparent dans notre direction est en bleu et le mouvement opposé en rouge. Crédit : NASA/Marshall Space Flight Center, D. Hathaway.



30 40 50 60
 Photospheric granulation, G. Scharmer
 Swedish Vacuum Solar Telescope
 10 July 1997
 Distance in units of
 1000 kilometers

SOHO MDI/SOI
 1996 May 26
 00:00 UT



NASAMSFC Hathaway

FIG. 4.2 – **Granulation et supergranulation.** *Gauche* : détail de granules solaires. *Droite* : supergranules solaires, visualisés par effet Doppler (*bleu* : mouvement dans notre direction ; *rouge* : mouvement dans la direction opposée). Crédit : NASA/Marshall Space Flight Center, D. Hathaway.

centre brillant et ascendant des granules émettant plus de lumière que leur bord plus sombre et descendant). D'autre part, le mouvement local du plasma dans chaque granule occasionne des variations de V_R de l'ordre du km.s^{-1} localement, qui, intégrées sur l'ensemble du disque stellaire, se traduisent par un "bruit de fond" dans les V_R , avec des amplitudes de l'ordre du m.s^{-1} et un temps caractéristique de quelques minutes (Rieutord et al. 2000). A plus grande échelle de taille (de l'ordre de quelques dizaines de milliers de km, Meunier et al. 2007), la supergranulation a une durée de vie plus longue (jusqu'à ~ 1 jour) et une origine encore mal comprise. De la puissance à échelle intermédiaire, la mésogranulation, a également été étudiée, et pourrait ne pas être une échelle de convection propre mais dériver du comportement des

granules (Roudier et al. 2009).

Dans Meunier et al. (2015), nous modélisons l’impact de la granulation et de la supergranulation solaires sur les vitesses radiales, en nous basant sur la simulation d’un échantillon de granules et de supergranules recouvrant l’ensemble du disque solaire. Nous y montrons que la granulation et la supergranulation induisent une dispersion des V_R de 0.8 et 0.3-1.3 m.s^{-1} , respectivement. Nous y testons également l’impact de stratégies observationnelles destinées à moyenniser la variabilité V_R et montrons que de telles approches ne réduisent que partiellement les deux signaux. Finalement, nous montrons que la granulation et la supergranulation ont un impact significatif sur la détectabilité des planètes de faibles masses. Selon un autre modèle développé par Cegla et al. (2015), les variations de V_R induites par la granulation seraient corrélées à d’autres observables spectroscopiques (tels que le BIS), à l’instar de l’activité magnétique, ce qui ouvrirait la voie à une correction (partielle) du signal.

Activité magnétique : taches sombres

Selon la théorie de la dynamo solaire, le mouvement turbulent du plasma dans la tachocline solaire génère un champ magnétique dipolaire. La rotation différentielle distord ce champ, entraînant la formation de tubes de flux magnétique. Ceux-ci remontent jusqu’à la photosphère. Le champ magnétique intense à l’intérieur de ces tubes de flux inhibe la convection, ce qui résulte dans la formation de zones de température réduite par rapport à la photosphère environnante : les taches sombres (Fig. 4.3). Dans le cas du Soleil, la différence de température avec la photosphère varie entre ~ 1500 K au centre plus froid de la tache, l’ombre (où le champ magnétique est vertical) et ~ 1000 K sur le bord de la tache, la pénombre (où le champ magnétique est plus incliné). Les taches solaires ont des tailles très variables (diamètres allant de quelques milliers à quelques dizaines de milliers de km), et une durée de vie allant de quelques jours à quelques mois. Elles se répartissent souvent par groupes de taches (Fig. 4.3), formant des régions actives plus vastes, et sont souvent associées à d’autres manifestations d’activité magnétique (éruptions, plages *par ex.*).

La présence de taches à la surface des étoiles est attestée et documentée par de nombreux exemples (Berdyugina 2005), bien que les taches stellaires à petite échelle ne soient pas directement observables¹. Une tache présente sur le disque stellaire est équivalente à un déficit local de flux lumineux, ce qui distord les raies spectrales (et donc la CCF) du spectre stellaire global. Du fait de la rotation, les taches sont vues traversant le disque stellaire, provoquant une variation périodique de vitesse radiale (effet “photométrique” dans la suite du chapitre).

Activité magnétique : plages brillantes

Les plages solaires ou facules sont une autre manifestation de l’activité magnétique solaire. Comme les taches sombres, les plages brillantes trouvent leur origine dans un champ magnétique local intense ; contrairement à elles cependant, les plages sont de température plus élevée que la photosphère du fait de la petite taille des tubes de flux, mais avec un contraste beaucoup plus réduit que pour les taches (10-100 K seulement). En revanche, le contraste des plages est variable selon leur position sur le disque stellaire, s’accroissant en allant vers le bord du disque (on peut également dire que l’assombrissement centre-bord n’est pas aussi prononcé pour les plages que pour la photosphère, ce qui se traduit par un éclaircissement centre-bord relatif pour les plages). Les plages s’étendent aux alentours des taches (Fig. 4.4), mais couvrent une surface beaucoup plus étendue (le ratio de taille plage-tache est de l’ordre de 10 à 20, Chapman et al. 1997). De manière similaire aux taches, elles entraînent une variation “photométrique” des V_R .

¹Les plus grandes taches à la surface des étoiles à rotation rapide peuvent être reconstituées par imagerie Zeeman-Doppler.

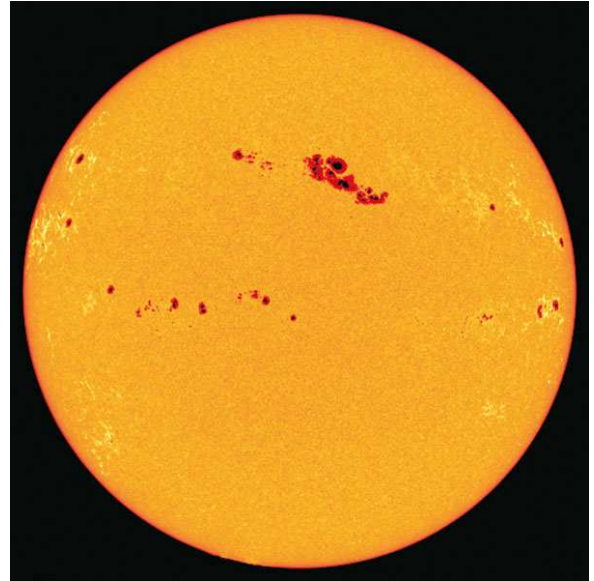
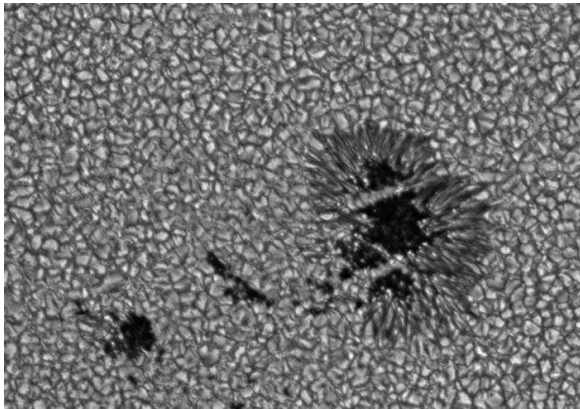


FIG. 4.3 – **Taches sombres solaires.** *Gauche* : Détail d'une tache solaire. Les zones d'ombre et de pénombre sont visibles, ainsi que la granulation tout autour de la tache. *Droite* : Taches solaires isolées ou en groupe à la surface du Soleil en période de haute activité. On remarque que les plages brillantes entourant les taches sombres et le réseau sont distinguables sur le bord du disque solaire (là où leur contraste est accentué), mais pas en son centre. Crédit : NASA/Marshall Space Flight Center, D. Hathaway.

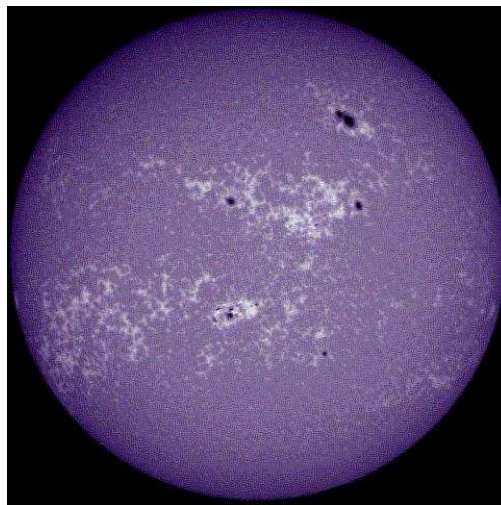


FIG. 4.4 – **Régions actives brillantes à la surface du Soleil : plages et réseau.** Sur ce spectrohéliogramme pris dans l'aile de la raie K du Calcium II (3934 Å), on distingue à la fois plusieurs taches sombres et les plages brillantes aux alentours, ainsi que le réseau, visible comme un ensemble complexe de zones brillantes réparti sur la plus grande partie de la surface du Soleil. Crédit : NASA/Marshall Space Flight Center, D. Hathaway.

De plus, le champ magnétique inhibant la convection entraîne une diminution du décalage vers le bleu convectif en période de forte activité (décalage vers le rouge par rapport à la période calme), ce qui ajoute un second signal aux V_R .

Activité magnétique : réseau

En dehors des grandes régions actives constituées par les taches sombres et plages brillantes, des tubes de flux magnétique beaucoup plus nombreux, mais plus dilués sont présents dans la

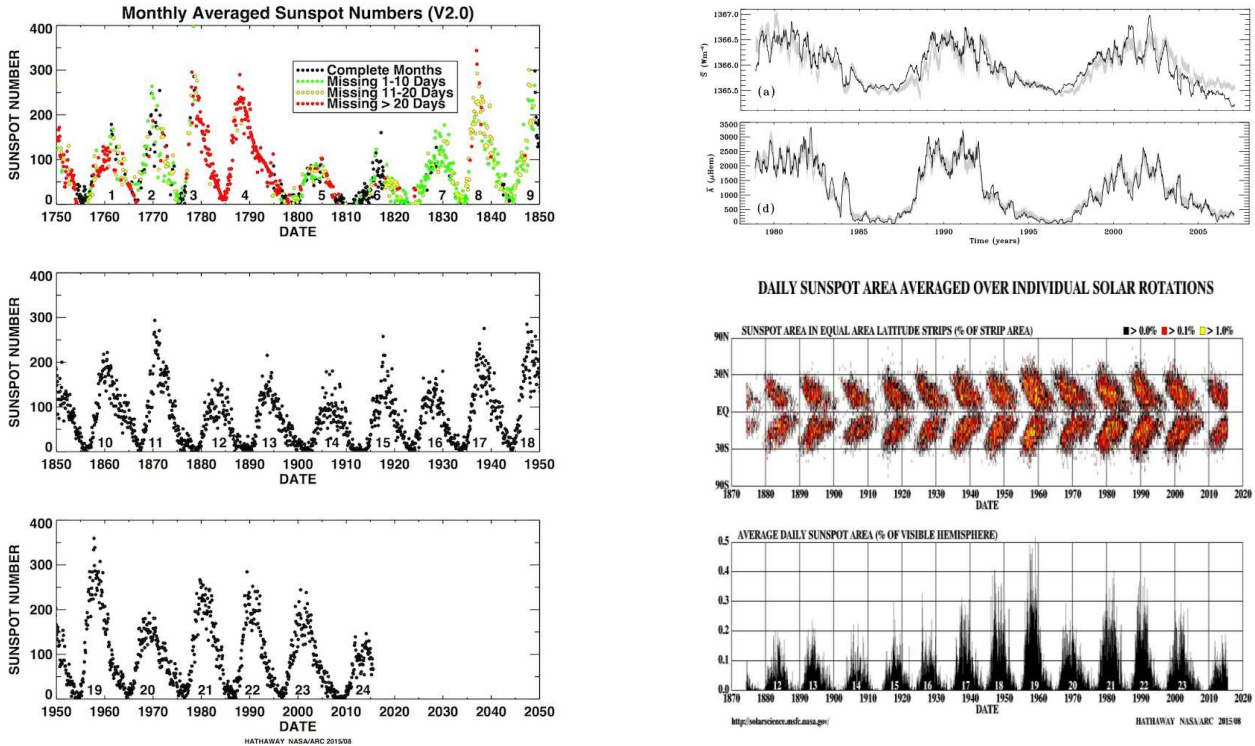


FIG. 4.5 – **Cycle d’activité magnétique solaire.** *Gauche* : Evolution du nombre de taches à la surface du Soleil moyenné sur un mois sur une période de ~ 300 ans. Source : NASA/Marshall Space Flight Center, D. Hathaway. *Droite* : en haut, comparaison de l’évolution de l’irradiance solaire (*première ligne du diagramme*) et du nombre de taches solaires (*deuxième ligne*). Tiré de Crouch et al. (2008). En bas, “diagramme papillon” solaire (*troisième ligne*) et évolution du nombre de taches correspondant (*quatrième ligne*). Source : NASA/Marshall Space Flight Center, D. Hathaway.

photosphère solaire, sur les bords des supergranules. Ils sont de nature semblable à celle des plages et forment un réseau éphémère sur toute la surface du Soleil (Fig. 4.4). Le réseau forme un continuum avec les plages dont il tire son origine (Meunier 2003).

Cycles d’activité magnétique

L’activité magnétique solaire est cyclique, avec une période de 10 à 12 ans, au cours de laquelle le niveau d’activité et le nombre de taches passent par des extrema (périodes de haute et basse activité). Le suivi du nombre de taches depuis plusieurs siècles a permis la mise en évidence des cycles d’activité solaire (Fig. 4.5). Au cours du cycle (soit d’une période de basse activité à une autre) : *i*) le nombre et la surface couverte par les taches et les plages vont augmenter et passer par un maximum avant de diminuer à nouveau ; les plages couvrant une étendue en moyenne dix fois supérieure à celle des taches, le cycle d’activité se traduit par une augmentation globale de l’irradiance solaire (Fig. 4.5) ; et *ii*) la latitude médiane d’apparition des structures sur les hémisphères Nord et Sud va diminuer régulièrement (en valeur absolue) tout au long du cycle : la répartition des structures actives solaires dans un diagramme temps-latitude porte ainsi le nom de “diagramme papillon” (Fig. 4.5).

La présence de cycles d’activité est attestée pour de nombreuses étoiles par des mesures photométriques ou de l’évolution temporelle de l’index du Calcium ou du $\log R'_{\text{HK}}$ (Baliunas 2000; Wright 2005; Hall et al. 2007; Schröder et al. 2013). Deux régimes peuvent être distingués : les étoiles les plus âgées et à rotation lente ($v \sin i$ de quelques km.s^{-1}) montrent une augmentation de leur irradiance totale pendant le cycle, elles sont donc dominées par les plages à l’instar du

Soleil ; les étoiles plus jeunes et à rotation plus rapide montrent quant à elles une diminution de leur irradiance totale, elles sont donc dominées par les taches (Lockwood et al. 2007).

4.2 Description de notre modèle paramétrique

Je résumerai dans cette section les grandes lignes de notre modèle d'activité solaire et essaierai d'en montrer l'esprit, à savoir un prototype d'un cycle d'activité à la fois très précis et modifiable ou adaptable à d'autres configurations d'activité. Nos simulations se divisent en deux parties :

1. la génération de l'ensemble des structures actives (taches sombres, plages brillantes autour des taches et réseau) présentes à la surface de l'étoile au cours du cycle d'activité ou de la base de temps de la simulation ;
2. la construction des spectres synthétiques correspondants et le calcul des observables via SAFIR. Cette étape est la même qu'utilisée dans les travaux précédents (Sect. 1.5). C'est là qu'entrent en jeu les propriétés stellaires fondamentales (masse, rayon, etc) et géométriques.

Dans un but de clarté, j'illustre ces différentes étapes de nos simulations par deux schémas en Figures 4.6 et 4.7.

4.2.1 Génération des structures actives

Je résume cette étape Fig. 4.6. Comme montré précédemment, le nombre de taches solaires est un bon estimateur du niveau d'activité solaire, et reste notre unique source directe d'information sur l'évolution à long terme de l'activité magnétique solaire. Nous utilisons donc le nombre quotidien de taches solaires comme base et principale donnée en entrée de notre algorithme de génération des structures actives. Le nombre de Wolf (du nom de son inventeur, précédé par Schwabe de 1826 à 1848), ou nombre de Zurich, noté ici R , est la principale observable quantifiant ce nombre de taches sombres visibles. Cet estimateur a été établi en 1848 et compilé constamment depuis. Il a pour particularité de prendre en compte à la fois le nombre de taches individuelles N et le nombre de groupes de taches G (*c.à.d.* de taches très proches les unes des autres et susceptibles d'être confondues), selon la formule générique suivante :

$$R = k(10G + N) \quad (4.1)$$

où k représente un facteur de correction correspondant à la qualité de l'instrument d'observation (Waldmeier 1961). La combinaison du décompte des taches individuelles et des groupes de taches présente l'avantage de réduire les erreurs et les incertitudes introduites par le décompte des petites taches et ainsi d'homogénéiser les mesures par rapport au simple nombre total de taches. Les propriétés temporelles de la simulation et les propriétés globales du niveau d'activité (durée et amplitude du cycle, échantillonnage temporel, etc) sont ainsi gérées au niveau du nombre de Wolf, soit en amont de la simulation.

En normalisant le nombre de Wolf en nombre total de taches visibles pour un hémisphère, que nous doublons pour obtenir le nombre total de taches présentes à la surface de l'étoile, nous pouvons alors déduire à chaque itération le nombre de taches à créer dans notre simulation, selon le nombre de taches déjà présentes. Les plages brillantes solaires étant liées aux taches sombres, notre modèle fait directement découler la distribution des plages de la distribution des taches : à chaque tache présente à la surface de l'étoile, nous associons une plage. Enfin, la distribution du réseau découle directement de celle des plages : nous considérons dans nos simulations que les structures du réseau sont créées via la fragmentation des plages. **En procédant de cette façon, nous assurons la cohérence des différentes composantes de l'activité (taches,**

plages, réseau) entre elles pour éviter de faire apparaître des invraisemblances en faisant varier les différents paramètres.

Le comportement des structures à la surface de l'étoile est ensuite décrit par des lois ou des paramètres tirés de la littérature, de manière à modéliser correctement les processus à différentes échelles :

- les propriétés spatiales générales des structures (latitude d'apparition au cours du cycle, longitudes actives, etc) nous permettent de gérer la localisation des structures (en l'occurrence, des taches) créées à chaque itération ;
- les propriétés intrinsèques des structures nous permettent quant à elles de gérer la taille des structures créées à chaque itération (distribution de taille des taches à leur création, rapport de taille plage-tache, tailles extrêmes, etc), et leur durée de vie (taux de décroissance) ;
- enfin, les propriétés dynamiques globales des structures nous permettent de gérer leur mouvement à la surface de l'étoile tout au long de leur durée de vie (rotation différentielle et flux méridional des différentes structures, diffusion du réseau à partir des plages).

Enfin, nous enregistrons à chaque itération les structures présentes sur l'ensemble de la surface de l'étoile, ce qui nous permet d'obtenir deux fichiers de sortie, répertoriant à chaque itération la taille, la latitude et la longitude de toutes les structures présentes, d'un côté pour les taches sombres, et de l'autre pour les structures brillantes (plages et réseau).

Le détail des lois et des valeurs des paramètres utilisés, ainsi que les références correspondantes, peut être trouvé en section 2 de l'article publié par *A & A* et reproduit en Sect. 4.3. Le processus de génération des structures est résumé en Fig. 4.6.

4.2.2 Construction des spectres synthétiques et calcul des observables

Je résume cette seconde étape Fig. 4.7. Cette étape est identique à la procédure déjà utilisée dans les études précédentes basées sur des listes de structures actives observées (Lagrange et al. 2010b; Meunier et al. 2010, et voir Sect. 1.5). Nous effectuons un maillage 3D de l'hémisphère visible de l'étoile en cellules basées sur un découpage latitudinal et longitudinal. Le nombre de cellules est ajusté en fonction de la vitesse de rotation stellaire projetée $v \sin i$ pour que la résolution en V_R soit meilleure que la résolution du spectre synthétique utilisé. Pour chaque cellule c , nous utilisons alors les listes de structures actives (position et taille) générées à l'étape précédente (voir ci-dessus) comme paramètres d'entrée pour déterminer si cette cellule correspond à une zone calme (photosphère) ou une zone active (tache sombre ou structure brillante). Nous attribuons ensuite à chaque cellule une valeur de vitesse radiale $V_R(c)$ et un contraste :

- $V_R(c)$ est calculée selon la vitesse de rotation de l'étoile, l'inclinaison de celle-ci et la position de la cellule sur l'hémisphère visible (effet de projection). Si la cellule correspond à une zone active et que l'on souhaite inclure l'effet d'inhibition de la convection dans la simulation, on ajoute à $V_R(c)$ un décalage en vitesse radiale δV_R correspondant à un décalage vers le rouge². La valeur de δV_R est fixée ici à -190 m.s^{-1} (correspondant à la différence entre les décalages vers le bleu observés pour la photosphère et pour les plages brillantes du Soleil, voir Meunier et al. 2010, et références internes).

²Comme on l'a vu en Sect. 4.1, la convection entraîne un décalage vers le bleu *global* du spectre stellaire. L'inhibition *locale* de la convection au niveau des zones actives peut donc être directement modélisé comme un décalage vers le rouge, étant donné que nous calculons avec SAFIR des vitesses radiales relatives et non absolues.

I. Génération des structures actives (taches, plages et réseau)

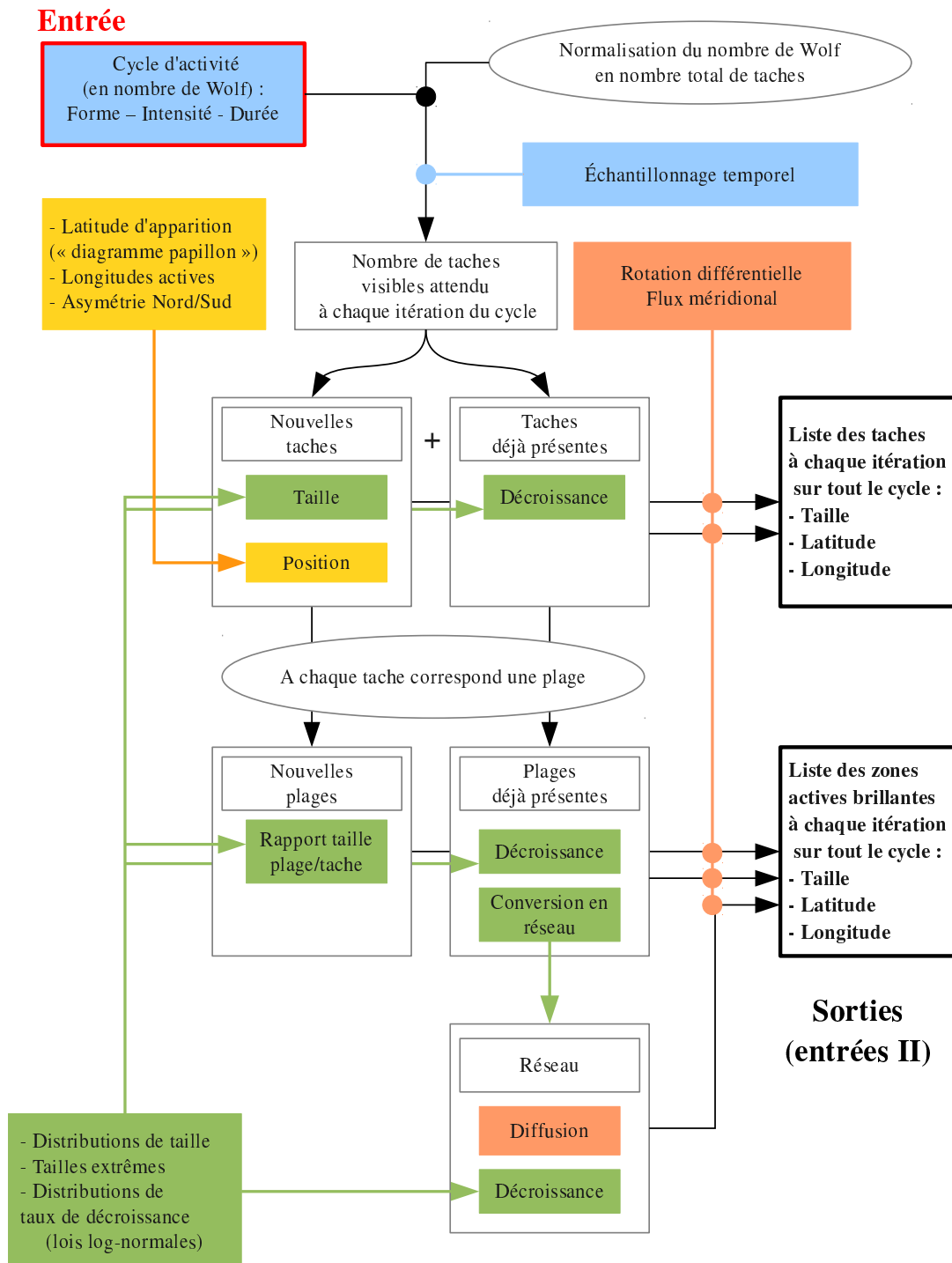


FIG. 4.6 – Schéma descriptif de nos simulations : génération des structures actives. *Code couleur* : propriétés temporelles du cycle d'activité (*bleu*) ; propriétés spatiales globales des structures (*jaune*) ; propriétés dynamiques globales des structures (*orange*) ; propriétés intrinsèques locales des structures (*vert*) ; encadré en gras, en rouge : donnée d'entrée ; encadré en gras, en noir : données de sortie (données d'entrée de II).

- le contraste est calculé en fonction de l’assombrissement centre-bord, et de la présence ou non d’une zone active. La présence d’une zone active (tache sombre ou structure brillante) modifie la contribution relative en flux de \mathfrak{c} par rapport aux cellules correspondant à la photosphère calme selon la loi du corps noir³. Nous utilisons une loi d’assombrissement centre-bord polynômiale (Claret & Hauschildt 2003). Les coefficients du polynôme sont choisis en fonction de quatre paramètres d’entrée : température effective (ici 5800 K), vitesse de microturbulence μ_{micro} (ici 1 km.s⁻¹), gravité de surface $\log(g)$ (ici 4.5) et métallicité $\log[M/H]$ (ici 0). Dans le cas où la cellule correspond à une tache sombre, le contraste tache-photosphère est directement donné en température et est le même pour n’importe quelle position ; dans le cas d’une zone brillante, le contraste est donné en rapport d’intensité relative par rapport à la photosphère calme, et est fonction de la position de la cellule sur le disque stellaire, pour modéliser correctement l’éclaircissement centre-bord (*limb-brightening*) des zones brillantes (plages et réseau).

Nous appliquons à chaque cellule \mathfrak{c} un spectre synthétique S_{synth} de Kurucz (Kurucz 1993) correspondant au type spectral sélectionné ; $S_{\text{synth}}(\mathfrak{c})$ est décalé de $V_R(\mathfrak{c})$ et est pondéré par l’assombrissement centre-bord, la surface projetée de \mathfrak{c} et, dans le cas d’une cellule correspondant à une zone active, par le rapport de flux calculé via la loi du corps noir. Nous intégrons finalement l’ensemble des spectres $S_{\text{synth}}(\mathfrak{c})$ pour obtenir le spectre stellaire à chaque itération de la simulation.

Nous calculons dans le même temps :

- la photométrie (ou irradiance) stellaire globale *relative* en intégrant la contribution au flux lumineux de l’ensemble des cellules (avec effet de projection, assombrissement centre-bord et loi du corps noir dans le cas d’une zone active), à une longueur d’onde de 550 nm. Il suffit ensuite de multiplier cette photométrie *relative* par une valeur de référence correspondant à un Soleil “calme” (sans zones actives) pour déterminer l’irradiance absolue (TSI ou *Total Solar Irradiance*, dans le cas du Soleil). Notre référence est égale à 1365.46 W.m⁻² (Meunier et al. 2010) ;
- l’astrométrie en calculant le déplacement global du photocentre selon les directions parallèle (δ_X) et perpendiculaire (δ_Y) à l’équateur stellaire.

Finalement, nous utilisons les spectres stellaires ainsi fabriqués avec SAFIR comme nous utilisons des spectres stellaires acquis avec des instruments réels : chaque spectre stellaire synthétique est convolué par la fonction d’étalement du point correspondant à l’instrument souhaité (HARPS dans notre cas), puis ré-échantillonné sur un, plusieurs ou tous les ordres de l’instrument. Dans le cas présent, les simulations étant très chronophages, nous nous bornons à l’ordre 31 de HARPS (Desort et al. 2007). Nous calculons enfin les V_R avec la méthode employée dans SAFIR (Sect. 1.3.2).

Notre outil de construction des spectres permet de prendre en compte un seul type de structure à la fois (soit les taches sombres, soit les zones brillantes). D’autre part, pour chacun de ces deux types de structures, nous pouvons calculer les séries temporelles de V_R : soit en prenant en compte uniquement les variations de V_R “photométriques” (*c.à.d.* induites par la déformation du spectre stellaire global du fait du contraste des zones actives), soit en prenant en compte uniquement les variations de V_R induites par l’inhibition de la convection dans les zones actives, soit en prenant en compte ces deux effets à la fois. Du fait des principes de base de notre algorithme de génération des zones actives (les taches sombres sont entourées par les plages

³ $e^{\frac{hc}{\lambda^k B T_{\text{phot}} - 1}}$
 $e^{\frac{hc}{\lambda^k B T_{\text{cell}} - 1}}$

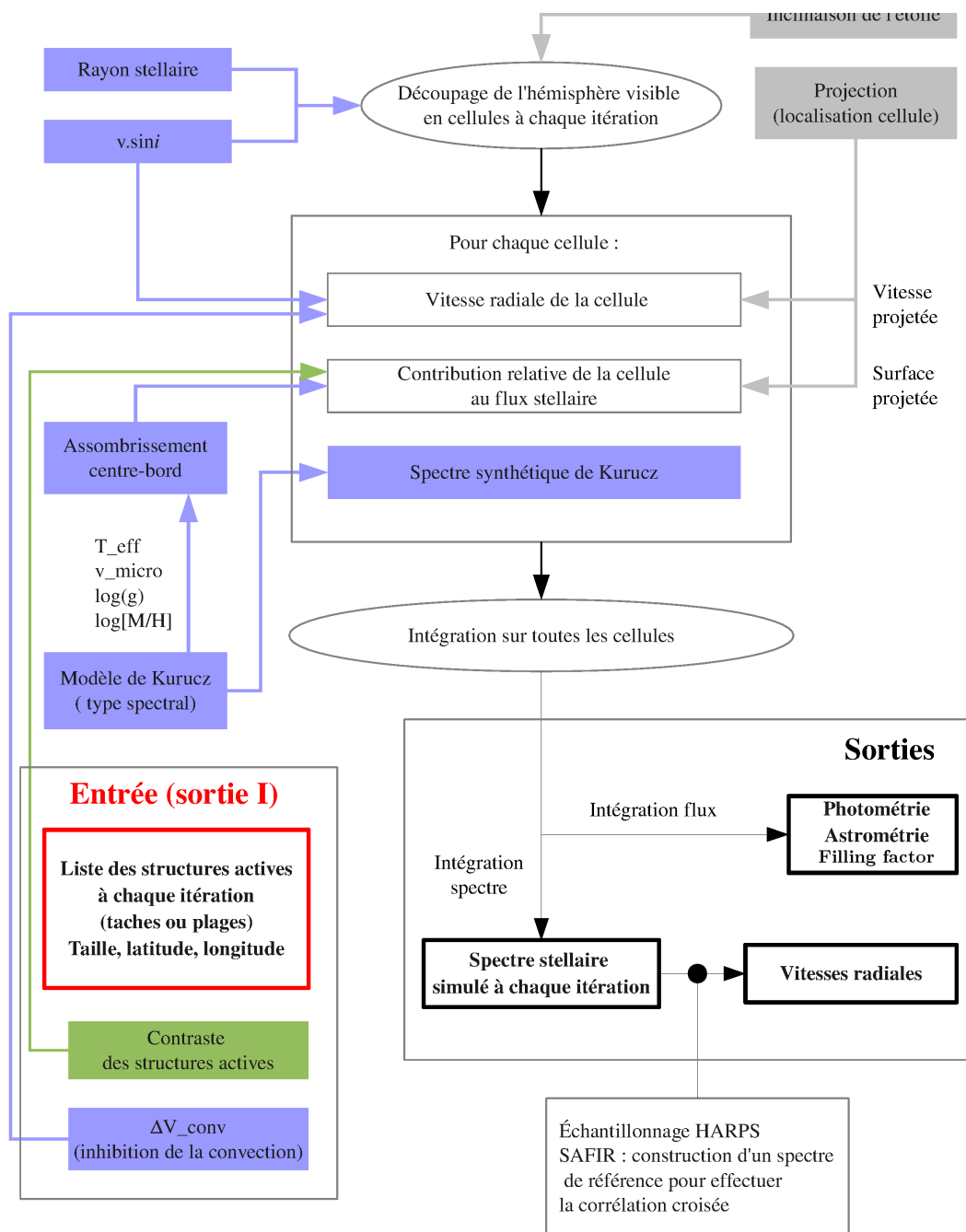


FIG. 4.7 – Schéma descriptif de nos simulations : II. Construction des spectres et calcul des observables. *Code couleur* : propriétés intrinsèques des structures (vert) ; paramètres stellaires (bleu) ; propriétés géométriques (configuration de l'étoile et effets de projection) ; *surligné en rouge* : données d'entrée (données de sortie de I) ; *surligné en noir* : données de sortie.

brillantes ; nous produisons deux listes de zones actives, sombres et brillantes), nous effectuons donc chaque simulation trois fois pour obtenir trois séries temporelles de V_R :

- une série correspondant à la contribution “photométrique” des tachés sombres (à partir de la liste des tachés sombres) ;

- une série correspondant à la contribution “photométrique” des zones brillantes (à partir de la liste des zones brillantes) ;
- enfin, une série correspondant à l’inhibition de la convection exclusivement dans toutes les zones actives (à partir de la liste des zones brillantes).

Nous sommons ensuite ces trois séries temporelles pour obtenir les V_R globales de l’étoile. Cette division en trois séries temporelles présente l’avantage de pouvoir étudier et caractériser spécifiquement chacune des contributions. Le processus de construction des spectres est résumé Fig. 4.7.

4.3 Validation et premiers résultats du modèle (article).

Utiliser le Soleil pour estimer la détectabilité de planètes similaires à la Terre. V. Paramétrer l’impact des composantes de l’activité solaire sur les vitesses radiales, Borgniet et al. (2015).

Je présente notre modèle paramétrique du cycle d’activité solaire dans un article publié par *A & A* en Septembre 2015 et reproduit ci-après. J’y décris en détail les différents paramètres et les processus de génération des structures et de construction des spectres simulés. Afin de vérifier la validité de notre modèle, je compare ensuite les premiers résultats obtenus avec ce modèle et les résultats obtenus de manière similaire à partir des structures actives solaires observées durant le Cycle 23 (Lagrange et al. 2010b; Meunier et al. 2010) :

- au niveau des structures actives elles-mêmes (première étape du modèle), j’ai comparé : les distributions de taille et de latitude (“diagramme papillon”) des structures (structures brillantes d’une part et taches sombres d’autre part), l’évolution temporelle et la distribution des taux de couverture de la surface solaire par les structures actives, et l’évolution temporelle du rapport des taux de couverture plage/tache ;
- au niveau des observables (photométrie et V_R pour chaque composante du modèle paramétrique : taches, plages, convection et total), j’ai comparé : l’évolution temporelle, la distribution, la dispersion et l’amplitude à court et long termes, et le périodogramme de Lomb-Scargle de chaque observable.

Tant au niveau des structures que des observables, la comparaison montre un très bon accord entre notre modèle d’activité et les observations du Soleil aux différentes échelles temporelles et spatiales. Nous montrons également que les différences (peu significatives) présentes entre modèle et observations peuvent s’expliquer tant par l’absence de la phase de croissance des structures (de durée très brève comparée à la phase de décroissance) dans notre modèle, que par une raison statistique : quelques très grandes taches présentes occasionnellement dans les observations ne sont pas reproduites dans notre modèle d’activité. Cette comparaison valide notre modèle en tant que reproduction la plus précise et la plus complète à ce jour du cycle d’activité solaire.

L’utilisation de listes de structures simulées présente un avantage majeur par rapport à des listes de structures observées : les premières peuvent en effet couvrir la totalité de la surface stellaire à chaque itération du cycle, et non plus seulement l’hémisphère visible. Pour chaque simulation de cycle d’activité, il est donc possible d’étudier l’influence de l’inclinaison sous laquelle est observée l’étoile sur les observables (V_R et photométrie), ce qui était impossible à faire à partir des structures observées. C’est ce que j’ai effectué dans la seconde partie de cet

article, en explorant une gamme d'inclinaisons entre 10° (étoile vue quasiment par le pôle) et 90° (étoile vue *edge-on*). Les structures actives solaires étant concentrées principalement sur deux bandes de part et d'autre de l'équateur, le taux de couverture de la surface visible par les structures diminue nettement avec l'inclinaison, de près de 40% tant pour les taches que pour les plages, en passant de 90° à 10° . Cette variation se répercute à la fois sur les V_R et la photométrie :

- sur le court terme (de l'ordre du mois et de la période de rotation solaire), la dispersion des observables (V_R et photométrie) diminue d'environ 70% en passant de $i = 90^\circ$ à $i = 10^\circ$.
- sur le long terme (de l'ordre du cycle) en revanche, l'amplitude globale de variation de la photométrie ne varie que très peu avec l'inclinaison, alors que l'amplitude globale de variation des V_R diminue de près de 80% en passant d'une configuration *edge-on* à *pole-on*.

La baisse de la dispersion à court terme s'explique par le fait qu'aux faibles inclinaisons, nous verrons les mêmes structures en permanence, un seul hémisphère (Nord ou Sud) de l'étoile étant visible. Dans une configuration *edge-on* ou proche au contraire, la rotation de l'étoile induit l'apparition et la disparition successive des structures à nos yeux avec une périodicité d'une demi-période de rotation, à l'origine de l'essentiel de la dispersion court terme des observables. A long terme par contre, la baisse de l'amplitude globale des V_R s'explique simplement par le taux de couverture visible réduit et l'effet de projection. En revanche, pour la photométrie, le taux de couverture réduit est contrebalancé par l'influence croissante du contraste des zones brillantes : dans une configuration *pole-on*, les plages solaires sont en effet vues principalement sur le bord du Soleil, ce qui augmente leur effet sur la photométrie, au contraire d'une configuration *edge-on* où les plages sont vues de part et d'autre de l'équateur (et donc plus souvent au centre du disque solaire visible statistiquement).

Finalement, j'ai calculé les limites de détection à partir des séries temporelles de V_R obtenues avec ce modèle d'activité (*c.à.d.* une étoile semblable au Soleil) et pour les différentes inclinaisons explorées, dans le cas d'une planète de masse $1 M_\oplus$ située sur le bord extérieur de la zone habitable de son étoile. Les valeurs obtenues dans le cas $i = 90^\circ$ sont en accord avec nos résultats précédents (Meunier & Lagrange 2013). En faisant varier l'inclinaison, je montre que les limites de détection les plus basses sont en fait obtenues pour une inclinaison médiane ($40\text{-}50^\circ$), pour laquelle la diminution de la variabilité V_R n'est pas encore contrebalancée excessivement par l'effet de projection des vitesses. Les valeurs atteintes les plus basses ($\sim 2 M_\oplus$) sont prometteuses dans le cadre de la recherche d'exoplanètes similaires à la Terre dans la zone habitable de leur étoile.

Using the Sun to estimate Earth-like planets detection capabilities

V. Parameterizing the impact of solar activity components on radial velocities

S. Borgniet, N. Meunier, and A.-M. Lagrange

Univ. Grenoble Alpes, IPAG, CNRS, 38000 Grenoble, France
e-mail: Simon.Borgniet@obs.ujf-grenoble.fr

Received 17 September 2014 / Accepted 27 May 2015

ABSTRACT

Context. Stellar activity induced by active structures such as stellar spots and faculae is known to have a strong impact on the radial velocity (RV) time series. It is therefore a strong limitation to the detection of small planetary RV signals, such as that of an Earth-mass planet in the habitable zone of a solar-like star. In a series of previous papers, we have studied the detectability of such planets around the Sun observed as a star in an edge-on configuration. For this purpose, we computed the RV, photometric and astrometric variations induced by solar magnetic activity, using all active structures observed over one entire cycle.

Aims. Our goal is to perform similar studies on stars with different physical and geometrical properties. As a first step, we focus on Sun-like stars seen with various inclinations, and on estimating detection capabilities with future instruments.

Methods. To do so, we first parameterize the solar active structures with the most realistic pattern so as to obtain results consistent with the observed ones. We simulate the growth, evolution and decay of solar magnetic features (spots, faculae and network), using parameters and empiric laws derived from solar observations and literature. We generate the corresponding structure lists over a full solar cycle. We then build the resulting spectra and deduce the RV and photometric variations, first in the case of a sun seen edge-on and then with various inclinations. The produced RV signal takes into account the photometric contribution of spots and faculae as well as the attenuation of the convective blueshift in faculae. We then use these patterns to study solar-like stars with various inclinations.

Results. The comparison between our simulated activity pattern and the observed pattern validates our model. We show that the inclination of the stellar rotation axis has a significant impact on the photometric and RV time series. Radial velocity long-term amplitudes and short-term jitters are significantly reduced when going from edge-on to pole-on configurations. Assuming spin-orbit alignment, the best configuration for planet detection is an inclined star ($i \approx 45^\circ$).

Key words. stars: activity – starspots – stars: solar-type – techniques: radial velocities – techniques: photometric

1. Introduction

Thanks to the radial velocity (RV) technique, more than 500 exoplanets have been discovered in the two last decades (<http://exoplanets.eu>). First limited to Jupiter-like planets on short period orbits, today the RV technique allows the detection of Neptune-like planets ($10\text{--}40 M_{\text{Earth}}$) and Super Earths ($1.2\text{--}10 M_{\text{Earth}}$) on longer period orbits. This progress was made possible thanks to the important improvements in the sensitivity and stability of instruments, as well as to observational strategies to average out known sources of stellar signals (Dumusque et al. 2011a). For example, the High-Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS) spectrograph located on the ESO 3.6 m telescope in La Silla (Pepe et al. 2002) gives a precision of 1 m s^{-1} for a solar-type star in average conditions, compared to $5\text{--}10 \text{ m s}^{-1}$ with previous instruments. Furthermore, future instruments, such as ESPRESSO on the Very Large Telescope (VLT) or G-CLEF on the Giant Magellan Telescope (GMT) are expected to reach a precision down to 0.1 m s^{-1} (M gevand et al. 2010; Fzr sz et al. 2014). This level of precision will theoretically give access to lower planetary masses far from their host stars such as Earth-like planets in the habitable zone (HZ).

However, low-amplitude RV planet signals (such as RV signatures of Earth-mass planets in the HZ) are much more sensitive to stellar perturbations than giant planet RV signatures. In

the case of a low-mass planet RV signature with an amplitude in the $0.1\text{--}1 \text{ m s}^{-1}$ range, the stellar noise or “jitter” is high enough to either mask or mimic the planet-induced RV variations, even in the case of a chromospherically nearly inactive star (Isaacson & Fischer 2010; Lagrange et al. 2010; Meunier et al. 2010).

The so-called stellar jitter mainly comes from three different sources: stellar oscillations or pulsations, granulation, and stellar magnetic activity. On short timescales, stellar pulsations or oscillations dominate the RV jitter. For FGK dwarfs, they are mainly driven by acoustic or pressure waves (p -modes). Pressure waves are commonly believed to originate from turbulent convective motions occurring in the stellar outer layers and to propagate through the star. They induce RV shifts with an amplitude of a few cm s^{-1} to one m s^{-1} . The oscillation periods range from a few minutes (e.g. five minutes in the case of the Sun) to a few tens of minutes. The amplitude and the period of the oscillations increase with stellar mass. Long exposure times and observational strategies have shown to be efficient in averaging the RV noise induced by pulsations in the case of late-type stars (Santos et al. 2004; Dumusque et al. 2011b).

The photospheric granulation phenomenon accounts for the convective plasma motions occurring in the outer envelope of solar-mass stars. The quick rise and fall of the plasma results in a pattern of bright granules and darker lanes at the stellar surface,

and in rapidly evolving RV shifts, with amplitudes up to a few km s^{-1} locally. When integrated over the entire stellar disc, upflows and downflows average out, leaving a residual RV jitter at the level of the m s^{-1} . So far, there have been few attempts to estimate the impact of granulation on the RV. [Dumusque et al. \(2011b\)](#) made a first estimation for different spectral type stars based on the study of asteroseismology measurements. [Cegla et al. \(2013\)](#) developed a four-component model of granulation, building absorption line profiles from 3D magnetohydrodynamic solar simulations. This study was continued by [Cegla et al. \(2015\)](#), who derived the corresponding RV time series and other time series of observables such as the bisector amplitude. They concluded first that granulation has a strong impact on RV at the cm s^{-1} to m s^{-1} levels and would be a potentially significant limitation to low-mass planets detection. Second, they found correlations between the RV time series and other observables (e.g. bisector curvature or bisector inverse slope) that already allow a partial correction of the granulation signal and reduce the corresponding jitter by one third. [Meunier et al. \(2015\)](#) simulated a collection of both granules and supergranules on the solar visible hemisphere over a whole solar cycle and derived the induced RV and photometric time series. These authors concluded that the granulation noise is hard to average out even over an entire night and will therefore have a significant impact on detection limits.

On timescales from a few days to several years, the stellar jitter is dominated by the so-called stellar magnetic activity. Active regions such as dark spots and bright faculae (colder and hotter than the quiet photosphere, respectively) grow and evolve on the stellar surface, inducing changes in the stellar irradiance and RV variations (because the flux loss or excess in the active regions distorts the CCF of the stellar spectra). The stellar rotation causes these active regions to be seen as moving across the stellar disc, thus inducing an apparent Doppler shift. The first studies of the impact of starspots on RV and line bisectors were made by [Saar & Donahue \(1997\)](#) and [Hatzes \(2002\)](#). [Saar & Donahue \(1997\)](#) built a semi-empirical law that directly bound the spot-induced RV semi-amplitude, the spot filling factor and the stellar rotational velocity for cool F-G stars. [Saar \(2003, 2009\)](#) made similar studies for bright faculae. The first spot model was developed by [Desort et al. \(2007\)](#). The authors computed synthetic stellar spectra and applied a black-body law to take into account the contribution of a colder spot. They accurately quantified the RV amplitude, RV bisector and photometric variations induced by a starspot for a range of different stellar and spot properties.

Such simple spot models have proved to be useful and efficient when simulating the RV signature of one or a few active regions during a timescale of the order of the stellar rotational period. They are nicely adapted to stars that host a single main spot or a few spots, such as active young dwarf stars (e.g. HD 189733, see [Dumusque 2014](#), and references therein). They are, however, not able to reproduce the total activity-induced RV signal for Sun-like stars owing to the presence of multiple evolving active regions on the stellar disc, and owing to the strong contribution of faculae because of slow rotation ([Meunier et al. 2010](#); [Dumusque et al. 2014](#)). A complete model of the stellar activity pattern for longer timescales (approximately the activity cycles) is needed. For most stars though, we have no detailed information on the activity properties as active structures are not directly observable. Doppler and Zeeman-Doppler imaging techniques allow the largest active structures (or active structure clusters) to be recovered only for fast-rotating stars (i.e. young, active ones) but not for old, slow-rotating solar-type stars ([Rice 2002](#)). The structure and convection properties are mostly unknown and

we rely only on indirect and global estimators such as the calcium (Ca) index (see e.g. [Baliunas et al. 1983](#); [Noyes et al. 1984](#); [Hall & Lockwood 2004](#)).

The Sun is an exceptional star for which we have a lot more information. Indeed, both solar dark spots and bright features have been amply observed and the various solar activity properties are thus profusely described. If seen as a moderately active star, then the Sun is an ideal prototype for studying how activity affects the detectability of low-mass planets. In a series of papers, we modelled with a great accuracy the solar activity pattern using detailed observations (i.e., spots catalogues and magnetograms) extending over the full solar cycle 23. We then rebuilt the induced photometric variations and the corresponding spectra, and deduced from the latter the RV time series. We first considered only cold spots in [Lagrange et al. \(2010](#); hereafter Paper I), studying their impact on the detectability of an Earth-mass planet in the HZ of a solar-like star. In [Meunier et al. \(2010](#); hereafter Paper II), we extended this study by considering in addition the contribution of bright faculae and, for the RV, the attenuation of the convective blueshift in magnetically active regions. Combining the effect of the three activity components, we found that the attenuation of convective blueshift in faculae (hereafter the convective component) dominated the induced RV variations (this happens because the Sun is a slow rotator: for larger $v \sin i$, the photospheric effect of spots becomes dominant). We showed that without correction tools (still to be identified and tested) it would be impossible to detect an Earth-like planet in the HZ. Using the same simulation as in Paper II, [Lagrange et al. \(2011](#); hereafter Paper III) estimated the astrometric effect of stellar magnetic activity. Finally, in [Meunier & Lagrange \(2013](#); Paper IV), we used the strong correlation between the convective component and the Ca index (as both are directly related to the chromospheric plage or photospheric facula filling factor) as a tool for correcting RV time series from the convection-induced jitter. We showed that an Earth-like planet in the HZ would become detectable given that: i) there is an excellent signal-to-noise ratio (S/N) on the Ca index data; and ii) the temporal coverage of the RV observations over one activity cycle is very dense (typically one night out of four during the cycle).

The objective of the present paper is to extend the previous study to a Sun-like star seen under any inclination. To this end, we fully parameterize the activity pattern of a Sun-like star. A few activity parametrizations have already been developed. [Barnes et al. \(2011\)](#) undertook the first attempt to parameterize dark spot distributions to low- and high-activity levels in the case of M-type stars. A similar simple model was used by [Jeffers et al. \(2014\)](#), this time for young and active G and K dwarfs. A parametrization of an activity pattern was made by [Dumusque et al. \(2011a\)](#), who simulated dark spot distributions over the stellar surface for different levels of activity of a solar-like star. The authors derived detection limits for different activity levels and observational strategies. This study was limited to dark spots, however, and did not include the flux effect of bright features (faculae and network), nor the inhibition of the convective blueshift in active structures.

Using the Sun as a template presents several important advantages: i) we have much more information on solar activity than for any other star; ii) the validity of such a model can easily be asserted by a comparison with the previous papers; and iii) such an activity model can be adapted to other spectral types and other activity levels than the Sun's, if the active region configuration is similar. In addition, it allows the impact of stellar inclination on the results to be studied, contrary to the solar

observations for which only one hemisphere is observed at any given time.

In Sect. 2, we build the spot and facula distributions on the Sun surface over a full solar cycle. We describe in detail the laws and parameters that we used to make these simulations. To test our approach, we then compare the obtained structure distributions with the observed solar distributions used in Paper II. In Sect. 3, we compute the induced RV variations, taking into account both the photometric contribution of spots and faculae and the attenuation of the convective blueshift in active structures. Then we compare our results with those previously obtained using observed solar magnetic features. In Sect. 4, we study the influence of the stellar inclination on the resulting RV and photometry. The astrometric time series will be treated in a separate paper. We also compute the corresponding detection limits. Finally, we discuss our results and the use of our model for other stars in Sect. 5.

2. Building the activity pattern

2.1. Approach

We consider the solar activity pattern during cycle 23. We use the Sun as a template and as a means of comparison with the observed activity pattern used in Papers I and II. We parameterize an extended range of activity levels and timescales. We start from the general distribution of the activity level over the cycle, then we parametrize the spatial and temporal distributions of active structures and their dynamics, and we finally model the individual behaviour of the structures, including the dark spots, the bright faculae around these spots and the network smaller features. The two outputs of our simulations are the lists of the dark spots and of the bright features, respectively. Each file gives, for each time step of the simulation, the structure sizes (in millionths of hemisphere, hereafter μHem), and latitudes and longitudes. For a given set of parameters, these files will then represent the inputs of our simulation tool to produce the spectra and the corresponding RV at each time step, as was done in Papers I and II with observed solar structure lists.

2.2. Building the spot and facula catalogues: input parameters

All input parameters are summarized in Table 1. We detail them here.

1. *Global activity level.* The sunspot-induced solar activity follows a cycle of 12 ± 1 yr. To mimic as accurately as possible the global activity level and its distribution over such a cycle, we used the relative sunspot number, or Wolf number (noted R), as a proxy. For this study, we based our simulations on solar cycle 23. This allowed us both to build a realistic activity pattern and to compare our results with those previously obtained in Paper II. The daily Wolf number R for cycle 23 was recovered at the Solar Influences Analysis Data Center¹ (SIDC) and is given in Fig. 1 (upper panel). We first smoothed the daily R data to obtain a long-term reference R_{smth} (Fig. 1, two top panels) for the cycle shape.

The observed daily dispersion of the Wolf number comes from two contributions: the first comes from the rotational modulation and will naturally be present in the model (hence the smoothing); the second occurs because appearing spots

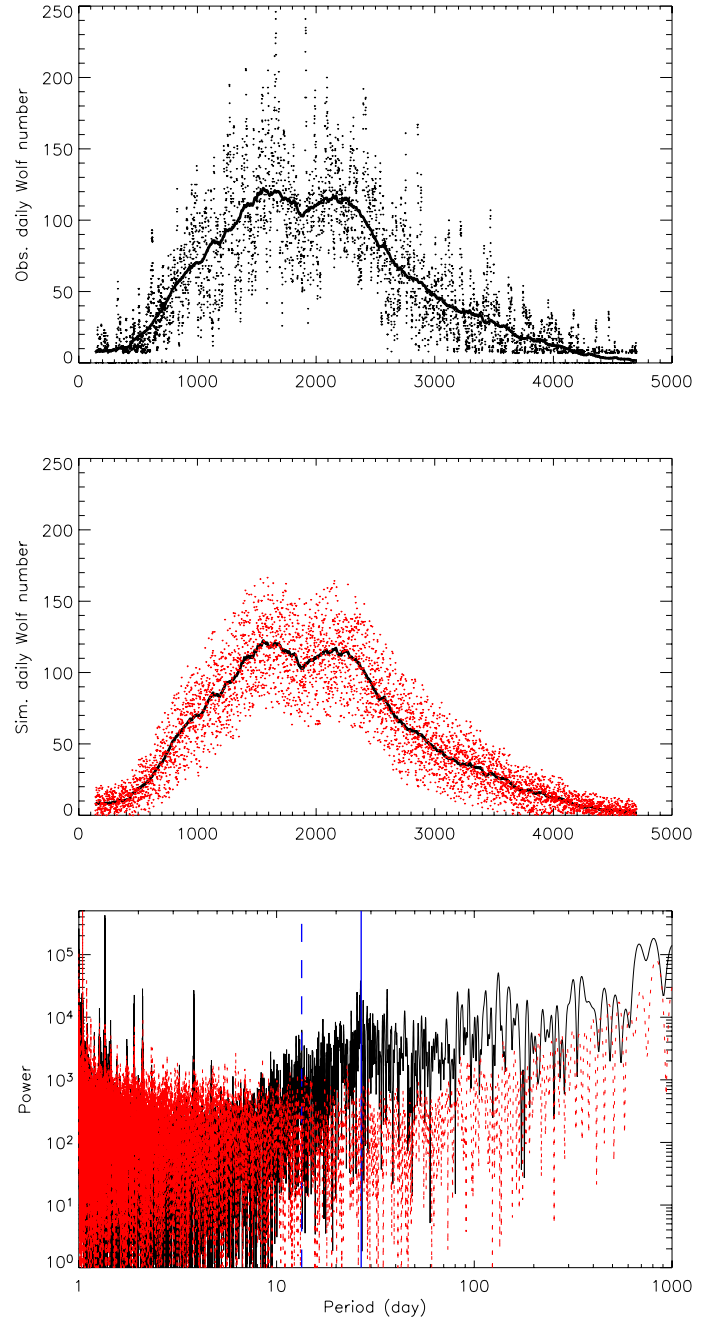


Fig. 1. *Top:* daily (dots) and smoothed (bold line) Wolf number over solar cycle 23. *Middle:* same smoothed Wolf number (black line), and when randomly adding a second-order polynomial dispersion (red dots). *Bottom:* power spectra of the observed daily (black) and simulated (red) Wolf numbers (respectively R and R'). The solar rotation period (blue solid line) and its first harmonic (blue dashed line) are also shown for comparison.

do not follow a smooth curve and present some dispersion originating in the dynamo process. To take this contribution into account, we calculated a second-order polynomial dispersion d to the smoothed curve R_{smth} , expressed as

$$d = d_0 + d_1 R_{\text{smth}} + d_2 R_{\text{smth}}^2 \quad (1)$$

where d_0 , d_1 , and d_2 are derived empirically from observations. We then randomly added this dispersion d to the smoothed data R_{smth} to obtain a daily input Wolf number R' (Fig. 1, middle panel). The Wolf number (R , R') is

¹ Available at: <http://sidc.oma.be/>

a combination of the number of individual spots and of the number of spot groups. As the input of our simulation is the total number of spots N (which accounts both for the individual spots and for those in groups), we have derived a calibration for deducing this total number of spots from an activity level expressed in Wolf number units,

$$N = n_0 + n_1 R' \quad (2)$$

where n_0 and n_1 are derived empirically from observations. Using Eq. (2), we obtained the theoretical total number of sunspots expected on the solar surface at each time step. The conversion $n_{0,1}$ and dispersion $d_{0,1,2}$ coefficients used in our simulations are given in Table 1. By subtracting the number of sunspots already existing at this step, one can determine the number of new sunspots to be generated at this step in the simulation.

We finally show in Fig. 1 (bottom panel) the power spectra of the observed R and simulated input R' Wolf number for comparison purposes. The periodograms are quite different, especially at the rotational period and its first harmonic. This is expected as we do not introduce the rotational modulation (which is naturally present in the observed Wolf number) in our input Wolf number R' , but rather at the next step of the simulations (see above). For the high-amplitude (and short-period) variations of the observed Wolf number in the high-activity solar period, we consider that these variations are not due to a lack of spots at some moments in our model compared to the observations, but rather to the presence at these times of a group of large spots or an active cluster in the solar observations (see below for the spot size and spot filling factor distributions). Our model would require a more complex spot distribution function to reproduce such occasional appearances of large spot groups and we decided not to complicate it at this stage.

We assumed an activity cycle length of 12.5 yr (length of solar cycle 23) and a time step of one day, leading to a total number of 4566 iterations or days. Furthermore, we added a random scattering of the time steps, with an amplitude of 4 h around the regular daily period, to mimic real observations.

2. Spatial and temporal distributions of the structures. At the beginning of the activity cycle, sunspots appear at medium latitudes, with some dispersion. As the activity level increases, the mean appearance latitude of sunspot slowly decreases in absolute value. This migration of active regions towards the equator continues during the whole cycle leading to a low mean appearance latitude at the end of the cycle. In our simulations, the mean latitudes of sunspot appearance at the beginning and at the end of the cycle were fixed at $\pm 22^\circ$ and $\pm 9^\circ$, respectively. These values are derived from the spot catalogues we used in Papers I and II. A linear law was then used to fit the decrease of the sunspot appearance latitude during the cycle, and we added a latitude scattering to reproduce the butterfly diagram.

We also had the possibility of creating an asymmetry between the activity patterns in the northern and southern hemispheres, i.e. by adding more spots in one of them. As such a significant asymmetry has not been detected on the Sun during past solar cycles, we decided to put the same proportion of spots in each hemisphere.

It is well known that spot groups do not appear at random longitudes, but around the so-called active longitudes. Such preferred longitudes have been detected on the Sun and

on several other stars (Berdyugina & Usoskin 2003; Ivanov 2007; Lanza et al. 2009, 2010). Their origin is still partly unexplained and is probably due to the dynamo process. Some trends seem to emerge from observations : there are generally two (seldom three) persistent active longitudes per hemisphere, shifted by 180° . They form a rigid structure, although they cannot be fixed in a reference frame because of the differential rotation (Berdyugina & Usoskin 2003).

On the Sun, magnetic fields and new activity seem to emerge at locations where activity is already present (see e.g. Harvey & Zwaan 1993). Thus, instead of putting active longitudes with fixed longitude values in our model, we decided to build active longitudes from the position of already present sunspots. A fraction of new sunspots then appears in a restricted area in longitude around already present sunspots, while the remnant fraction is uniformly distributed in longitude. The fraction of new sunspots appearing in these active areas and the longitude extension of the latter are reported in Table 1.

3. Large-scale dynamics. We describe here the global motion of magnetic features at the solar surface during their lifetime. This motion can be decomposed into two components, namely a longitudinal and a latitudinal motion.

The Sun is well known to exhibit a differential rotation in latitude: active structures rotate faster at the equator than at the poles. The longitudinal motion or rotation rate of the active structures ω (in degrees per day) is therefore a function of the latitude θ , according to the following equation (e.g. Ward 1966; Meunier 2005):

$$\omega = \omega_0 + \omega_1 \cdot \sin^2(\theta) + \omega_2 \cdot \sin^4(\theta). \quad (3)$$

The latitudinal motion or meridional flow M of magnetic features is derived from Komm et al. (1993). It is a poleward motion in each hemisphere, which is also a function of the latitude :

$$M(\theta) = \alpha \cdot \sin(2\theta) + \beta \cdot \sin(4\theta). \quad (4)$$

4. Spot properties. Spots appear preferentially with a given size, increase in area rapidly before slowly decreasing. The spot growing phase is very quick (on average 10 to 11 times faster than the decay phase, see Howard 1992). It is then often shorter than our one-day timestep for the small and mid-sized sunspots and of a few days for the largest ones. As we focus here on long-period planets, and as the active structure growing phase is smaller than or equal to our simulation time step, we decided not to include growing spots in our model for the moment and assumed that spots appear with their maximum size and then decrease during their lifetime. We will, however, include a description of the growing phase in future works to better describe the variations at small timescales. Thus, the spot distribution can be described with only the initial size distribution and a decay law. According to the La Laguna classification (see Martinez Pillet et al. 1993, and references therein), one can distinguish between isolated spots (La Laguna type 3) and spots belonging to complex groups (La Laguna type 2). In compliance with this classification, we built two distinct spot distributions. Both obey similar evolution laws, but with different parameters. The initial spot size distribution can be fitted with a log-normal law, according to Baumann & Solanki (2005). The two input parameters are therefore the mean spot size and the standard spot size deviation. We took the parameters used in our simulations from the snapshot model developed

Table 1. Input parameters.

	Parameter	Value	Unit	Reference
Solar activity	Reference cycle	Solar cycle 23		
	cycle length	12.5	[year]	
	Time step	1	[day]	
	Time step random dispersion	4	[hour]	
	Wolf number normalization	$n_0 = 1.32$ $n_1 = 0.148$		
	Wolf number random dispersion	$d_0 = 6.922$ $d_1 = 0.7594$ $d_2 = -0.00348$		
Spatio-temporal distribution	Mean start latitude	± 22	[°]	
	Mean end latitude	± 9	[°]	
	Standard lat. dispersion	6	[°]	
	Max. lat. dispersion	20	[°]	
	North/south asymmetry	0.5	–	
	Active longitude spot fraction	0.4	–	
	Active longitude extension area	± 20	[°]	
Large scale dynamics	Spot differential rotation	$\omega_0 = 14.523$	[°/day]	Ward (1966)
		$\omega_1 = -2.688$	[°/day]	This paper
		$\omega_2 = 0$	[°/day]	This paper
	Facula and network differential rotation	$\omega_{b0} = 14.562$	[°/day]	Meunier (2005)
		$\omega_{b1} = -2.04$	[°/day]	This paper
		$\omega_{b2} = -1.49$	[°/day]	This paper
Meridional flow, all structures	$\alpha = 12.9$	[m s ⁻¹]	Komm et al. (1993)	
	$\beta = 1.4$	[m s ⁻¹]	This paper	
	Stellar radius	$1 R_{\odot} = 696\,400$	[km]	
Spots properties				
	Isolated spots			
	Total fraction	0.4	–	Martinez Pillet et al. (1993)
	Mean initial size	46.51 ^a	[μHem]	Baumann & Solanki (2005) ^b
	Standard size deviation	2.14	[μHem]	This paper
	Max. size	1500	[μHem]	Papers I and II
	Mean decay	-18.9	[μHem/day]	Martinez Pillet et al. (1993) ^c
	Median decay	-14.8	[μHem/day]	This paper
	Complex spot groups			
	Total fraction	0.6	–	Martinez Pillet et al. (1993)
	Mean initial size	90.24 ^a	[μHem]	Baumann & Solanki (2005) ^d
	Standard size deviation	2.49	[μHem]	This paper
	Max. size	5000	[μHem]	Papers I and II
	Mean decay	-41.3	[μHem/day]	Martinez Pillet et al. (1993) ^e
	Median decay	-30.9	[μHem/day]	This paper
	Both spot types			
	Min. decay value	-3	[μHem/day]	
	Max. decay value	-200	[μHem/day]	
	Min. spot size	10	[μHem]	Papers I and II
Faculae properties	<i>q (facula-to-spot ratio)</i>			
	<i>Mean log(q)</i>	0.8	–	
	<i>Standard deviation (log(q))</i>	0.4	–	
	<i>Min. - Max. log(q)</i>	0.1–5	–	
	Mean decay	-27	[μHem/day]	
	Median decay	-20	[μHem/day]	
	Min. facula size	3	[μHem]	Papers I and II
Network properties	Diffusion coefficient	300	[km ² s ⁻¹]	Schrijver (2001)
	Remainder fraction for decay	0.975	[/day]	
	Min. size	3	[μHem]	Papers I and II
	Facula fraction recovered in network	0.8	–	

Notes. Free parameters are given in italics. ^(a) For these two parameters, the value taken from Baumann & Solanki (2005) was multiplied by a factor 1.54 to better fit the spot catalogs used in Papers I and II. ^(b) See the Table 1 of the paper, total area of single spots, snapshot method. ^(c) Table 3, standard cycle. ^(d) Table 1, total area, snapshot method. ^(e) Table 1, standard cycle.

in [Baumann & Solanki \(2005\)](#). The spot decay law was parameterized by [Martinez Pillet et al. \(1993\)](#) as a log-normal law, with two input parameters: the mean and median decay values. We also put an upper size limit for the two types of spots, and a lower threshold of $10 \mu\text{Hem}$ for all spots, chosen to be in good agreement with the observed spot distributions used in Paper II.

5. **Facula properties.** On the Sun, spots and faculae form active regions, spots being surrounded by large faculae. The ratio between the surface covered by faculae and spots (hereafter the size ratio) has been studied ([Chapman et al. 1997, 2001, 2011](#)). The authors found an average size ratio ranging between about 13 and 45 over solar cycles 22 and 23, depending on the method used to estimate the facular contrast. However, this corresponds to an average ratio measured for structures that can be at any state of evolution and any size. For our simulation, we need instead an initial size ratio. Each time we add a spot, we add a facula at the same place. The facula size distribution then depends only on the initial size ratio. As there is little in the literature about this quantity, it is one of our few free parameters. We assume a log-normal law to describe the initial facula-to-spot size ratio. Facula decay is then described by two processes:

- First the “classical” decay is described as for dark spots, with a log-normal law. This decay corresponds to a certain surface being lost by the facula at each time step of the simulation.
- Second, a given proportion of this facula lost surface is converted into network (the rest being completely lost, for example by flux cancellation or submergence): facula fragments break away from active regions and diffuse over the surface.

As the facula distribution is based on the spot distribution, the facula growing phase is not reproduced for the moment in our model. The facula growth and decay are longer than the spot values on average, owing to their longer lifetimes ([Howard 1992](#)), but the facula growth is still much shorter than its decay by a factor of ~ 3 (see e.g. [Howard 1991](#)). We decided not to reproduce this parameter to remain coherent with the spot distribution and as we focus mainly on timescales between a fraction of the rotational period and a complete activity cycle, and on long-period planets.

6. **Network properties.** We chose to make the network originate in the decay of faculae (see point 5). Network behaviour is then managed by its diffusion coefficient and by its decay rate. The network diffusion coefficient has been studied in many papers, which provide a wide range of values ([Cadavid et al. 1999](#), and references therein).

As these authors pointed out, there is a large gap between the diffusion coefficient values found by modelling (which are usually higher than $500 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$) and the values found with magnetogram analysis (which span from a few tens of $\text{km}^2 \text{ s}^{-1}$ to less than $300 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$). They also raised the possibility that the diffusion coefficient is time-dependent.

We finally decided to keep the value of $300 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$ used by [Schrijver \(2001\)](#) as it stands well between the two extreme groups of values. We assume the diffusion process to be isotropic ([Cadavid et al. 1999](#)). As for the decay rate, we simply described it by fixing the network remainder fraction at each time step (it is one of the model’s free parameters). We finally put a minimal size of $3 \mu\text{Hem}$ for all bright structures (faculae or network), again in compliance with Paper II.

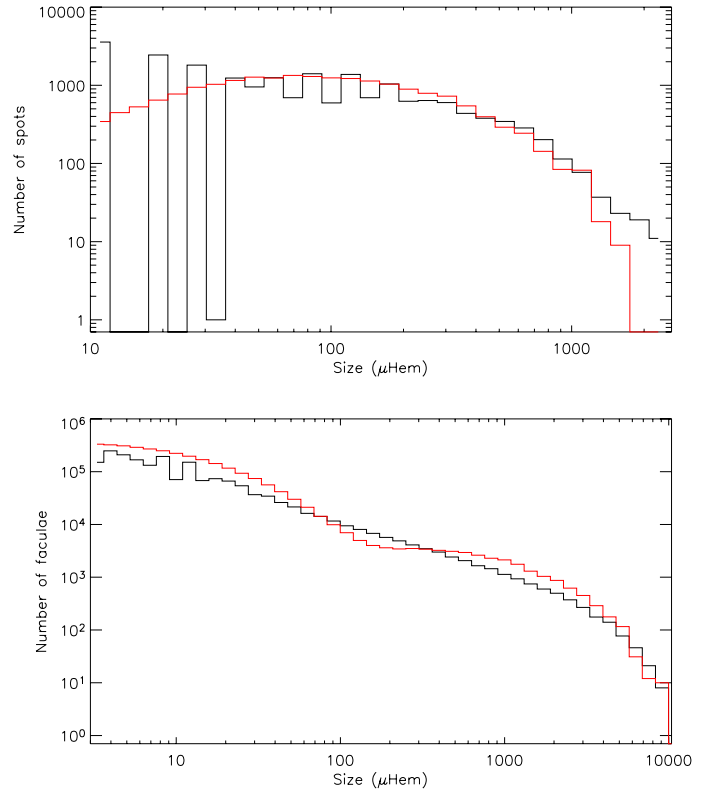


Fig. 2. Upper panel: observed (black line) and simulated (red line) spot sizes. Lower panel: the same for bright feature sizes.

2.3. Comparison with the observed activity pattern

Here we compare the structures generated with our parameterized model to the observed structures used in Paper II. To do this, we use the spot and bright feature lists over cycle 23 that we retrieved from sunspot catalogues and MDI/SOHO magnetograms, respectively (Paper II). These data sets have some gaps, leading to a coverage of 3586 days, for a total duration of 4171 days, whereas our simulations have a length of 12.5 yr with a daily sampling, i.e. 4566 days (length of cycle 23). We therefore applied the same calendar as in Paper II to our outputs so as to make a relevant comparison. The full time series will be studied in Sect. 4.

2.3.1. Size distributions

The size distributions (in μHem) of our simulated structures are given in Fig. 2 and are compared with the observed values from Paper II. We note that very few of the input parameters detailed in Table 1 are free parameters. For most of them we retrieved the input laws and parameters from the literature so as to build a fully parameterized model of solar-like activity.

For the dark spot properties, we have no free parameters (i.e. they all originate from the literature). Remarkably, we find a good agreement between the spot size distribution simulated this way and the observed one. The lack of a few large spots (about 40 in all) for the simulated distribution is explained by the fact that the log-normal law usually used in the literature slightly underestimates the number of very large spots (see also Figs. 2 and 3 in [Baumann & Solanki 2005](#)). The short-term differences reported above in the Wolf number distributions are then likely to originate in the occasional appearance of these

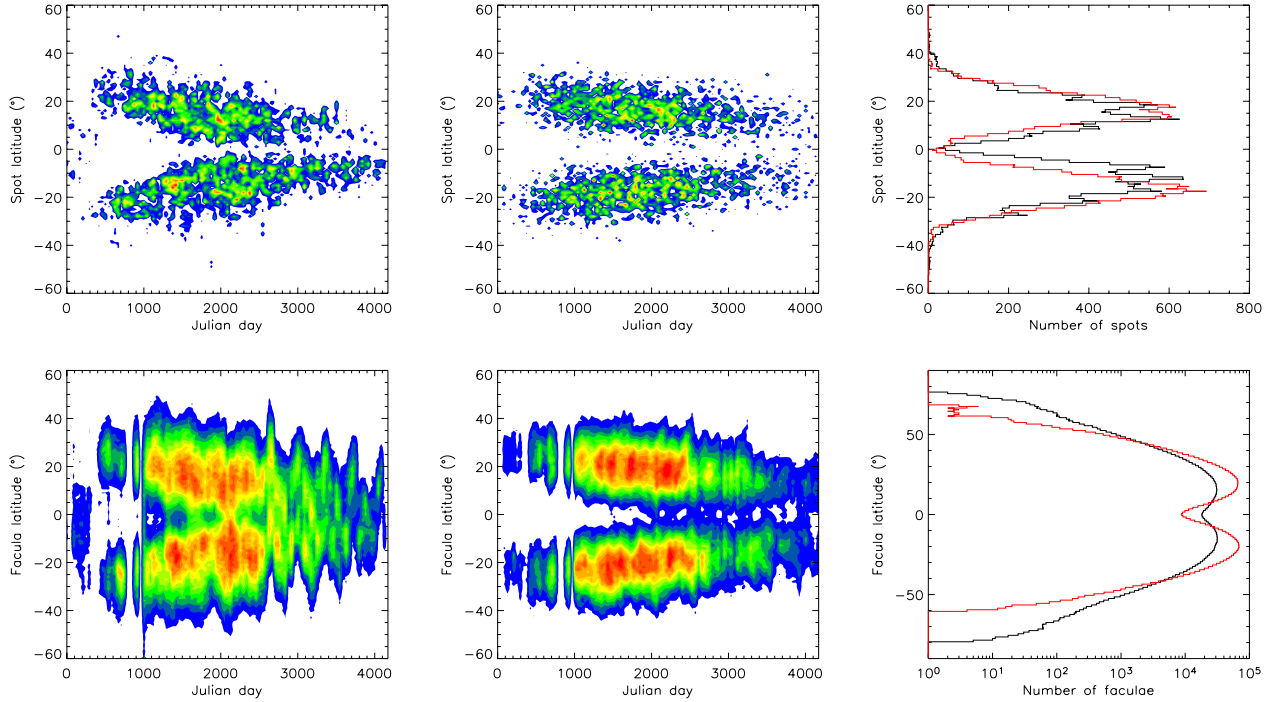


Fig. 3. Upper panel: observed (left) and simulated (middle) spot latitude distribution over one solar cycle. Right: histogram of the observed (black) and simulated (red) spot latitude distributions. Lower panel: same for all bright features (faculae and network). Note that in the case of bright features, the histogram has its x -axis in log-scale.

very large spots (and not to a global lack of spots in our model, as the simulated distribution nicely fits the observed one). For smaller spots, the observed distribution is discretized, which partly explained the gap (the remaining difference is due to slight differences between the observed distribution and the log-normal law). This small discrepancy in the distribution for small spots will not influence significantly the RV signal because the RV effect of small spots is negligible compared to the larger ones.

For the bright features (i.e. faculae and network), there are three free parameters (the facula-to-spot initial size ratio distribution, the facula fraction recovered in network, and the network decay rate). These parameters are poorly documented, so we decided to adjust them to better fit the observed distribution. Overall, the simulated size distribution is in good agreement with the observed distribution (Fig. 2). However, there are some remaining differences that are inherent to the model parameters. The size distribution for all observed bright features does not follow a log-normal law. For the simulated bright features, we note that we chose to make the facula initial size distribution directly dependent on the spot distribution, and the network originate in the decrease of the faculae. This explains thus the “flattened-S” shape of the simulated distribution, which corresponds to the addition of the facula and network respective distributions. Reproducing even more accurately the shape of the observed distribution would require making our model much more complex, for example by making the bright feature decay size-dependent or cycle-dependent. Given our goals, such a level of complexity is not necessary. As larger faculae have the largest influence on the RV, we decided to fit the distribution in priority for the highest sizes (i.e. for sizes greater than $5000 \mu\text{Hem}$) by adjusting our free parameters. There is still a discrepancy between the observed and simulated distributions for the smallest sizes, but we consider that its effect on our observables will be mostly negligible at our level of precision.

2.3.2. Latitude distributions

Another way to compare our simulated pattern to the observed one is to study the active structure latitude distributions. The latter are given in Fig. 3. By doing so we will be able to validate the large-scale behaviour of our model. The latitude distributions of observed and simulated structures are indeed in good agreement. The kind of oscillations that we can distinguish in the observed bright feature latitude distribution at high latitudes and with a one-year period comes from a seasonal effect.

The solar observations are not made exactly in the plane of the solar equator, and the active structure distribution seems to be slightly shifted towards one visible solar hemisphere or the other, depending on the observation time, owing to the noise level in the observed magnetograms². This effect is also visible on the bright feature latitude histogram, where the observed distribution is spread a little more towards higher latitudes.

2.3.3. Filling factors

Moreover, we compare the filling factors of the projected active structures over the full solar cycle for the observed and simulated patterns in Fig. 4. We find the observed and simulated filling factor time series to be in very good agreement. The main difference between the observed and simulated distributions is found during the high-activity period: the activity peak present in the observations between approximately JD 2 452 200 and JD 2 452 400 is not accurately reproduced in the simulations. This difference does not come from a global lack of active structures in the high-activity period of our model because i) the simulated daily spot number comes from Wolf number observations and ii) the facula distribution directly depends on the

² As the noise level in the MDI magnetograms increases from the centre to the edges of the images, the detectability level of a given structure is different between the two hemispheres, depending on its latitude.

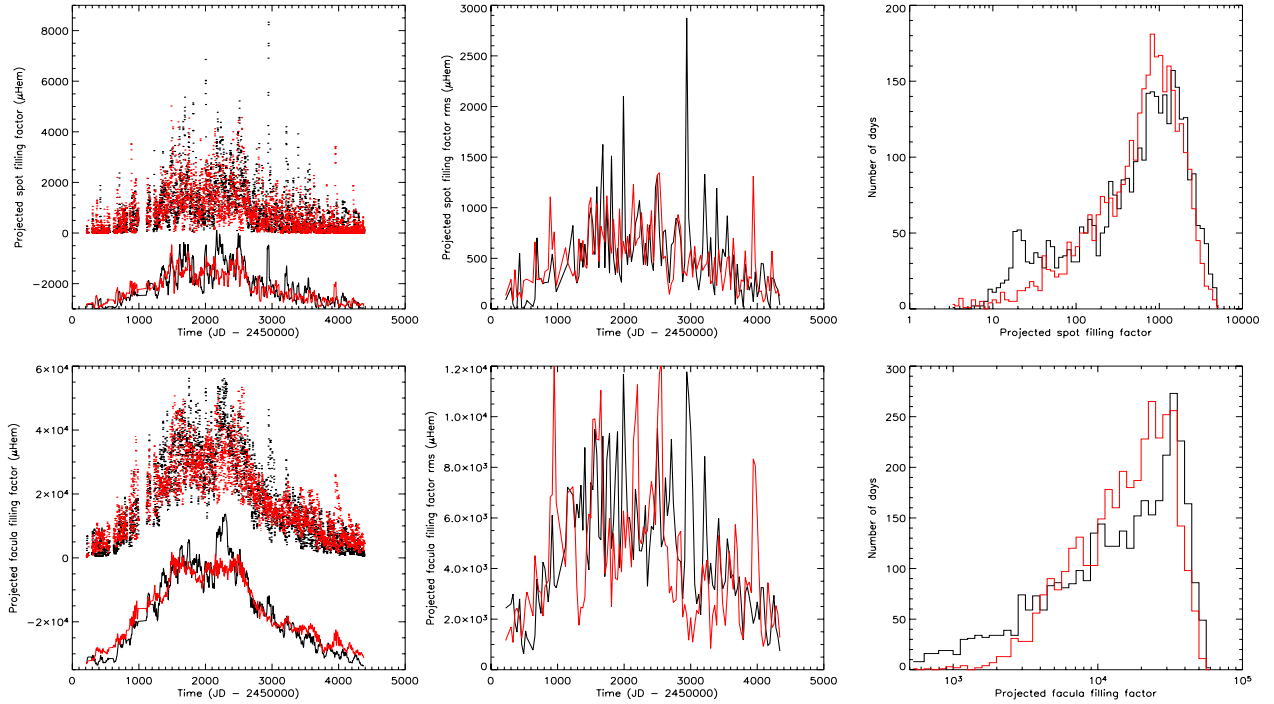


Fig. 4. Projected spot (*top*) and bright feature (*bottom*) filling factors (in μHem), for observed (black) and simulated (red) structures. *Left:* projected filling factor time series (dots) and averaged over 30 days (solid lines). Note that a vertical offset has been put on the averaged curves for visibility. *Middle:* rms of the projected filling factor over 30-day intervals. *Right:* histogram of the projected filling factor.

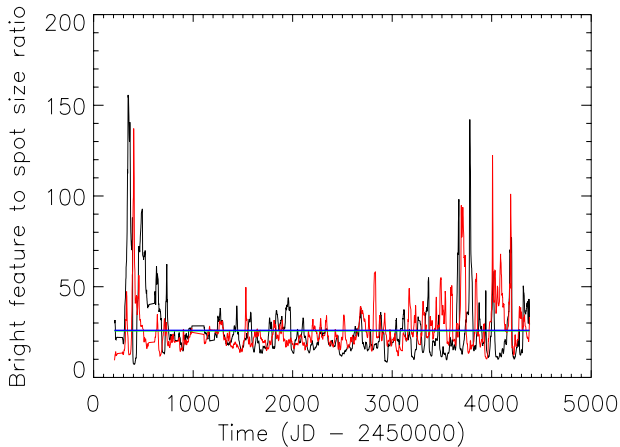


Fig. 5. Facula-to-spot size ratio averaged over 30 days, for observed (black) and simulated (red) structures. Blue solid line: average value over the cycle.

spot distribution (Sect. 2.2). The difference instead originates in an occasional concentration of a few great structures in the observed pattern that is not reproduced in our model. Thus, this discrepancy is not a bias of our model but can rather be considered as statistical noise. In the case of the bright features only, we also note a slight discrepancy between the observed and the simulated filling factors during the low-activity period (the simulated filling factor being higher than the observed value). We attribute this to the larger number of very small bright features injected in our model (see above).

Finally, we compare the ratio of the bright feature and spot filling factors over the solar cycle in Fig. 5 to estimate the evolution of the facula-to-spot size ratio. We find the ratios for the observed and simulated time series to be in very good agreement. One can also note that the size ratio reaches high values (from 50

to 150) during the low-activity period (i.e. at the beginning and at the end of the solar cycle), whereas it is much lower (around 20) during most of the cycle because the number of dark spots is very low (equal or close to zero) during periods of low activity, whereas there is always some “background noise” due to bright features, and especially the network.

We find the average value of the size ratios over the total cycle to be very close to each other, with values of 25.7 and 26.0 for the observed and simulated structures, respectively. These values are in agreement with the studies of Chapman et al. (1997, 2001, 2011). We also note that the size ratio time series displayed by Chapman et al. (2011) look very much like ours over cycle 23, with peaks above 100 during low-activity periods and minima around 25 during high-activity periods.

Overall, we can conclude that our simulated solar activity pattern closely matches the observed one and is thus a reliable model of a solar-like star magnetic activity. However, to definitely establish its validity, we compare the resulting RV and photometric time series. In particular, we check the impact of the differences between the two patterns on the time series.

3. Comparison with the Sun observations

In this section, we first describe the way we simulate the time series for the different observables and how we take into account the stellar properties (limb-darkening, active structures temperature contrasts, impact on convective blueshift, physical and geometrical stellar properties). We then compare the RV time series simulated in the case of an edge-on solar-like star to the RV time series obtained with the observed activity pattern described in Paper II to establish the validity of our model.

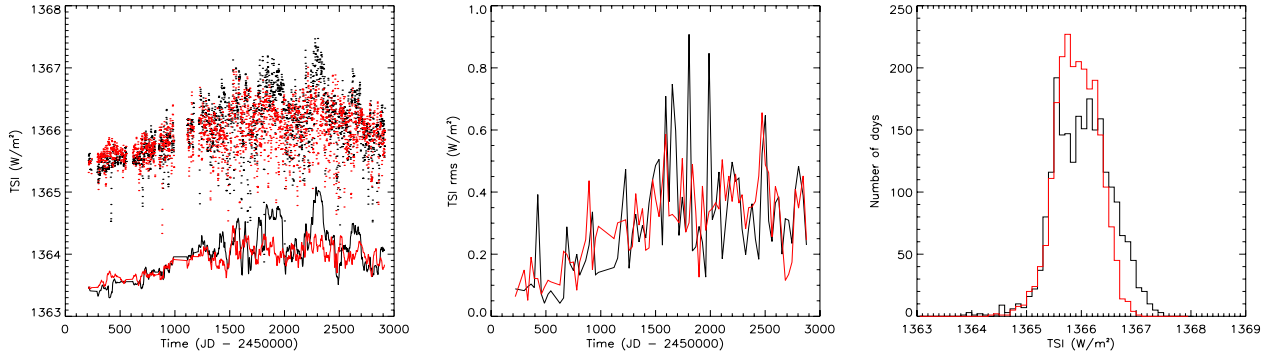


Fig. 6. *Left:* observed TSI from Fr hlich & Lean (1998; black) and reconstructed photometric contribution from all simulated structures (red). The photometric time series (dots) are given as well as their average over 30 days (solid line), with a vertical offset on the latter for visibility. *Middle:* rms of the photometric time series over 30-day intervals. *Right:* histograms of the photometric time series.

3.1. Description of the simulations

3.1.1. Limb-darkening

In our previous papers, the center-to-limb-darkening ratio was linear with respect to μ (with $\mu = \cos(\theta)$, θ being the angle to the centre of the solar disc, Desort et al. 2007),

$$I(\mu) = 1 - \epsilon + \epsilon \mu \quad (5)$$

with $\epsilon = 0.6$. In this case, the limb-darkening was not temperature-dependent and therefore applied to both the inactive photosphere and the active structures indiscriminately. Here, we decided to change our limb-darkening law, so as i) to have a more accurate law; and ii) to use a temperature-dependent law, that could be adaptable to different types of stars. We took the non-linear limb-darkening law from Claret & Hauschildt (2003),

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k (1 - \mu^{\frac{k}{2}}) \quad (6)$$

where $I(1)$ stands for the intensity at the centre of the stellar disc. The four Claret limb-darkening coefficients a_k are the bolometric coefficients taken from ATLAS models (see Claret & Hauschildt 2003). These coefficients are temperature-dependent and the effective temperature is one of the input parameters, which is why such a law is better adapted to our simulation tool, and also why and such a law can be extrapolated not only for the Sun, but for any star for which the effective temperature is known. This also means that the limb-darkening coefficients applied to the spotted stellar surface will be slightly different from the ones applied to the inactive photosphere. We therefore use a different limb-darkening value for the photosphere and for the dark spots, depending on their respective temperatures. As faculae show a very strong contrast variation due to more complex processes depending on their position on the disc, we directly define their contrast $C_{pl}(\mu)$ with respect to the limb-darkened photosphere (see below) without using the Claret law according to their temperature.

3.1.2. Spot and bright feature contrast and photometric time series

To estimate the contrast of an active structure (dark spot or bright feature) with respect to the quiet photosphere, we use

the procedure described in Paper II. This procedure is an independent, preliminary step to our simulations (i.e. to the generation of the spectra and of the RV and photometric time series), and is aimed at determining the active structure contrasts that we will use as input parameters. Starting from a given range of values for the spot and bright features contrasts, and based on observed structure patterns, we build (for each set of contrast values) two time series representing the respective relative contributions of dark and bright active structures to the stellar irradiance. A χ^2 minimization between the sum of these contributions (quiet photosphere, dark and bright features) and the observed total solar irradiance (TSI) taken from Fr hlich & Lean (1998) is then performed over solar cycle 23. We adopt the same value for the quiet Sun reference as in Paper II, i.e. 1365.46 W m^{-2} , which is very close to the average value found by Crouch et al. (2008) with their TSI model over twelve solar cycles. Contrary to Paper II, we include in the procedure the influence of the centre-to-limb-darkening, so as to take into account the Claret limb-darkening law we will now use in our simulations. We end up with a spot temperature deficit $\Delta T_{sp} = -605 \text{ K}$ and a facula contrast³ $C_{pl} = 0.131618 - 0.218744\mu + 0.104757\mu^2$. We then use these contrasts as our input parameters in the simulations. As in Paper II, we finally compare the sum of the photometric contributions of spots and bright features obtained with our simulations with the observed TSI of Fr hlich & Lean (1998), so as to check the validity of our activity model. The comparison is done on 2263 points, ranging from 1996 to 2003.

The irradiance obtained with our simulations and the observed TSI of Fr hlich & Lean (1998) are shown in Fig. 6. Our values match the observed irradiance quite closely, except for some peaks in the high-activity period that are not reproduced in the model because our model does not reproduce well the occasional appearance of very large active structures or large active structure clusters (see Sects. 2.3.1 and 2.3.3). Consequently, the distribution of the simulated TSI is slightly narrower than the observed TSI value, and the averaged rms of the simulated TSI is about 15% lower in comparison (see Table 3). However, the temporal evolution of the simulated TSI rms closely matches the observed evolution. As already stated, we consider that these differences do not affect the significance of our simulations as a model.

³ As in Paper II, the spot contrast is a temperature contrast, while the bright structure (facula or network) contrast is defined as $C_{pl} = \frac{S_{pl} - S_{ph}}{S_{ph}}$, with S_{pl} and S_{ph} the facula/network and quiet photospheric irradiances, respectively.

3.1.3. Attenuation of the convective blueshift

For all the following simulations we adopt the same value for the attenuation of the convective blueshift as in Paper II, i.e. 190 m s^{-1} . We refer to this paper for justification.

3.1.4. Building the spectra

We build the spectra from the input structure lists as described in Desort et al. (2007) and in Papers I and II. We assume a stellar mass of $1 M_{\odot}$, a temperature T_{eff} of 5800 K and a rotational velocity of 1.9 km s^{-1} at the equator. In this section we keep the stellar inclination i to 90° , corresponding to a star seen edge-on. Briefly, we use a synthetic spectrum from the Kurucz models (Kurucz 1993) corresponding to a G2V star and apply it to each cell of the visible stellar 3D hemisphere divided into a grid. The spectrum is shifted to the cell RV. In the case of the presence of an active structure, it is weighted with a black-body law, taking into account the active structure contrast with respect to the quiet photosphere. To include the effect of the attenuation of the convective blueshift, the cell spectrum is redshifted by 190 m s^{-1} . This attenuation has other effects on the spectral lines; however, Dumusque et al. (2014) show that only considering the RV shift is sufficient in order to estimate the RV effect of active regions.

All cell spectra are then balanced by the cell's projected surface and limb-darkening. We finally sum up all cell contributions to obtain the stellar spectrum.

3.1.5. Computation of the RV time series

As in Paper II, we compute the RV using our Software for the Analysis of the Fourier Interspectrum Radial velocities (SAFIR, see Galland et al. 2005) on the built spectra as if they were actual observed spectra. We use only the wavelength range corresponding to the order # 31 of the HARPS spectrograph, as done in Papers I and II.

We obtain three distinct time series: two due to the respective photometric contributions of dark spots and bright features (hereafter the spot and facula time series, respectively); and the third due to the partial inhibition of the convective blueshift in the active structures (hereafter the convection time series). For the last of these, we consider only the inhibition of the convective blueshift (i.e. this effect is not weighted by the active region flux). We sum the three time series to obtain the total RV variations. Here we consider this sum to be a good approximation of the real RV variations given that the convective blueshift is dominant (see below).

3.2. Validation of the activity model

3.2.1. RV time series based on the observed patterns

In this section, we first check if the change of limb-darkening law and the corresponding change of the active structure contrasts have a significant impact on the resulting RV time series. To do so, we compute new RV time series corresponding to the observed solar activity patterns used in Paper II, but this time with the new limb-darkening law and structure contrasts. We then compare these new RV time series to the ones obtained in Paper II, using the same temporal sampling. We find the RV time series to be closely correlated and thus in good agreement. We display in Fig. 7 the RV time series computed with the Claret limb-darkening versus the RV time series computed with the linear limb-darkening. We find the slope of the fits and the

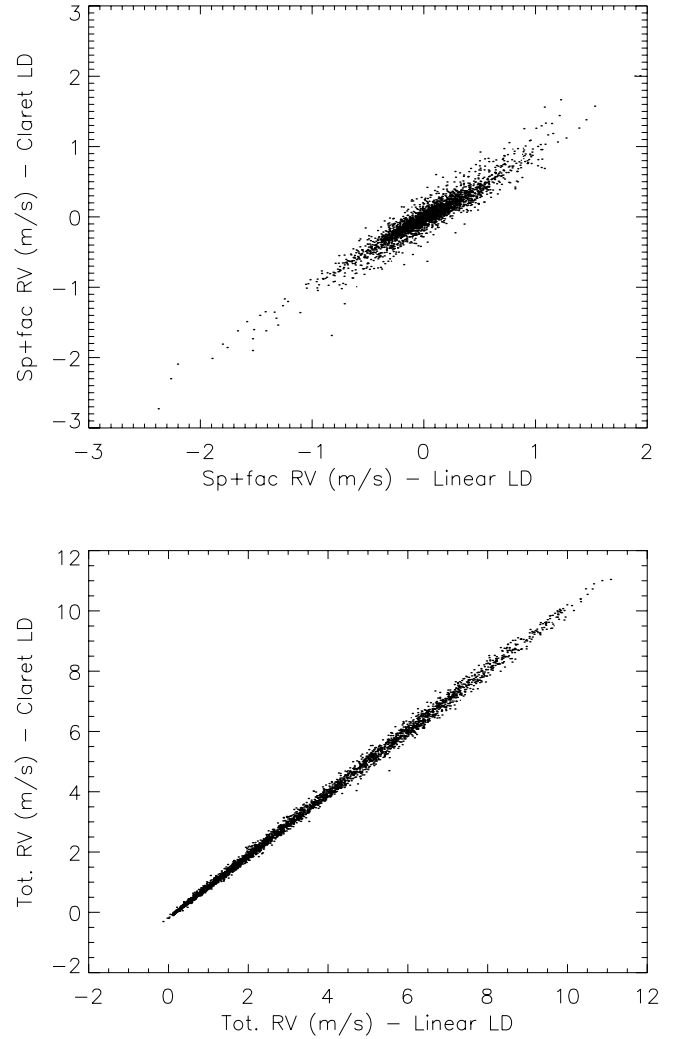


Fig. 7. RV time series computed with Claret limb-darkening and corresponding structure contrasts vs. RV time series computed with linear limb-darkening (as in Paper II). *Top*: contribution of spots and faculae. *Bottom*: sum of all contributions.

correlation of the RV time series to be close to 1 in both of the cases: the spot+facula RV time series and the total RV series. Despite the simpler limb-darkening law and a different active structure contrast, the results shown in Paper II are still valid for estimating the RV effect.

3.3. Comparison between the RV time series based on the observed and simulated patterns

We compare here the RV time series based on the observed and simulated activity patterns (both computed with the Claret limb-darkening) so as to assess the validity of our activity model. We compare the RV time series for the different contributions (spot, facula, convection, and total). All the time series and their dispersion over the cycle and their histograms, are displayed in Fig. 8. We find the amplitudes of the observed and simulated RV time series to be in very good agreement for the spot and facula time series, with very similar histograms. The convection RV time series is closely related to the facula filling factor (with a Pearson correlation coefficient of 0.97) and widely dominates the total RV signal, as in Paper II. The main visible difference comes from the activity peak at around JD 2 452 200–2 452 400

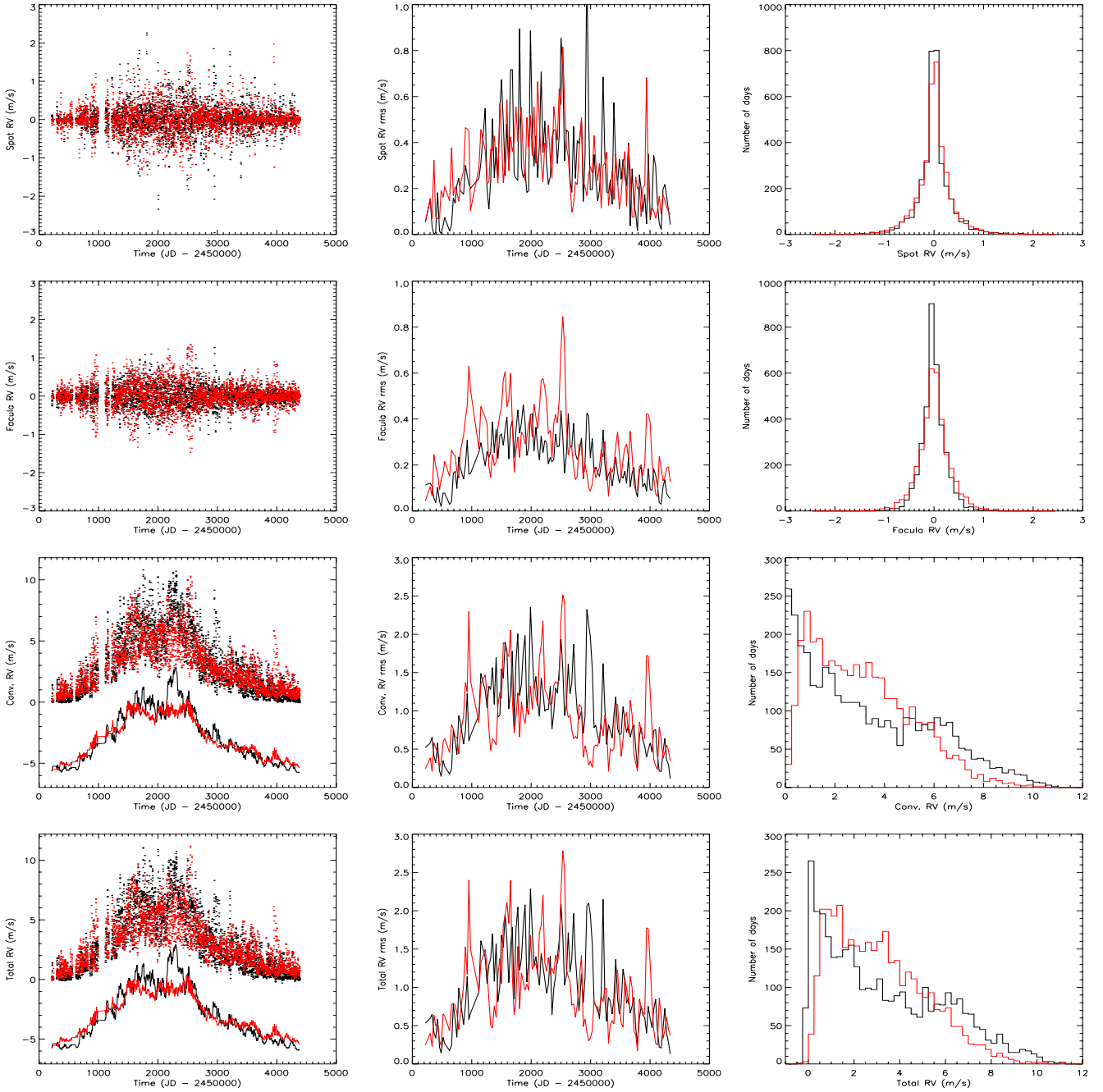


Fig. 8. From top to bottom: spot, facula, convection and total contribution to the RV time series, reconstructed from observations (black; same activity pattern as in Paper II) and simulated with our model (red). *Left:* RV time series (dots). The timescale is the same as in Paper II. For the convection and total contributions, the RV time series averaged over 30 days are also shown (solid line), with an offset for better visibility. *Middle:* rms of the RV over 30-day intervals. *Right:* histograms of the RVs.

in the RV reconstructed from observations, which is not echoed in the simulated RV. We have already discussed the origin of this difference in Sect. 2.3. In the low-activity period, the averaged amplitude of the simulated convection time series is about 20% higher than for the observed one (see Table 3). We attribute this small discrepancy to the excess of very small bright features in the model that we discuss Sect 2.3.

To have a better understanding of the RV signature of our simulated activity pattern, we also display the RV rms computed over 30-day intervals over the cycle in Fig. 8. This gives an idea of the temporal evolution of the RV time series dispersion. We find the evolution of the RV dispersion during the solar cycle to be in good agreement for the observed and simulated time series.

We also provide the RV rms for the different components taken over the complete cycle and for low- and high-activity periods in Table 2, and the RV amplitudes in Table 3. The low- and high-activity periods are the same as in Paper II. We note that:

- for the spot and facula simulated time series, the rms is slightly higher than for the observed time series in the low-activity period (about two times higher in the case of bright features). However, this is not the case for the convective time series;
- in the case of the convective component, the rms over the complete cycle is about 24% lower for the simulated data than for the observed data. When looking at the temporal

Table 2. RV rms (in m/s) for the different components.

Simulated pattern	Spots	Faculae	sp+fac	conv.	Total
All	0.34	0.32	0.33	1.98	2.00
Low	0.17	0.16	0.14	0.48	0.51
High	0.47	0.38	0.47	1.36	1.52
Observed pattern [†]	Spots	Faculae	sp+fac	conv.	Total
All	0.37	0.25	0.32	2.59	2.62
Low	0.10	0.08	0.07	0.47	0.47
High	0.52	0.35	0.42	1.50	1.53

Notes. ([†]) I.e. structure pattern from Paper II and Claret non-linear limb-darkening.

Table 3. RV rms and peak-to-peak amplitude (in m/s) and relative rms photometry for the three periods.

Simulated pattern	rms RV	ampl RV	rms phot
All	2.00	11.3	2.83×10^{-4}
Low	0.51	2.5	1.06×10^{-4}
High	1.52	7.7	2.97×10^{-4}
Observed pattern [†]	rms RV	ampl RV	rms phot
All	2.62	11.4	3.6×10^{-4}
Low	0.47	2.1	1.2×10^{-4}
High	1.53	8.4	4.5×10^{-4}

Notes. ([†]) I.e. structure pattern from Paper II and Claret non-linear limb-darkening.

evolution of the RV rms in Fig. 8, we can see that this discrepancy comes mostly from a few high-activity peaks in the observed time series.

We finally compare the Lomb-Scargle periodograms of the RV time series based on the observed and simulated activity patterns. The periodograms are shown in Fig. 9 in the cases of the “photometric” contributions (spots and faculae) and of the sum of all contributions. The respective periodograms for the observed and simulated patterns remarkably present the same characteristics:

- For the “photometric” component, the power is mostly concentrated at the solar rotation period and its two first harmonics.
- For the sum of all contributions, there is still power at the rotation period, but there is much more power at longer periods (between 300 and 1000 days) due to the long-term activity cycle.

Nonetheless, we note a significant difference: for the spot+facula RV signal, the peaks at half the rotation period are emphasized compared to the peaks at the rotation period in the case of the observed pattern, whereas it is the contrary for our simulated pattern. We already noticed and discussed in Paper II the predominance of the power at half the rotation period in the RV time series derived from observed solar patterns. We explained it by the presence of two symmetrically active longitudes on the solar surface. Since here we do not impose two active longitudes separated by 180° over the whole time series but rather variable active longitudes, this effect may not be very important. An alternative explanation could be that the difference between the periodograms corresponding to observed and simulated patterns

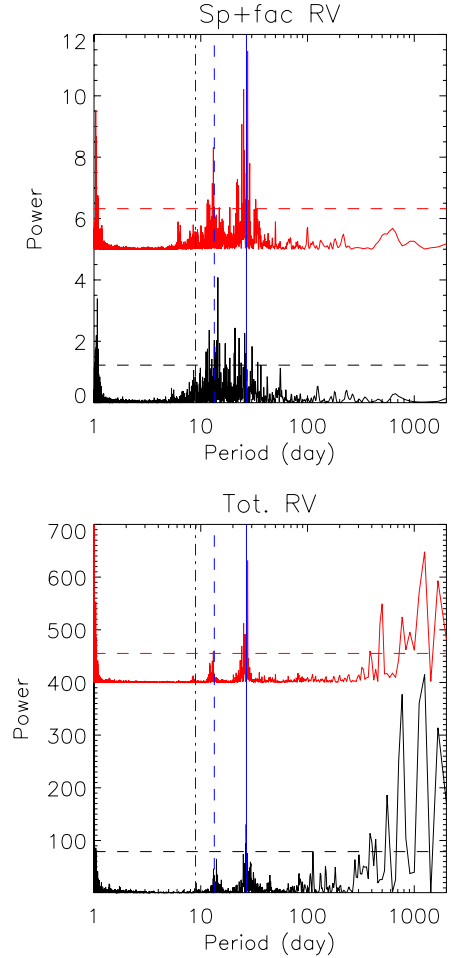


Fig. 9. Lomb-Scargle periodograms of the RV time series based respectively on the observed (black solid line) and simulated (red solid line) activity patterns, alongside the 1% false-alarm probabilities (FAP, dashed lines). *Top:* spot+facula contribution. *Bottom:* sum of all contributions. We note that in both panels the periodograms corresponding to the simulations are vertically shifted for visibility. The solar rotation period and its two first harmonics are shown in blue (solid, dashed and dash-dotted blue lines).

may originate in the active structure quick growing phase (which is at present not reproduced in our model). This may also explain the smaller RV and photometric rms when compared to the observations.

As detailed above, small discrepancies in amplitude and dispersion on short timescales are present both in the photometry and in the RV between the time series derived from observed and simulated activity patterns. We consider that these differences likely originate in two sources: first, the spot size distribution, where the few larger spots are hard to model; and second, the active structure growing phase. Overall, we consider that the temporal evolution over the complete cycle of both the amplitude and dispersion of the simulated time series closely match the time series derived from the observed activity pattern. Hence, we conclude that: i) these short-term discrepancies are not significant enough to question our model reliability and ii) the comparison between the RV time series derived from observed and simulated patterns then assess the overall validity of our model.

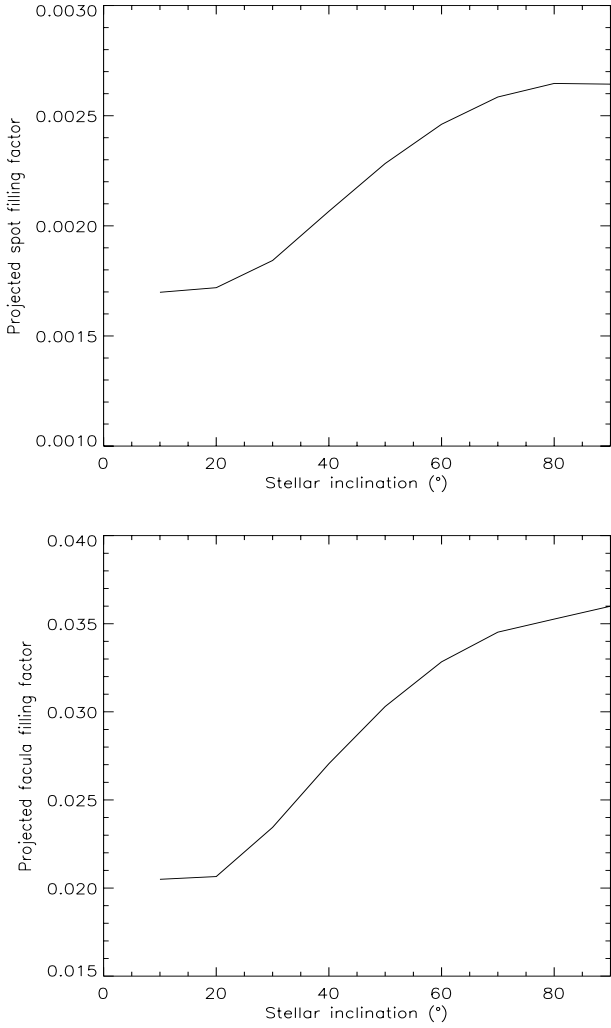


Fig. 10. *Left:* projected spot filling factor at maximum activity (in fraction of the stellar surface) vs. stellar inclination i . *Right:* same for bright features.

4. Photometric and RV time series of inclined solar-type stars

For solar-type stars of the same age as the Sun, it is commonly assumed that active structures are mostly concentrated in a belt around the stellar equator (even if bright features are much more dispersed in latitude). A different inclination of the stellar rotation axis should then have a significant effect on the various time series that need to be investigated. In this section, we perform the same simulations as above, but for different inclinations of the stellar rotation axis. We consider inclinations between $i = 10^\circ$ (i.e. for a star seen nearly pole-on) and $i = 90^\circ$ (star seen edge-on), with a sampling of 10° . The time series are studied with their original temporal sampling, i.e. 4566 days and no gaps.

4.1. Photometric time series

The impact of the inclination i of the stellar rotation axis on the long-term solar irradiance variations was studied by Knaack et al. (2001). The authors computed the solar irradiance corresponding to a three-component model (quiet Sun, dark spot, and bright facula) at activity extrema and for a variable inclination. For their active region distributions, they used simple active latitude belts with contrast corresponding to the given

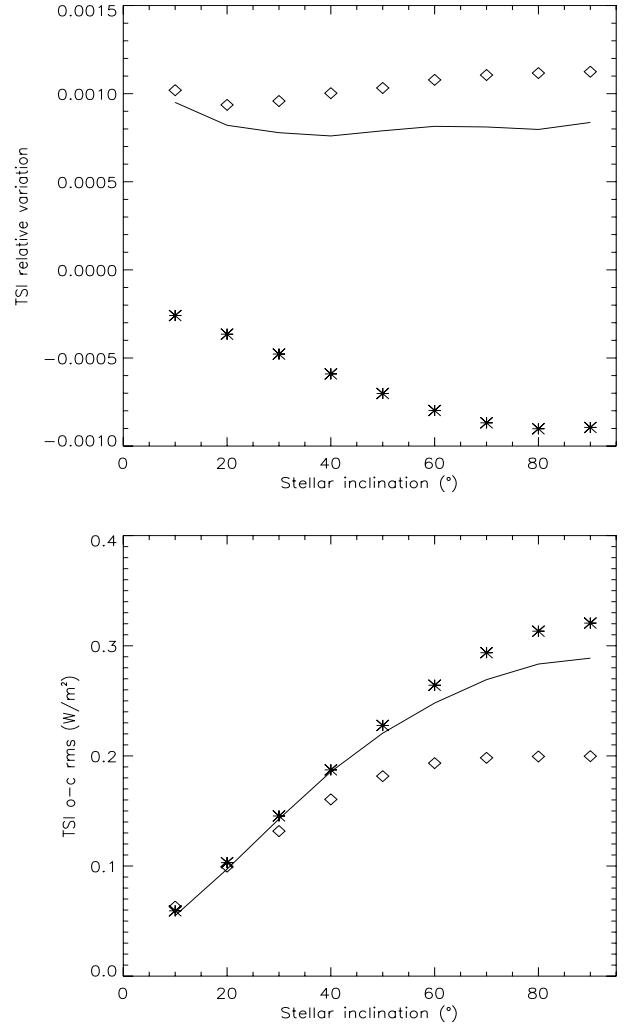


Fig. 11. *Top:* relative variation of the TSI over the activity cycle (i.e., peak-to-peak amplitude of the TSI time series averaged over 30-day intervals, expressed in fraction of the quiet Sun irradiance reference) versus inclination i (solid line). The respective contributions of spots (stars) and bright features (diamonds) are also displayed. *Bottom:* short-term TSI dispersion (rms of the residuals after subtraction of a 30-day averaged time series) versus i .

active structure (i.e. no individual structure was introduced in their model). They found that the apparent active structure surface coverage decreases with a decreasing i . They nonetheless expected an increase of the TSI with a decreasing i since bright features are limb-brightened while the contrast of dark spots is roughly independent of the limb-darkening. Thus, when going from an edge-on to a pole-on configuration, the impact of dark spots would decrease following their apparent covered surface. On the contrary, the decrease of the apparent surface covered by bright features would be at least compensated by their increased contrast since we would see them mainly on the limb. In Fig. 10, we show the evolution of the spot and facula projected filling factors with i . We find the projected spot filling factor to decrease by about 35% when going from edge-on ($i = 90^\circ$) to nearly pole-on ($i = 10^\circ$), and the projected facula filling factor to decrease by about 43%. These results are quite similar to those found by Knaack et al. (2001). We note that the filling factor does not tend towards 0 for $i \approx 0^\circ$.

The relative variation of the TSI during the cycle (which is approximately 0.1% of the quiet Sun irradiance) versus i is

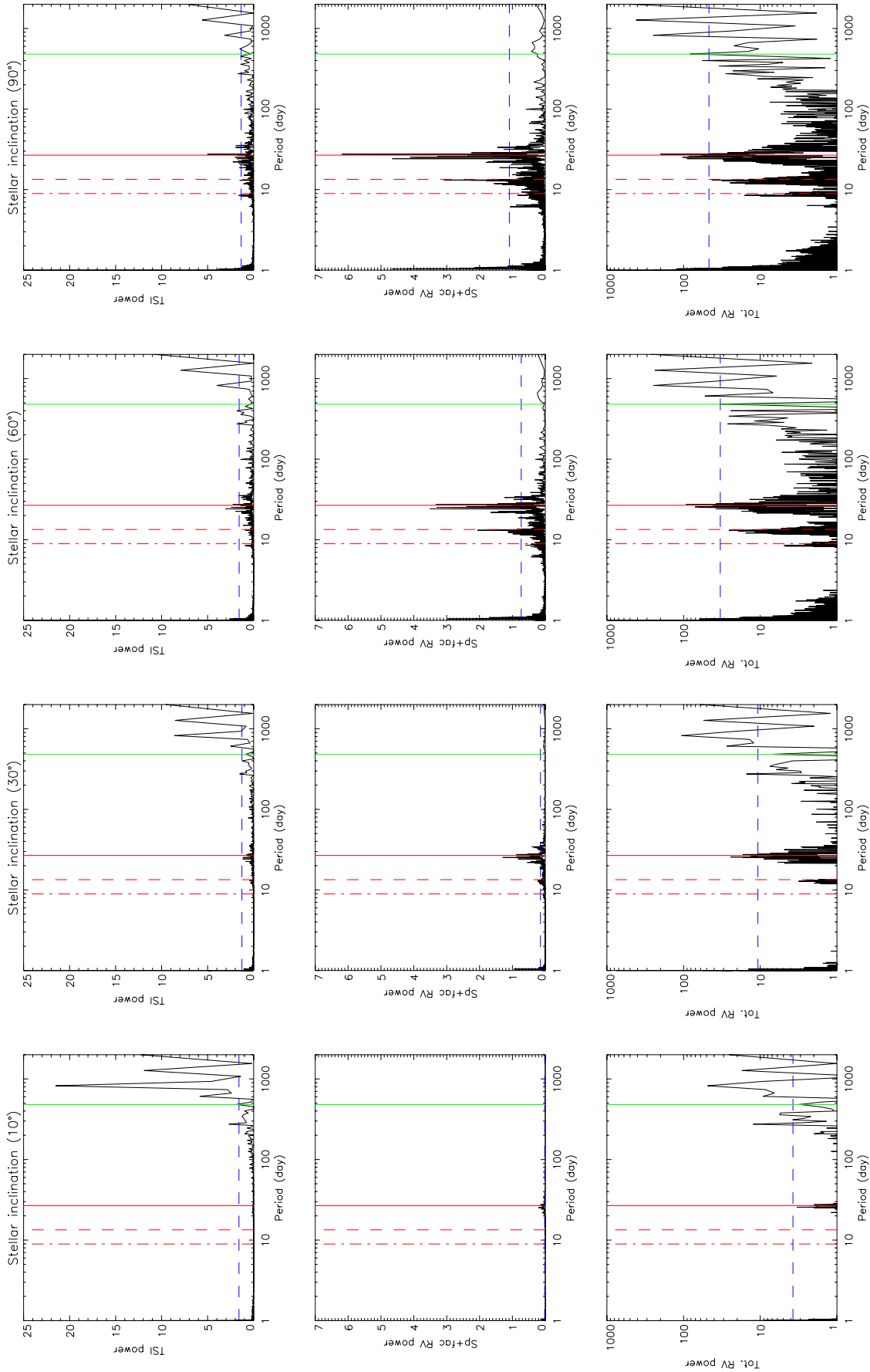


Fig. 12. Top: periodogram of the TSI for significant inclinations (from left to right: $i = 10^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ and 90°). The 1% false-alarm probabilities (FAP) are displayed (blue dashed line), as well as the equatorial stellar rotation period and its two first harmonics (red solid, dashed, and dotted-dashed lines, respectively), and the 480-day period for the computing of the detection limits (green solid line). Middle: the same for the RV “photometric” component (spot+facula). Bottom: the same for the total RV.

displayed in Fig. 11 (upper panel). We find that it increases by only 14% when going from $i = 90^\circ$ to $i = 10^\circ$. This is much smaller than the $40 \pm 10\%$ increase predicted by Knaack et al. (2001) with comparable input parameters but a much simpler model. However, it points towards the same verdict proposed by Knaack et al. (2001), i.e. that photometric variations of seemingly inactive Sun-like stars cannot be explained by an inclination effect. We conclude that for a solar-like star with a similar activity configuration, the effect of an inclined rotation axis on the long-term variations of the total irradiance (approximately the solar cycle length) is relatively small. On the contrary, the TSI short-term variations (which were indeed not studied by Knaack et al. 2001) are strongly affected by the inclination. As illustrated in Fig. 11 (lower panel), we find the TSI short-term dispersion to be decreased by a factor of ~ 6 when going from $i = 90^\circ$ to $i = 10^\circ$. A possible explanation for such a decrease is the following:

- First, for smaller inclinations, we mainly see the effect of bright features because they are more extended towards the higher latitudes than the dark spots.
- Then, due to the activity configuration (where active structures are mainly located on two belts on both sides of the solar equator), for small inclinations we see the same structures during all of the rotation period and not during half a period.

Therefore, in the case of a star seen nearly pole-on, the short-term dispersion of the irradiance (approximately a few rotation periods) does not originate when the structure crosses the visible hemisphere for each half rotation period. It originates only when the structure appears and decays. To confirm this, we display in Fig. 12 the Lomb-Scargle periodograms of the simulated TSI for representative inclinations. For a star seen edge-on, the periodogram is dominated by power at the rotation period of the star. When going towards smaller inclinations, the signal at the rotation period gradually decreases until it disappears completely for a star seen nearly pole-on. On the contrary, the signal at a much longer period (which is likely induced by cycle-related long-term periodicities equal to the cycle length) becomes increasingly important for smaller inclinations. A reason for which the signals at long-term periods (in the 600- to 1500-day range) become increasingly dominant with decreasing i in the TSI (and to a lesser degree in the total RV) periodograms could be the following: for nearly pole-on configurations, we see the active structures on one stellar hemisphere only, whereas we see them on two hemispheres for configurations closer to edge-on. This may induce a kind of averaging effect on the long-term signal for the edge-on configuration and explain its increase with decreasing i . Finally, we show in Fig. 13 the simulated TSI for representative configurations. As we found above, the long-term amplitudes of the two time series are nearly the same; on the contrary the dispersion is widely reduced with i .

4.2. RV time series

We now study the impact of stellar inclination i on our simulated RV time series. Our first result is that in contrast with the photometry, both the amplitude and the dispersion of the total RV decrease with decreasing i . This is nicely illustrated in Fig. 14 where we display the RV time series for all activity components and for significant inclinations. The amplitude and the dispersion (RV rms) of the total RV taken over the complete cycle are decreased by a factor of ~ 6 when going from an edge-on to a nearly pole-on configuration.

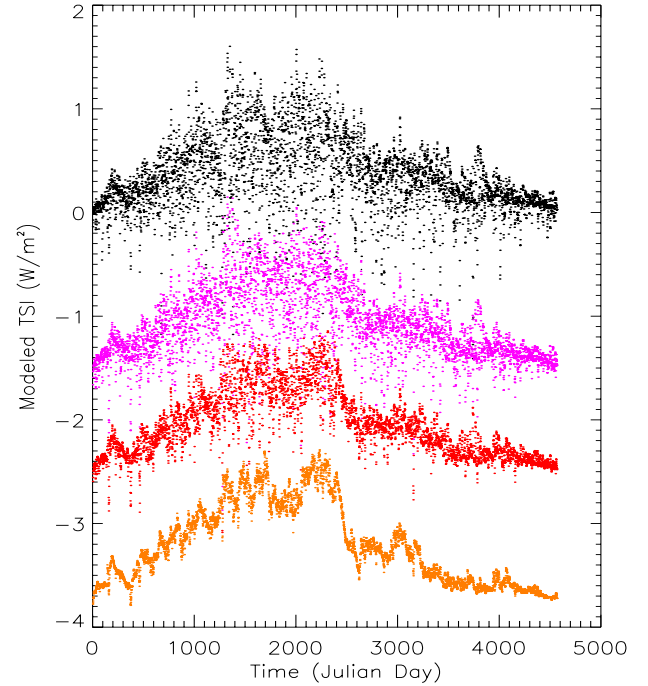


Fig. 13. Simulated TSI for: $i = 90^\circ$ (black), $i = 60^\circ$ (purple), $i = 30^\circ$ (red) and $i = 10^\circ$ (orange). Vertical offsets have been introduced for visibility.

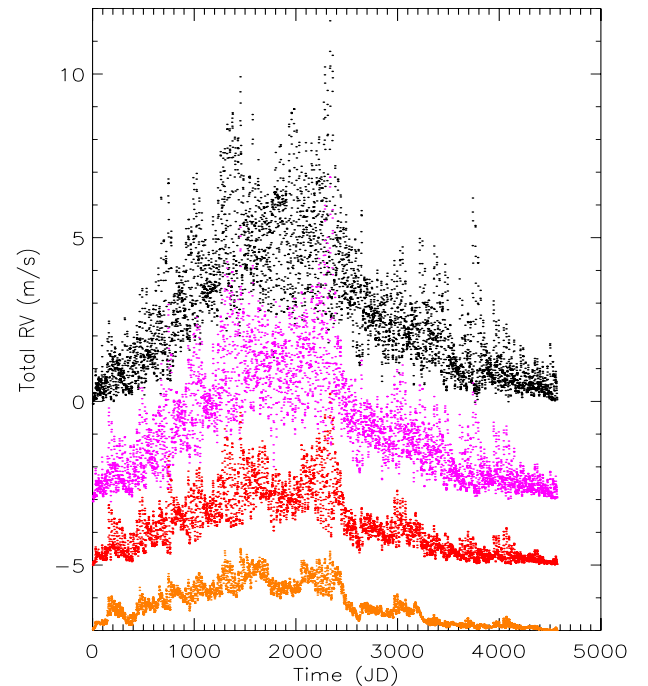


Fig. 14. Simulated total RV for significant inclinations. *From top to bottom:* $i = 90^\circ$ (black), $i = 60^\circ$ (purple), $i = 30^\circ$ (red) and $i = 10^\circ$ (orange). Vertical offsets have been introduced for visibility.

We characterize both the long-term and short-term variations of the RV signals to investigate thoroughly the impact of inclination. Our results are illustrated in Fig. 15. The “long-term” variations correspond to the signal taken over the complete stellar cycle. To study the short-term variations of the signal, we perform a running average of the RV time series with a

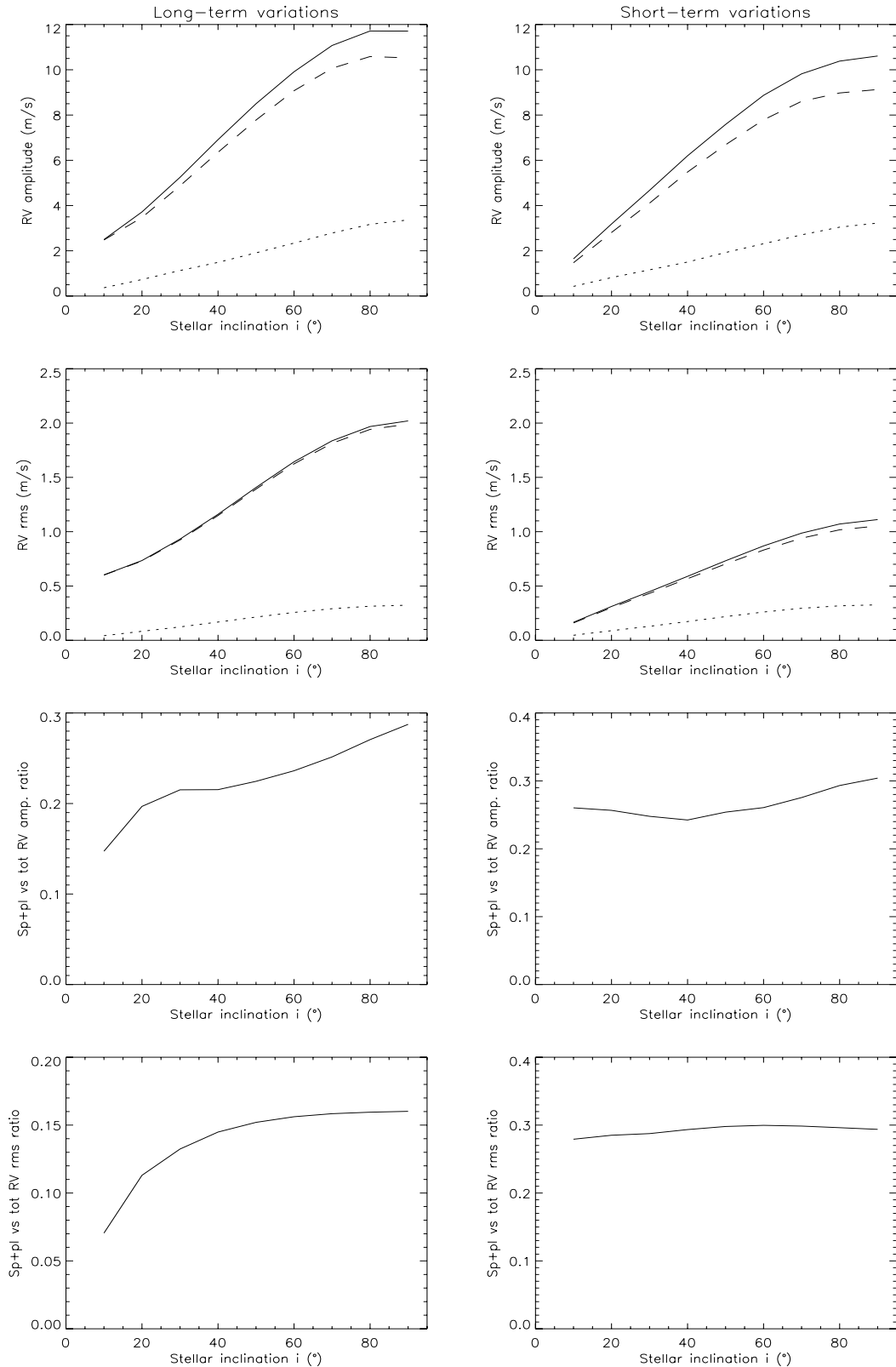


Fig. 15. Characterization of the RV signal versus $\sin(i)$. *Left:* long-term variations of the signal (RV time series as produced by our simulations). *Right:* short-term variations of the RV signal (residuals of the original RV data minus the 30-day averaged RV). *From top to bottom:* peak-to-peak amplitude of the RV signal, RV dispersion (rms), ratio of the amplitudes of the spot+facula RV to the total RV, and ratio of the rms of these two signals as a function of $\sin(i)$. On the two top panels, the spot+facula (dotted line), convective (dashed line) and total RV (solid line) are also displayed as a function of $\sin(i)$.

smoothing window of 30 days and subtract it from the original data. Then the long-term variations should primarily be affected by the global activity cycle, whereas the short-term variations will come from rotation-related effects.

1. Peak-to-peak amplitude: For the total RV and when going from $i = 90^\circ$ to $i = 10^\circ$, the amplitude decreases by $\sim 80\%$ over the cycle and by $\sim 85\%$ on the short term. When taking only the photometric contribution (i.e. spots and faculae) into account, the peak-to-peak amplitude is decreased by nearly 90% on the long-term, and by 87% on the short-term.
2. Dispersion: the total RV rms decreases by 70% with inclination on the long term, and by 85% on the short term. In the case of spots and faculae only, the decrease is the same on both timescales and is of nearly 85%. For a star with a solar-like activity pattern seen almost pole-on, a jitter of $\sim 0.5 \text{ m s}^{-1}$ can be expected if the observation timescale is equal to the activity cycle length, and a jitter of $\sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$ can be expected over a month.
3. Ratio between photometric and convective components: we also study the evolution of the relative contribution of the photometric (i.e., due to spots and faculae) component to the total RV signal with the inclination. Over the cycle, the photometric fraction of the RV is reduced by a factor of ~ 2 when going from $i = 90^\circ$ to $i = 10^\circ$ (i.e. the convective component is increasingly important with a decreasing inclination). On the contrary, on the short-term the photometric relative contribution remains nearly constant with i , at a level of ~ 0.3 . This value is at least two times larger than the value of the photometric fraction on the long-term (i.e. ~ 0.16 in the edge-on configuration). This confirms that the spot+facula component has mostly a short-term effect on the RV signal, equal to the rotation period.

We finally study the Lomb-Scargle periodograms of the RV time series for representative inclinations, first in the case of the sum of the flux contributions of dark and bright structures, and then when adding the convective component. The periodograms are shown in Fig. 12. Starting from $i = 90^\circ$, the RV periodogram for the spot+facula signal is dominated by the stellar rotation. The power is concentrated at the rotation period and its two first harmonics, with about two times and six times less power for the first and second harmonics, respectively. The power is induced by the active structure crossing of the visible hemisphere during about half the rotation period (as the active structures are mainly located near and around the stellar equator). When i decreases, we begin to see the active structures on a time longer than half the rotation period, until we see them permanently for the nearly pole-on configuration. There is thus nearly no remaining component in the spot+facula RV periodogram for $i = 10^\circ$. This is in good agreement with the 90% decrease in jitter already described.

Starting from the edge-on configuration, the total RV periodogram is dominated i) by a series of peaks at long period (200–1000 days) due to the long-term activity cycle and ii) by peaks at the stellar rotation period and its three first harmonics.

As is expected, the peaks corresponding to the rotation period and its harmonics gradually decrease when going towards smaller inclinations, until they nearly disappear for $i = 10^\circ$. We also note that the harmonics of the rotation signal decrease significantly faster than the rotation signal itself. On the contrary, the long-term signal corresponding to the activity cycle decreases slowly when i decreases, but remains far above the 1% false-alarm probabilities (FAP) for $i = 10^\circ$. In the edge-on

configuration, the power is equally distributed between the rotation and the long-term signals, but the latter is greater for smaller inclinations. This is in agreement with the decrease of the ratio of the RV photometric component over the total RV signal on the long-term we show above.

We conclude that in the case of a star with a solar-type activity pattern, the stellar inclination strongly affects both the observed stellar irradiance, RV variations, and active regions filling factor (and hence the observed chromospheric activity). Indeed, the short-term variations of these various observables strongly decrease with a decreasing inclination. Then, on short to medium timescales (from a few days to a year, or well under the activity cycle length), it will probably not be possible to distinguish between a solar-like star seen nearly pole-on and an inactive star. Provided that the time baseline is sufficient, on timescales equal to the cycle length, the activity cycle should still be detectable for small inclinations, but with a reduced amplitude. It would then not be possible to distinguish it from a nearly inactive star with a low-amplitude activity cycle.

4.3. Potential impact of stellar inclination on various correlations

4.3.1. Correlation between total RV signal and facula filling factor

In Paper IV, we used the solar calcium (Ca) index (S-index or $\log(R'_{\text{HK}})$) as a tool to partially correct the activity-induced RV from its convective component (using the observed solar activity pattern). The Ca index is correlated with the chromospheric plage filling factor and hence with the photospheric facula filling factor (Shapiro et al. 2014, found a linear dependence between the Ca index and the facula filling factor in the case of the Sun).

As already explained, in the case of a solar-like star seen edge-on, the RV signal is closely correlated to the facula filling factor (as the convective component dominates the RV variations, see Sect. 3.3 and Figs. 4 and 8). When going towards smaller inclinations, we note that the correlation gets even stronger, with a Pearson correlation coefficient going from 0.97 for $i = 90^\circ$ to 0.99 for $i = 10^\circ$. This is in agreement with the fact that the relative contribution of the spot+facula component to the RV signal decreases with i . This means that the Ca index correction method can be used regardless of the stellar inclination.

4.3.2. RV jitter, Ca index and facula filling factor

In recent studies (Wright 2005; Santos et al. 2010; Isaacson & Fischer 2010; Hillenbrand et al. 2015), the average level of RV jitter was commonly taken as a proxy for the stellar magnetic activity level, along with the Ca index. For different samples of FGK stars, the authors found loose correlations between the average RV jitter and the mean Ca index, generally with a significant amount of dispersion. In our simulations, we find that the ratio of the mean facula filling factor over the RV rms (calculated over the complete activity cycle) is not constant over the range of inclinations i we explored. We display in Fig. 16 the facula filling factor to RV amplitude and to RV rms ratios. We find that both ratios increase towards smaller inclinations (in agreement with Sects. 4.1 and 4.2, where the decrease of the RV amplitude and rms with i is more pronounced than the decrease of the facula filling factor with i). Provided that the Ca index evolves in the same way as the facula filling factor with i , this could partly explain the large dispersion in the RV rms-mean Ca index relation found in the studies cited above (as the stellar inclination

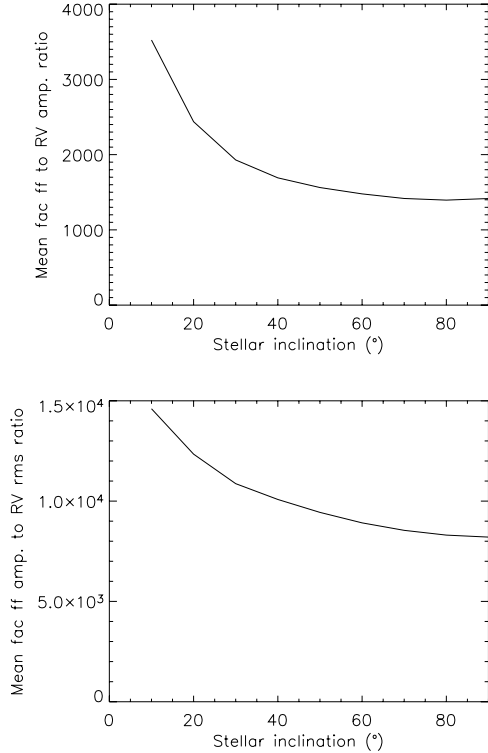


Fig. 16. *Top panel:* ratio of the mean facula filling factor over the total RV amplitude vs. i . *Bottom panel:* ratio of the mean facula filling factor over the total RV rms vs. i .

remains unknown for most of the observed targets). It also means that a clear RV rms-Ca relation will remain hard to establish for future studies, unless the uncertainty on the stellar inclination can be removed.

4.4. Detection limits

In this section, we compute the detection limits for the total RV time series over the range of stellar inclinations explored above.

4.4.1. Approach

We use two different methods: the correlation-based method and the local power amplitude (LPA) method. Both were described in detail and tested on real stellar RV data in Meunier et al. (2012). Briefly, the first method makes the correlation between the periodograms of a generated planetary RV signal (with the same temporal sampling as the data) and of the actual RV data to which the planetary RV signal has been added (i.e. it determines the correlation of the power of the (stellar data + fake planet) periodogram versus the power of the fake planet periodogram). The detection limit corresponds then to the minimal mass and period for which the correlation values are all above a given threshold, for 100 realizations spanning all orbital phases. The threshold (spanning here from 0.003 for $i = 10^\circ$ to 0.05 for $i = 90^\circ$) corresponds to the maximum of the correlations obtained for a very low-mass planet (here $\sim 0.6 M_{\text{Earth}}$). For the LPA method, we compare the periodograms of the actual RV data and of a given generated planetary signal (for the same temporal sampling), but within a localized period range around the given planetary period. The detection limit at this period corresponds then to the minimal mass for which the maximum power of the planetary RV periodogram (within the limited period range) is always

above the maximum power of the actual RV data periodogram in the period range.

We compute here our detection limits for only one period of 480.1 days, corresponding to a separation of about 1.2 au, as in Paper II. It is a representative value of the outer boundary of the HZ for a solar-type star. The total time span is always fixed to the complete simulation time span (i.e. 4566 days). As in Papers I and II, we assume the star to be observed eight months a year (meaning that we take into account only 2978 RV points instead of 4566). We assume different temporal samplings: all points (i.e. one-day sampling or 1:1); 1 point every 4 nights (1:4); 1 point every 8 nights (1:8); or 1 point every 20 nights (1:20), which means that the (1:20) series has 20 times fewer points than the (1:1). We also assume different precisions on the RV (no added noise, 0.01, 0.05, and 0.1 m s^{-1} noise levels), as we did in Paper I.

Finally, we compute the detection limits versus inclination for two different cases. In the first case, we compute the detection limits considering that the hypothetical planet is always seen orbiting edge-on for all stellar inclinations (i.e. there is an increasing spin-orbit misalignment with decreasing inclination). In the second case, we consider that the hypothetical planet always orbits in the stellar equatorial plane (i.e. there is always spin-orbit alignment).

Considering these two distinct possibilities is important; in most cases when searching for planets with RV, we do not know the stellar inclination or the inclination of the planet orbit with respect to the line of sight. The inclination of the planet orbit is taken into account by giving minimal masses $m_p \sin(i)$ (with i denoting here the inclination of the planet orbit with respect to the line of sight) for detected planets. However, the detection limits are generally computed without knowing the stellar inclination itself, i.e. considering that the star is seen edge-on and that the activity-induced jitter is not reduced by the projection effect. The detection limits we compute in case 1 correspond to this configuration and thus to the best possible detection limits. As we go towards smaller stellar inclinations, they also correspond to more and more unlikely orbital configurations. Most of the exoplanets found so far orbit in or near the stellar equatorial plane⁴ (even if in the specific case of hot Jupiters, a significant fraction of systems show spin-orbit misalignments, e.g. Albrecht et al. 2012; Triaud et al. 2014).

On the contrary, the detection limits that we compute in case 2, i.e. when considering a spin-orbit alignment, correspond to a more conservative but more realistic assumption. The detection limits for the correlation-based and LPA methods are displayed in Fig. 17.

4.4.2. Results

Comparison with previous results – For the edge-on configuration, we can compare the detection limits (for the 1:1 sampling) to the detection limits computed in Paper IV⁵, i.e. on RV time series derived from observed solar activity patterns, as the latter time series had a similar time span, sampling and number of data points. In the case of the correlation method, they are in fairly good agreement ($5.5 M_{\text{Earth}}$ for the present time series versus $6.8 M_{\text{Earth}}$ for the time series from observed patterns), whereas there is a certain discrepancy for the LPA method ($9.9 M_{\text{Earth}}$ and $15.7 M_{\text{Earth}}$ for the simulated and observed RV time series, respectively).

⁴ <http://exoplanets.eu>

⁵ See Table 2 in Paper IV, case with no correction, total RV time series, Set 1.

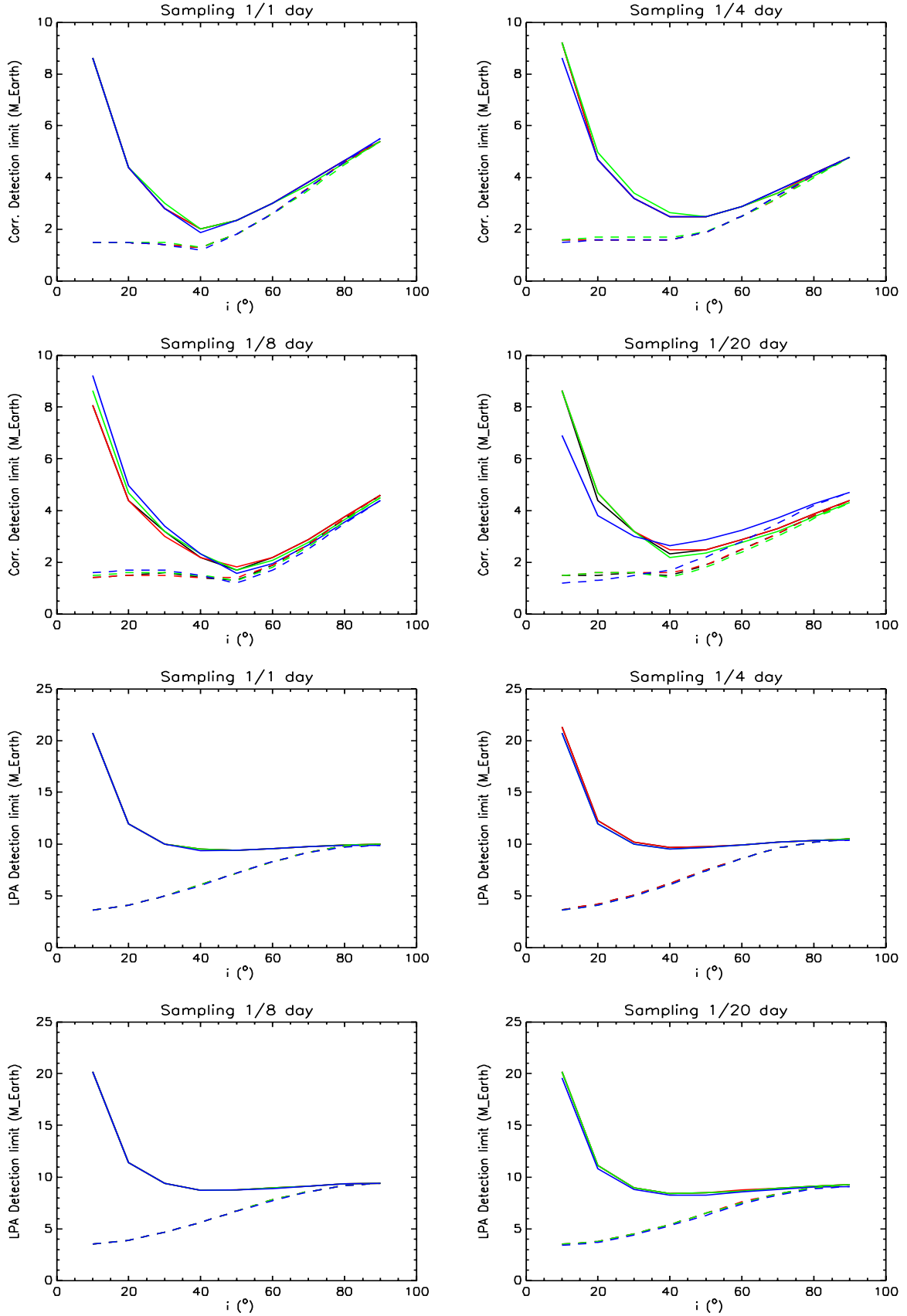


Fig. 17. Detection limits versus stellar inclination for the correlation-based (*four top panels*) and the LPA (*four bottom panels*) methods. The detection limits are displayed for different samplings and for different noise levels (black: no added noise, red: 0.01 m s^{-1} noise, green: 0.05 m s^{-1} noise and blue: 0.1 m s^{-1} noise). Solid line: detection limits computed in case 2. Dashed line: detection limits computed in case 1.

Comparison between the two methods – The correlation-based method gives lower detection limits than the LPA method. This is also in agreement with our results from Paper IV. We note that we also compared the two methods in Meunier et al. (2012), this time on actual stellar data. Out of a sample of ten targets, we found in most cases that the LPA method gave lower detection limits. However in these cases, the targets were massive A-F main-sequence stars with medium to high $v \sin i$ (from 7 to $\geq 175 \text{ km s}^{-1}$), some of them being young stars. They would then have a very different activity pattern than the solar one.

Impact of stellar inclination – For the LPA method, the decrease in the detection limit with the stellar inclination i in case 1 (best possible detection limits) is consistent with the decrease in the activity-induced RV rms when going towards a smaller i . In case 2, we observe that the detection limits remain around $10 M_{\text{Earth}}$ for $i \geq 40^\circ$ before increasing towards higher masses for smaller inclinations. This should mean that for $i \geq 40^\circ$, the decrease in the planetary-induced RV amplitude for a decreasing inclination of the system is counterbalanced by the decrease in the same time of the activity-induced RV jitter. For smaller inclinations, the decrease of the activity RV jitter is less pronounced and hence it becomes more difficult to detect the planet. This is consistent with the fact that the behaviour of the activity-induced RV jitter with respect to i is not sinusoidal.

For the correlation method, the behaviour of the detection limits is quite different. In case 1, the detection limits decrease with i until they reach a plateau at about $1.5 M_{\text{Earth}}$ for $i \sim 40^\circ$. In case 2, surprisingly, the detection limits begin to decrease with a decreasing i and reach a minimum and best value of $2\text{--}2.5 M_{\text{Earth}}$ for $i = 40\text{--}50^\circ$. For smaller inclinations, the detection limits increase with a decreasing i . Thus, the optimal configuration for the detection of the planet is an orbital plane inclined of 45° with respect to the line of sight (in the most probable case of spin-orbit alignment).

4.4.3. Impact of the parameters

In this section, we study in greater detail the impact of the main parameters for the computation of the detection limits (i.e. the added RV noise level and the temporal sampling). To this end, we first study their influence on the detection limits computed above (Fig. 17). Then, we extend the study to a wider range of noise level or temporal sampling, but this time concentrating on one case ($i = 50^\circ$, case 2). This roughly corresponds to the inclination for which we get the better detection limits (in case 2).

Temporal window – Our detection limit computation is based on the periodograms of the RV time series taken eight months a year so as to better mimic actual observations. The periodograms will thus be modified compared to the periodograms of the total RV time series taken over the full simulation time span as a result of aliasing. We compare the periodograms of the total RV time series (in the $i = 90^\circ$ case) before and after removing four months a year in Fig. 18. Removing four months a year injects a large amount of power in the RV periodogram around one year ($\sim 360\text{--}400$ days) and at lower harmonics (180 and 90 days). It will then affect our detection limit computation and deteriorate our detection limits, but it has to be taken into account to reproduce the observations more accurately.

Temporal sampling – We found in Paper IV that when taking into account all RV components, the detection limits got worse

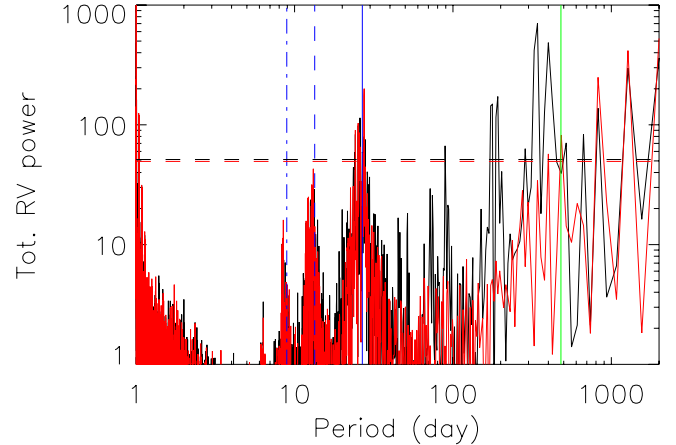


Fig. 18. Total RV periodograms for $i = 90^\circ$, (1:1) sampling. Black: data taken eight months a year. Red: full data. The 1% FAP are shown (dashed lines), as well as the solar rotational period and its first two harmonics (blue), and the detection limit period (green).

for the (1:20) sampling (i.e. for a largely degraded sampling), while they did not vary significantly when going from a (1:1) to (1:4) or (1:8) sampling. Figure 17 shows that the LPA detection limits do not vary significantly when going from the (1:1) to the (1:20) sampling. The correlation detection limits do not vary significantly when going from the (1:1) to the (1:8) sampling, but get worse for the (1:20) case.

We now focus on the $i = 50^\circ$ case to study the sampling impact in more details. We compute the detection limits for an extended sampling range (from (1:1) to (1:70)) and show the results in Fig. 19. We find that both the correlation and the LPA detection limits are nearly independent from the temporal sampling up to the (1:10) sampling, and get worse for more degraded samplings (even if they show a large dispersion in the LPA case). The large dispersion at large temporal samplings probably reflects the larger uncertainty on the detection limits for a smaller number of points.

Added noise – The detection limits computed with the correlation and LPA methods are nearly independent from the added RV noise for a noise level up to 10 cm s^{-1} (Fig. 17), i.e. for the best RV accuracy expected on future spectrographs. This is in agreement with the results of Paper IV. We consider that the small variations seen between the detection limits computed for the different noise levels in the case of the correlation method are not significant.

We study the impact of the added noise for an extended range of noise levels, up to 1 m s^{-1} (i.e. the current RV accuracy reached on the better spectrographs such as HARPS), in the $i = 50^\circ$ case (Fig. 20). The LPA detection limits are constant up to 1 m s^{-1} , while the correlation detection limits remain constant up to 0.7 m s^{-1} with a slightly larger value at 1 m s^{-1} .

5. Conclusion and perspectives

We built a fully parametrized model of the activity pattern of a solar-like star, including the dark spots and the bright features (large faculae and network). The model includes about 30 parameters that account for the different activity scales and the active structure behaviour (most of them being well constrained by the literature), and has a daily timescale over a complete activity cycle. Using the same approach as in the previous papers, we deduced the corresponding RV and photometric time series,

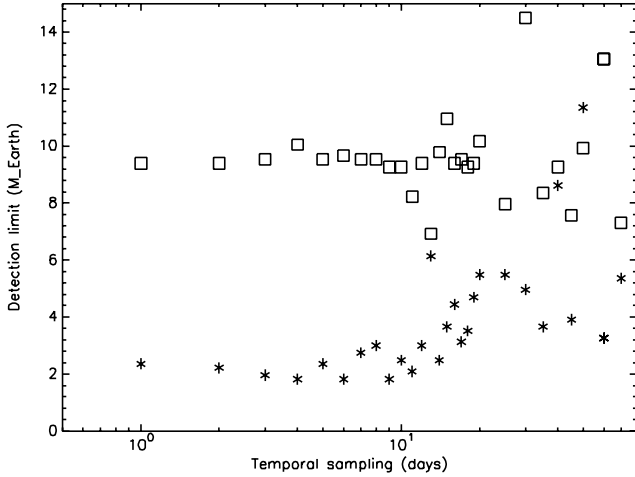


Fig. 19. Detection limits vs. temporal sampling for $i = 50^\circ$, no noise. Squares: LPA method; stars: correlation method.

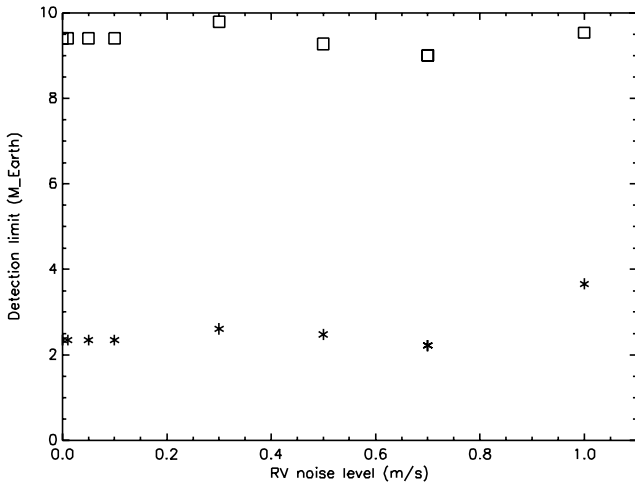


Fig. 20. Detection limits vs. RV added noise for $i = 50^\circ$, (1:1) sampling. Squares: LPA method; stars: correlation method.

taking the inhibition of the convective blueshift into account in the case of the RV. The simulated activity pattern, as well as the time series, were compared to the work done in Papers I, II and III with data from solar observations. We found our model to be in remarkably good agreement with the previous data, thus confirming its validity. We then study the case of a solar-like star seen under different configurations so as to estimate the impact of the stellar inclination on the activity-induced jitter. Our results are the following:

- For the stellar irradiance, the stellar inclination i has almost no effect on the amplitude of the long-term irradiance variations. The decrease of the active structure filling factor with a decreasing i mostly counterbalances the enhanced contrast of the structures, in agreement with some previous studies (Knaack et al. 2001; Shapiro et al. 2014). On the contrary, the short-term jitter is reduced by a factor of 6 when going from an edge-on to a nearly pole-on configuration.
- For the RV variations, the peak-to-peak amplitude and the rms are reduced by a factor of 8–10 on both the long-term and the short-term. For a nearly pole-on configuration, the remaining RV jitter is about 0.6 m s^{-1} when considering the whole cycle, and is about 0.2 m s^{-1} on shorter timescales.

- When computed over the whole activity cycle, the activity-induced periodograms show power mainly in two period ranges: first at the stellar rotation period and its two or three first harmonics (induced by the crossing of active structures on the visible stellar hemisphere), and then at much longer periods, induced by more complex cycle effects. When going towards smaller inclinations, the power at the rotation period is reduced and nearly disappears for a pole-on configuration. The long-term cycle effects increase.
- In the case of a solar-like star, the convective component widely dominates the RV variations. The photometric contribution of spots and bright features account for about 35% of the RV jitter and decreases to about 15% for a nearly pole-on configuration.
- For a solar-like star seen in a pole-on configuration, the photometric and RV (and presumably the chromospheric) activity-induced variations are most probably not distinguishable from those of a less active or almost inactive star.
- Finally, when considering a realistic orbital configuration (i.e., spin-orbit alignment), the optimal configuration for planet detection is a system inclined by about 45° . In this case, the lowest detection limits reach planetary masses of about $2 M_{\text{Earth}}$ at 480 days, without applying a correction to the RV signal.

According to previous studies, solar-like stars show a great diversity of activity levels and properties (Schröder et al. 2013). The Sun itself is considered to be an average star, not particularly active but not quiet either. Being fully parametrized and validated for the solar case, our activity model now allows us to explore a wide range of activity parameters and stellar properties. In this paper, we have focused on solar-like activity and convection level stars; we expect stars with a lower activity level and/or stars with a lower convection level (such as K-type stars) to be much less affected and then to exhibit lower detection limits in the corresponding HZ. We also emphasize that activity correction methods (such as the calcium index or the H_α line) are commonly applied to RV time series and already allow detection limits to be reached at the M_{Earth} level in the HZ (Paper IV). Optimized observation and reduction strategies are also promising (such as averaging, see e.g. Dumusque et al. 2011a). Although it is not the focus of our paper, improving such methods and strategies, as well as looking for new ones, is an extremely important question. Future instruments with very high RV accuracy may therefore be critical in implementing very efficient correction tools to extract low-mass planet signals. Our goal is to be able to test and even reproduce the photometric and RV variations corresponding to each activity and stellar configuration. This should allow a better understanding of the magnetic stellar activity and open the way towards a better correction of the activity-induced stellar jitter.

In Paper III, we derived the astrometric time series corresponding to the observed solar activity pattern. Our activity model also allows us to produce the astrometric time series corresponding to the simulated activity pattern (apart of the photometric and RV ones). We will present our results in astrometry in a separate paper. This is justified as upcoming instruments such as the Nearby Earth Astrometric Telescope (NEAT, see e.g. Malbet et al. 2012) should allow for the first time the search for low-mass planets around nearby FGK stars with astrometry.

Acknowledgements. We would like to thank our referee (X. Dumusque) for his very useful comments on the manuscript.

References

- Albrecht, S., Winn, J. N., Johnson, J. A., et al. 2012, *ApJ*, **757**, 18
- Baliunas, S. L., Hartmann, L., Noyes, R. W., et al. 1983, *ApJ*, **275**, 752
- Barnes, J. R., Jeffers, S. V., & Jones, H. R. A. 2011, *MNRAS*, **412**, 1599
- Baumann, I., & Solanki, S. K. 2005, *A&A*, **443**, 1061
- Berdyugina, S. V., & Usoskin, I. G. 2003, *A&A*, **405**, 1121
- Cadavid, A. C., Lawrence, J. K., & Ruzmaikin, A. A. 1999, *ApJ*, **521**, 844
- Cegla, H. M., Shelyag, S., Watson, C. A., & Mathioudakis, M. 2013, *ApJ*, **763**, 95
- Cegla, H. M., Watson, C. A., Shelyag, S., & Mathioudakis, M. 2015, in 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, eds. G. T. van Belle, & H. C. Harris, 567
- Chapman, G. A., Cookson, A. M., & Dobias, J. J. 1997, *ApJ*, **482**, 541
- Chapman, G. A., Cookson, A. M., Dobias, J. J., & Walton, S. R. 2001, *ApJ*, **555**, 462
- Chapman, G. A., Dobias, J. J., & Arias, T. 2011, *ApJ*, **728**, 150
- Claret, A., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, **412**, 241
- Crouch, A. D., Charbonneau, P., Beaubien, G., & Paquin-Ricard, D. 2008, *ApJ*, **677**, 723
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2007, *A&A*, **473**, 983
- Dumusque, X. 2014, *ApJ*, **796**, 133
- Dumusque, X., Santos, N. C., Udry, S., Lovis, C., & Bonfils, X. 2011a, *A&A*, **527**, A82
- Dumusque, X., Udry, S., Lovis, C., Santos, N. C., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2011b, *A&A*, **525**, A140
- Dumusque, X., Boisse, I., & Santos, N. C. 2014, *ApJ*, **796**, 132
- Fröhlich, C., & Lean, J. 1998, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4377
- Fűrész, G., Epps, H., Barnes, S., et al. 2014, in *SPIE Conf. Ser.*, **9147**, 9
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, **443**, 337
- Hall, J. C., & Lockwood, G. W. 2004, *ApJ*, **614**, 942
- Harvey, K. L., & Zwaan, C. 1993, *Sol. Phys.*, **148**, 85
- Hatzes, A. P. 2002, *Astron. Nachr.*, **323**, 392
- Hillenbrand, L., Isaacson, H., Marcy, G., et al. 2015, in 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, eds. G. T. van Belle, & H. C. Harris, 759
- Howard, R. F. 1991, *Sol. Phys.*, **131**, 239
- Howard, R. F. 1992, *Sol. Phys.*, **137**, 51
- Isaacson, H., & Fischer, D. 2010, *ApJ*, **725**, 875
- Ivanov, E. V. 2007, *Adv. Space Res.*, **40**, 959
- Jeffers, S. V., Barnes, J. R., Jones, H. R. A., et al. 2014, *MNRAS*, **438**, 2717
- Knaack, R., Fligge, M., Solanki, S. K., & Unruh, Y. C. 2001, *A&A*, **376**, 1080
- Komm, R. W., Howard, R. F., & Harvey, J. W. 1993, *Sol. Phys.*, **147**, 207
- Kurucz, R. 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km s⁻¹ grid. Kurucz CD-ROM No. 13 (Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory), 13
- Lagrange, A.-M., Desort, M., & Meunier, N. 2010, *A&A*, **512**, A38
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Desort, M., & Malbet, F. 2011, *A&A*, **528**, L9
- Lanza, A. F., Pagano, I., Leto, G., et al. 2009, *A&A*, **493**, 193
- Lanza, A. F., Bonomo, A. S., Moutou, C., et al. 2010, *A&A*, **520**, A53
- Malbet, F., Goullioud, R., Lagage, P.-O., et al. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, **8442**
- Martinez Pillet, V., Moreno-Inertis, F., & Vazquez, M. 1993, *A&A*, **274**, 521
- Megavand, D., Herreros, J.-M., Zerbe, F., et al. 2010, in *SPIE Conf. Ser.*, **7735**
- Meunier, N. 2005, *A&A*, **442**, 693
- Meunier, N., & Lagrange, A.-M. 2013, *A&A*, **551**, A101
- Meunier, N., Desort, M., & Lagrange, A.-M. 2010, *A&A*, **512**, A39
- Meunier, N., Lagrange, A.-M., & De Bondt, K. 2012, *A&A*, **545**, A87
- Meunier, N., Lagrange, A.-M., Borgniet, S., & Rieutord, M. 2015, *A&A*, submitted
- Noyes, R. W., Weiss, N. O., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, **287**, 769
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, *The Messenger*, **110**, 9
- Rice, J. B. 2002, *Astron. Nachr.*, **323**, 220
- Saas, S. H. 2003, in *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, eds. D. Deming, & S. Seager, *ASP Conf. Ser.*, **294**, 65
- Saas, S. H. 2009, in 15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. E. Stempels, *AIP Conf. Ser.*, **1094**, 152
- Saas, S. H., & Donahue, R. A. 1997, *ApJ*, **485**, 319
- Santos, N. C., Bouchy, F., Mayor, M., et al. 2004, *A&A*, **426**, L19
- Santos, N. C., Gomes da Silva, J., Lovis, C., & Melo, C. 2010, *A&A*, **511**, A54
- Schrijver, C. J. 2001, *ApJ*, **547**, 475
- Schröder, K.-P., Mittag, M., Hempelmann, A., González-Pérez, J. N., & Schmitt, J. H. M. M. 2013, *A&A*, **554**, A50
- Shapiro, A. I., Solanki, S. K., Krivova, N. A., et al. 2014, *A&A*, **569**, A38
- Triaud, A. H. M. J., Cameron, A. C., Queloz, D., et al. 2014, in *IAU Symp.* **299**, eds. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 399
- Ward, F. 1966, *ApJ*, **145**, 416
- Wright, J. T. 2005, *PASP*, **117**, 657

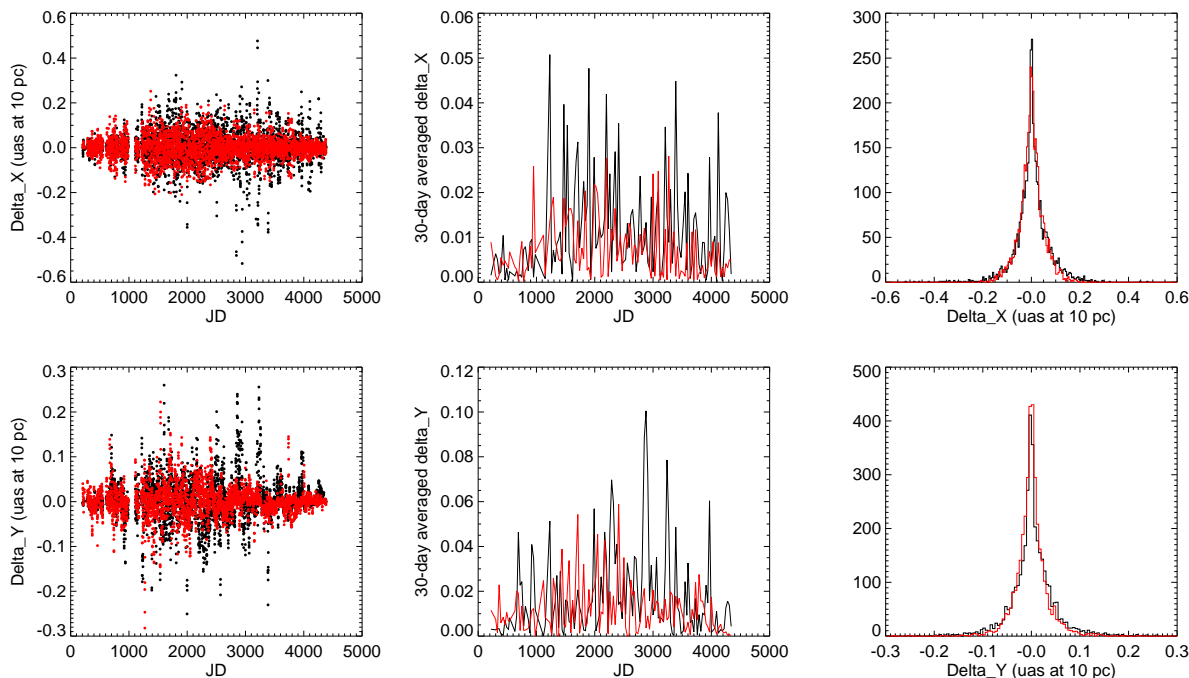


FIG. 4.8 – **Comparaison des séries temporelles astrométriques construites à partir des structures actives observées et simulées.** *Première ligne* : décalage astrométrique selon la direction parallèle à l'équateur stellaire (δ_X). *Deuxième ligne* : décalage astrométrique selon la direction perpendiculaire à l'équateur stellaire (δ_Y). *De gauche à droite* : séries temporelles tirées des observations (*en noir*, Lagrange et al. 2011) et de notre modèle d'activité (*en rouge*); séries temporelles moyennées sur un intervalle de 30 jours (en valeur absolue); distribution des séries temporelles.

4.4 Résultats en astrométrie

Notre modèle permet de calculer, outre les spectres, les V_R et la photométrie, le signal astrométrique induit par l'activité, dans deux orientations : parallèle (δ_X) et perpendiculaire (δ_Y) à l'équateur stellaire (voir Lagrange et al. 2011, pour les résultats en astrométrie obtenus à partir des listes de structures solaires observées). Rappelons que le signal astrométrique n'est influencé que par la composante "photométrique" de l'activité et pas par la composante convective. Je présente dans cette section les résultats obtenus en astrométrie à partir des listes de structures construites avec notre modèle paramétré, dans la suite de l'étude présentée dans la section précédente. Nous ne les avons pas inclus dans l'article dédié aux V_R et à la photométrie d'une part pour une raison de taille de l'article, et d'autre part, car ces résultats pourront être le sujet d'un article à part entière.

4.4.1 Comparaison avec les données obtenues à partir des observations

Je compare les séries temporelles astrométriques δ_X et δ_Y calculées à partir des listes de structures observées et simulées en Fig. 4.8. Globalement, les séries temporelles sont en accord, tant au niveau de la distribution des signaux que des variations d'amplitude. La seule différence significative est la dispersion un peu plus élevée des signaux basés sur les observations en période de haute activité. Cette différence est similaire à celles déjà observées lors de la comparaison de la photométrie et des V_R (cf Sect. 4.3).

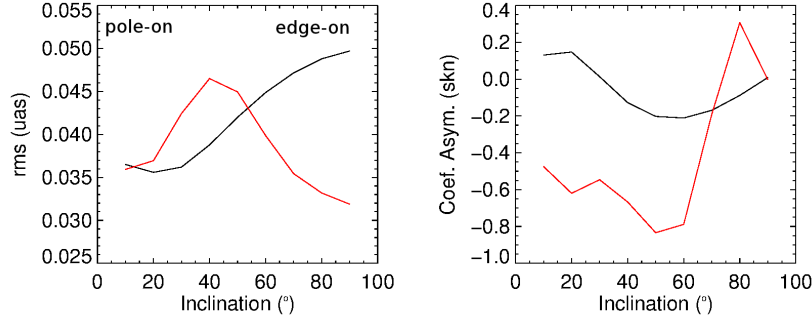


FIG. 4.9 – Moments d'ordre 2 et 3 des signaux astrométriques fonction de l'inclinaison. Gauche : rms des signaux (noir : δ_X ; rouge : δ_Y) vs i . Droite : coefficient de dissymétrie des signaux vs i .

4.4.2 Influence de l'inclinaison de l'étoile

Comme pour les V_R et la photométrie, une inclinaison variable a un impact significatif sur le signal astrométrique d'une étoile présentant une activité semblable à celle du Soleil (*c.à.d.* centrée sur l'équateur), mais avec des résultats différents. Le signal astrométrique dans la direction de l'équateur stellaire diminue avec l'inclinaison, avec une dispersion diminuée d'environ 30% en passant de $i = 90^\circ$ à $i = 30^\circ$ (Fig. 4.9). Cette diminution s'explique logiquement par le changement de configuration apparente de l'activité (centrée sur l'équateur et en rotation dans la configuration *edge-on*; et rassemblée sur le bord de l'étoile avec un mouvement apparent circulaire dans la configuration *pole-on*). Le signal δ_Y a un comportement complètement différent, avec une dispersion augmentant d'abord avec une inclinaison décroissante (pour atteindre un maximum autour de $i = 40^\circ$), avant de diminuer ensuite pour les plus petites inclinaisons. Cela s'explique également par le changement de configuration apparente : avec une inclinaison décroissante, les structures actives seront d'abord plus nombreuses dans la moitié Sud de l'hémisphère visible, avant de se répartir à nouveau de manière équivalente sur le bord extérieur des moitiés Nord et Sud de cet hémisphère visible dans une configuration *pole-on*.

Ces résultats ont des conséquences intéressantes pour l'excursion du photocentre (*c.à.d.* le signal astrométrique tel que vu sur le fond du ciel, dans les deux directions). Ce signal va en effet présenter un aspect significativement différent selon l'inclinaison sous laquelle est vue l'étoile (Fig. 4.10) : *i*) pour une configuration *edge-on* ou proche, l'excursion du photocentre présente une symétrie axiale principale dans la direction parallèle à l'équateur stellaire (rms δ_X 0.05 μas et rms δ_Y 0.032 μas); *ii*) pour une inclinaison intermédiaire, elle présente une asymétrie significative selon la direction perpendiculaire à l'équateur et reste symétrique dans la direction parallèle; enfin *iii*) pour une configuration *pole-on* ou proche, elle présente une symétrie centrale (aucune asymétrie significative, rms $\sim 0.035 \mu\text{as}$ dans toutes les directions). L'utilisation du coefficient de dissymétrie skn (moment d'ordre 3 ou *skewness*)⁴ permet de quantifier cette asymétrie : pour δ_X , skn reste proche de 0 quelle que soit i ; en revanche, pour δ_Y , la *skewness* s'écarte significativement de 0 pour des inclinaisons de 10 à 70° (Fig. 4.9).

4.4.3 Estimer l'inclinaison d'une étoile de type solaire à partir du "jitter" astrométrique

Les changements du comportement de l'excursion du photocentre en fonction de i ouvre des pistes intéressantes en ce qui concerne la détermination de l'inclinaison i de l'étoile. i (*c.à.d.* l'an-

⁴Soit σ l'écart-type σ (quantifiant la dispersion de X). Le moment d'ordre 3 ou *skewness* est donné par : $\text{skn} = E\left[\left(\frac{X-\mu}{\sigma}\right)^3\right]$.

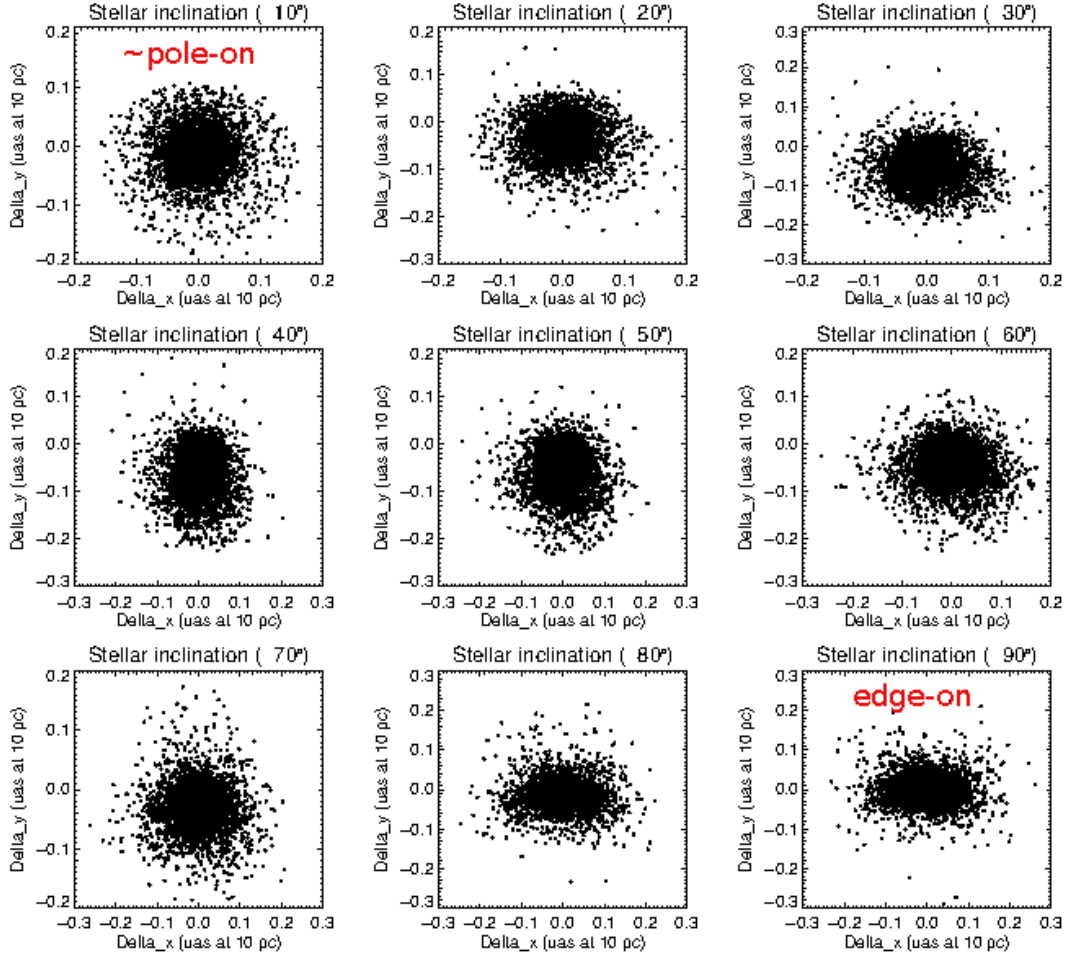


FIG. 4.10 – **Excursion du photocentre fonction de l’inclinaison.** Diagramme $\delta_Y=f(\delta_X)$ pour une inclinaison de 10 à 90°.

gle entre la ligne de visée et l’axe de rotation de l’étoile, qui peut être identique ou non à l’inclinaison sous laquelle est vue un système planétaire, Sect. 1.1.1) est un paramètre important à la fois pour les V_R et les transits (pour déterminer l’alignement spin-orbit d’une planète en transit) qui reste assez souvent inconnu. La détermination de i , quand elle est possible, est le plus souvent effectuée en combinant une mesure du $v \sin i$ (via la FWHM de la CCF) et de la période de rotation (via la courbe de lumière) de l’étoile. Cependant, le calcul du $v \sin i$ n’est plus fiable pour une vitesse de rotation projetée inférieure ou de l’ordre de la résolution des spectrographes. Dumusque (2014) a récemment proposé une nouvelle méthode de détermination de l’inclinaison basée sur l’activité stellaire : il s’agissait de comparer les variations des observables spectroscopiques (V_R , BIS, FWHM) induites par une structure active (tache ou plage) dominante à la surface de l’étoile et d’en dériver les paramètres correspondants (localisation de la zone active et inclinaison de l’étoile en particulier) à partir d’un ajustement bayésien.

Je propose ici d’utiliser l’excursion du photocentre comme une nouvelle piste possible pour l’estimation de l’inclinaison d’une étoile semblable au Soleil. Dans un tel cas, tant l’inclinaison que l’obliquité de l’étoile sont inconnues *a priori* (*c.à.d.* que les directions δ_X et δ_Y sont inconnues). Pour une distribution de l’excursion du photocentre donnée, je propose donc de choisir un axe de référence arbitraire et de mesurer le rms et l’asymétrie de la distribution selon cet axe, puis de répéter l’opération en effectuant des rotations progressives de l’axe de référence pour balayer 360° (afin de quantifier la dispersion et la symétrie globale du signal 2D). Les variations du rms et de l’asymétrie en fonction de l’orientation de l’axe de référence devraient

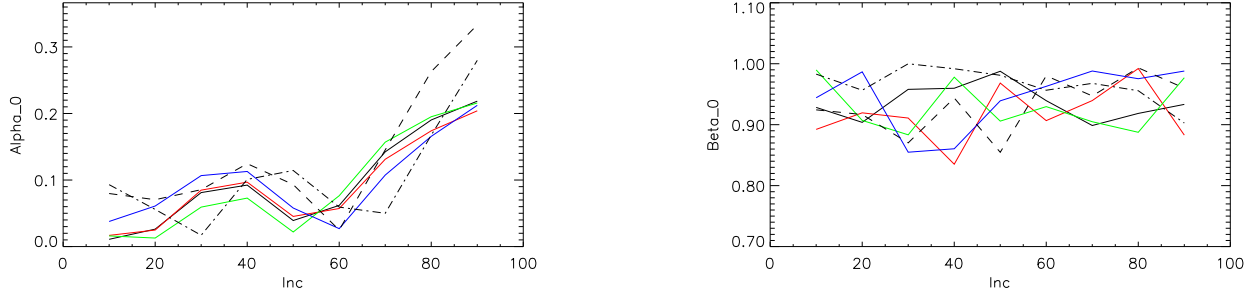


FIG. 4.11 – **Contraindre l'inclinaison de l'étoile à partir du signal astrométrique.** a) α_0 vs i . b) β_0 vs i . Echantillonnages temporels : tous les points de la simulation (*noir*) ; 1 point parmi 4 (*rouge*) ; 1 :8 (*vert*) ; 1 :20 (*bleu*) ; 50 points en période de basse activité (*tirets*) ; 50 points en période de haute activité (*pointillés*).

être significativement différentes en fonction de l'inclinaison, et donc permettre de déterminer (grossièrement, dans un premier temps) la configuration sous laquelle est vue l'étoile. Pour quantifier la variabilité du rms et de l'asymétrie de la distribution selon l'axe de référence pour une inclinaison donnée, j'ai testé les critères suivants :

$$\alpha_0 = \frac{\max(\text{rms}) - \min(\text{rms})}{\max(\text{rms}) + \min(\text{rms})} \quad (4.2)$$

pour le rms, et :

$$\beta_0 = \frac{\max(|\text{skn}|) - \min(|\text{skn}|)}{\max(|\text{skn}|) + \min(|\text{skn}|)} \quad (4.3)$$

pour l'asymétrie. J'ai enfin tenté d'établir des critères sur α_0 et β_0 pour contraindre la configuration correspondante, mon hypothèse de départ étant que : *i*) dans le cas *pole-on*, α_0 et β_0 seront à leur minimum (symétrie centrale de l'excursion du photocentre) ; *ii*) dans un cas intermédiaire, α_0 augmentera et β_0 sera maximal (asymétrie de la distribution) ; et *iii*) dans le cas *edge-on*, α_0 sera maximal et β_0 minimal (symétrie axiale). Je représente les variations de ces deux paramètres en fonction de l'inclinaison en Fig. 4.11, pour différents échantillonnages temporels allant de 50 points à l'ensemble des itérations de la simulation.

Pour un échantillonnage équivalent à celui de la simulation (~ 4500 points sur la durée du cycle), les variations des deux paramètres sont assez claires et correspondent à mon hypothèse de départ. En fixant des seuils empiriques sur α_0 et β_0 , on peut distinguer dans ce cas entre les trois configurations possibles. En revanche, pour un échantillonnage réduit, β_0 cesse d'être un paramètre valable (aucune tendance claire avec l'inclinaison), alors que α_0 conserve la même tendance croissante avec l'inclinaison (permettant de distinguer une configuration *edge-on* des autres cas possibles pour tous les échantillonnages testés). Je conclus ici provisoirement que la détermination précise de l'inclinaison grâce à l'astrométrie reste pour l'instant difficile à envisager dans le cas d'une étoile similaire au Soleil. Pour autant, je considère que cette piste reste intéressante, en particulier pour des étoiles présentant une activité moins complexe.

4.5 Extrapolation à d'autres étoiles et d'autres niveaux d'activité et perspectives de notre modèle

Notre modèle d'activité, étant complètement paramétré, ouvre de multiples possibilités pour son extrapolation à des propriétés stellaires et d'activité différentes de celles du Soleil. Une telle extrapolation, pour être réaliste, doit se baser sur un choix de paramètres cohérent. Nous avons

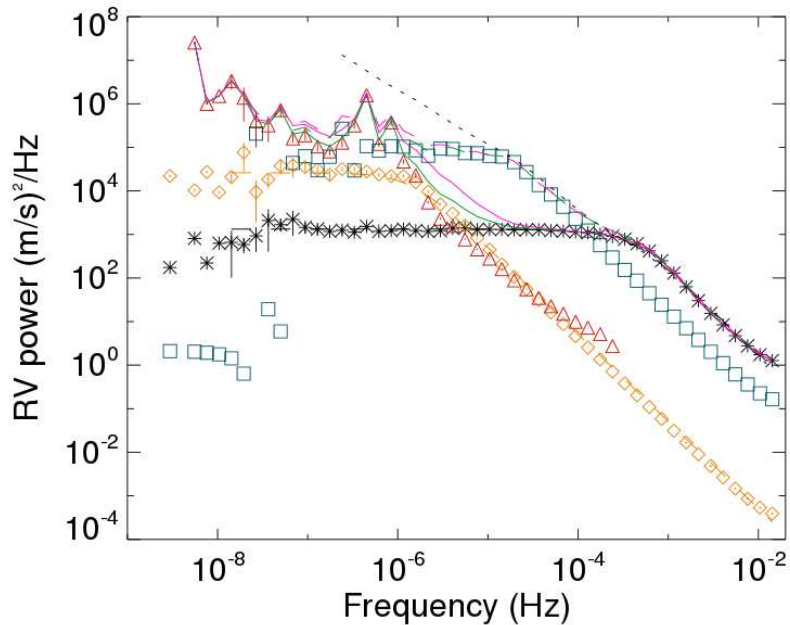


FIG. 4.12 – **Spectre de puissance des différentes composantes du signal de V_R induit par l'activité solaire.** Supergranulation (*orange*); mésogranulation (*carrés bleus*); granulation (*étoiles noires*); activité magnétique (*triangles rouges*); somme des différentes composantes (sauf la mésogranulation) : *ligne continue verte*; somme des composantes (incluant la mésogranulation) : *ligne verte discontinue*. Tiré de Meunier et al. (2015).

donc décidé d'explorer une grille de modèles pré-définis correspondant à des configurations les plus documentées et pas trop éloignées de notre prototype de départ (Soleil). Au vu du nombre élevé de lois et de paramètres, et encore plus à leur intrication, nous n'envisageons pas en effet de caractériser le modèle en faisant varier les différents paramètres les uns après les autres. Nous avons dans un premier temps élargi notre modèle aux plus petites échelles de temps (Sect. 4.5.1). Nous avons ensuite élaboré une stratégie d'extrapolation basée sur deux axes principaux s'éloignant progressivement du Soleil : *i*) en type spectral à âge constant (Sect. 4.5.2; et *ii*) en âge à type spectral constant (Sect. 4.5.3). La préparation de cette stratégie a nécessité un travail de bibliographie conséquent.

4.5.1 Exploration des courtes échelles temporelles

En parallèle de la caractérisation de notre modèle d'activité en fonction de l'inclinaison que j'ai menée (Sect. 4.3), nous avons développé une seconde version du modèle destinée à explorer l'échelle de temps la plus courte (de l'ordre de la minute au jour) inférieure à notre échantillonnage quotidien original. Cette version du modèle inclut donc un pas de temps beaucoup plus fin d'une part, et comprend une phase de croissance rapide des taches et des plages que nous ne prenions pas en compte auparavant. Les séries temporelles de V_R ainsi produites présentent l'avantage de pouvoir être comparées et/ou sommées avec les séries temporelles de V_R induites par la granulation (voir Sect. 4.1) générées dans Meunier et al. (2015). Nous avons effectué cette comparaison et montrons que l'activité magnétique domine le signal global d'activité aux périodes supérieures à un jour, tandis que la granulation est dominante aux périodes inférieures (Fig. 4.12).

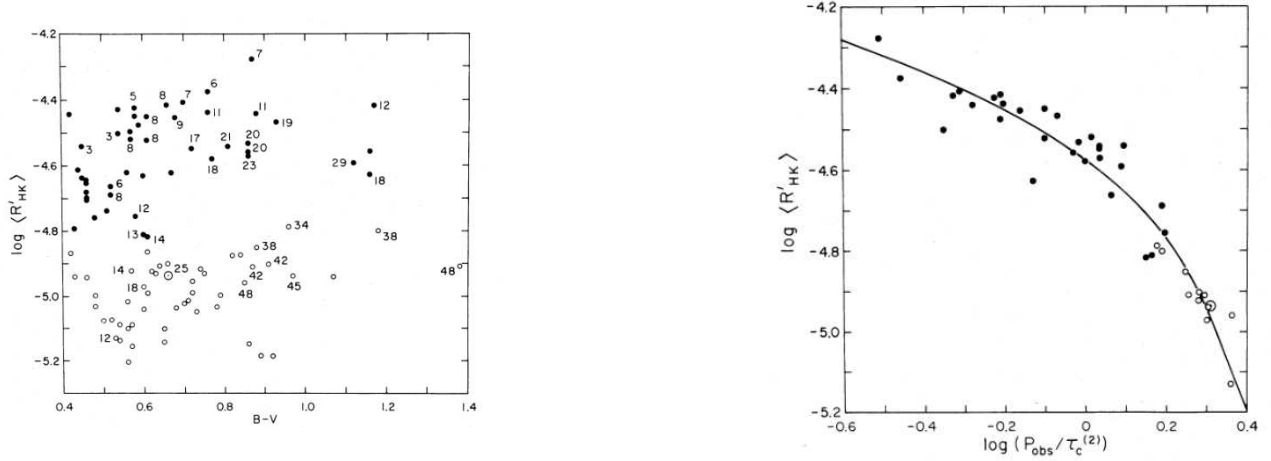


FIG. 4.13 – L’index du Calcium en tant qu’estimateur de l’activité magnétique. *a*) Corrélation du $\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ avec le $B - V$, pour deux âges données (les deux “isochrones” sont distingués par la couleur des points). *b*) Corrélation $\log R'_{\text{HK}} - P_{\text{rot}}$. Tiré de Noyes et al. (1984).

4.5.2 Extrapolation à d’autres types spectraux à âge constant

Notre modèle d’activité compte plusieurs dizaines de paramètres différents. Pour la plupart d’entre eux, nous disposons de beaucoup moins d’information pour les étoiles autres que le Soleil. Pour espérer extrapoler notre modèle de manière réaliste, il est indispensable de déterminer des relations ou des lois empiriques entre les paramètres majeurs du modèle tirées de la littérature pour pouvoir les contraindre efficacement. Nous avons ainsi regroupé nos paramètres en trois catégories :

1. les propriétés liées au type d’étoile (type spectral) : activité cyclique ou non, durée P_{cyc} et amplitude A_{cyc} du cycle, période de rotation P_{rot} ;
2. les propriétés des structures actives elles-mêmes : distributions de taille et de latitude (conservées du cas solaire pour cette extrapolation), contraste (Berdyugina 2005), rotation différentielle ;
3. la convection et l’inhibition de la convection.

L’entrée de base de nos simulations est un nombre de taches (nombre de Wolf). Or les structures actives stellaires ne sont quasiment jamais observables directement (hors imagerie Zeeman-Doppler des grandes taches sur des étoiles jeunes). Il nous faut donc déterminer un estimateur de l’activité susceptible d’être converti via une relation à établir en nombre de taches, et suffisamment étudié pour des étoiles de type spectral différent. Le meilleur paramètre disponible est clairement l’**index du Calcium** ou $\log R'_{\text{HK}}$. La corrélation du $\log R'_{\text{HK}}$ avec le $B - V$ stellaire (Fig. 4.13) a été relevée dans plusieurs études et des lois polynômiales empiriques en ont été tirées (*par ex.* Noyes et al. 1984; Mamajek & Hillenbrand 2008).

Le $\log R'_{\text{HK}}$ moyen a également été relié à la durée et à l’amplitude du cycle d’activité (Lovis et al. 2011), et à la période de rotation stellaire (Noyes et al. 1984; Saar & Brandenburg 1999). D’autre part, Radick et al. (1998) a dérivé une corrélation entre le $\log R'_{\text{HK}}$ moyen et la dispersion du $\log R'_{\text{HK}}$, ce qui pourrait être mis à profit dans notre grille de simulations en tant que contrainte supplémentaire sur le comportement des taches. Il nous faut dans le même temps contraindre efficacement les paramètres stellaires fondamentaux (M_* , R_* , T_{eff} , qui sont partie intégrante de notre modèle) à partir du $B - V$ (voir *par ex.* les lois dérivées par Noyes et al. 1984; Boyajian et al. 2012, 2013). Je résume Fig. 4.14 les différentes lois empiriques reliant l’index du Calcium aux propriétés stellaires fondamentales ou aux propriétés du cycle d’activité, avec des références non exhaustives. L’établissement de ces relations entre paramètres a fait l’objet d’un stage de

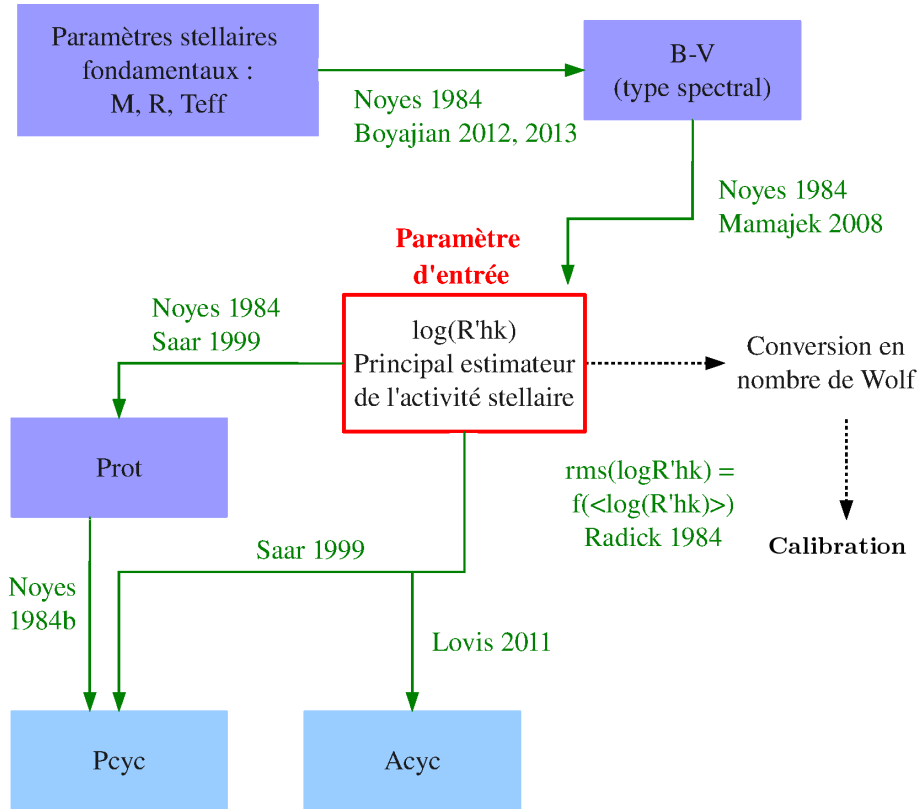


FIG. 4.14 – **Relations empiriques entre différentes propriétés stellaires et de l'activité.** Les relations entre paramètres décrites par des lois empiriques sont représentées par les flèches vertes et accompagnées de références. Le code couleur des paramètres est repris des Figures 4.6 et 4.7 : propriétés stellaires (*en violet*) et du cycle (*en bleu*).

M1 encadré par Nadège Meunier.

Dans un deuxième temps, il faut établir une calibration solide permettant de passer du $\log R'_{\text{HK}}$ à un nombre de taches, et contraindre les propriétés des structures. Une telle calibration doit s'appuyer sur les taux de couverture des plages et des taches. Une dépendance quadratique du $\log R'_{\text{HK}}$ au taux de couverture des taches a été dérivé par Shapiro et al. (2014), mais uniquement dans le cas du Soleil. Cette question a également été abordée dans le cadre du stage de M1, avec établissement de ces lois pour des types spectraux de F à K.

4.5.3 Extrapolation à des étoiles plus jeunes de type G2V

La dépendance du niveau moyen de $\log R'_{\text{HK}}$ en fonction de l'âge a été étudiée par Mamajek & Hillenbrand (2008). Une gamme de périodes de rotation peut être déduite statistiquement de l'âge (Mamajek & Hillenbrand 2008; Gallet & Bouvier 2013); de là la période du cycle devrait pouvoir être contrainte (voir ci-dessus). D'autre part, pour des étoiles plus jeunes, le rapport de taille plage-tache devra évoluer pour tenir compte des tendances photométriques observées (les étoiles plus âgées sont dominées par les plages et les plus jeunes par les taches, Lockwood et al. 2007). Les distributions de taille et de latitude des structures devront également être modifiées.

Conclusion et perspectives

Le travail de thèse que j’ai présenté dans ce manuscrit s’inscrit au carrefour de trois problématiques très importantes actuellement dans le cadre de la recherche des exoplanètes : *i*) la caractérisation de l’influence de la masse stellaire sur la formation planétaire et l’évolution dynamique dans les premiers temps d’existence des planètes géantes proches (quelques UA) de leur étoile ; *ii*) la compréhension de ces mécanismes de formation et d’évolution planétaire par l’exploration systématique de la population de planètes géantes autour d’étoiles jeunes et proches ; et *iii*) la caractérisation de l’influence de l’activité magnétique stellaire sur les observables à notre disposition et sur la détectabilité des planètes de faible masse dans la zone habitable de leur étoile. Ces trois problématiques ont en commun le rôle essentiel joué par l’étoile elle-même et ses propriétés pour la recherche des exoplanètes. Pour ces trois problématiques, mon travail de thèse s’est inscrit dans la continuation de travaux menés depuis une dizaine d’années au sein de notre groupe et de l’équipe Exoplanètes à l’IPAG.

Influence de la masse stellaire sur les propriétés des planètes géantes (chapitre 2) –

Dans le cadre de cette problématique, j’ai effectué l’analyse des données de deux grands relevés de vitesses radiales entrepris par notre groupe avec les spectrographes HARPS et SOPHIE (j’ai également effectué les dernières observations du relevé SOPHIE), et dédiés à la recherche de planètes géantes autour d’étoiles massives, de type spectral AF de la Séquence Principale. Ces étoiles avaient été auparavant évitées par les relevés de vitesses radiales, leurs spectres n’étant pas adaptés à la méthode traditionnelle de calcul des vitesses radiales. Etant plus massives que les naines F,G,K et M communément observées, elles sont cependant des cibles essentielles à l’avancement de cette problématique. J’ai utilisé l’outil de réduction SAFIR, développé précédemment au sein de notre groupe, pour dériver les observables spectroscopiques correspondant à nos cibles. Parmi ces cibles, j’ai caractérisé les compagnons détectés, tant planétaires que stellaires. J’ai également effectué des observations en interférométrie optique afin de contraindre davantage les paramètres stellaires fondamentaux de certaines de nos étoiles-hôtes. Dans le cas des non-détections, j’ai caractérisé l’origine de la variabilité des vitesses radiales (activité magnétique ou pulsations) et dérivé les limites de détection en utilisant les outils développés à cet effet par notre groupe. À partir des compagnons planétaires détectés et des limites de détection, j’ai enfin déterminé pour la première fois les taux d’occurrence de planètes géantes (pour des masses allant de 0.02 à 13 M_{Jup}) avec des périodes comprises entre 1 et 1000 jours (soit des séparations comprises entre 0.02 et $\sim 1.5\text{-}2.5$ UA) autour de ces étoiles AF, pour différents domaines de masse stellaire, de période et de masse minimale du compagnon. Mes résultats montrent une absence claire de planètes géantes aux séparations les plus courtes (≤ 100 jours), contrastant avec la population de planètes géantes autour des naines F,G,K,M et un taux d’occurrence plus élevé ($\sim 4\text{-}5\%$) à plus grande période (100-1000 jours). Ces résultats sont d’une part en accord avec les résultats obtenus par d’autres équipes pour les étoiles sous-géantes et géantes de type GK hors de la Séquence Principale (qui sont les “descendantes” de nos cibles de type AF massives), et d’autre part ne sont pas en contradiction avec les prédictions faites par la théorie de formation planétaire par accrétion de cœur. Ils montrent que les phénomènes

de migration et/ou de dynamique immédiatement après la formation planétaire sont absents ou au moins partiellement inhibés autour de ces étoiles massives AF par rapport aux naines FGKM.

Ce travail a donné lieu à une publication liée à une planète détectée et à un autre article consacré au relevé HARPS sera soumis cet automne. Le relevé SOPHIE fera également l'objet d'un article à venir. Les contraintes en termes de taux d'occurrence de planètes géantes autour des naines AF massives apportées pour la première fois par mon travail pourront être utilisées dans le cadre de la synthèse de population des planètes géantes (voir *par ex.* Mordasini et al. 2009b). En particulier, la contrainte forte que j'apporte sur l'absence de Jupiters chauds autour des naines AF par rapport aux naines FGKM pourra être prise en compte pour la modélisation des mécanismes de migration planétaire (Mordasini et al. 2009a).

Caractérisation de la population globale de planètes géantes autour des étoiles jeunes (chapitre 3) – Pour ce second thème, j'ai assuré les observations et l'analyse des données (avec SAFIR) pour deux nouveaux grands relevés de vitesses radiales dédiés à des étoiles membres d'associations jeunes et proches, cibles ou futures cibles de relevés d'imagerie directe avec NACO, SPHERE, etc. Ces étoiles jeunes constituent aujourd'hui la seule population d'étoiles pour laquelle la combinaison des méthodes (vitesses radiales et imagerie) permet de caractériser complètement la population de planètes géantes, à la fois aux courtes et grandes séparations, respectivement. Ces étoiles avaient cependant été ignorées auparavant lors des relevés de vitesses radiales, du fait de leur niveau d'activité élevé. Notre groupe avait cependant montré que cette activité ne constituait pas un obstacle réel à la détection de planètes géantes. Ces deux relevés sont encore en cours. Je ne détecte pour l'instant pas de nouveau compagnon planétaire parmi nos cibles. Nos étoiles présentent un niveau d'activité élevé, comme attendu. Pour une fraction importante de nos cibles (près de 40%), je montre toutefois que cette activité magnétique est relativement simple et stable temporellement, permettant de corriger partiellement voire presque complètement son effet sur les vitesses radiales. J'ai calculé les limites de détection provisoires pour nos cibles, confirmant que les planètes géantes sont bien détectables autour de ces étoiles jeunes. Ces limites de détection me permettent d'autre part d'apporter de premières contraintes sur la population de planètes géantes proches autour de ces étoiles, et en particulier une absence significative de planètes géantes aux plus courtes séparations ("Jupiters chauds"). D'autre part, j'ai également analysé les données d'un relevé complémentaire en interférométrie infrarouge, permettant de conjuguer les limites de détection issues des vitesses radiales aux plus courtes séparations (dans le domaine planétaire ou substellaire) et de l'interférométrie aux séparations intermédiaires (dans le domaine de masse des naines brunes ou stellaire) et préfigurant la combinaison avec l'imagerie directe. Pour deux systèmes de grand intérêt, β Pictoris et HD 113337, j'ai conjugué les données de vitesses radiales et d'imagerie, permettant d'obtenir une première vue globale dans le cas de HD 113337 et davantage de contraintes dans le cas de β Pictoris. Enfin, mes observations ont donné lieu à la détection d'une binaire spectroscopique excentrique au centre d'un système avec deux disques de poussière et un compagnon planétaire imagé à grande séparation.

Ce travail ouvre de nombreuses perspectives : *i*) à court terme, la combinaison (pour l'ensemble de nos cibles et non plus des cas particuliers) de nos données de vitesses radiales avec les résultats des relevés SPHERE ou NACO en imagerie d'une part, et GAIA en astrométrie d'autre part, donnera pour la première fois une vue significative de la population de planètes géantes à toutes les séparations, et permettra de dériver la fraction totale de planètes géantes autour d'étoiles jeunes de types spectraux A à M ; *ii*) la détection (ou non-détection) de planètes aux plus courtes séparations permettra de déduire plus de contraintes sur la formation des Jupiters chauds ; *iii*) la caractérisation de compagnons stellaires ou planétaires (*par ex.* β Pictoris b) par vitesses radiales et par imagerie permettra d'étalonner les modèles de masse-luminosité.

A plus long terme, l'objectif est de comprendre comment et dans quels cas (en termes de séparation, de masse, etc) s'appliquent les différents modèles de formation planétaire (accrétion de cœur ou effondrement par instabilité gravitationnelle), ainsi que les mécanismes de migration. Pour cela, il faudra comparer les populations de planètes géantes et leurs propriétés déduites des observations avec les prédictions des modèles de formation et de synthèse de population planétaire.

Paramétrisation de l'activité d'une étoile de type solaire (chapitre 4) – Pour cette troisième problématique, j'ai finalisé et testé le modèle paramétrique d'activité solaire développé auparavant par Nadège Meunier. J'ai obtenu les différentes observables correspondantes pour un cycle solaire complet, tant au niveau des structures actives (distributions de taille et de position des structures, taux de couverture, etc) que des observables proprement dites (vitesses radiales, photométrie, astrométrie). En comparant ces résultats avec ceux obtenus auparavant sur la base d'observations des structures actives solaires, j'ai pu valider ce modèle dans le cas d'une étoile semblable à notre Soleil. J'ai également caractérisé l'impact de l'inclinaison stellaire sur ces observables, ce qui n'était pas possible en se basant sur des observations, et testé une nouvelle piste pour remonter à cette inclinaison à partir de l'astrométrie. J'ai enfin contribué au travail de bibliographie préliminaire à l'extrapolation de ce modèle à d'autres étoiles et d'autres niveaux d'activité.

Ces résultats ont donné lieu à une publication. Notre modèle paramétré, étant calibré avec le cas solaire, constitue une étape importante dans le domaine de la modélisation de l'activité stellaire. Avec l'élaboration d'une grille de différents cas d'étoiles et de types d'activité (voir fin du chapitre 4), il devrait permettre à terme de caractériser et même de prévoir les propriétés de l'activité pour différentes étoiles, et donc de sélectionner les cas les plus favorables à la détection de planètes de faible masse (typiquement $1 M_{\oplus}$) dans la zone habitable de leur étoile. Il est également un atout potentiel tant pour le développement et les études de performance des futurs instruments (en particulier les futurs spectrographes), que pour le développement de nouvelles méthodes et/ou l'amélioration des techniques existantes de correction de l'activité stellaire.

Liste des publications et conférences

Publications (en premier auteur)

Simon BORGNIET, Isabelle BOISSE, Anne-Marie LAGRANGE, *et al.*, “**Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars. VIII. A giant planet orbiting the young star HD 113337**”. *Astron. & Astrophys.*, 561, A65 (2015).

Simon BORGNIET, Nadège MEUNIER, et Anne-Marie LAGRANGE, “**Using the Sun to estimate Earth-like planets detection capabilities. V. Parameterizing the impact of solar activity components on radial velocities**”. *Astron. & Astrophys.*(2015).

Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, Nadège MEUNIER, et Franck GALLAND, “**Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars. IX. The HARPS southern survey**”. Soumis à *Astron. & Astrophys.* (2015).

Autres publications à comité de lecture ou en cours de publication

Nadège MEUNIER, Anne-Marie LAGRANGE, Simon BORGNIET, et Michel RIEUTORD, “**Using the Sun to estimate Earth-like planet detection capabilities. VI. Simulation of granulation and supergranulation radial velocity and photometric time series**”. Soumis à *Astron. & Astrophys.* (2015).

Anne-Marie LAGRANGE, Philippe MATHIAS, Olivier ABSIL, Simon BORGNIET, *et al.*, “**The binary status of the planet hosting star HD 106906**”. Soumis à *Astron. & Astrophys.* (2015).

Justine LANNIER, Margarita BONAVIDA, Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, *et al.*, “**Multi epochs multi-purposes exoplanet simulation system. A statistical tool for imaging and radial velocity data combination**”, en préparation.

Pascal PETIT, Jean-François Donati, Elodie HEBRARD, [...], Simon BORGNIET, *et al.*, “**Maximum entropy detection of planets around active stars**”. Accepté par *Astron. & Astrophys.* (2015).

Karine PERRAUT, Simon BORGNIET, Margarida CUNHA, Lionel BIGOT, *et al.*, “**The fundamental parameters of the roAp star 10 Aquilae**”. *Astron. & Astrophys.*, 559, A21 (2013).

Conférences

Simon BORGNIET, Nadège MEUNIER, Anne-Marie LAGRANGE, “**Impact of activity on exoplanet detectability : from the Sun to other stars**”. Présentation, The NEAT simulation workshop, Grenoble, Mai 2013.

Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, Gaël CHAUVIN, *et al.*, “**Companions to A-F type stars**”. Présentation, Pionier & VLT Community days, Grenoble, Jan. 2014.

Simon BORGNIET, Nadège MEUNIER, Anne-Marie LAGRANGE, “**A fully parameterized model of the activity pattern of a solar-like star**”. Présentation, Exoplanet observations with the E-ELT (ESO conference), Garching, Fev. 2014.

Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, Nadège MEUNIER, et Franck GALLAND, “**Giant planets and brown dwarfs around A-F type stars : A HARPS survey**”. Poster, The UK Community Exoplanet, Cambridge, Avr. 2014.

Simon BORGNIET, Nadège MEUNIER, Anne-Marie LAGRANGE, “**A fully parameterized model of the activity pattern of a solar-like star**”. Présentation, The XVIIIth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar systems, and the Sun, Flagstaff, Juin 2014. Résumé publié dans les actes de la conférence (van Belle & Harris 2015).

Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, Nadège MEUNIER, et Franck GALLAND, “**Searching for giant planets and brown dwarfs around massive A-F type stars with SOPHIE**”. Poster, Journée de la SF2A 2014, Paris, Juin 2014.

Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, Nadège MEUNIER, et Franck GALLAND, “**Parameterizing the impact of solar activity components on radial velocities**”. Poster, Towards other Earths II - The Star-Planet connection, Porto, Sep. 2014.

Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, Nadège MEUNIER, *et al.*, “**Constraining the orbital properties of β Pictoris b with HARPS radial velocity data**”. Présentation, Thirty years of β Pictoris and debris disk studies, Paris, Sept. 2014. Résumé publié dans les actes de la conférence (Lagrange & Boccaletti 2014).

Simon BORGNIET, Anne-Marie LAGRANGE, Nadège MEUNIER, *et al.*, “**Looking for giant planets around young nearby stars**”. Présentation, First SPIROU science meeting, Paris, Sept. 2014.

Annexe A

Appendice : résultats des relevés H_{ARPS} et S_{OPHIE} Etoiles massives

Je détaille ici les résultats des relevés HARPS (Sect. A.1) et SOPHIE (Sect. A.2) dédiés aux étoiles massives AF de la Séquence Principale (chapitre 2) étoile par étoile. Les principales propriétés de nos cibles ($B-V$, masse, $v \sin i$), ainsi que les caractéristiques tant des observations (nombre de spectres acquis, base de temps, etc) que des observables (dispersion et amplitude des séries temporelles de RV, BIS, incertitudes, corrélations, etc) correspondantes, sont décrites en Tables A.1 et A.2. Les observables et les résultats les plus représentatifs (séries temporelles de V_R , périodogrammes des V_R , corrélation V_R -BIS, limites de détection LPA) sont ensuite représentées, cible par cible, dans les sections A.1 et A.2. Les types spectraux et valeurs de $B - V$ sont tirées du Centre de Données Astronomiques de Strasbourg (CDS)¹; les valeurs de $v \sin i$ sont déterminées avec SAFIR; les masses stellaires proviennent du catalogue de Allende Prieto & Lambert (1999). Dans les tables A.1 et A.2, et pour les figures en sections A.1 et A.2, chaque ligne correspond à une étoile de l'échantillon, sauf dans le cas où j'ai corrigé les V_R des variations induites par un compagnon (binaire ou planète) ou par de l'activité (par les corrélations V_R -BIS ou V_R - $\log R'_{HK}$), auquel cas s'ajoute une ou des lignes supplémentaires pour présenter les résidus des ajustements ou des corrections.

A.1 Relevé H_{ARPS}

¹<http://cds.u-strasbg.fr/>

TAB. A.1 – Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les 108 cibles de notre relevé HARPS.

Caractéristiques stellaires						Résultats détaillés du relevé										
HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	$\langle \text{fwhm} \rangle V$	C
				km.s ⁻¹	M_{\odot}	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹	
693	910	F8V	0.490	10.	1.21	2124.	33.	16.4	3.7	1.0	11.	3.2	2.6	0.02	9.4	V
3003	2578	A0V	0.040	115.	1.87	2487.	33.	510.1	137.3	92.0	13086.	2948.9	229.4	-0.08	179.8	C
4247	3505	F3V	0.304	35.	1.64	2163.	38.	89.8	21.1	11.3	588.	153.3	28.2	-0.46	65.2	C
4293	3521	F0V	0.264	125.	1.75	1966.	28.	585.7	139.1	78.0						C
7439	5799	F5V	0.460	8.	1.29	1582.	30.	67.7	19.1	1.2	89.	23.9	3.0	0.15	11.4	V
9672	7345	A1V	0.062	195.	1.91	1779.	24.	1729.3	419.6	303.0						C
<i>13555</i>	<i>10306</i>	F5V	0.400	9.	1.26	2141.	27.	49.7	14.4	1.6	144.	39.8	4.1	-0.19	12.7	V
14943	11102	A5V	0.195	115.	1.87	1544.	72.	664.2	141.2	54.0	32225.	5622.7	136.0	0.02	156.1	V
18978	14146	A3IV-V	0.163	120.	1.79	2164.	56.	1307.5	347.0	107.6						V
19107	14293	A5V	0.160	170.	1.92	2163.	28.	2301.3	469.0	187.7						V
25457	18859	F7-8V	0.500	25.	1.23	2143.	45.	174.2	46.2	2.7	163.	42.7	6.8	-0.71	28.2	V
								135.7	32.6							V (*)
								88.7	19.5							V (**)
<i>25490</i>	<i>18907</i>	A0.5V	0.045	65.	3.01	1991.	38.	401.4	95.6	57.3						C
<i>29488</i>	<i>21683</i>	A5V	0.157	115.	2.08	1373.	52.	757.7	204.2	71.	109343.	19037.3	177.7	0.13	166.4	V
29992	21861	F3IV	0.370	100.	1.49	1762.	32.	1145.5	379.4	26.7	3657.	776.8	66.4	0.10	141.0	V
								200.1	51.7					-0.21		C (†)
30652	22449	F6V	0.440	16.	1.22	2163.	55.	73.0	17.3	2.7	137.	28.2	6.6	-0.74	26.6	V
								43.1	11.6							V (*)
31746	22844	F5V	0.391	11.	1.30	1959.	37.	59.8	17.0	2.2	154.	40.0	5.8	-0.83	19.2	V
								39.7	9.4							V (*)
32743	23482	F5V	0.389	50.	1.38	1988.	36.	116.1	37.5	5.2	350.	102.9	13.0	-0.21	32.9	V
32977	23871	A5IV	0.100	100.	1.93	1997.	38.	291.3	68.0	48.0	75418.	11108.4	119.3	0.08	149.9	C
33256	23941	F5.5V	0.398	10.	1.26	1821.	36.	19.3	4.0	1.7	24.	6.7	4.1	-0.24	15.3	V
33262	23693	F9V	0.473	30.	1.16	1823.	38.	78.1	22.1	2.7	156.	43.7	6.8	-0.82	24.3	V

Table A.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	$\langle \text{fwhm} \rangle V$	C
					km.s ⁻¹ M _⊙	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹	
								43.7	12.8							V (*)
38393	27072	F6V	0.470	8.	1.26	1546.	39.	19.5	3.7	1.4	35.	6.6	3.7	-0.22	14.0	V
39060	27321	A6V	0.170	125.	1.75	4048.	1624.	2179.9	294.2	66.9						V
40136	28103	F2V	0.330	18.	1.67	1395.	33.	37.8	10.0	2.8	90.	20.0	6.9	-0.63	26.3	V
48938	32322	G0V	0.560	5.	1.15	1609.	29.	5.4	1.4	0.8	13.	2.4	2.2	-0.45	7.6	C
49095	32366	F6.5V	0.480	6.	1.21	1951.	50.	49.2	16.2	1.2	21.	5.0	3.0	-0.36	11.1	V
								13.6	2.3					-0.25		C (†)
49933	32851	F3V	0.352	12.	1.45	1821.	32.	110.7	28.9	1.9	286.	82.3	4.7	-0.81	15.8	V
								52.6	17.0							V (*)
50445	32938	A3V	0.174	95.	1.70	1398.	36.	301.1	73.6	41.1	2540.	674.3	97.9	0.08	150.3	C
56537	35350	A4IV	0.111	140.	2.11	1824.	39.	609.5	175.3	75.9	107490.	22296.2	188.7	-0.03	253.2	V
59984	36640	G0V	0.481	15.	1.16	1821.	62.	17.9	3.7	1.3	24.	4.6	3.3	0.30	7.8	V
60532	36795	F6IV-V	0.450	10.	1.50	1949.	162.	118.9	27.9	1.1	35.	7.0	2.7	-0.21	12.4	V
								19.5	4.7					-0.03		V (†)
60584	36817	F5V	0.430	38.	1.35	1821.	39.	79.2	23.7	9.2	324.	86.7	23.0	-0.43	58.7	V
63847	38235	A9V	0.290	88.	1.54	1952.	42.	3150.8	774.9	56.1	53449.	7697.0	136.5	0.15	148.5	V
68146	40035	F6.5V	0.490	8.	1.21	3023.	194.	19.4	3.7	1.4	43.	6.9	3.3	-0.15	15.2	V
68456	39903	F6V	0.430	12.	1.31	1821.	32.	4739.1	1627.1	1.8	221.	60.5	4.4	0.08	16.1	V
								132.6	31.7					-0.96		V (†)
								44.1	9.1							V (*)
74591	42931	A6V	0.189	115.	1.74	1794.	38.	607.9	154.5	77.5	360106.	52704.2	193.8	-0.01	190.5	C
76653	43797	F6V	0.444	11.	1.27	1823.	42.	54.1	13.0	1.7	75.	16.2	4.5	-0.74	17.3	V
								35.8	8.7							V (*)
77370	44143	F4V	0.420	95.	1.38	1789.	36.	164.0	39.6	14.9	830.	209.7	36.9	-0.22	84.7	V
88955	50191	A2V	0.050	105.	2.06	1823.	39.	594.5	149.2	73.4	9817.	2298.8	182.7	-0.12	162.3	V
91324	51523	F9V	0.500	8.	1.20	1823.	38.	19.7	4.3	1.5	29.	7.0	3.8	-0.37	14.6	V
91889	51933	F8V	0.520	31.	1.09	1823.	85.	22.8	5.4	0.9	24.	3.7	5.6	-0.17	9.3	V

Table A.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	$\langle \text{fwhm} \rangle V$	C
				km.s ⁻¹	M _☉	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹	
								21.5	4.4					0.13		V (†)
93372	52535	F6V	0.455	11.	1.28	1959.	47.	34.9	8.2	2.0	58.	12.4	5.4	-0.20	18.0	V
94388	53252	F6V	0.470	8.	1.22	1990.	40.	94.0	19.8	1.4	168.	42.6	3.5	-0.56	15.1	V
97244	54688	A5V	0.200	75.	1.65	1824.	33.	365.7	94.2	42.1	6697.	1514.6	101.2	0.10	128.5	V
99211	55705	A7V	0.210	130.	1.78	1988.	32.	657.3	151.9	60.0						V
100563	56445	F5.5V	0.530	14.	1.31	1720.	27.	31.5	9.2	2.2	67.	18.2	5.4	-0.05	21.8	V
101198	56802	F6.5V	0.520	5.	1.18	1988.	76.	268.8	79.1	0.9	25.	5.6	2.2	0.09	9.2	V
								10.4	2.4					-0.00		V (†)
102647	57632	A3V	0.090	115.	1.81	1991.	69.	446.4	108.9	46.0						V
104731	58803	F5V	0.410	20.	1.38	1988.	76.	232.1	53.7	2.3	481.	97.4	5.8	-0.05	21.7	V
105850	59394	A1V	0.050	122.	1.90	1888.	35.	833.1	227.2	113.8						C
109085	61174	F2V	0.380	81.	1.49	1958.	36.	124.3	26.4	14.3	536.	151.5	35.6	-0.30	88.4	C
111998	62875	F6V	0.500	28.	1.18	2988.	127.	221.6	66.4	4.7	337.	66.9	11.6	0.07	42.5	V
								112.1	18.4					-0.19		V (†)
112934	63491	A9V	0.290	68.	1.49	748.	20.	3574.9	955.3	36.1	24626.	5702.3	90.3	-0.16	136.6	V
114642	64407	F5.5V	0.460	13.	1.26	1990.	31.	194.7	47.8	2.0	417.	100.3	5.0	-0.85	20.9	V
								92.3	25.0							V (*)
115892	65109	A3V	0.030	90.	2.01	1952.	28.	334.9	75.1	38.0	19674.	4409.0	95.8	-0.12	138.8	C
124850	69701	F7III	0.520	15.	1.18	3024.	109.	433.1	93.8	2.4	315.	75.0	6.0	-0.66	24.8	V
								166.2	32.2					-0.83		V (†)
								113.6	18.1							V (*)
125276	69965	F9V	0.500	5.	1.18	2987.	34.	65.5	20.7	1.0	15.	3.6	2.6	-0.24	7.9	V
								8.5	2.2					0.23		V (†)
128020	71530	F8.5V	0.500	5.	1.18	1957.	34.	8.4	1.6	1.3	18.	4.4	3.1	-0.22	10.8	C
129685	72104	A0IV	0.013	455.	2.31	1776.	21.	8013.1	2440.3	627.8						V
132052	73165	F2V	0.320	105.	1.72	1956.	67.	618.0	112.2	38.1	11622.	1916.4	96.6	-0.02	166.2	V
133469	73850	F5.5V	0.460	24.	1.24	1958.	30.	93.6	20.9	4.5	232.	57.7	11.2	-0.39	37.3	V

Table A.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	$\langle \text{fwhm} \rangle V$	C
				km.s ⁻¹	M _⊙	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹	
134481	74376	B9.5V	-0.03	180.	2.87	1776.	20.	3731.5	948.3	518.8						C
135379	74824	A3V	0.100	60.	1.90	2579.	31.	150.2	34.8	23.5	6040.	1633.9	57.8	0.19	105.4	C
138763	76233	F9IV-V	0.537	7.	1.12	2608.	46.	200.7	55.5	2.1	218.	53.3	5.1	-0.96	14.7	V
								55.0	14.7							V (*)
139211	76716	F6IV	0.480	7.	1.18	1920.	38.	12.0	2.8	1.2	24.	5.3	3.0	0.15	11.4	V
141513	77516	A0V	-0.04	85.	3.50	1785.	25.	1357.8	419.6	54.8	720.	149.1	137.1	-0.26	16.9	V
								337.7	81.4					-0.33		C (†)
142139	78045	A1IV-V	0.060	110.	2.51	1889.	25.	202.6	56.9	37.6	32787.	6453.5	93.8	0.02	130.9	C
142630	78106	B9V	0.060	215.	1.91	1776.	16.	2146.2	584.9	464.2						C
145689	79797	A4IV-V	0.148	100.	1.69	1889.	26.	897.8	218.0	65.8						V
146514	79781	F0IV	0.287	145.	1.52	2163.	15.	2602.7	699.7	103.4	55904.	15743.0	254.1	-0.12	193.8	V
146624	79881	A1V	0.030	30.	1.90	2609.	38.	111.2	24.0	17.1						C
147449	80179	A9III	0.317	83.	1.67	389.	36.	320.8	71.3	20.3	2246.	573.0	50.7	0.28	115.5	V
153053	83187	A5IV-V	0.176	92.	1.74	1776.	28.	584.6	154.2	41.2	6888.	1428.5	101.0	0.06	160.0	V
153363	83196	F3V	0.359	27.	1.42	1995.	85.	884.7	221.3	8.4	787.	188.3	20.2	-0.32	52.8	V
								198.6	43.1					-0.51		V (†)
158352	85537	A8V	0.215	165.	1.83	1784.	21.	4762.6	1305.7	98.0						V
159492	86305	A5IV-V	0.185	60.	1.73	2609.	35.	456.6	98.7	19.5	2304.	509.1	48.7	-0.04	81.5	V
160613	86565	A2V	0.087	95.	2.46	2164.	20.	541.4	141.0	77.2						C
164259	88175	F2V	0.357	80.	1.49	2609.	34.	190.3	63.3	17.8	1302.	317.8	44.1	-0.46	101.5	V
171834	91237	F3V	0.336	60.	1.49	2161.	28.	158.7	45.5	19.3	1742.	414.0	48.2	-0.63	107.5	V
172555	92024	A7V	0.191	175.	1.61	2618.	110.	1643.8	320.1	60.8	118517.	18389.5	153.6	-0.01	79.8	V
175638	92946	A5V	0.170	145.	2.03	2163.	47.	673.1	165.0	83.9						C
184985	96536	F7V	0.452	5.	1.20	2125.	32.	13.6	3.6	1.0	16.	3.9	2.4	0.12	9.5	V
186543	97421	A7III-IV	0.179	106.	1.88	1548.	45.	617.7	139.4	56.6						V
187532	97650	F5V	0.380	95.	1.45	2164.	46.	223.3	42.8	23.5	12205.	1819.8	58.4	0.07	109.2	C
188228	98495	A0V	-0.06	115.	2.03	2617.	368.	1936.0	291.3	138.2						V

Table A.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	$\langle \text{fwhm} \rangle V$	C
					km.s ⁻¹ M _☉	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹	
189245	98470	F7V	0.490	100.	1.22	2104.	34.	658.7	130.1	19.1	1145.	288.5	46.3	-0.02	106.7	V
191862	99572	F7V	0.480	8.	1.22	2104.	29.	13.1	3.4	1.8	42.	9.0	4.5	-0.49	14.9	C
192425	99742	A1V	0.066	165.	1.96	1775.	20.	1430.3	383.0	281.0						C
196385	101808	A9V	0.289	13.	1.50	1890.	56.	93.8	22.5	3.7	105.	19.7	9.3	-0.26	21.2	V
								44.6	8.9					-0.40		V (†)
196724	101867	A0V	-0.02	40.	2.57	1396.	6.	4249.4	2159.3	39.9	1711.	696.2	101.3	0.59	85.4	V
197692	102485	F5V	0.403	40.	1.34	1993.	39.	120.7	31.2	7.9	561.	132.8	19.6	-0.24	58.7	V
<i>198390</i>	<i>102805</i>	F5V	0.395	6.	1.38	2125.	23.	11.0	2.7	1.8	23.	6.3	4.4	-0.08	13.7	C
<i>199254</i>	<i>103298</i>	A5V	0.110	145.	2.21	2143.	45.	1816.3	419.2	110.2						V
								898.7	205.9							C (†)
199260	103389	F6V	0.500	13.	1.21	2570.	50.	50.4	14.1	2.5	111.	24.7	6.0	-0.35	22.1	V
202730	105319	A5IV-V	0.180	210.	1.92	2142.	36.	760.7	200.7	110.3						C
203608	105858	F9V	0.480	8.	1.21	2002.	38.	6.9	1.9	1.0	17.	3.6	2.5	0.50	7.7	C
205289	106559	F5V	0.368	45.	1.38	2570.	28.	115.7	36.1	13.7	803.	172.2	34.4	-0.17	84.8	V
210302	109422	F6V	0.480	12.	1.21	2609.	116.	35.3	7.9	2.0	80.	16.8	4.9	-0.24	22.3	V
<i>211976</i>	<i>110341</i>	F5V	0.421	5.	1.29	2104.	28.	11.8	3.6	1.6	22.	5.4	4.2	-0.16	11.5	V
213398	111188	A1V	0.010	45.	2.26	2446.	22.	130.6	35.1	20.9	419.	137.4	52.6	0.08	43.9	C
213845	111449	F7V	0.440	25.	1.35	2122.	39.	99.5	23.8	7.1	215.	54.8	17.8	-0.27	52.3	V
216627	113136	A3V	0.050	83.	2.51	389.	14.	9536.8	4218.7	36.6	3329.	1062.2	88.6	0.62	128.7	V
216956	113368	A4V	0.090	85.	1.89	2485.	559.	316.0	45.4	26.5						C
218396	114189	F0V	0.257	49.	1.46	1858.	87.	2597.3	815.8	34.8	62772.	6914.1	86.9	0.18	63.0	V
219482	114948	F6V	0.467	7.	1.22	1965.	31.	73.9	23.6	1.5	75.	19.9	3.8	-0.83	13.9	V
								46.1	13.3							V (*)
222095	116602	A2V	0.080	165.	2.38	1965.	26.	898.7	192.2	112.7						C
<i>222368</i>	<i>116771</i>	F7V	0.500	7.	1.18	2123.	79.	16.1	3.4	1.1	22.	4.8	2.7	-0.14	11.4	V
223011	117219	A7III-IV	0.189	39.	1.87	1963.	46.	6281.2	1729.0	13.7	1580.	272.4	33.7	0.05	59.9	V
								446.9	113.5					-0.46		V (†)

Table A.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	$\langle \text{fwhm} \rangle V$	C
				km.s ⁻¹	M _⊙	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	$\langle \text{inc} \rangle$ m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹	
224392	118121	A1V	0.056	190.	1.94	3377.	221.	8117.8	1960.4	671.1						V

Notes.

En italique : étoiles également observées avec SOPHIE.

Colonnes 9 à 14 : ampl, rms et $\langle \text{inc} \rangle$ correspondent aux amplitude, dispersion et incertitude moyenne des observables (V_R , BIS).

Colonne 17 (V) : Critère de variabilité V_R pour nos cibles, tel qu'utilisé en Sect. 2.2 (voir article inclu Section 2.4) :

V : étoile variable en V_R ; C : étoile constante.

Colonne 18 (C) : Correction des variations de V_R induites : par un compagnon (†);

par de l'activité (* : correction via la corrélation V_R -BIS; ** : correction via la corrélation V_R - $\log R'_{\text{HK}}$).

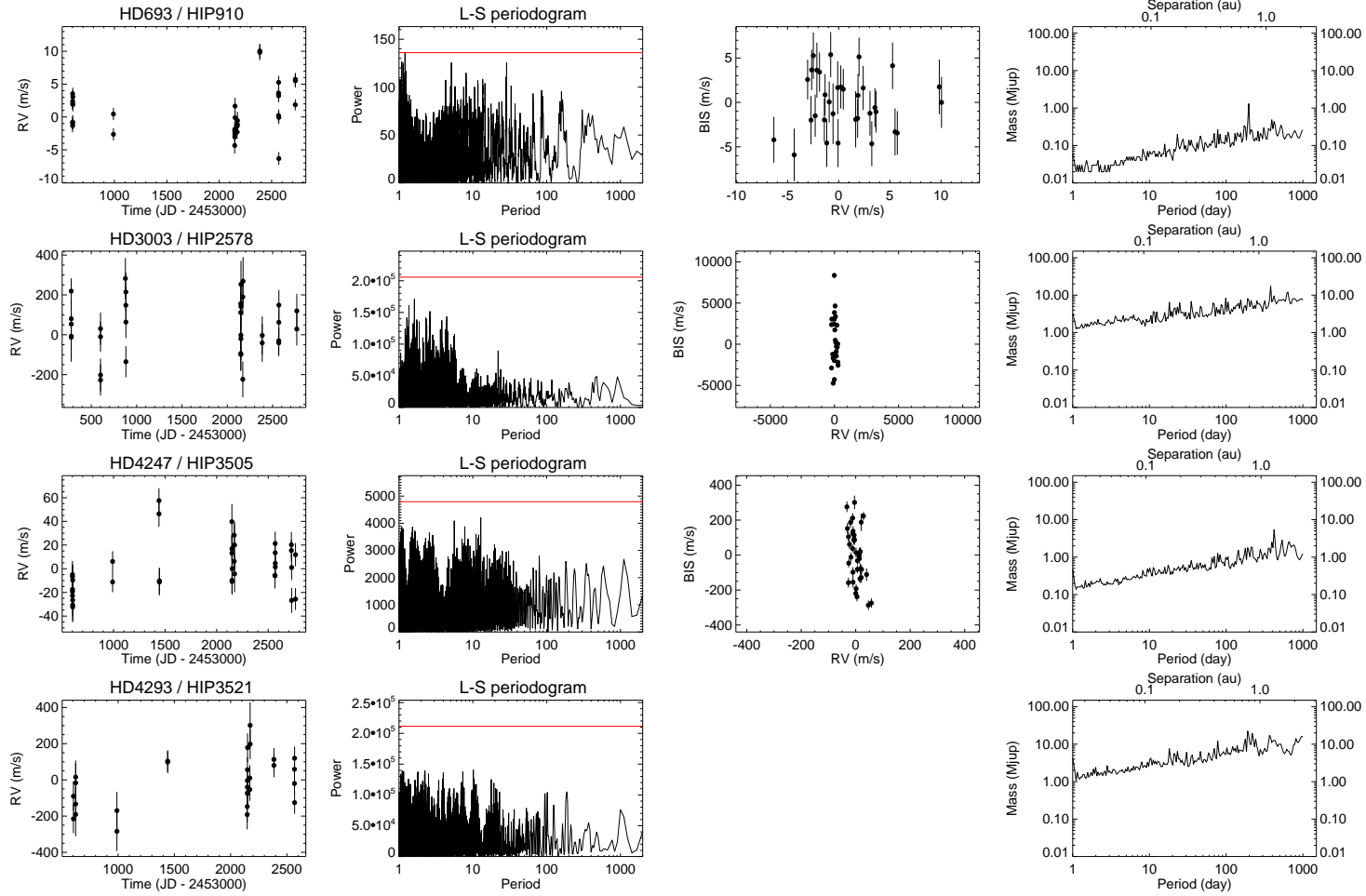


FIG. A.1 – **Détail du relevé HARPS Étoiles massives AF.** *Première colonne* : série temporelle des V_R ; *deuxième colonne* : périodogramme de Lomb-Scargle des V_R (représenté uniquement si au moins 10 spectres ont été acquis pour la cible et si celle-ci n'est pas de type SB2); *troisième colonne* : diagnostic de variabilité via le diagramme (V_R, BIS) (par défaut; dans le cas où le calcul du BIS est possible) ou éventuellement le diagramme $V_R\text{-}\log R'_{\text{HK}}$ (uniquement dans le cas d'une corrélation $V_R\text{-}\log R'_{\text{HK}}$); *quatrième colonne* : limites de détection LPA calculées de 1 à 1000 jours (représentées si au moins 10 spectres ont été acquis et si la cible n'est pas de type SB2). Chaque ligne correspond à une étoile du relevé; dans le cas où les V_R peuvent être corrigées des variations induites par un compagnon ou de l'activité, les V_R corrigées sont représentées de la même manière sur la ligne suivante. Les limites de détection corrigées sont représentées en bleu (compagnon), rouge (corrélation (V_R, BIS)) ou orange (corrélation $V_R\text{-}\log R'_{\text{HK}}$).

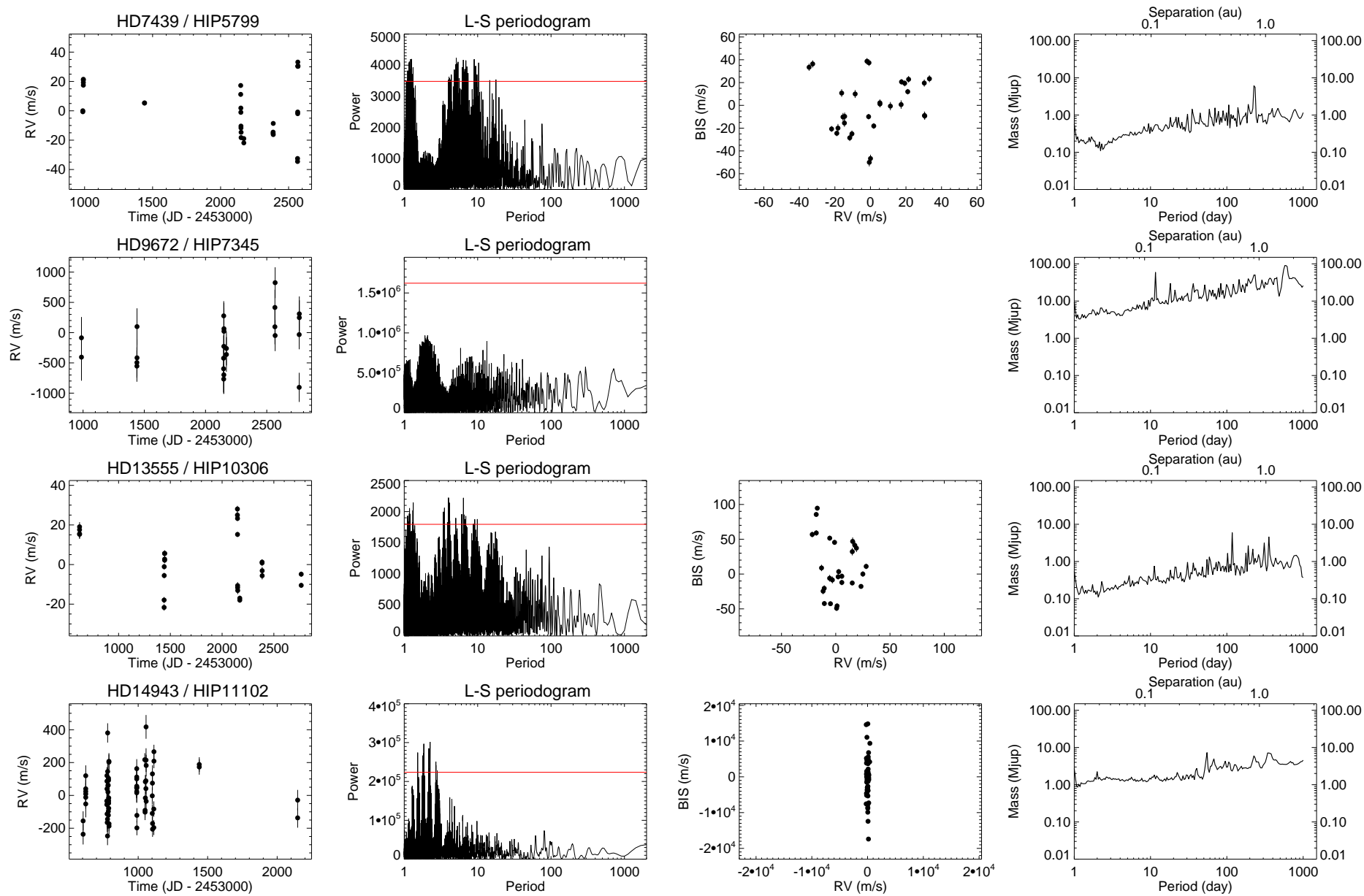


FIG. A.2 – Suite.

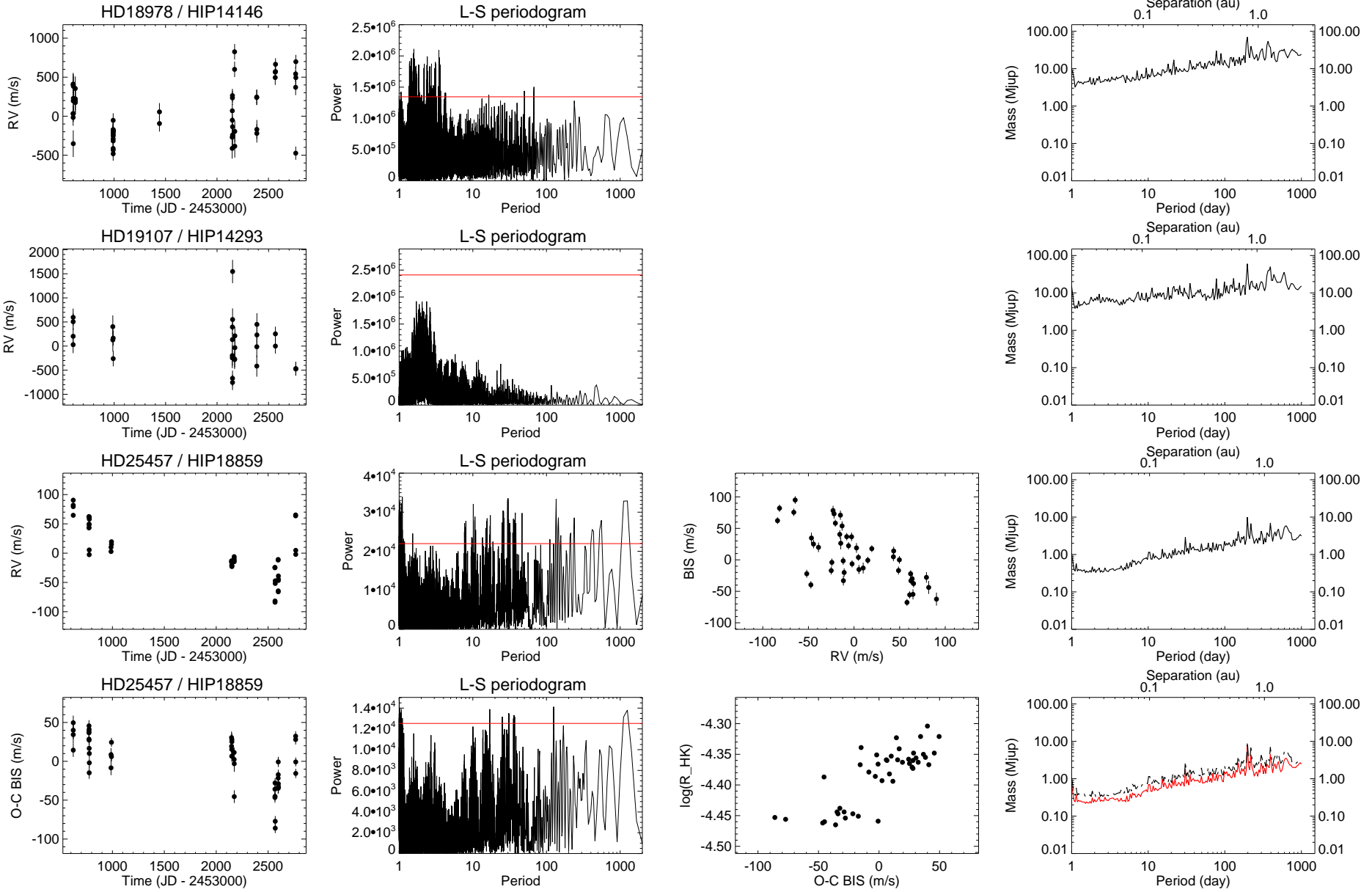


FIG. A.3 – Suite.

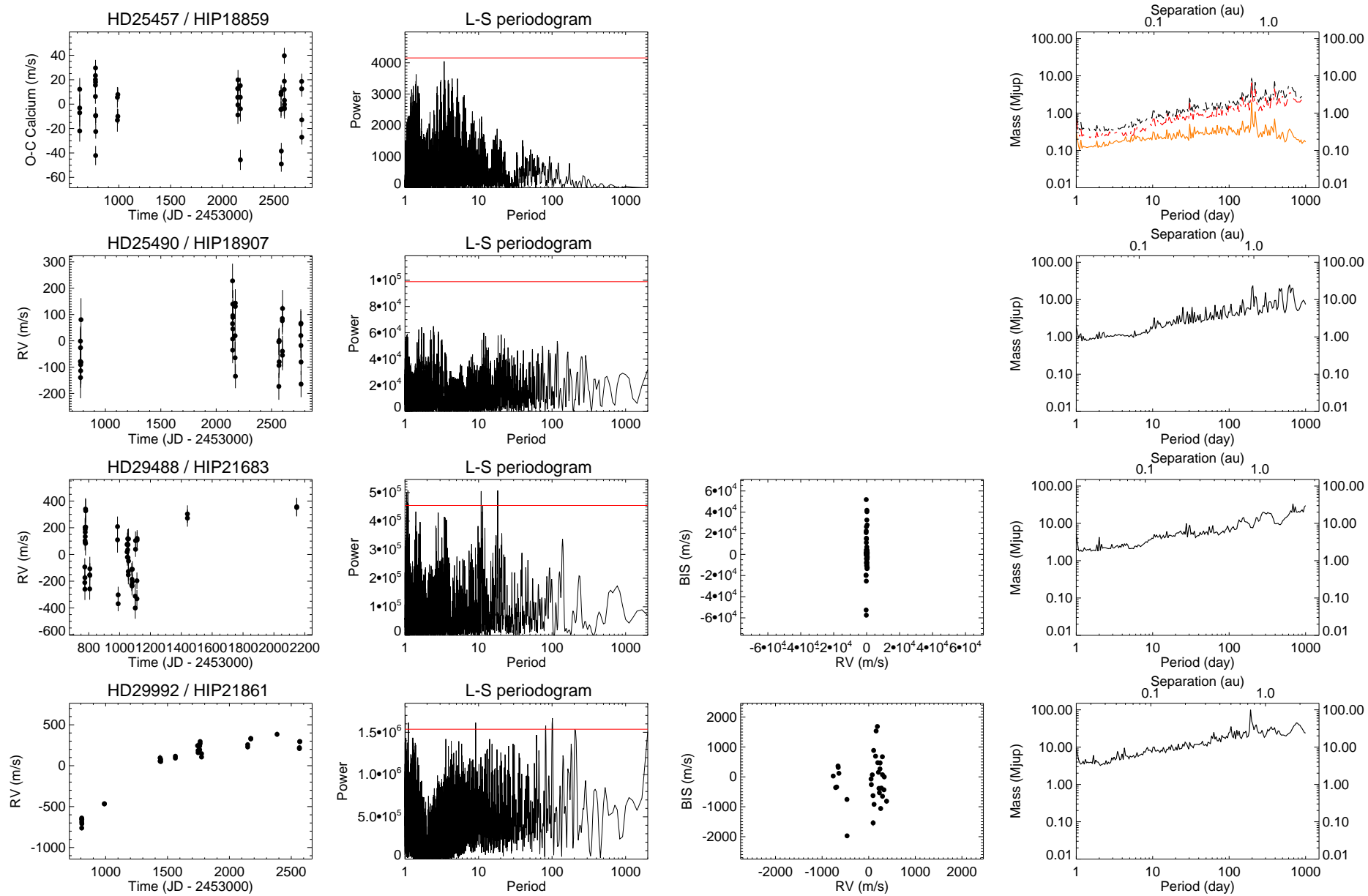


FIG. A.4 – Suite.

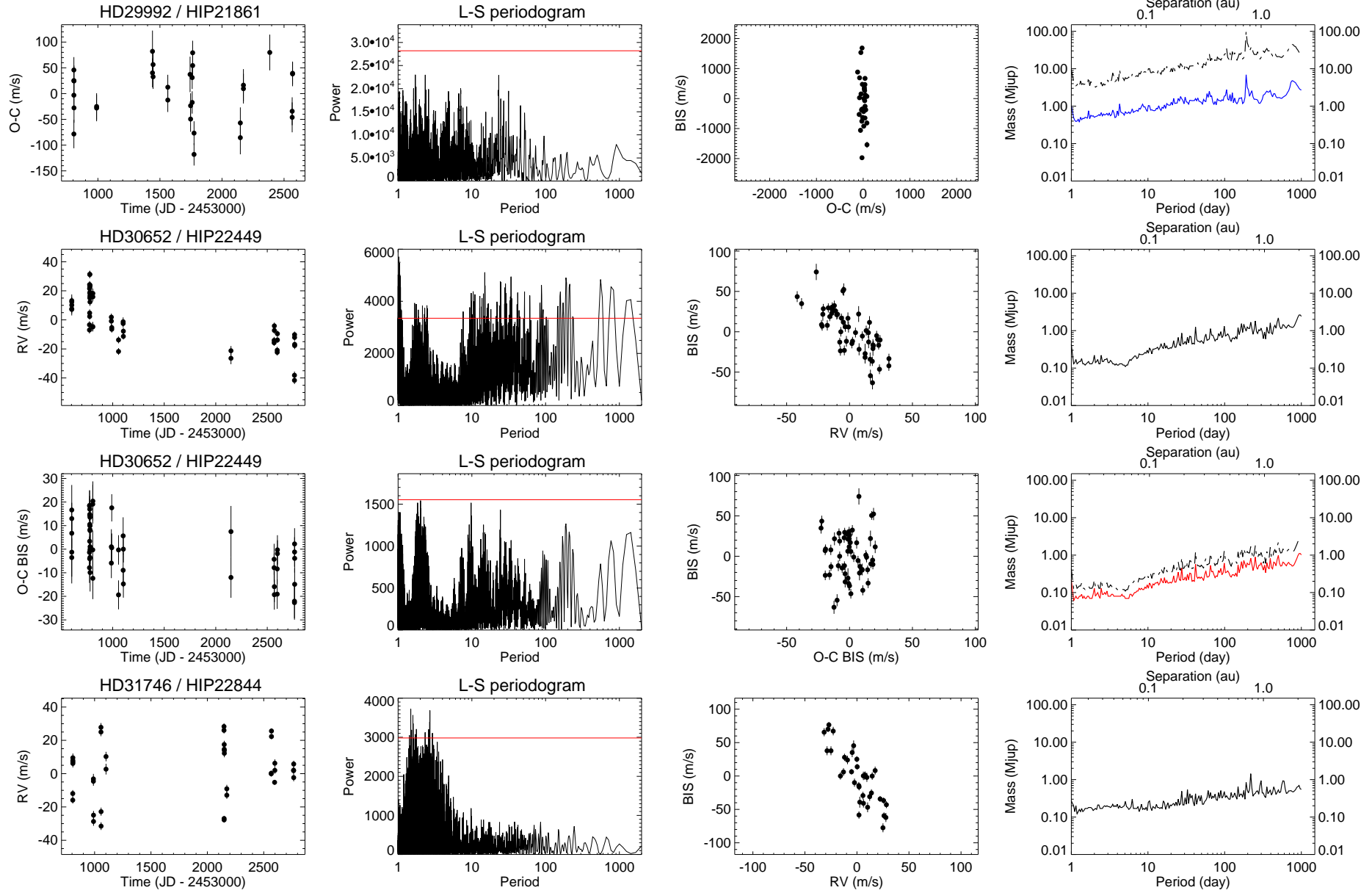


FIG. A.5 – Suite.

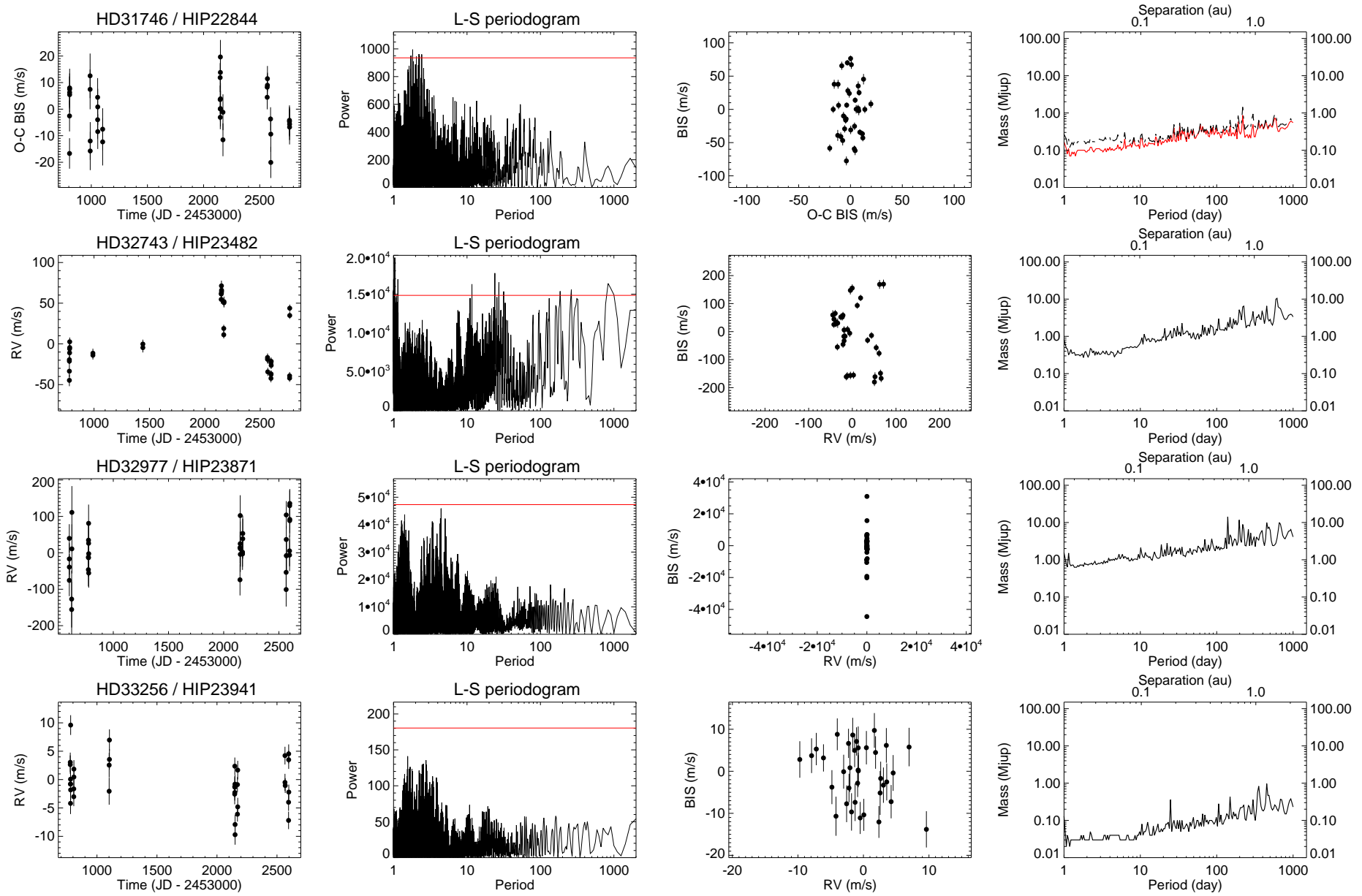


FIG. A.6 – Suite.

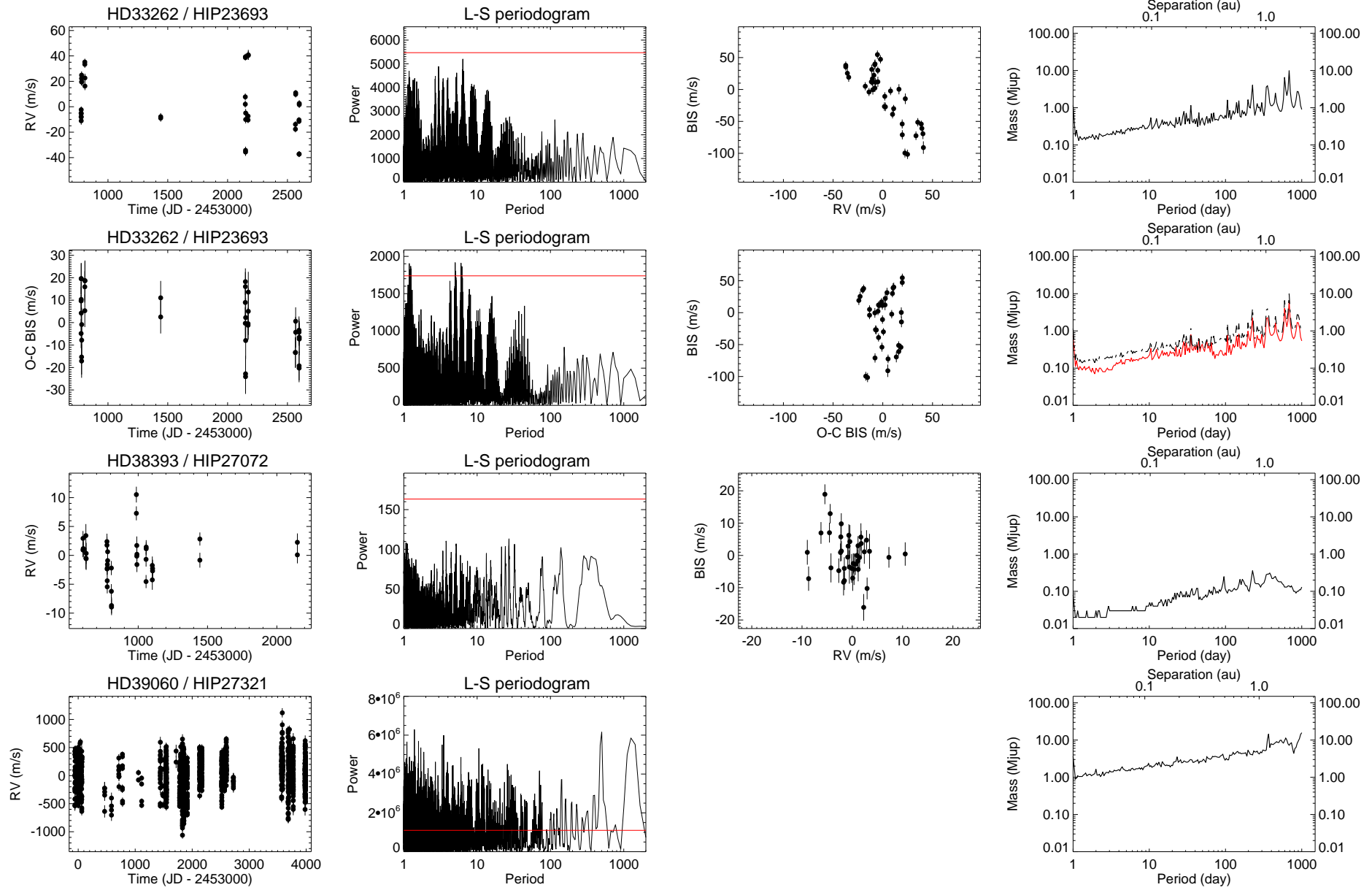


FIG. A.7 – Suite.

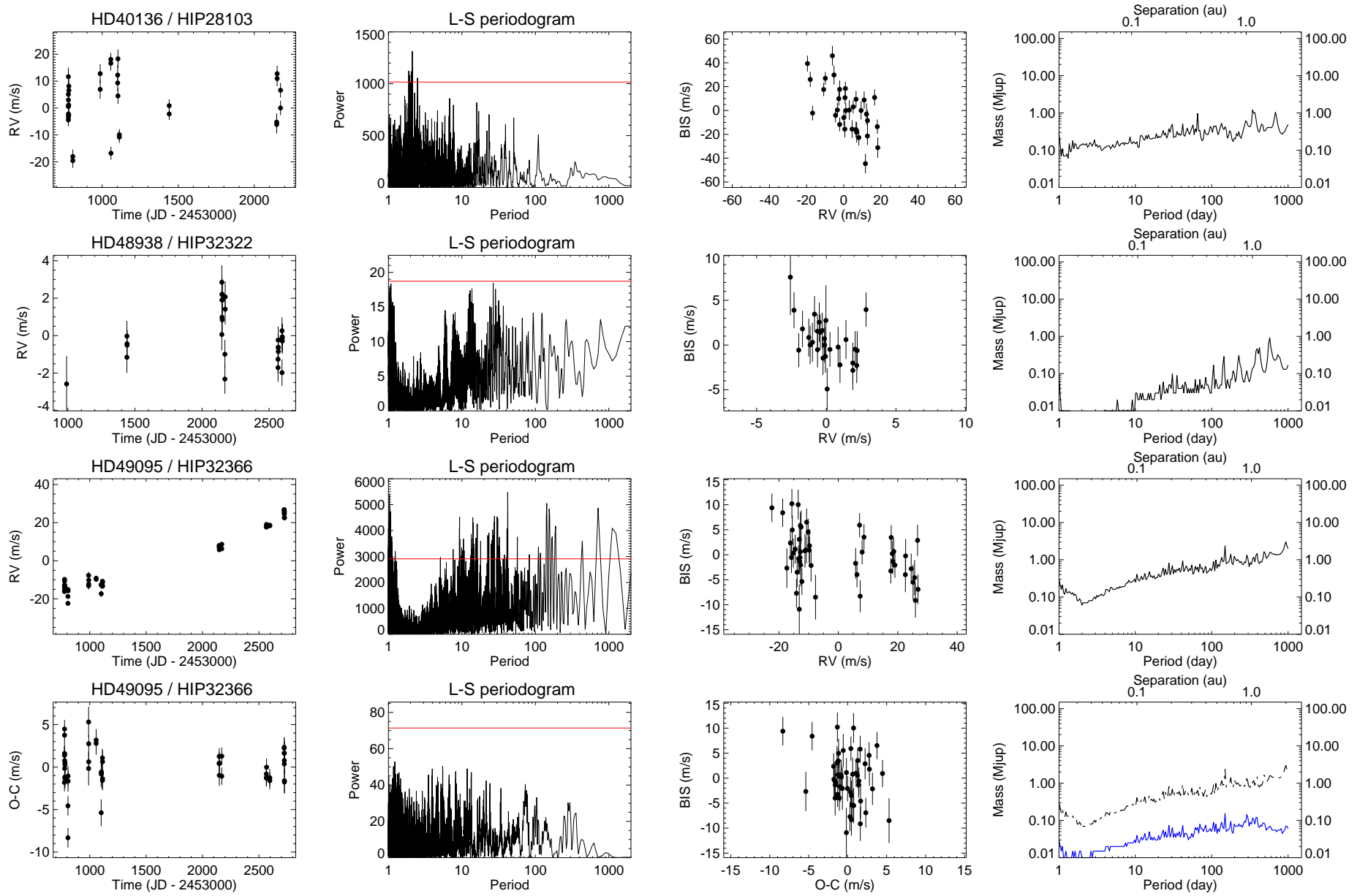


FIG. A.8 – Suite.

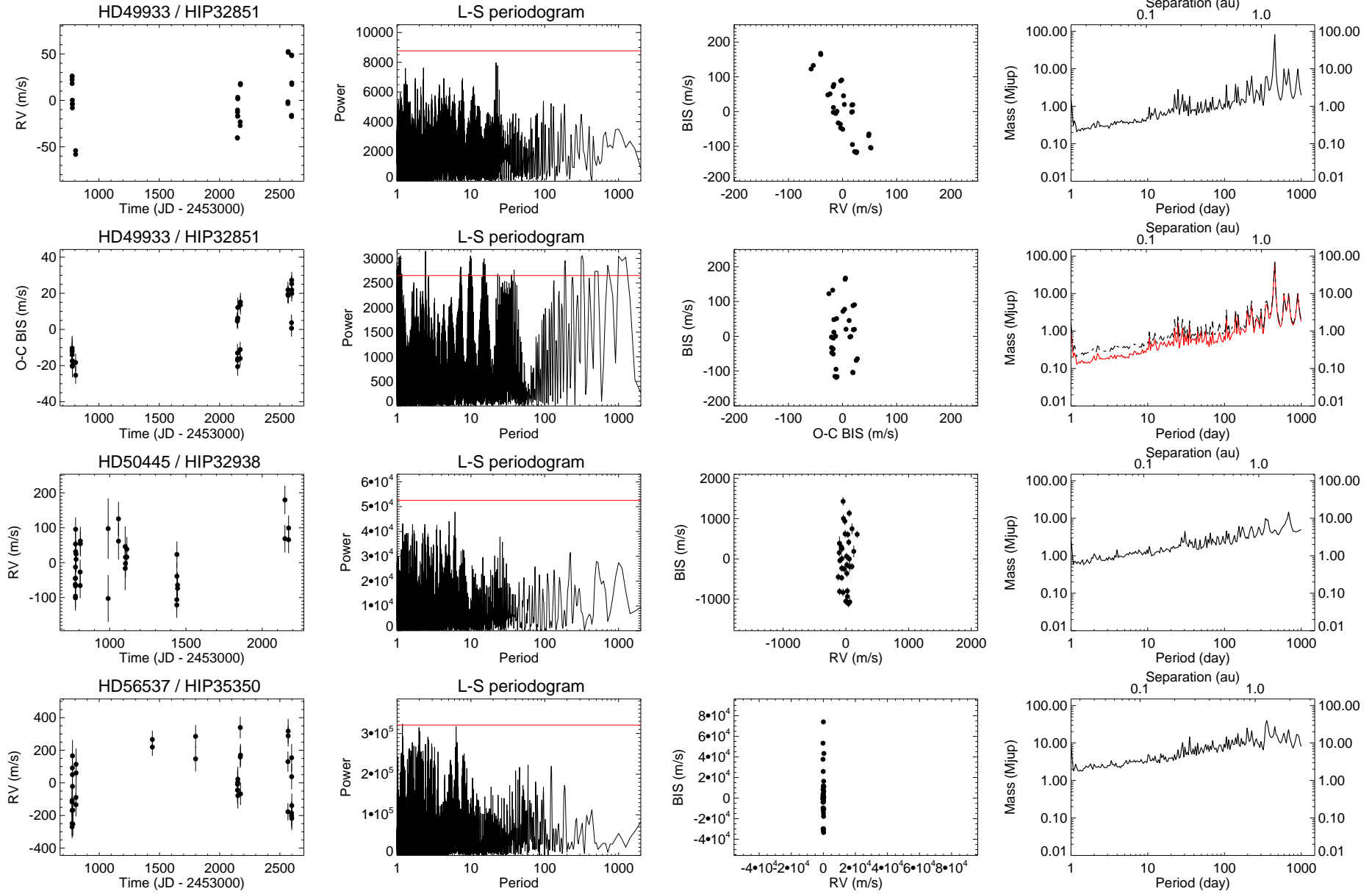


FIG. A.9 – Suite.

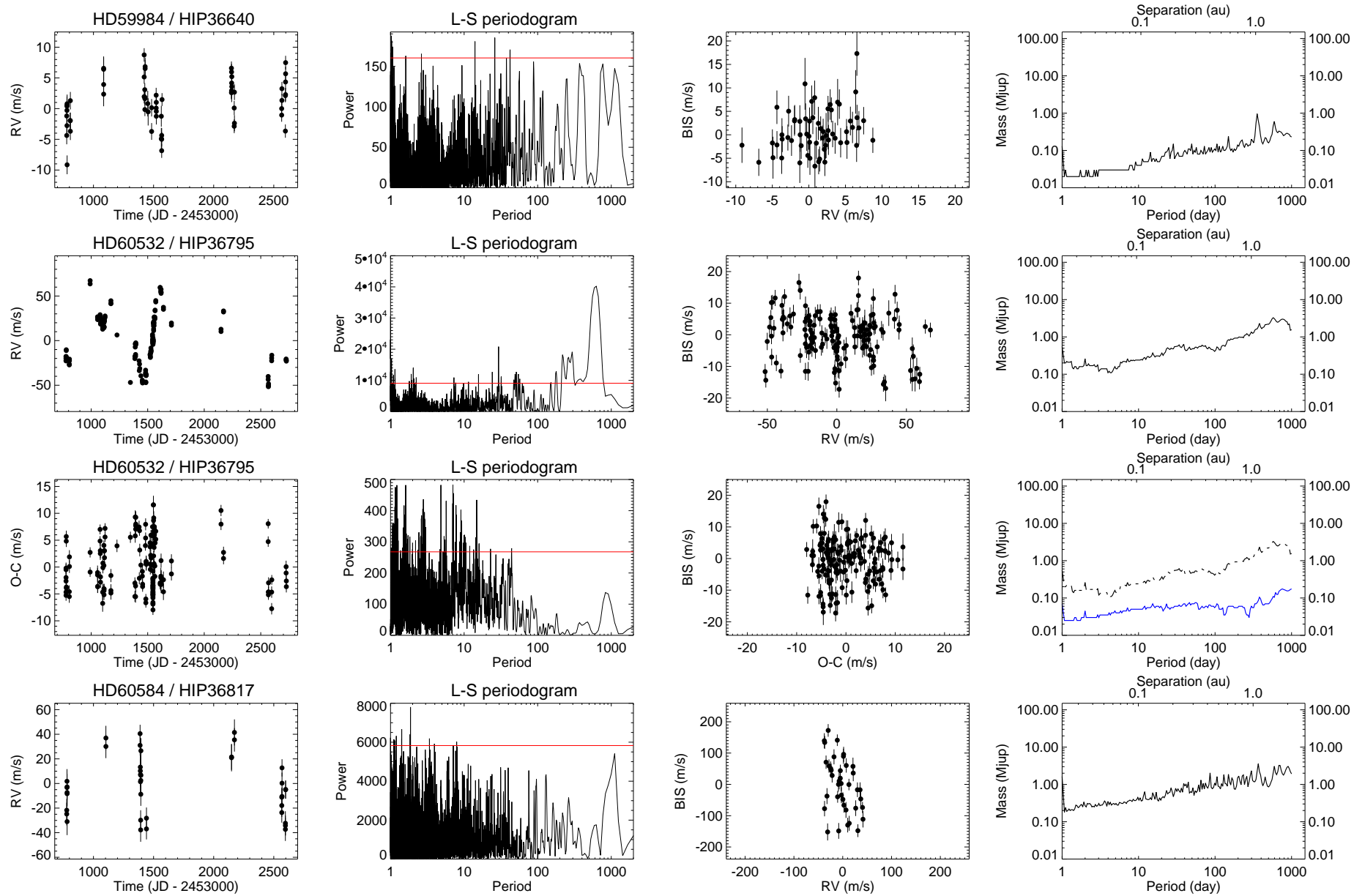


FIG. A.10 – Suite.

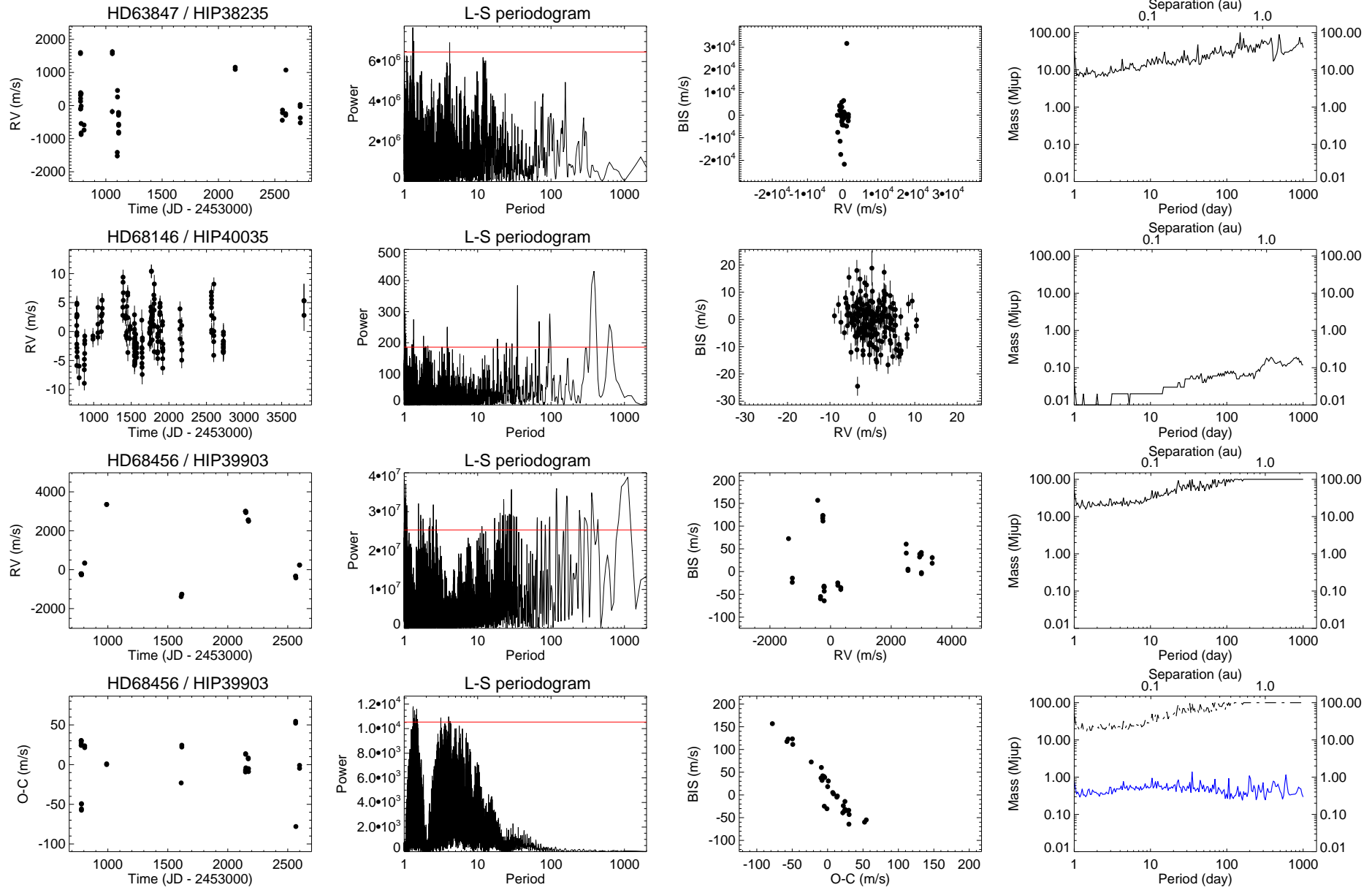


FIG. A.11 – Suite.

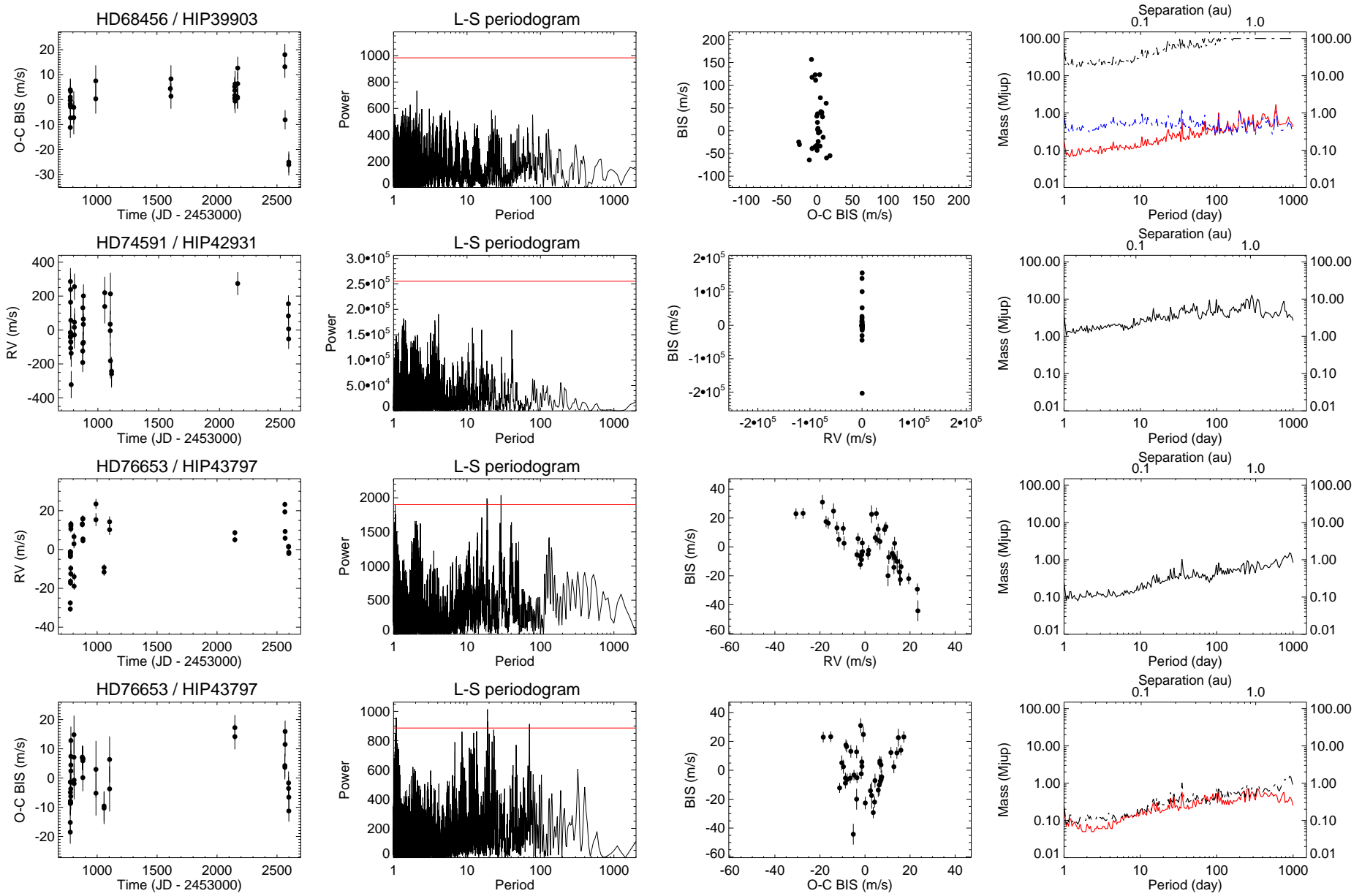


FIG. A.12 – Suite.

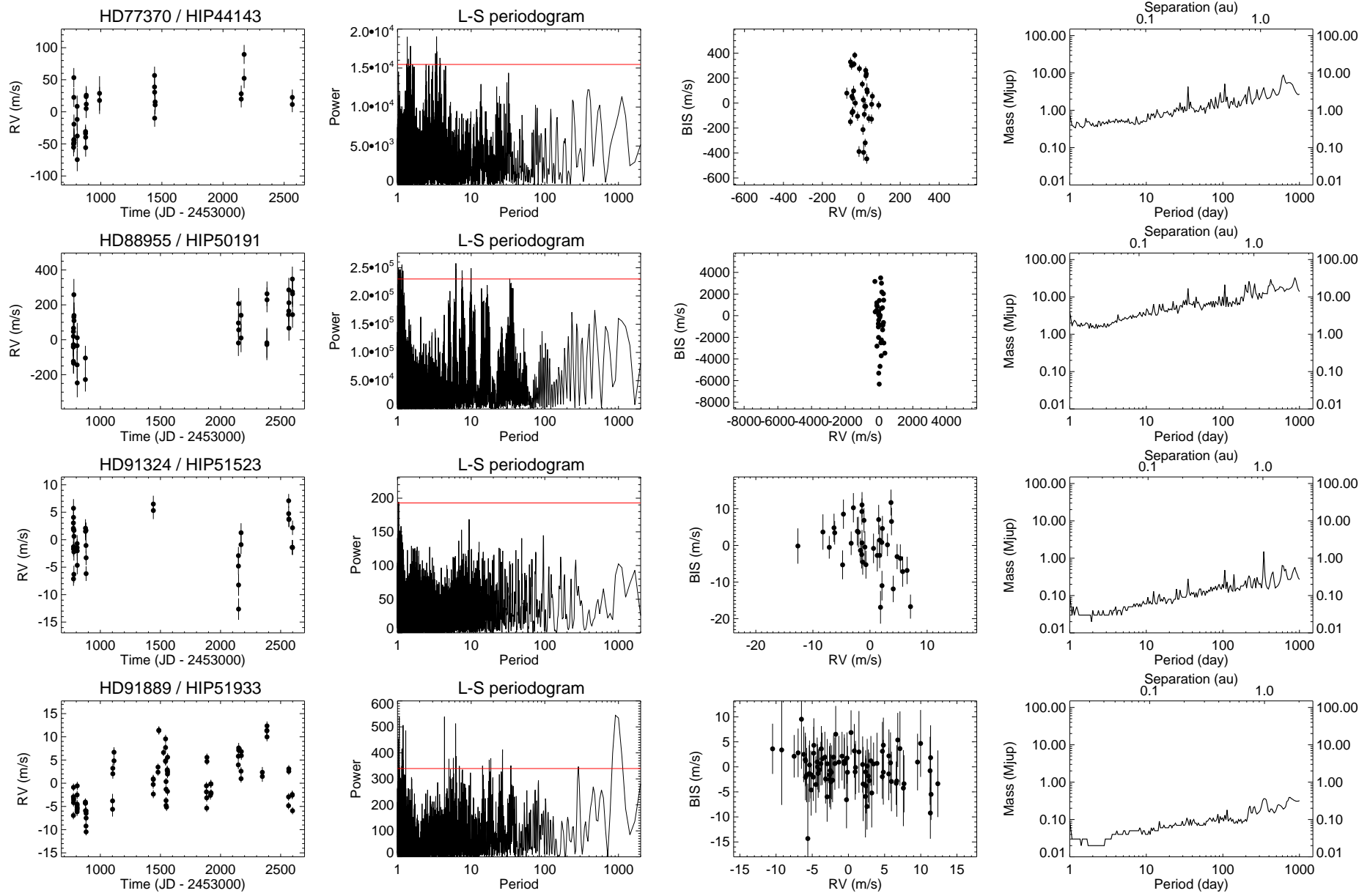


FIG. A.13 – Suite.

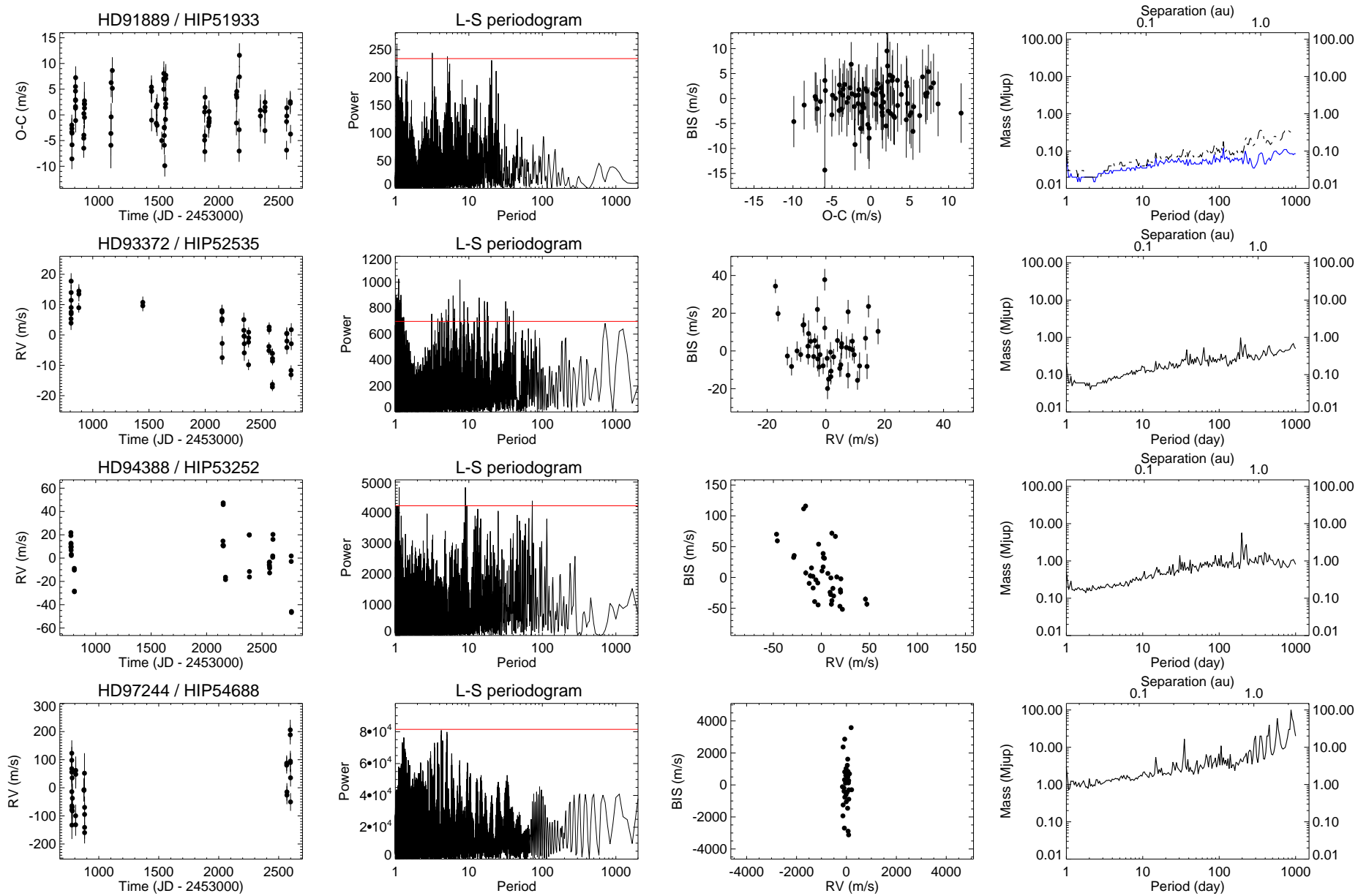


FIG. A.14 – Suite.

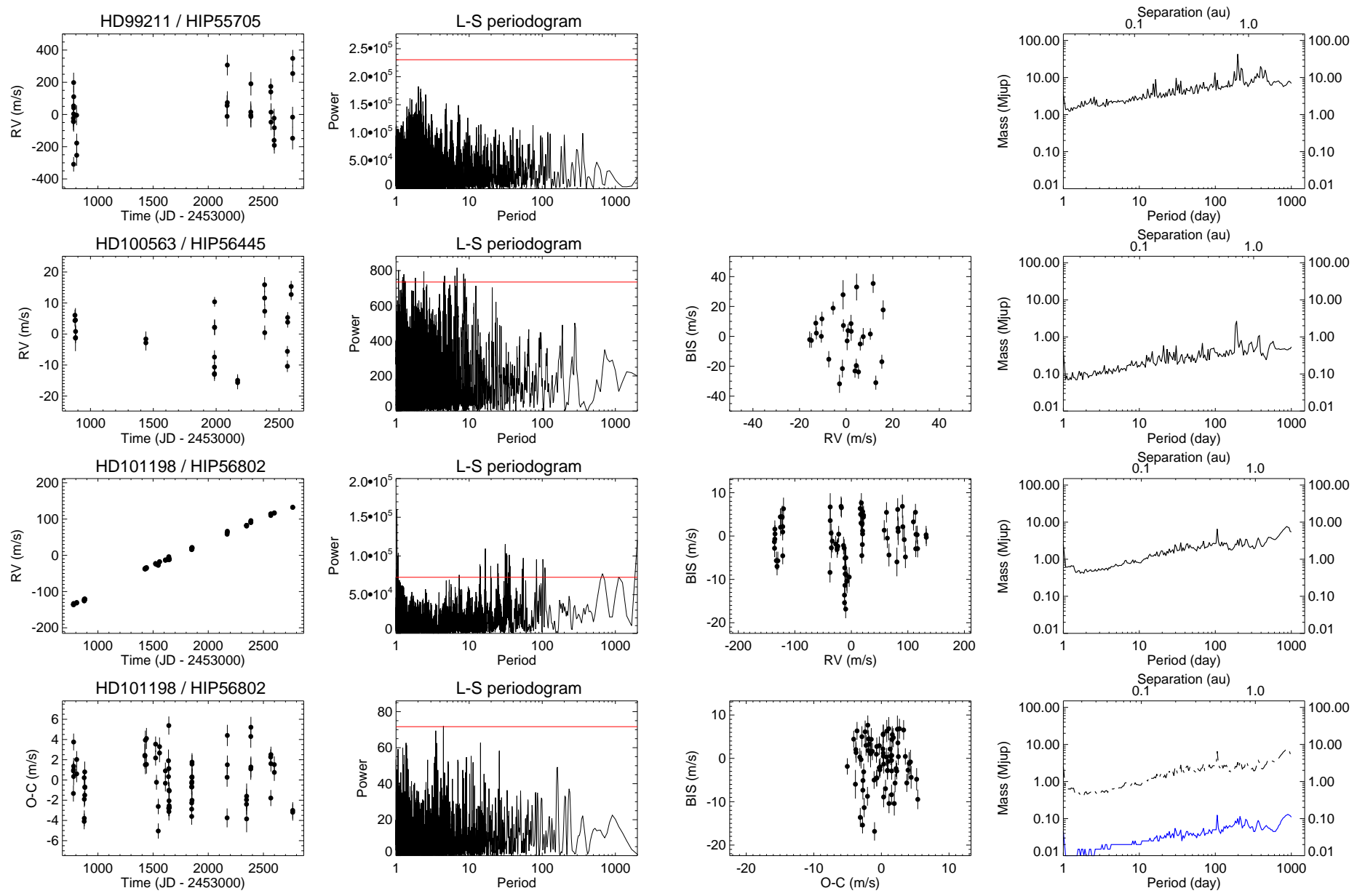


FIG. A.15 – Suite.

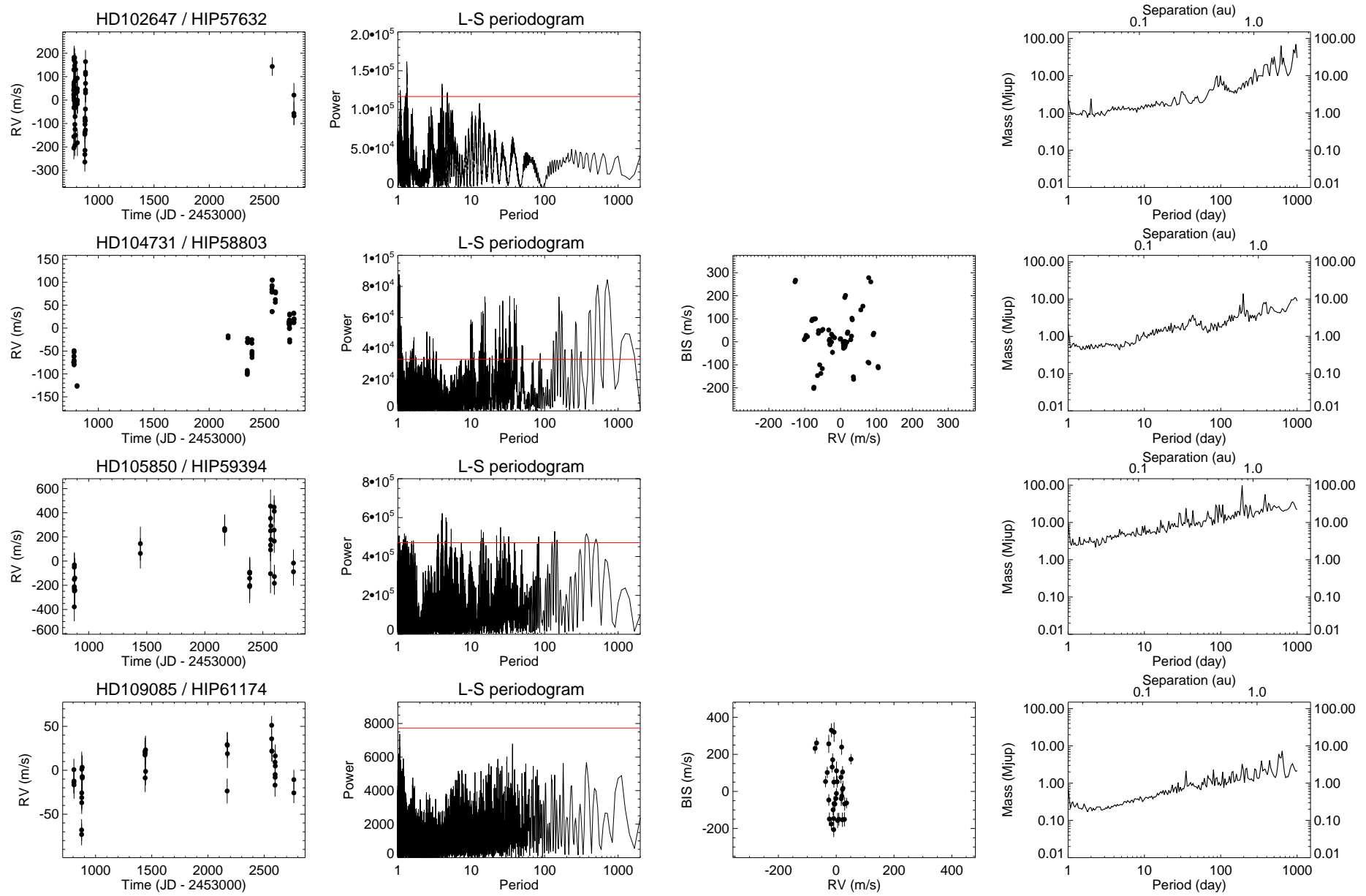


FIG. A.16 – Suite.

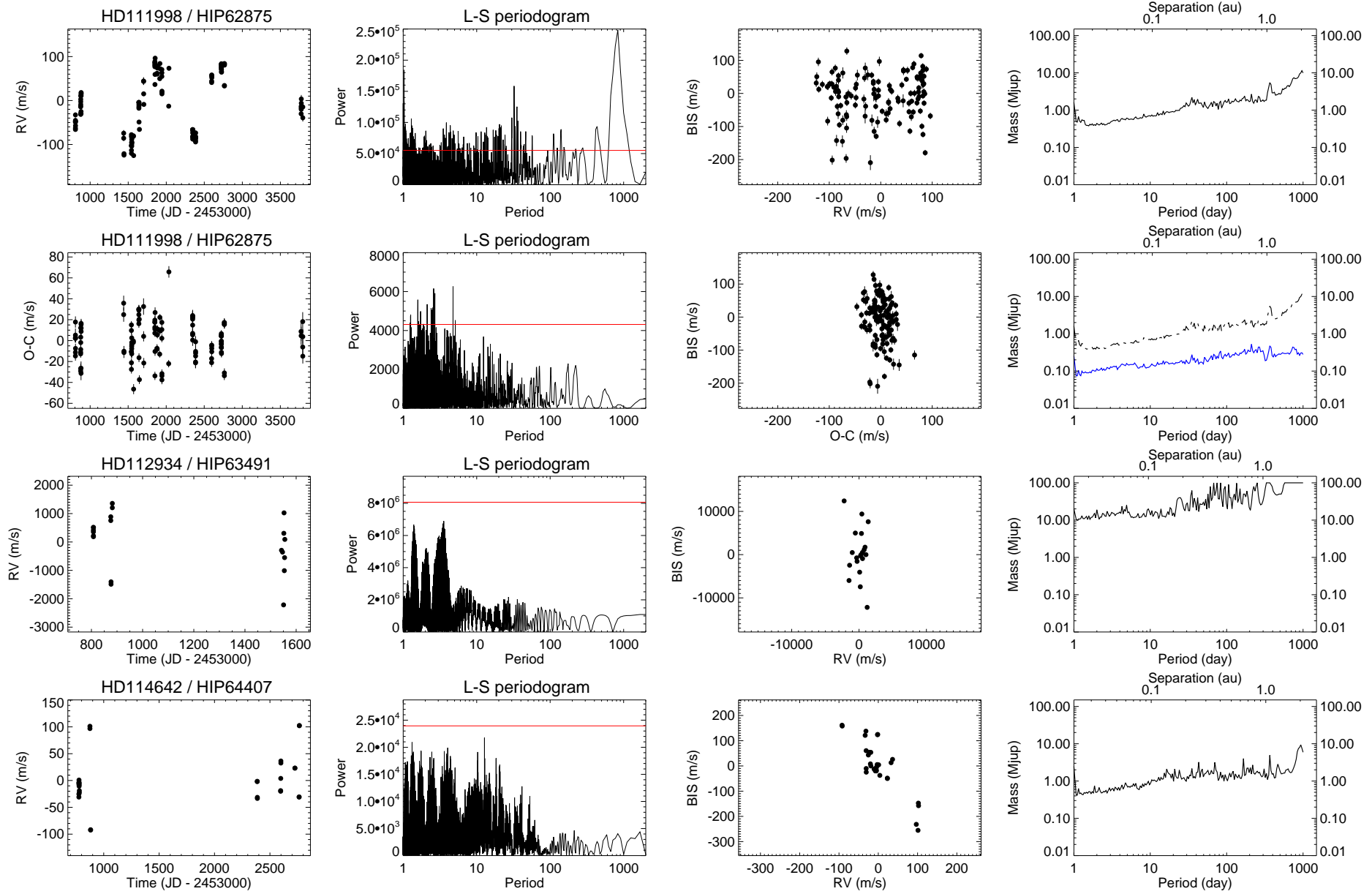


FIG. A.17 – Suite.

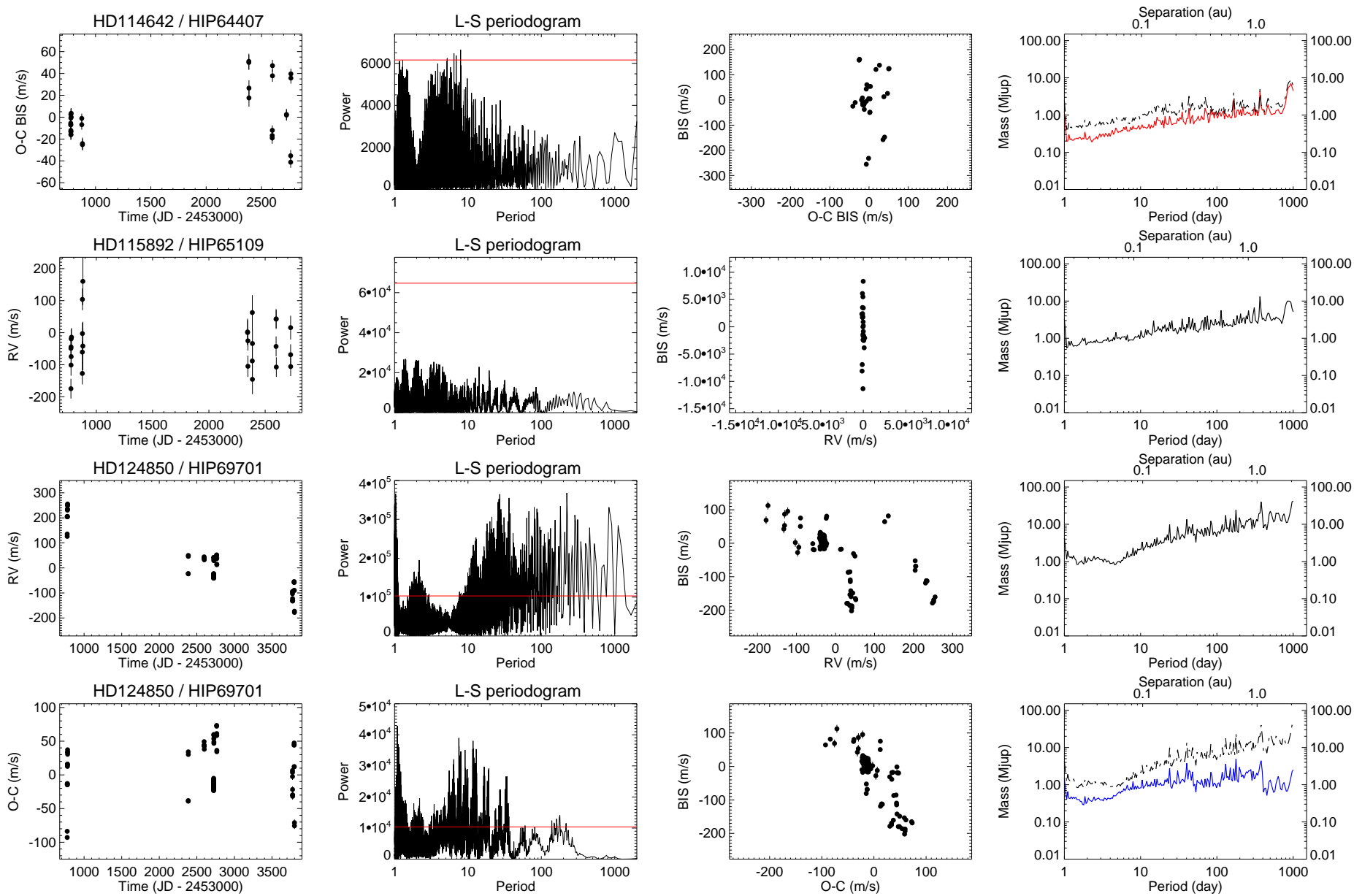


FIG. A.18 – Suite.

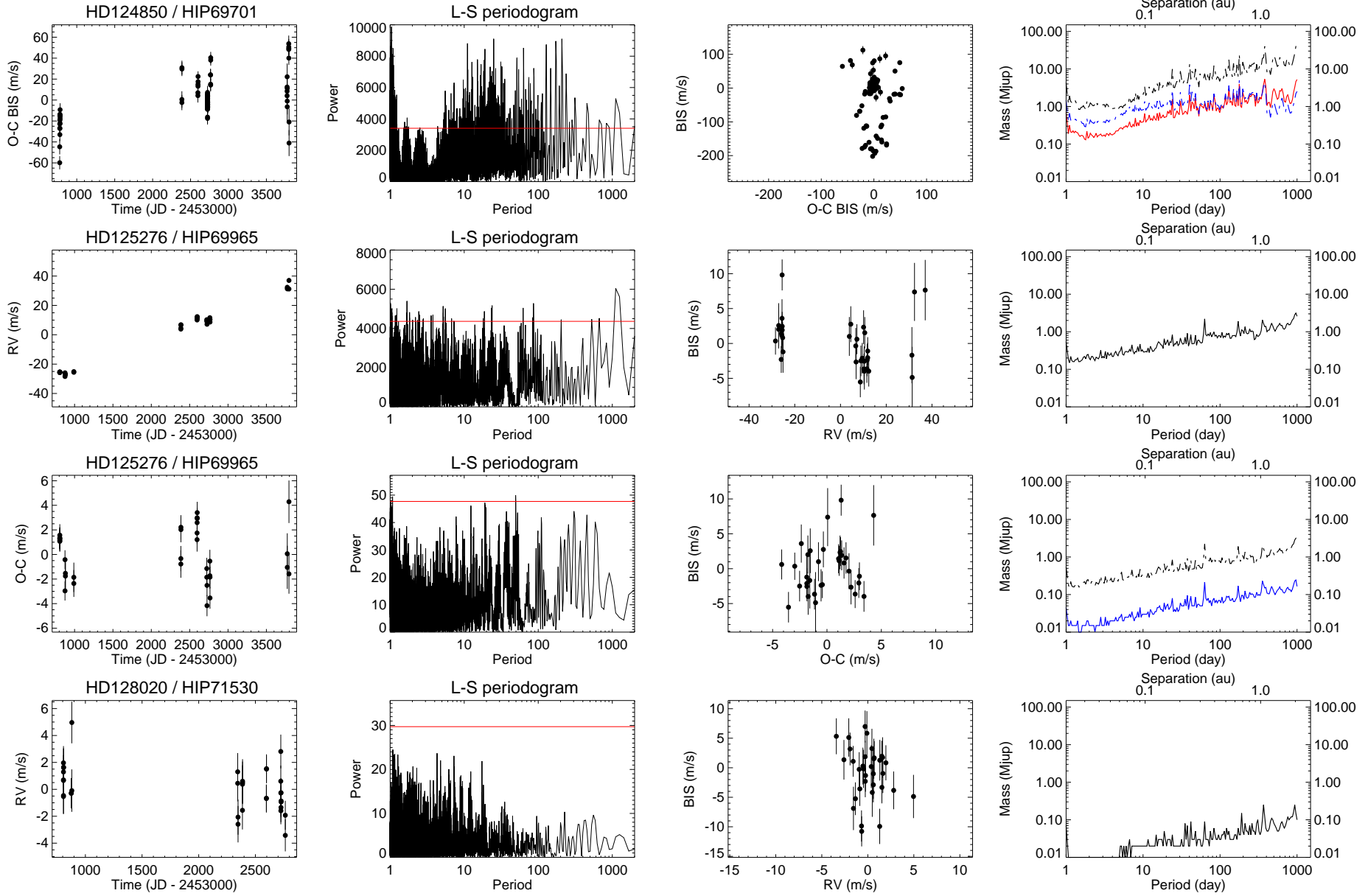


FIG. A.19 – Suite.

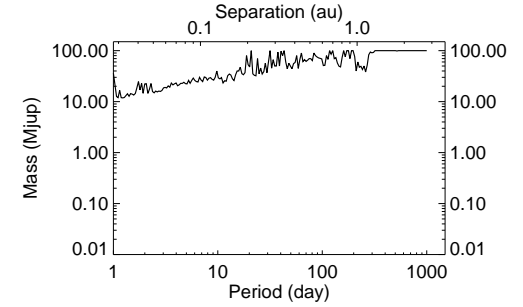
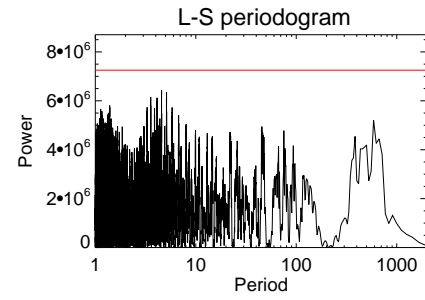
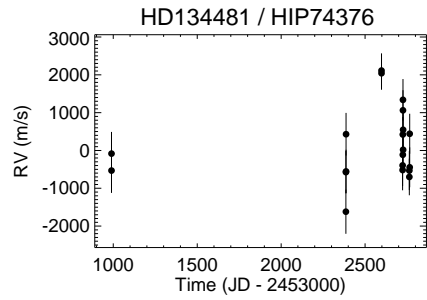
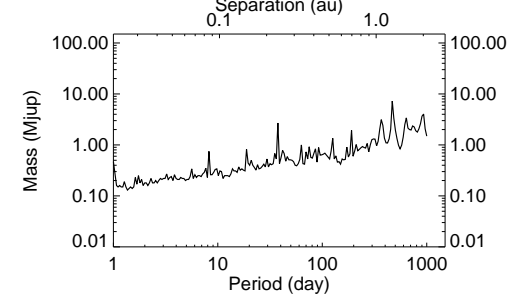
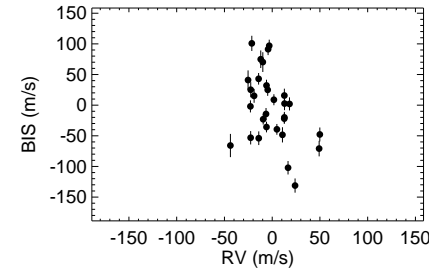
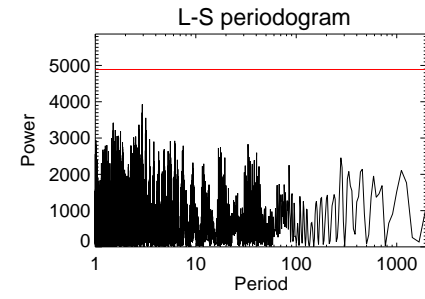
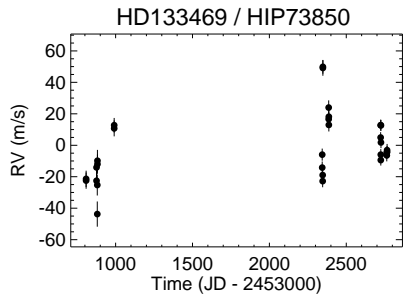
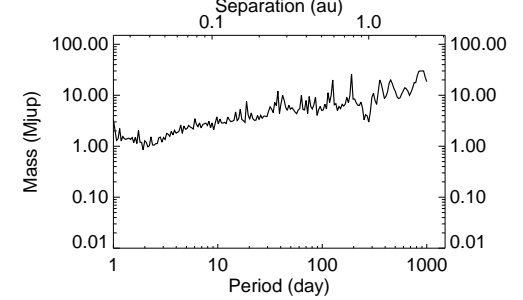
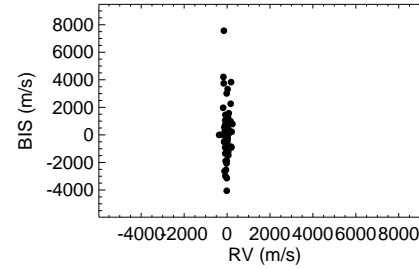
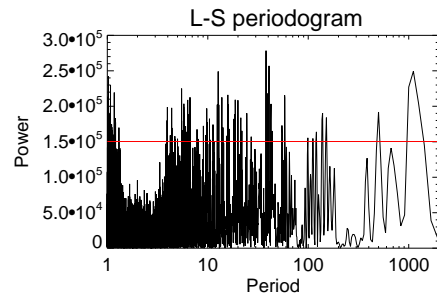
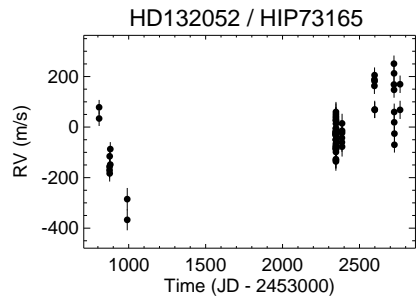
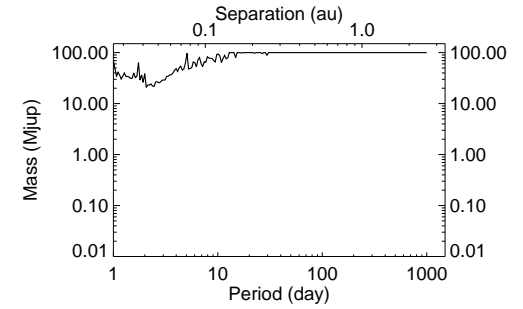
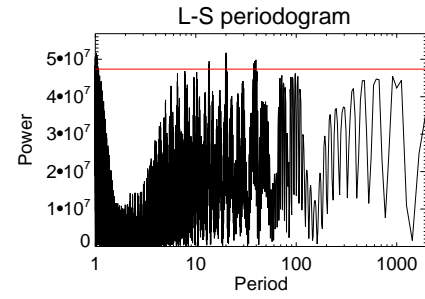
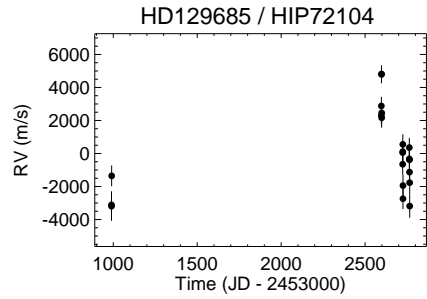


FIG. A.20 – Suite.

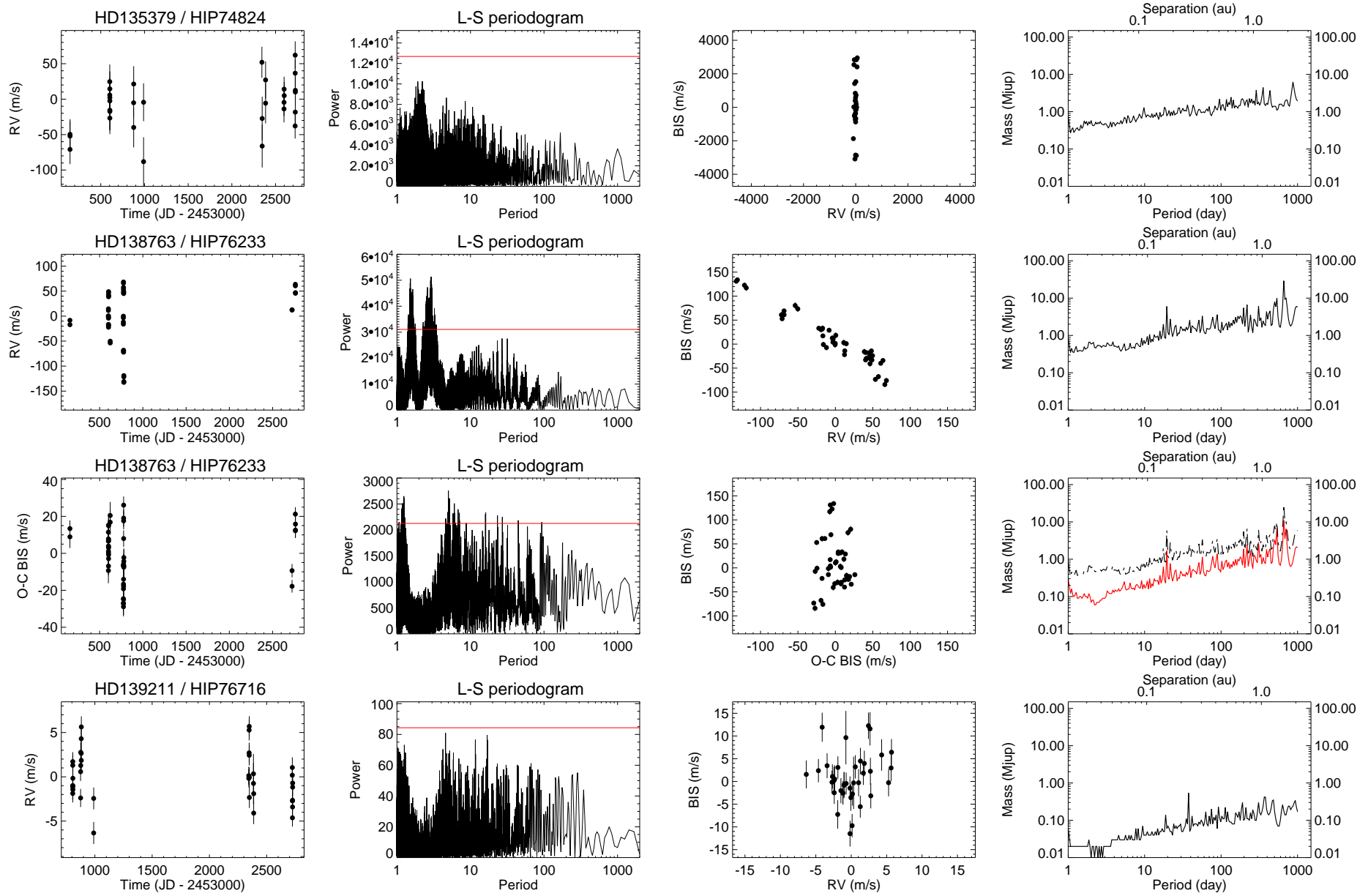


FIG. A.21 – Suite.

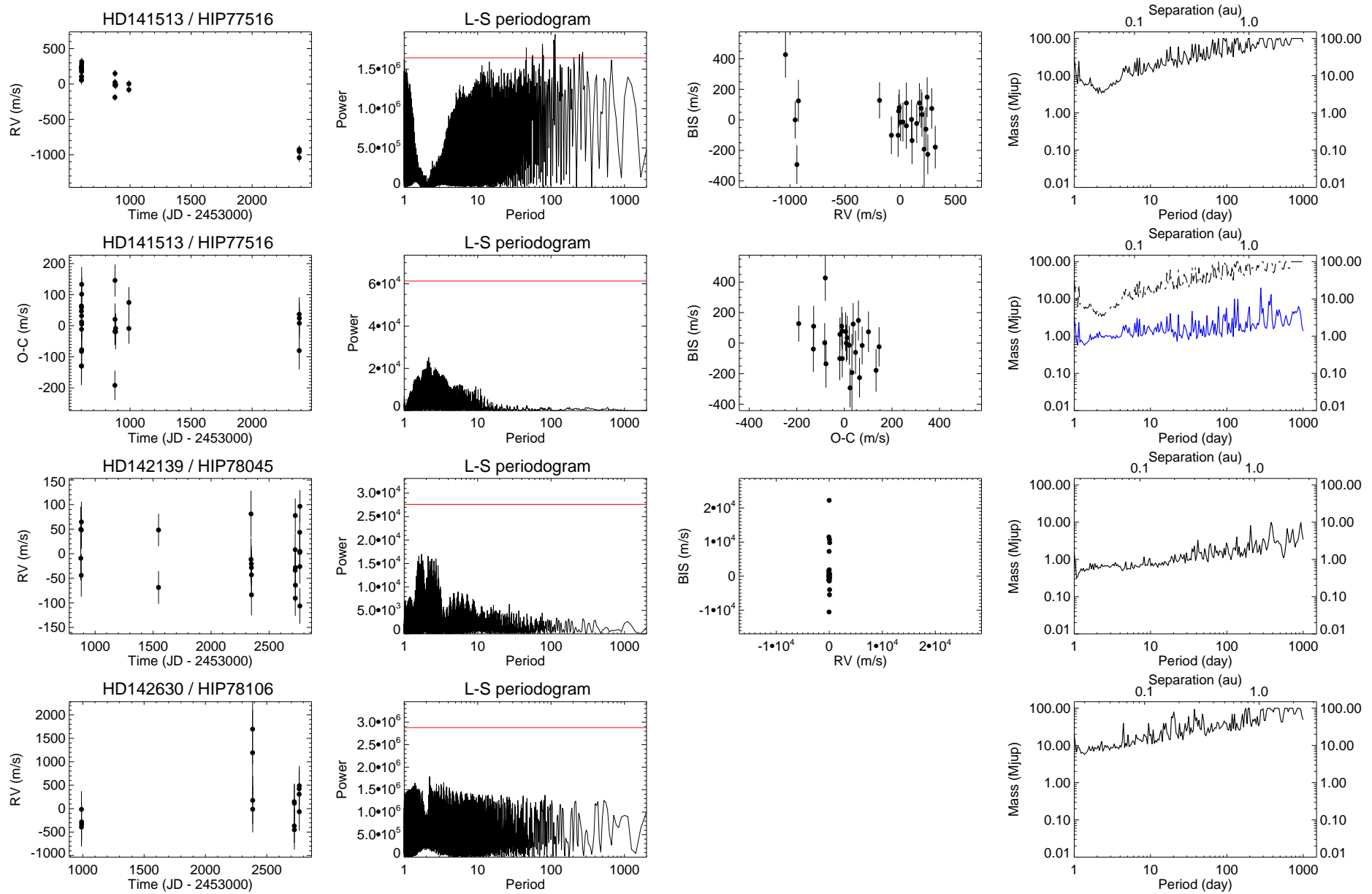


FIG. A.22 – Suite.

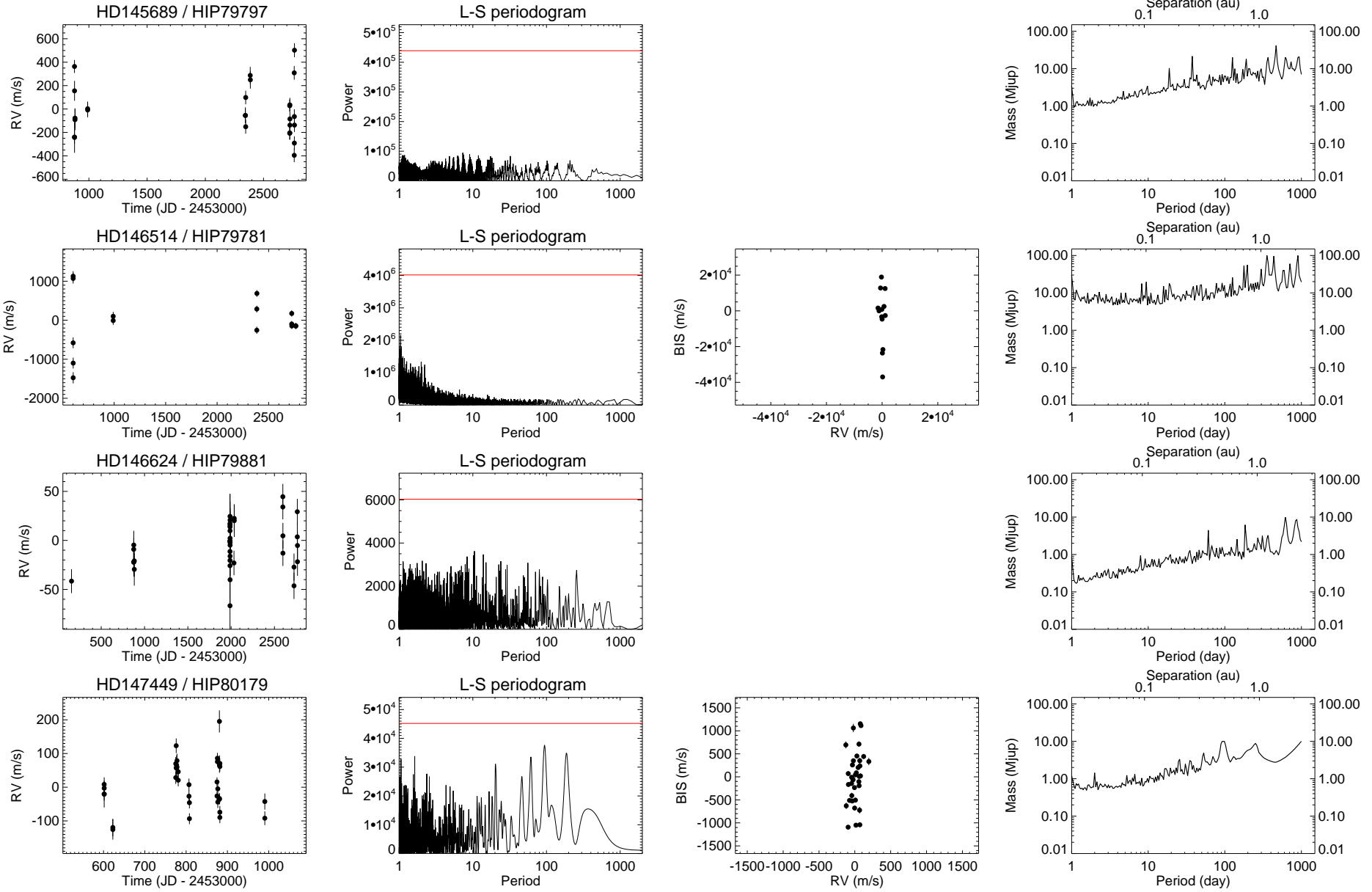


FIG. A.23 – Suite.

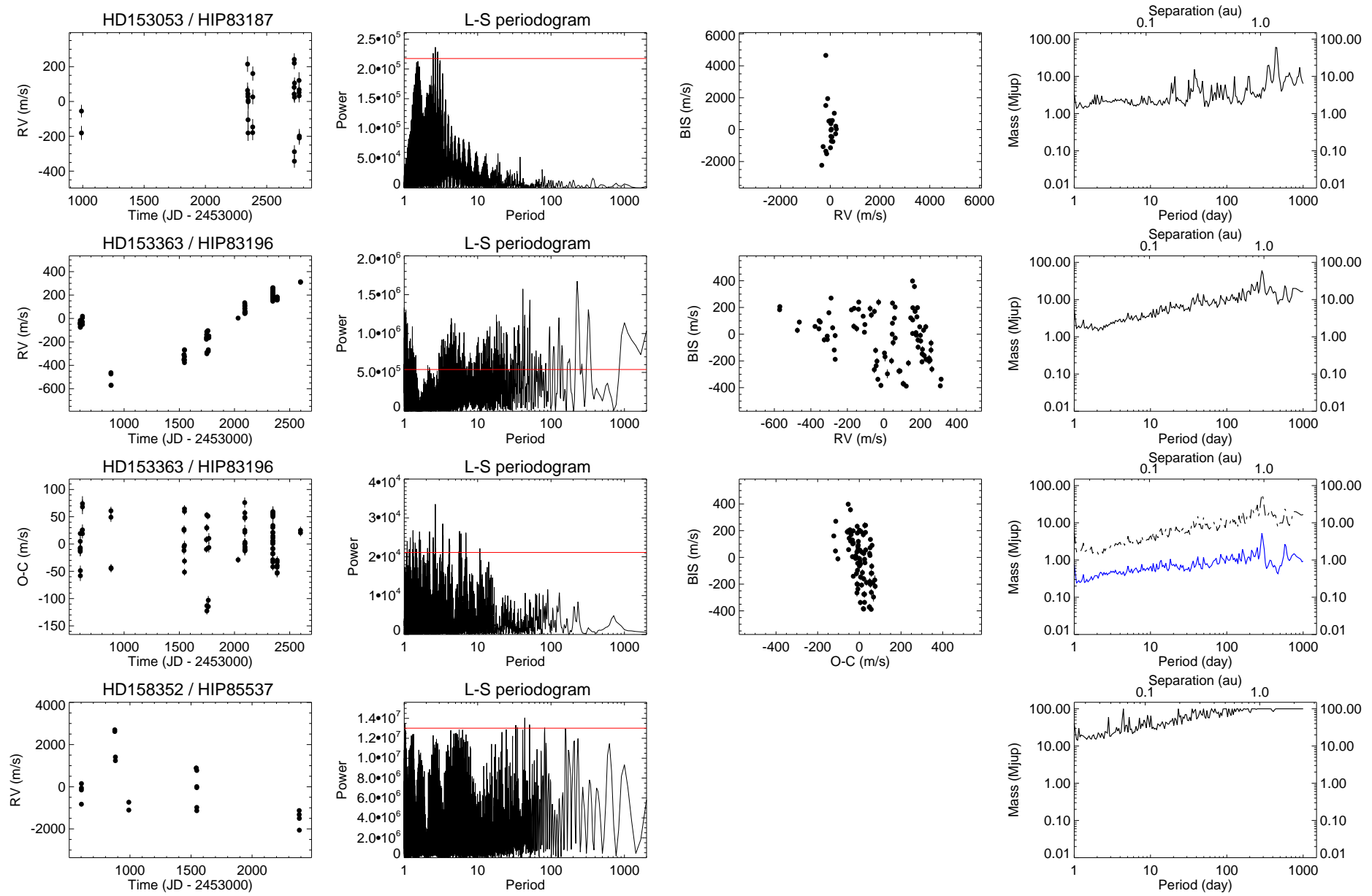


FIG. A.24 – Suite.

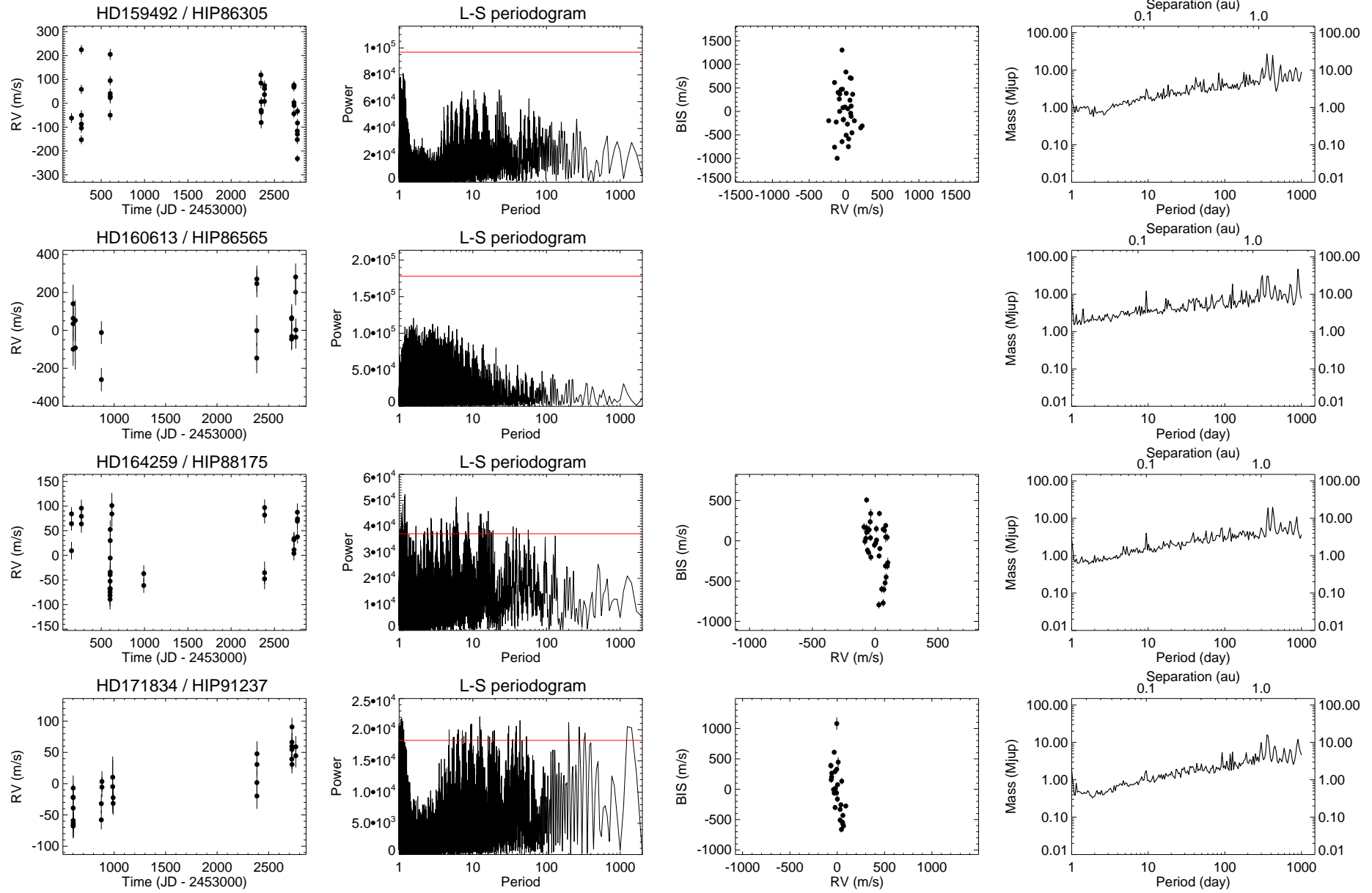


FIG. A.25 – Suite.

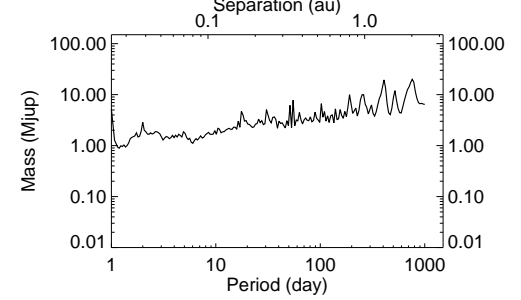
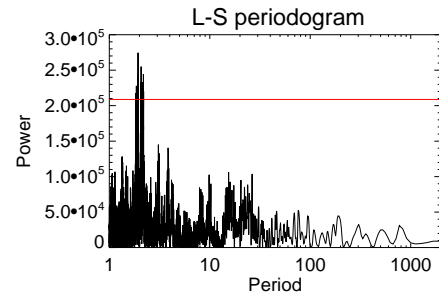
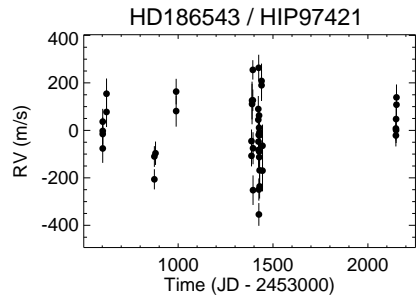
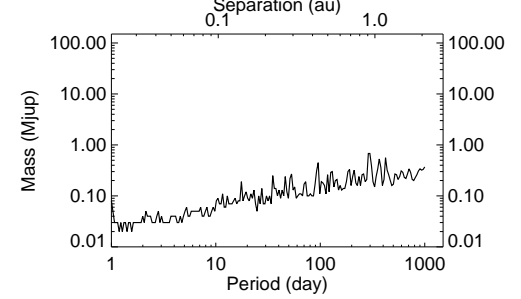
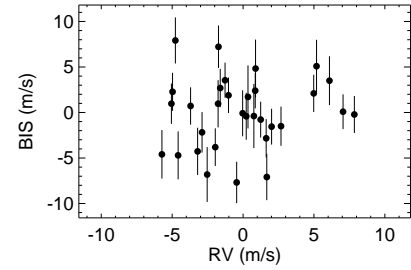
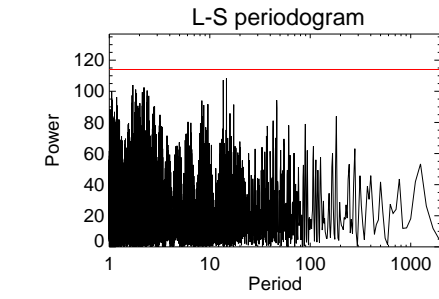
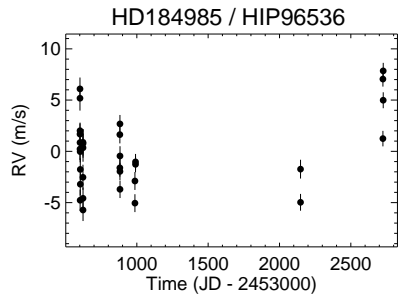
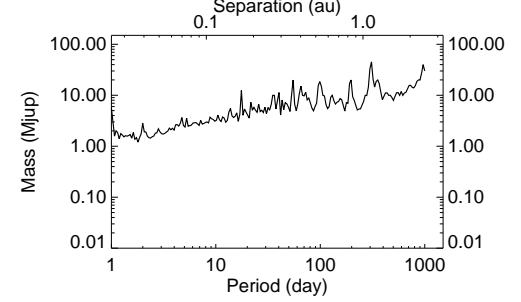
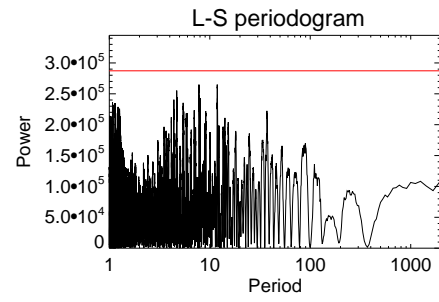
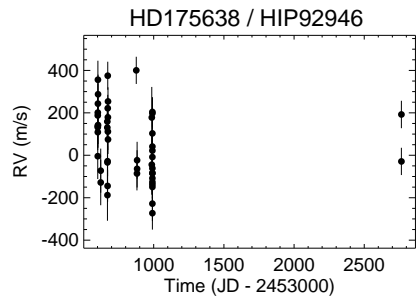
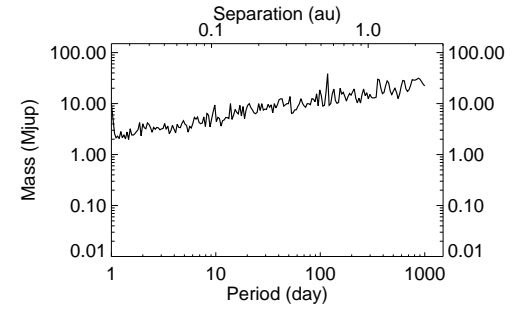
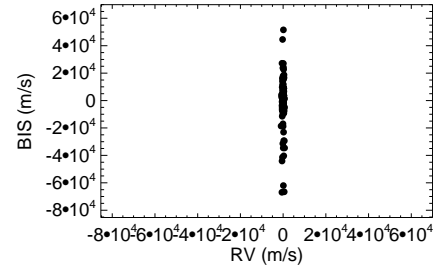
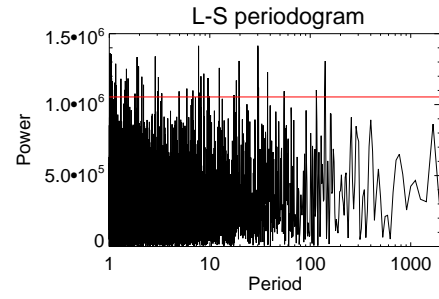
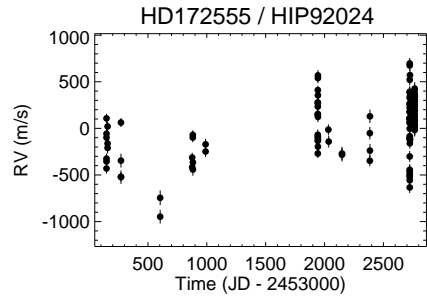


FIG. A.26 – Suite.

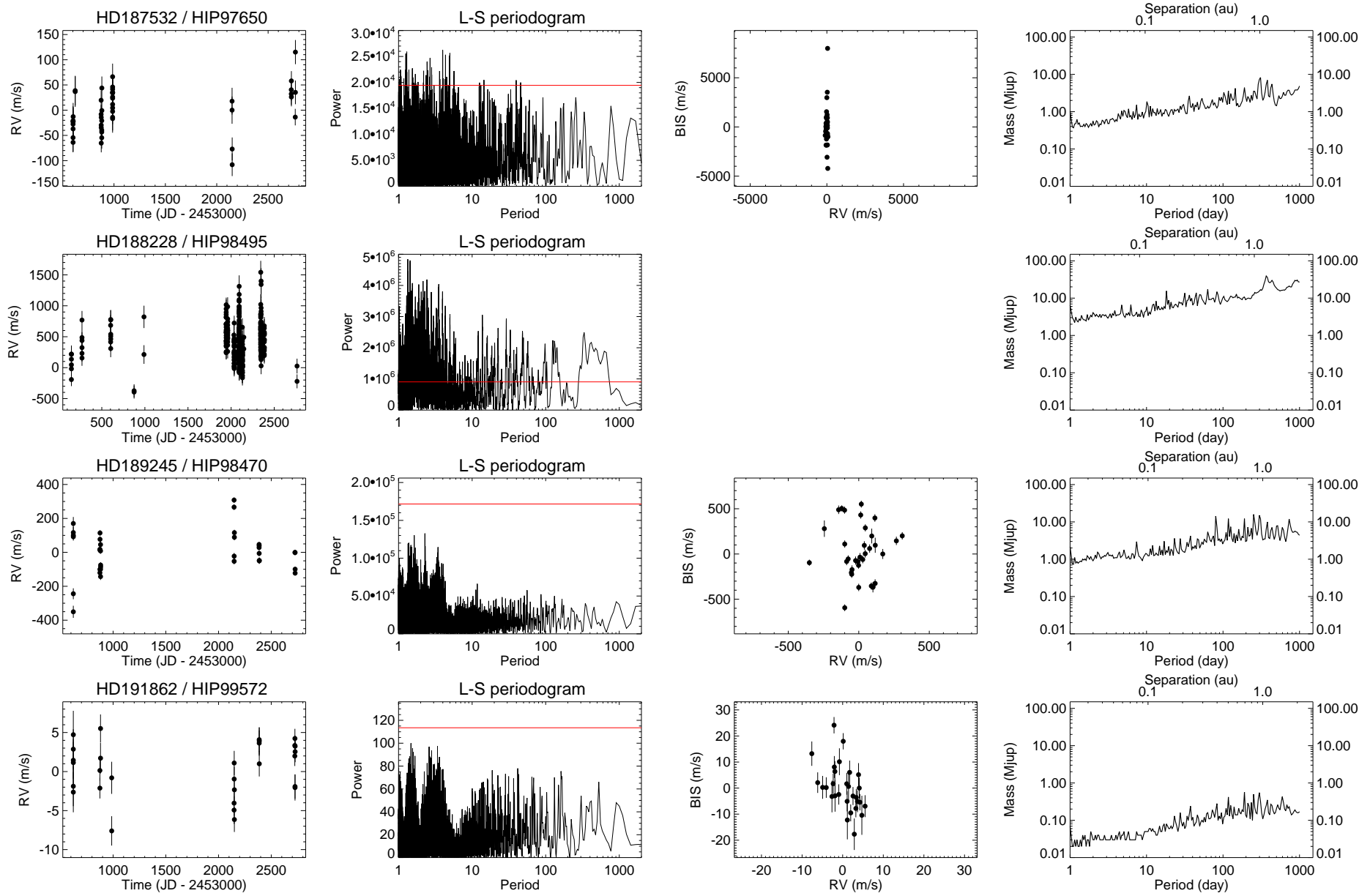


FIG. A.27 – Suite.

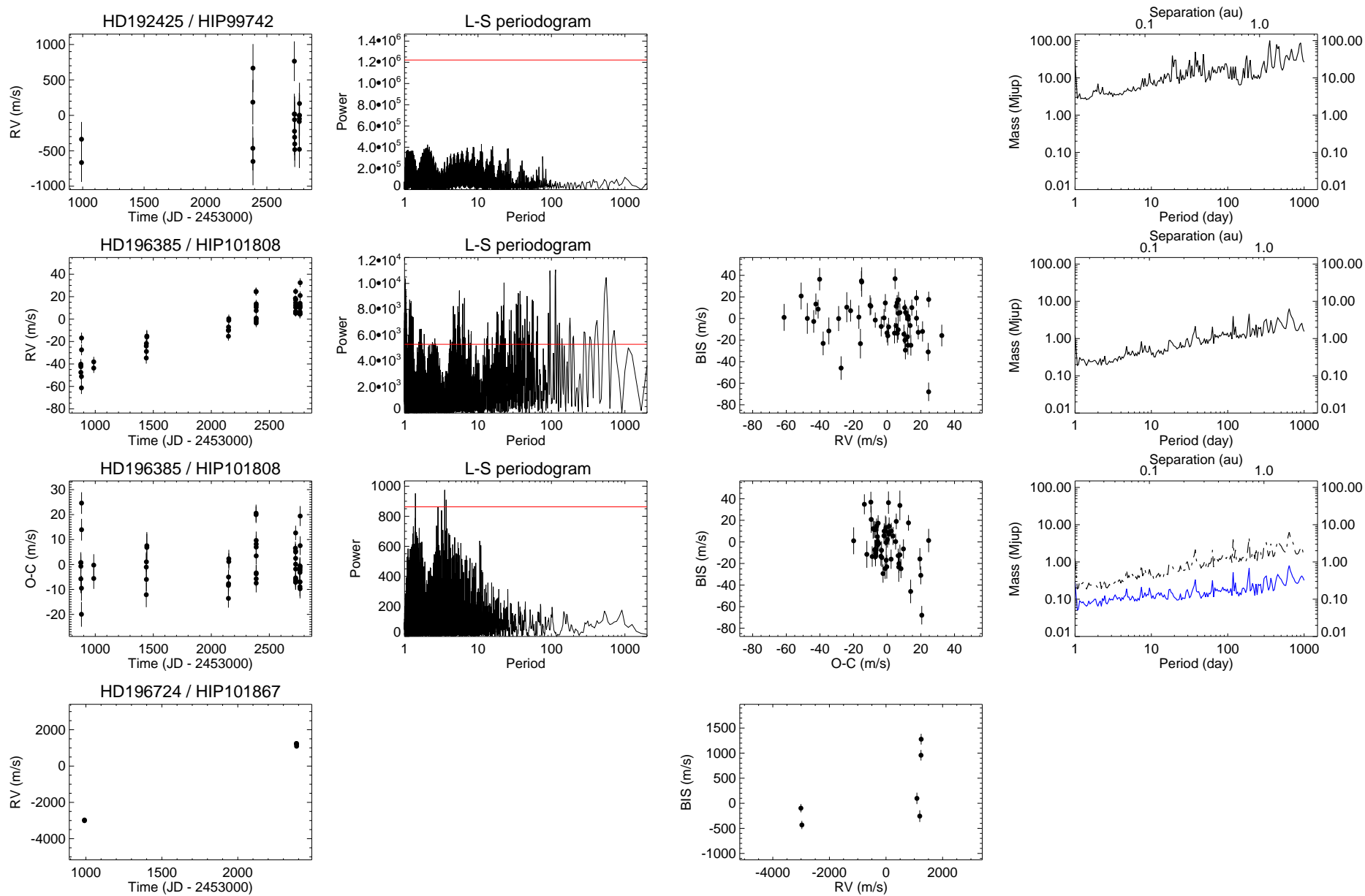


FIG. A.28 – Suite.

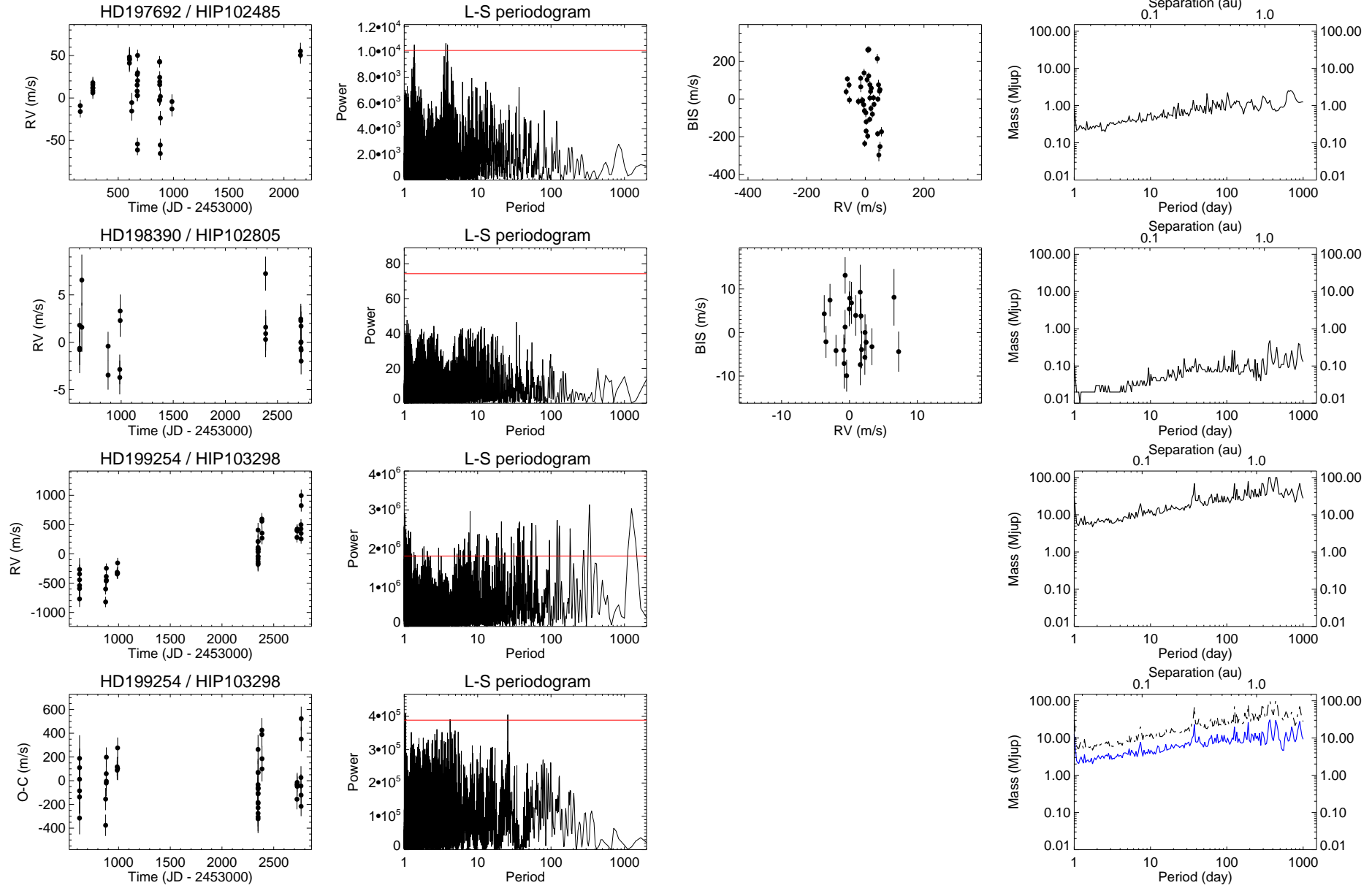


FIG. A.29 – Suite.

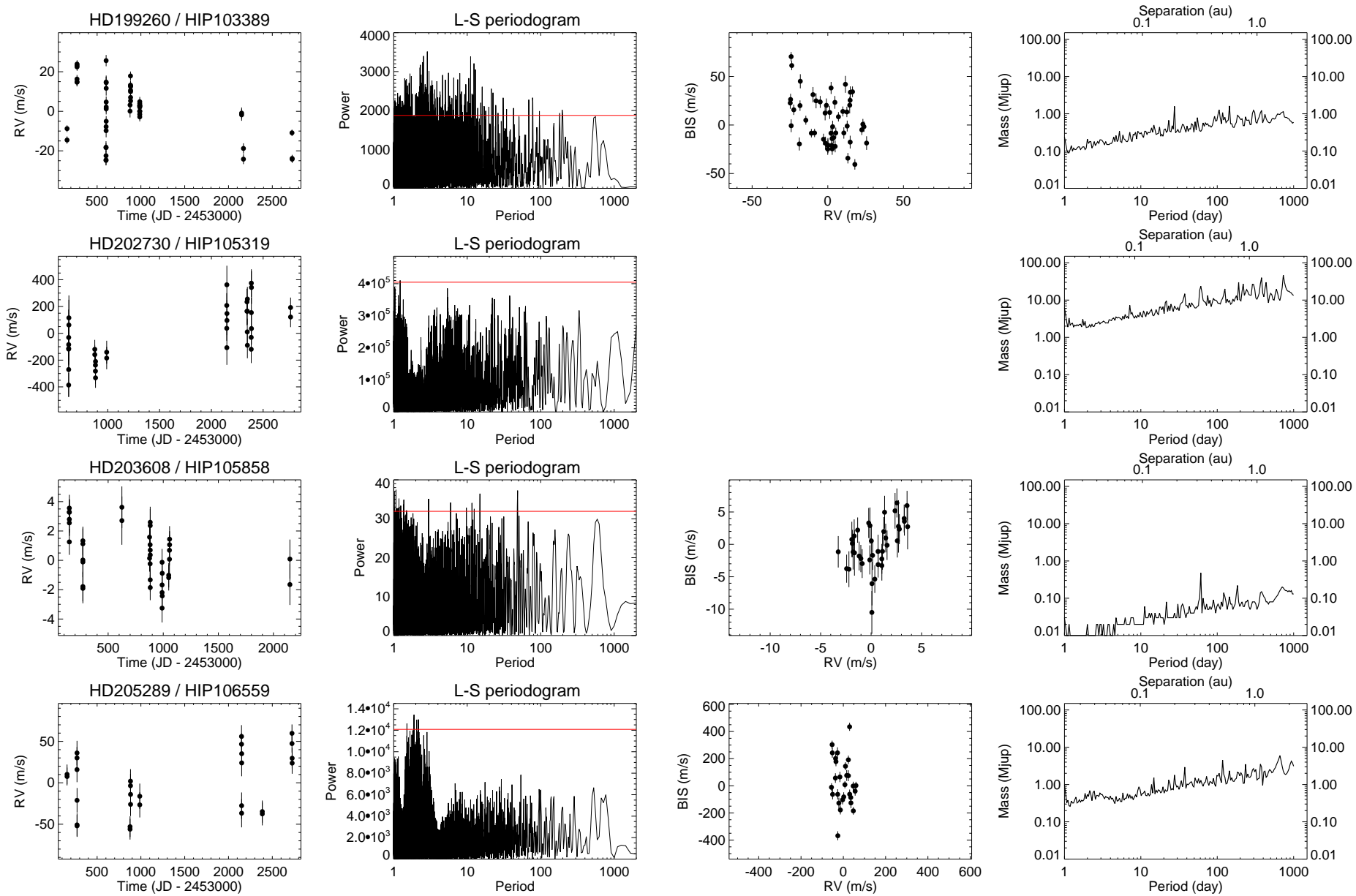


FIG. A.30 – Suite.

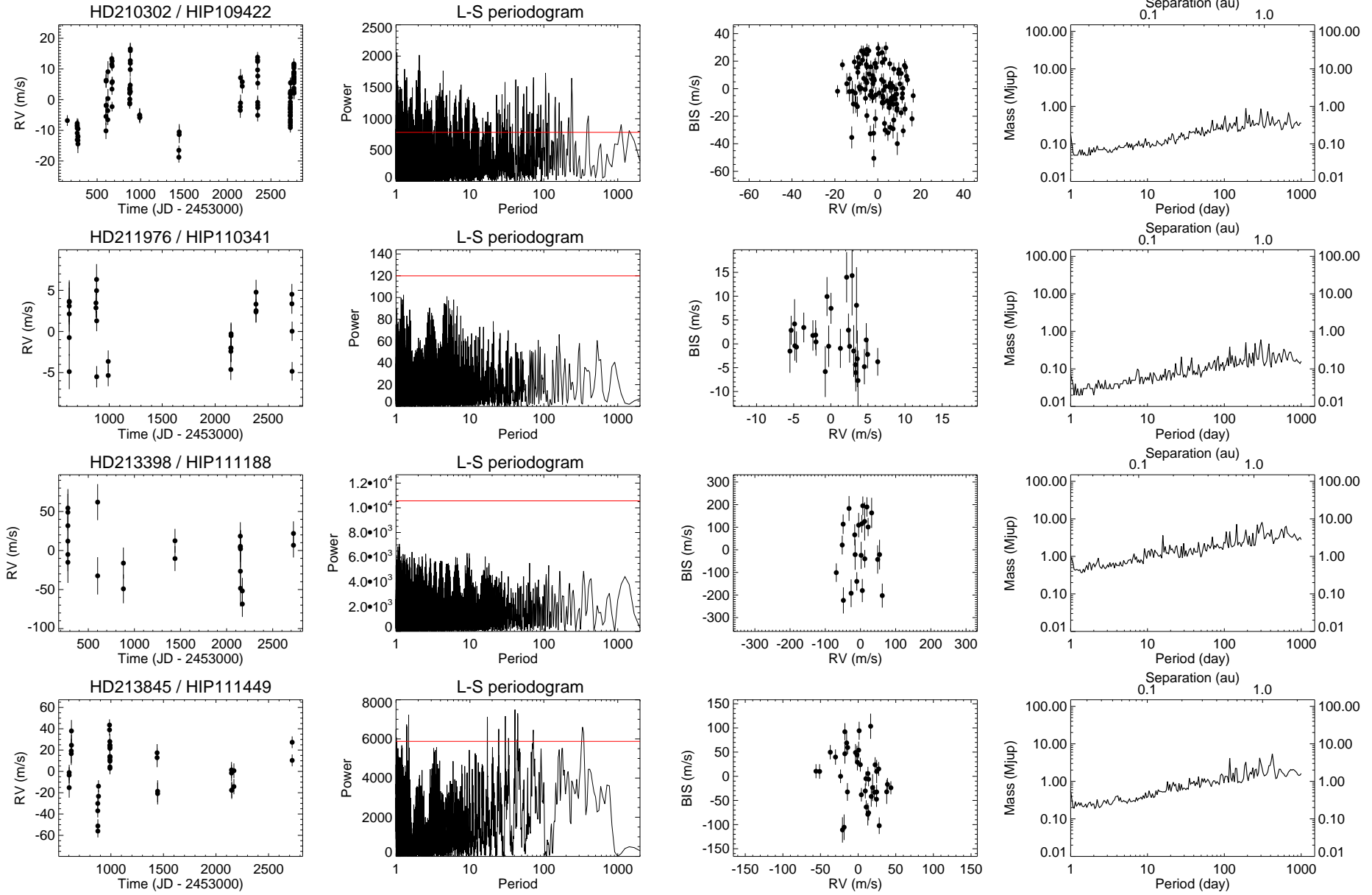


FIG. A.31 – Suite.

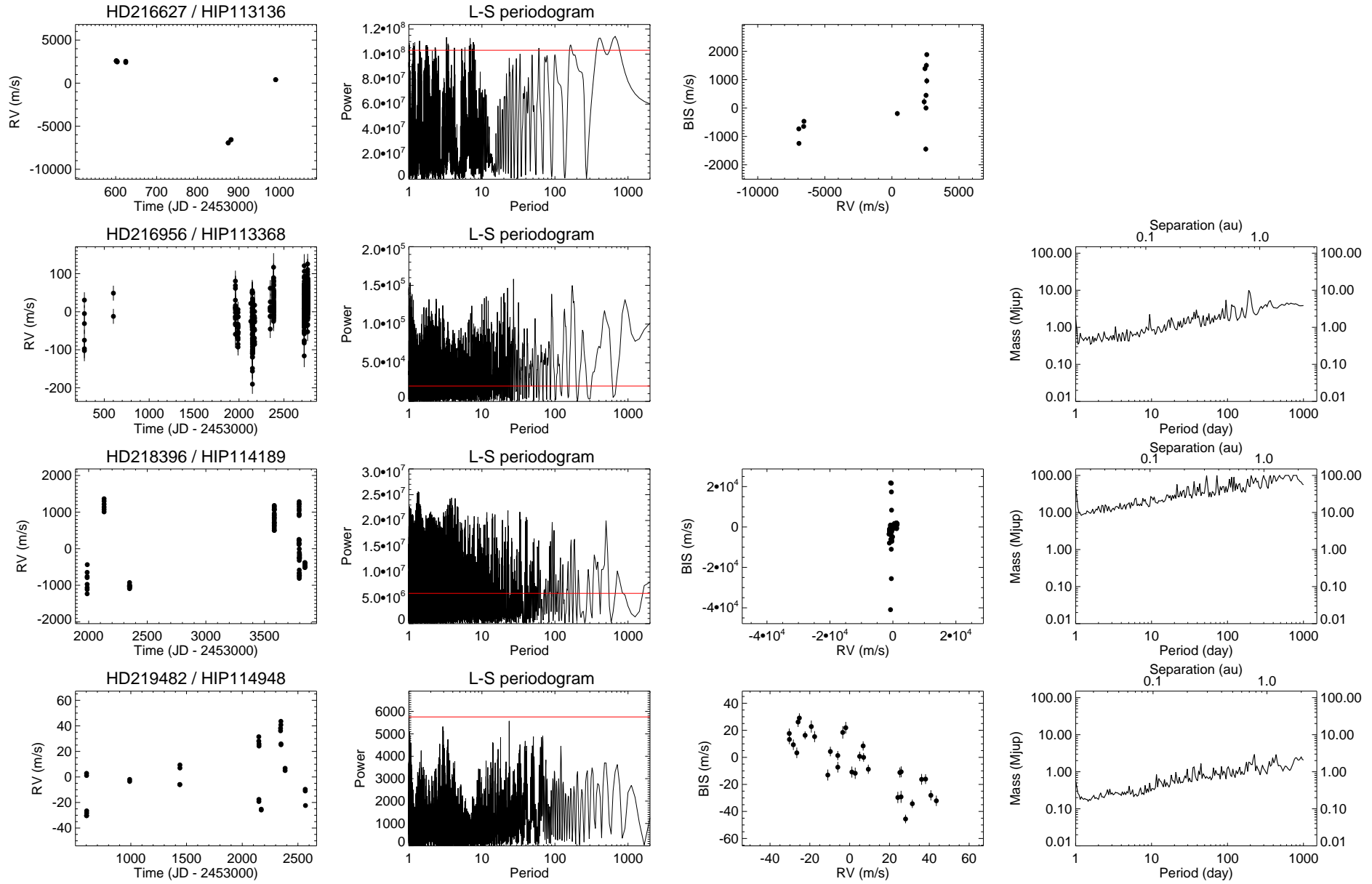


FIG. A.32 – Suite.

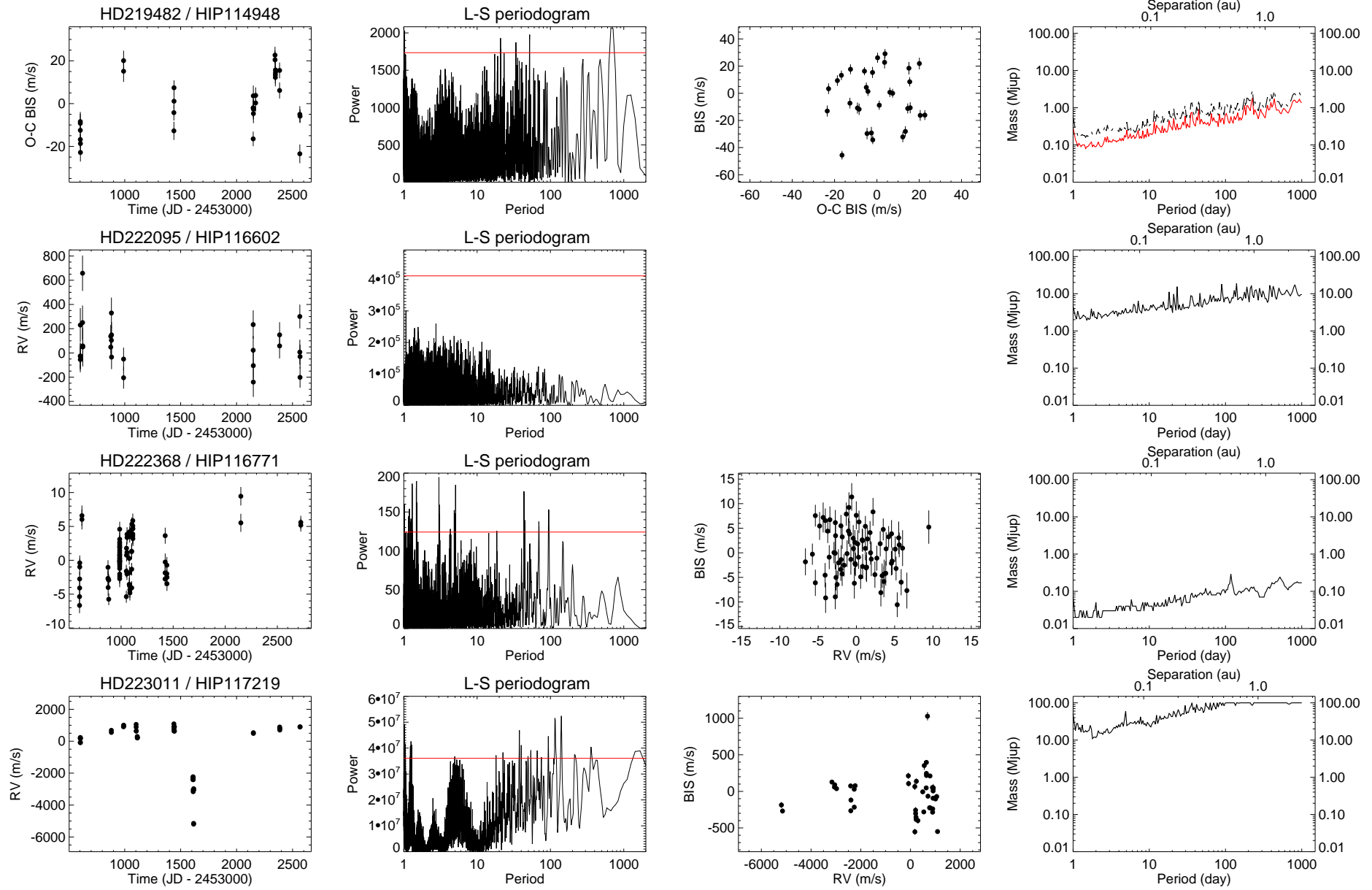


FIG. A.33 – Suite.

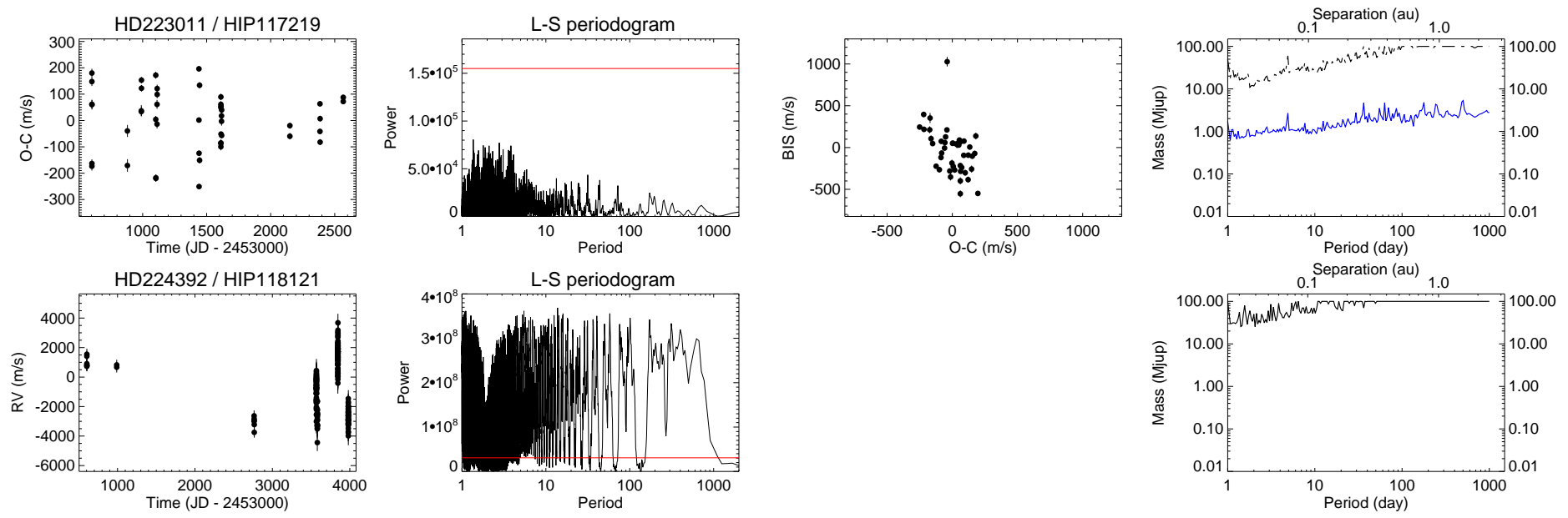


FIG. A.34 – Suite et fin.

A.2 Relevé SOPHIE

TAB. A.2 – Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les 115 cibles de notre relevé SOPHIE.

Caractéristiques stellaires						Résultats détaillés du relevé											
HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	<fwhm>	Var.	Cls.
					km.s ⁻¹ M _⊙	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹		
400	699	F8IV	0.456	3.	1.15	1504.	34.	40.6	9.9	2.5	30.	7.8	6.3	-0.37	11.1	V	
1404	1473	A2V	0.050	110.	2.21	1135.	16.	1279.6	349.4	259.1						C	
3268	2832	F7V	0.520	6.	1.37	1493.	21.	36.1	10.9	4.0	23.	5.5	9.9	0.02	10.7	V	
3440	3132	F6V	0.501	5.	1.19	174.	17.	32.2	8.1	2.2	24.	5.4	5.5	-0.12	9.4	V	
6288	4979	A8IV	0.243	94.	1.76	361.	16.	742.7	226.5	81.9	6114.	1394.4	204.9	-0.17	134.1	V	
6961	5542	A7V	0.180	91.	1.80	1418.	14.	198.2	47.9	48.1						C	
7193	5631	F5V	0.490	8.	1.05	357.	16.	67.3	23.0	4.3	64.	21.3	10.8	-0.66	14.3	V	
8723	6706	F2V	0.343	60.	1.38	1554.	25.	263.3	67.0	38.5	5293.	1190.7	96.1	-0.37	88.6	C	
8829	6748	F0.5V	0.283	18.	1.49	103.	16.	251.3	92.6	11.4	123.	29.8	28.6	-0.40	28.8	V	
8907	6878	F8V	0.490	10.	1.26	396.	19.	218.9	57.0	6.5	118.	35.1	16.3	-0.56	20.7	V	
9780	7447	F0IV	0.240	113.	1.80	824.	13.	887.7	275.6	102.0	6261.	2216.3	255.0	0.58	176.7	V	
10453	7916	F5V	0.440	13.	1.49	1590.	17.	2243.9	680.1	9.6	19133.	4930.5	23.9	0.92	22.8	V	
								72.1	22.8					-0.09		V	(†)
11973	9153	F0V	0.271	97.	1.77	648.	21.	925.8	242.1	59.7	3876.	1201.8	149.3	-0.20	137.6	V	
12111	9480	A3V	0.160	69.	1.97	1399.	14.	202.4	50.7	35.1	3015.	961.8	87.8	0.32	86.5	C	
13555	10306	F5V	0.400	9.	1.26	679.	39.	80.7	21.4	3.4	104.	25.3	8.4	0.05	13.5	V	
16232	12184	F6V	0.500	42.	1.20	1893.	27.	568.1	163.5	20.3	700.	162.8	50.9	-0.08	60.7	V	
								495.3	127.9					-0.16		V	(†)
16765	12530	F7V	0.520	32.	1.20	318.	30.	276.1	61.2	27.1	556.	131.3	67.8	-0.51	48.2	V	
16895	12777	F8V	0.510	9.	1.15	687.	23.	62.4	16.9	5.1	39.	10.2	12.8	0.33	14.9	V	
17948	13665	F5V	0.381	6.	1.33	2102.	24.	62.1	12.8	4.2	46.	11.6	10.5	-0.30	13.5	V	
18404	13834	F5IV	0.410	26.	1.35	1360.	14.	109.5	29.9	10.8	586.	205.8	27.0	-0.73	37.7	V	
20395	15244	F5V	0.364	6.	1.36	1176.	22.	6444.3	2731.7	4.2	587.	243.6	10.6	-0.97	13.2	V	
								44.4	14.9					-0.18		V	(†)
20677	15648	A3V	0.070	130.	2.00	9.	22.	1445.4	306.2	178.0						C	

Table A.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	<fwhm>	Var.	Cls.	
				km.s ⁻¹	M _☉	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹			
25490	18907	A0.5V	0.045	65.	3.01	1817.	14.	741.0	204.3	131.2								C
25621	18993	F6V	0.500	15.	1.45	1433.	15.	65.5	21.9	5.9	137.	34.0	14.9	-0.73	25.5			V
								56.7	15.1									V (*)
27819	20542	A2V	0.150	45.	1.96	1399.	25.	632.7	185.6	16.8	943.	252.2	41.9	-0.05	75.3			V
27934	20635	A7IV-V	0.143	87.	2.07	1884.	18.	1322.6	336.2	42.9								V
27946	20641	A7V	0.231	175.	1.82	1750.	17.	1104.1	280.0	254.0								C
27962	20648	A2IV-V	0.049	8.	2.29	1009.	70.	78.6	19.2	4.0	92.	14.2	10.0	0.09	18.0			V
28355	20901	A5V	0.212	93.	1.91	1536.	20.	407.9	91.4	42.3	36564.	6469.4	105.9	0.36	114.7			V
29488	21683	A5V	0.157	115.	2.08	1370.	26.	1084.8	276.2	79.0								V
31662	23380	F4V	0.391	28.	1.44	2160.	33.	119.8	29.9	12.0	647.	169.1	29.9	-0.22	42.5			V
31675	23484	F6V	0.480	9.	1.23	645.	32.	110.4	31.9	4.3	150.	33.2	10.6	-0.51	19.2			V
33608	24162	F5V	0.423	14.	1.43	2217.	14.	115.9	33.6	6.2	195.	69.6	15.5	-0.84	22.9			V
								68.8	18.0									V (*)
43042	29650	F5IV-V	0.440	10.	1.33	1018.	49.	65.8	13.8	5.2	40.	7.6	12.9	-0.01	11.2			V
43318	29716	F5V	0.500	5.	1.40	1850.	21.	33.7	10.5	2.9	33.	8.3	7.2	0.42	10.6			V
								19.9	5.2					-0.00				C (†)
43386	29800	F5V	0.420	18.	1.33	2248.	21.	90.3	24.4	8.4	258.	67.9	21.0	-0.55	29.9			V
48737	32362	F5IV-V	0.430	68.	1.63	1448.	13.	123.1	38.6	28.0	1163.	409.3	70.1	-0.15	92.0			C
58461	35998	F5V	0.420	14.	1.49	1862.	22.	371.3	116.2	8.7	837.	257.6	21.6	-0.93	24.4			V
								186.3	43.3									V (*)
58855	36439	F6V	0.414	10.	1.25	794.	69.	49.7	10.7	3.1	55.	10.1	7.8	-0.02	14.9			V
58946	36366	F1V	0.320	63.	1.50	457.	18.	371.8	89.2	35.4								V
63332	38325	F6V	0.441	7.	1.13	1136.	24.	63.2	15.3	3.5	53.	13.6	8.7	0.31	14.7			V
69548	40875	F4V	0.367	55.	1.34	1501.	24.	298.4	64.2	28.6	1923.	472.0	71.5	-0.33	76.2			V
69897	40843	F6V	0.510	5.	1.25	1194.	27.	56.9	13.8	2.7	39.	9.3	6.8	0.03	10.9			V
70313	41152	A3V	0.120	100.	1.83	1004.	13.	650.3	230.1	143.1	77613.	21055.8	357.7	-0.15	168.9			C
75332	43410	F7V	0.498	10.	1.17	477.	27.	109.8	30.8	3.3	76.	20.8	8.4	-0.72	15.2			V

Table A.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	<fwhm>	Var.	Cls.
					km.s ⁻¹ M _⊙	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹		
								110.1	21.5								V (*)
75616	43625	F5V	0.420	8.	1.04	827.	37.	148.5	35.8	4.9	114.	31.9	12.3	-0.49	16.5		V
76398	43932	A7IV	0.161	119.	1.98	2247.	28.	503.2	146.1	84.8	77355.	14433.0	212.1	-0.10	146.8		C
76582	44001	F0IV	0.207	92.	1.71	755.	16.	457.3	126.8	64.7	9508.	3025.6	161.7	-0.08	130.4		C
76644	44127	A7V	0.190	129.	1.64	1164.	20.	1469.7	454.9	83.8	35467.	8827.4	209.5	0.19	188.2		V
78154	45038	F7V	0.490	5.	1.43	765.	82.	49.1	10.5	2.1	33.	6.3	5.2	-0.01	12.0		V
79439	45493	A6V	0.175	145.	1.89	743.	34.	1347.9	335.7	135.3							V
80290	45836	F3V	0.420	4.	1.14	116.	42.	41.4	9.8	2.8	26.	6.8	7.1	-0.29	10.6		V
82328	46853	F7V	0.460	6.	1.53	712.	51.	52.3	12.9	2.1	36.	6.7	5.2	-0.00	13.9		V
								51.9	11.1					-0.18			V (†)
89449	50564	F6IV-V	0.440	16.	1.44	367.	19.	99.0	29.3	5.8	333.	100.2	14.4	-0.53	25.1		V
90277	51056	F0V	0.242	33.	2.10	1171.	30.	169.0	39.1	11.6	800.	170.6	29.1	-0.24	50.8		V
90470	51200	A3V	0.138	105.	1.89	2157.	24.	2215.3	472.9	222.3	24058.	5380.8	555.6	0.06	186.6		V
91312	51658	A7IV	0.197	128.	1.83	427.	26.	2133.0	496.4	87.5							V
95418	53910	A1IV	-0.020	35.	2.28	698.	23.	164.8	40.0	36.3							C
97855	55044	F6V	0.413	6.	1.32	421.	23.	49.0	13.5	3.9	35.	10.7	9.7	-0.40	12.7		V
99747	56035	F5V	0.390	8.	1.41	1256.	36.	49.2	11.2	8.7	102.	21.2	21.6	0.14	18.1		C
102870	57757	F9V	0.550	4.	1.36	806.	87.	59.4	12.0	1.7	34.	6.6	4.3	0.18	10.2		V
106591	59774	A2V	0.090	251.	2.10	1991.	21.	1961.8	542.3	497.8							C
107113	59879	F4V	0.430	6.	1.32	1155.	36.	71.8	16.3	4.2	52.	14.2	10.5	-0.06	12.7		V
109141	61212	F2V	0.338	142.	1.46	1392.	16.	845.3	288.3	152.1	8004.	2542.6	380.2	0.87	195.0		C
111270	62402	A9V	0.200	93.	1.89	401.	22.	724.2	169.7	69.7	17567.	3757.2	174.4	-0.26	135.0		V
113337	63584	F6V	0.372	6.	1.40	3113.	283.	327.3	66.9	3.4	145.	24.0	8.6	-0.39	13.7		V
								126.8	21.8					-0.41			V (†)
115810	64979	A7IV	0.240	98.	1.78	1434.	27.	739.1	172.0	83.7	8411.	1799.2	209.3	-0.14	145.3		V
118232	66234	A4V	0.120	145.	2.06	1435.	19.	1284.6	338.6	116.0	115938.	26704.4	290.0	-0.17	221.1		V
119992	67103	F7IV-V	0.470	6.	1.25	1200.	34.	36.1	8.5	4.0	42.	8.7	10.0	-0.15	13.8		V

Table A.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	<fwhm>	Var.	Cls.
				km.s ⁻¹	M _☉	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹		
121164	67782	A8IV	0.187	65.	1.90	793.	52.	493.8	136.8	33.0	3054.	611.2	82.6	-0.24	103.3	V	
121560	68030	F6V	0.560	5.	1.00	496.	33.	38.2	9.5	2.6	35.	7.7	6.6	0.22	9.9	V	
124675	69483	A7IV	0.230	111.	1.93	108.	17.	2448.2	835.1	77.3	36187.	10815.3	193.2	-0.35	173.6	V	
125040	69751	F8V	0.490	36.	1.16	845.	17.	144.6	40.5	18.9	443.	138.3	47.1	-0.02	52.8	V	
125451	69989	F5IV	0.364	40.	1.40	1476.	18.	168.0	44.8	21.3	647.	182.0	53.3	-0.63	58.5	V	
126141	70310	F5V	0.358	7.	1.36	512.	16.	96.7	30.9	4.7	138.	38.9	11.7	-0.60	15.1	V	
129153	71759	F0V	0.216	105.	1.68	49.	22.	1805.2	449.6	108.8	16573.	3115.1	272.0	-0.17	158.9	V	
130044	72066	F0V	0.261	15.	1.55	520.	36.	245.4	64.8	8.0	338.	101.2	20.1	-0.70	24.1	V	
								177.8	46.2							V	(*)
132254	73100	F8V	0.530	5.	1.29	1463.	19.	34.0	9.6	3.3	30.	9.2	8.2	-0.30	14.0	V	
132375	73309	F8V	0.500	6.	1.38	1521.	14.	25.3	9.7	3.3	37.	9.8	8.1	-0.44	13.7	V	
134083	73996	F5V	0.430	45.	1.33	1506.	20.	109.9	29.2	19.1	372.	87.8	47.7	-0.23	64.0	C	
136729	75043	A4V	0.115	145.	2.05	1165.	25.	879.6	231.4	172.1						C	
137391	75411	F0IV	0.291	89.	1.80	668.	21.	1153.9	329.4	44.3	16935.	3251.9	110.8	0.35	123.8	V	
139389	76456	F5V	0.400	21.	1.29	1225.	16.	286.7	70.6	13.8	177.	51.3	34.6	0.57	34.1	V	
142860	78072	F6IV	0.500	10.	1.28	2071.	23.	49.8	14.5	3.5	69.	15.8	8.8	-0.02	17.1	V	
143584	78286	F0IV	0.258	68.	1.58	745.	20.	1812.9	475.2	44.8	2125.	669.1	111.9	-0.26	103.0	V	
								964.0	291.0					-0.18		V	(†)
147365	80008	F4V	0.400	77.	1.38	2253.	14.	357.3	105.3	37.2	7755.	1749.0	93.0	-0.05	104.0	V	
148048	79822	F5V	0.370	80.	1.52	1593.	47.	1487.1	569.5	58.4	2788.	716.1	146.1	-0.08	126.9	V	
								273.4	73.5					-0.03		C	(†)
149681	80480	F0V	0.240	118.	1.62	1498.	15.	1264.7	358.8	113.3	17979.	4357.2	283.2	0.11	175.1	V	
152303	81854	F4V	0.410	22.	1.32	1803.	24.	278.1	75.3	12.2	531.	140.7	30.4	-0.60	36.1	V	
154431	83494	A6V	0.190	110.	1.67	744.	19.	493.4	134.8	92.9	11464.	2989.8	232.2	-0.29	238.9	C	
156295	84183	A7V	0.192	103.	1.66	1363.	9.	530.4	203.4	77.5	4324.	1545.7	193.8	-0.08	158.7	V	
159332	85912	F4V	0.450	7.	1.41	2991.	22.	49.2	12.6	4.1	53.	14.1	10.1	-0.15	15.7	V	
162003	86614	F5IV-V	0.440	9.	1.48	755.	24.	979.7	432.3	4.6	562.	125.8	11.4	-0.45	19.2	V	

Table A.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	<fwhm>	Var.	Cls.
					km.s ⁻¹ M _☉	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹		
								108.7	35.0					-0.21			V (†)
168151	89348	F5V	0.380	10.	1.45	1041.	18.	48.9	14.8	10.1	89.	20.4	25.2	-0.44	14.4		C
184960	96258	F7V	0.510	6.	1.28	1901.	29.	66.4	15.1	3.5	45.	10.1	8.7	-0.45	14.1		V
185395	96441	F3V	0.380	10.	1.38	3189.	278.	355.6	75.3	2.0	64.	11.9	5.1	-0.09	11.1		V
186689	97229	A3IV	0.180	33.	1.71	1135.	22.	296.3	84.9	16.9	1247.	320.2	42.1	-0.65	49.3		V
187013	97295	F5IV-V	0.470	7.	1.21	652.	23.	52.9	14.2	3.1	65.	16.9	7.7	0.48	16.0		V
191195	99026	F5V	0.390	6.	1.49	2940.	240.	271.7	56.6	2.5	93.	17.2	6.3	0.21	12.4		V
192985	99889	F5V	0.391	9.	1.44	397.	19.	57.7	17.6	4.6	131.	41.5	11.5	0.30	18.6		V
193369	100108	A2V	0.060	90.	1.99	696.	19.	1192.8	279.2	142.6	40783.	9915.0	356.4	0.11	190.1		C
197373	102011	F6IV	0.399	27.	1.34	388.	23.	262.4	62.8	11.9	303.	93.9	29.7	-0.56	42.9		V
197950	102253	A8V	0.210	160.	1.67	784.	21.	1597.7	438.8	398.6							C
<i>198390</i>	<i>102805</i>	F5V	0.395	6.	1.38	774.	25.	35.5	9.8	5.3	70.	15.9	13.3	0.28	14.2		C
<i>199254</i>	<i>103298</i>	A5V	0.110	145.	2.21	1382.	15.	1370.9	351.4	151.3	53020.	12281.3	378.2	-0.10	191.5		V
								514.4	153.2					-0.14			C (†)
204153	105769	F0V	0.320	115.	1.49	340.	15.	813.5	263.9	88.2	3254.	774.4	220.4	0.34	164.2		V
204414	105966	A1V	0.046	70.	2.00	748.	19.	459.0	116.5	72.2	26815.	5390.4	180.4	0.28	123.8		C
206677	107302	A7IV-V	0.204	113.	1.67	1414.	20.	1411.5	347.0	91.9	8022.	2043.5	229.7	-0.50	167.7		V
209369	108535	F5V	0.409	24.	1.62	1056.	24.	369.1	95.8	10.5	728.	208.7	26.2	-0.75	39.9		V
								232.8	64.0								V (*)
210715	109521	A5V	0.142	130.	1.95	1880.	45.	2152.4	615.5	110.6	105313.	17265.3	276.5	-0.05	185.4		V
								1437.2	378.5					-0.30			V (†)
<i>211976</i>	<i>110341</i>	F5V	0.421	5.	1.29	323.	70.	64.5	13.1	3.0	36.	8.2	7.6	-0.15	12.5		V
212754	110785	F7V	0.520	7.	1.37	68.	19.	2083.4	521.7	2.9	57.	16.9	7.3	0.16	14.9		V
								43.5	12.2					-0.24			V (†)
214454	111674	A9V	0.240	96.	2.02	1331.	15.	395.2	137.6	41.9	2256.	741.8	104.8	-0.19	150.0		V
215588	112324	F5V	0.388	13.	1.26	1829.	57.	82.6	19.6	6.0	132.	28.0	14.9	-0.27	22.1		V
215648	112447	F6V	0.490	9.	1.34	770.	18.	45.4	13.1	3.5	30.	8.6	8.7	-0.16	14.0		V

Table A.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table A.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	V_R	V_R	BIS	BIS.	BIS	V_R - BIS	<fwhm>	Var.	Cls.
				km.s ⁻¹	M _☉	jour		ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	ampl m.s ⁻¹	rms m.s ⁻¹	<inc> m.s ⁻¹	correl.	km.s ⁻¹		
216385	112935	F6V	0.480	5.	1.48	761.	74.	76.9	13.9	2.3	40.	7.7	5.8	-0.34	10.9	V	
218261	114096	F6V	0.490	6.	1.16	510.	65.	82.0	15.4	3.0	79.	12.2	7.5	-0.29	13.4	V	
218470	114210	F5V	0.440	9.	1.48	2213.	27.	93.1	26.7	4.7	221.	52.5	11.6	0.23	18.8	V	
220974	115770	A6IV	0.160	98.	1.99	1593.	27.	199.7	62.1	51.9	28092.	4836.1	129.7	0.22	152.7	C	
<i>222368</i>	<i>116771</i>	F7V	0.500	7.	1.18	3161.	45.	83.2	18.0	1.9	26.	6.4	4.9	0.12	12.3	V	
222603	116928	A7V	0.210	60.	1.88	789.	22.	1556.4	389.2	25.8	4069.	1367.5	64.5	-0.49	85.5	V	
223731	117681	F5V	0.440	31.	1.33	778.	21.	187.7	49.7	17.0	500.	154.7	42.5	-0.21	46.9	V	

Notes.

En italique : étoiles également observées avec HARPS.

Colonnes 9 à 14 : ampl, rms et <inc> correspondent aux amplitude, dispersion et incertitude moyenne des observables (V_R , BIS).

Colonne 17 : Critère de variabilité V_R pour nos cibles, tel qu'utilisé en Sect. 2.2 (voir article inclu Section 2.4) :

V : étoile variable en V_R ; C : étoile constante.

Colonne 18 : Correction des variations de V_R induites : par un compagnon (†) ;

par de l'activité (* : correction via la corrélation V_R -BIS).

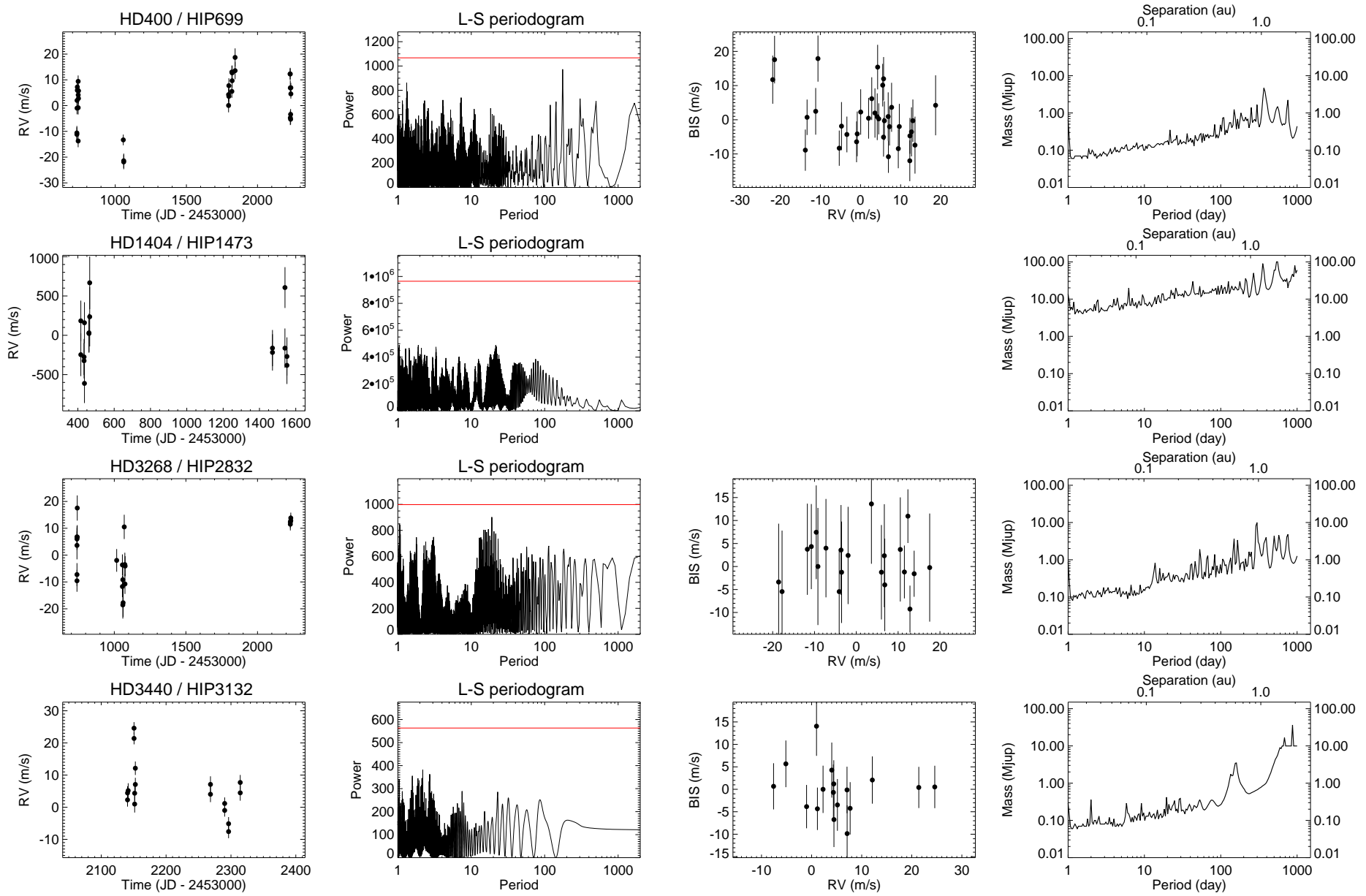


FIG. A.35 – Détail du relevé SOPHIE Etoiles massives AF. Les données sont représentées de la même manière que pour le relevé HARPS.

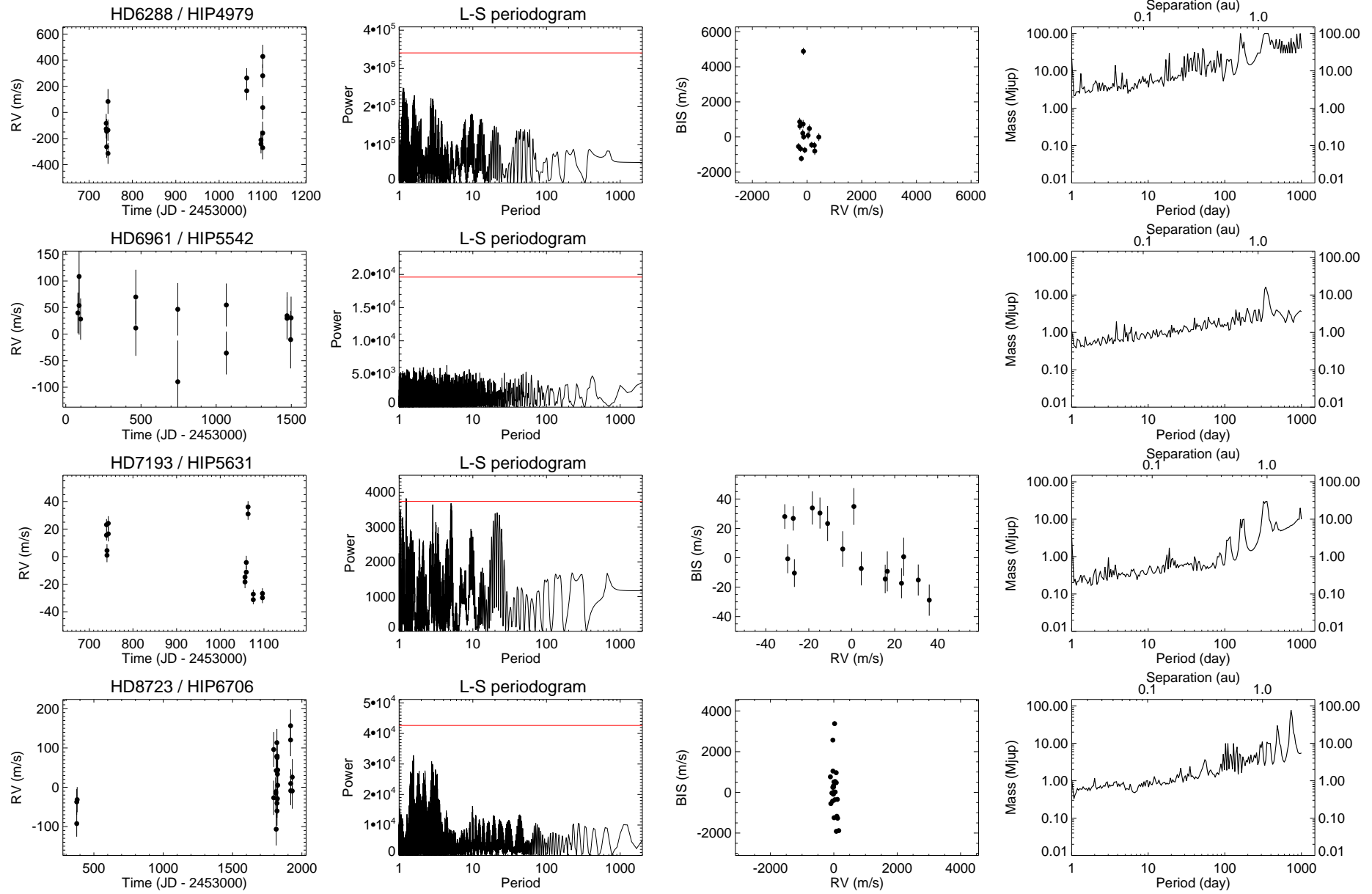


FIG. A.36 – Suite.

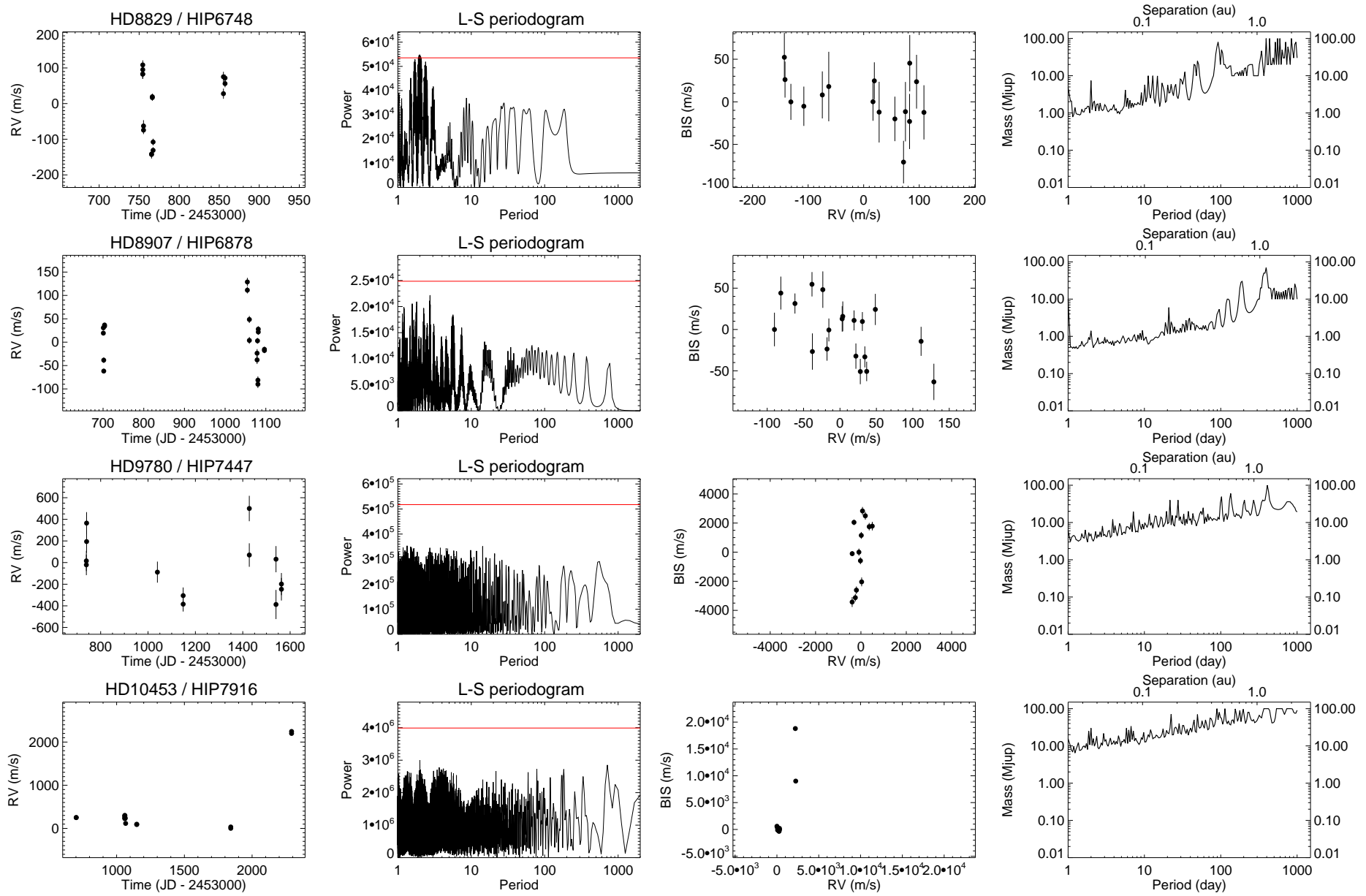


FIG. A.37 – Suite.

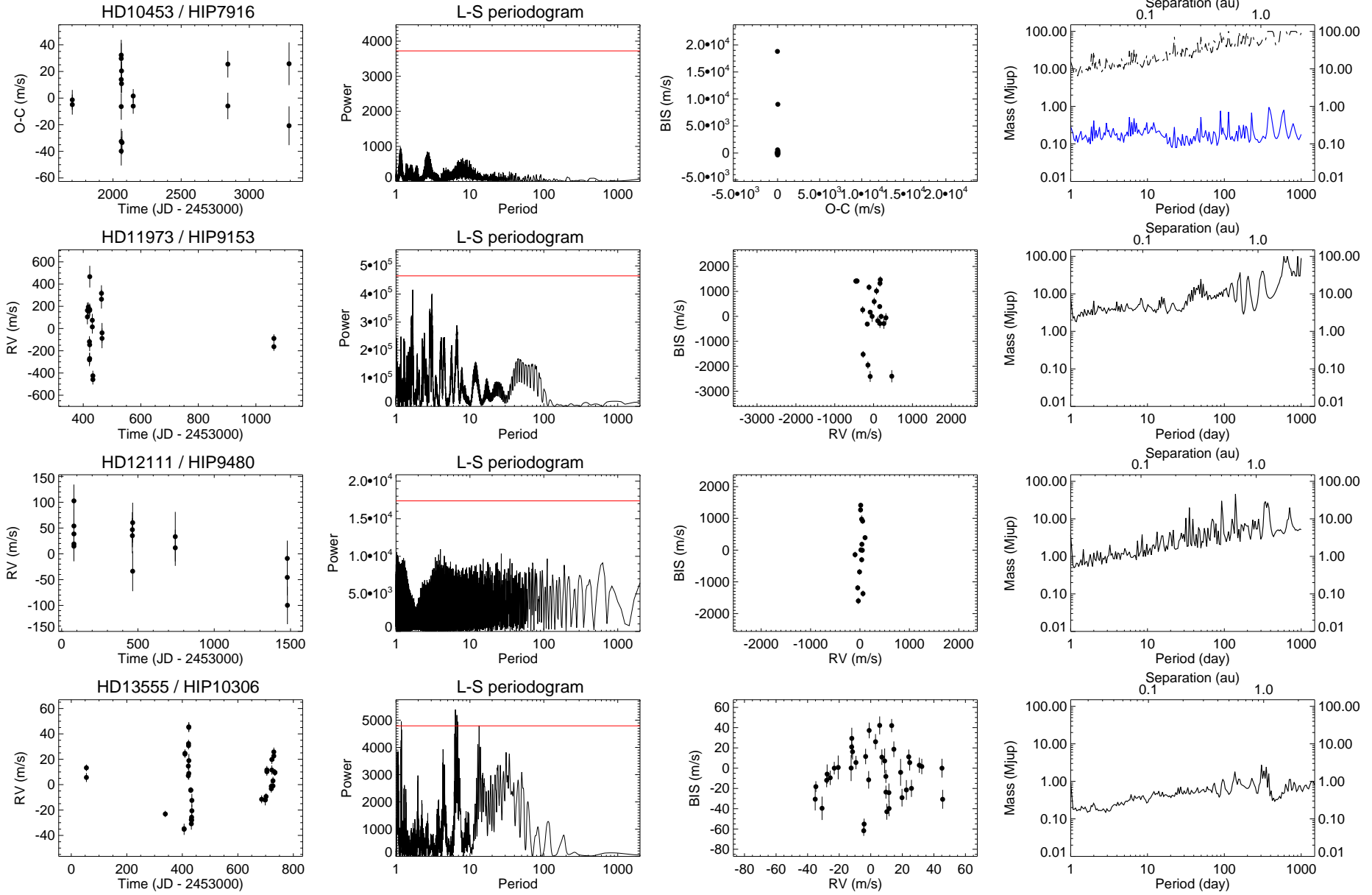


FIG. A.38 – Suite.

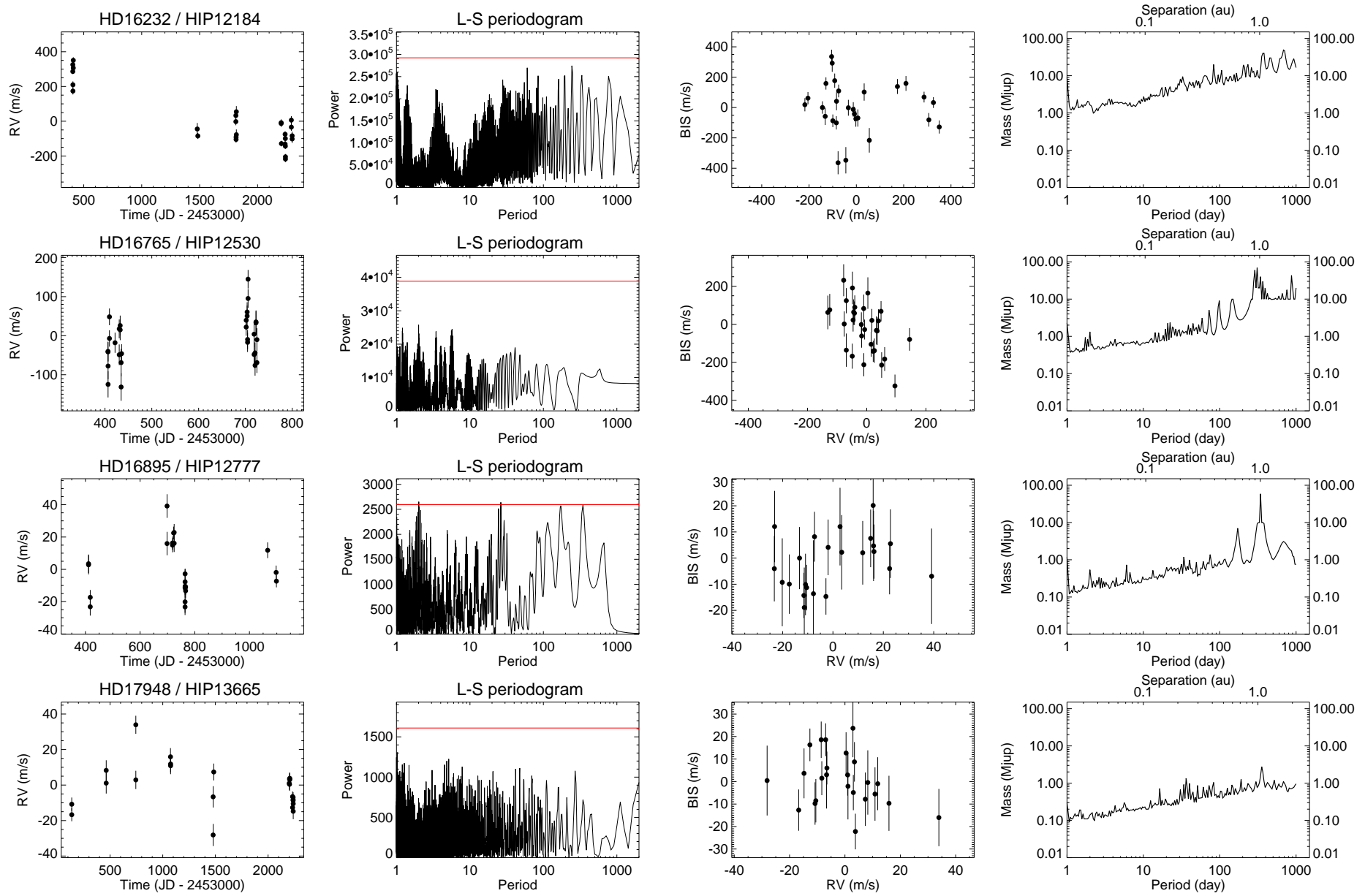


FIG. A.39 – Suite.

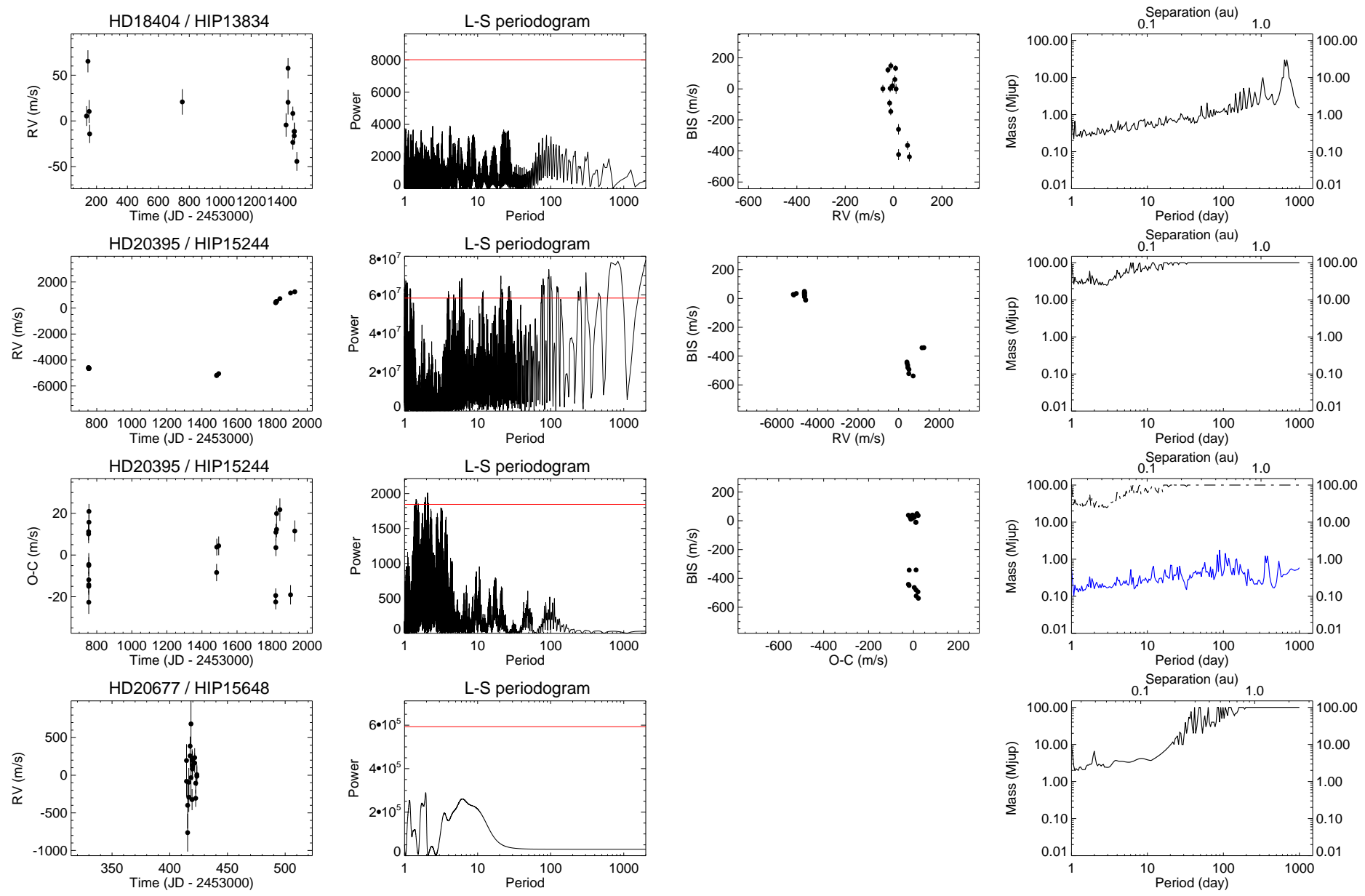


FIG. A.40 – Suite.

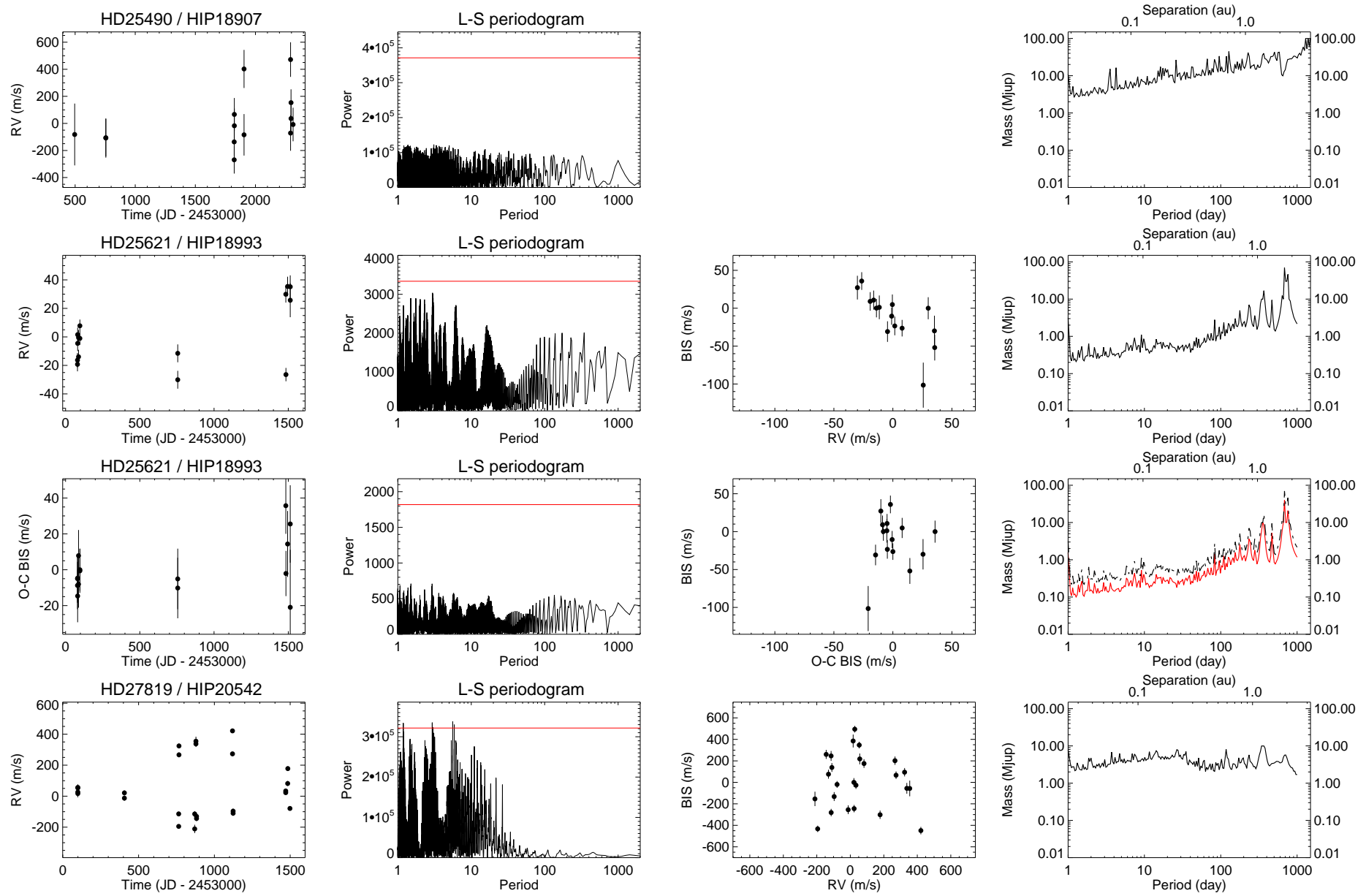


FIG. A.41 – Suite.

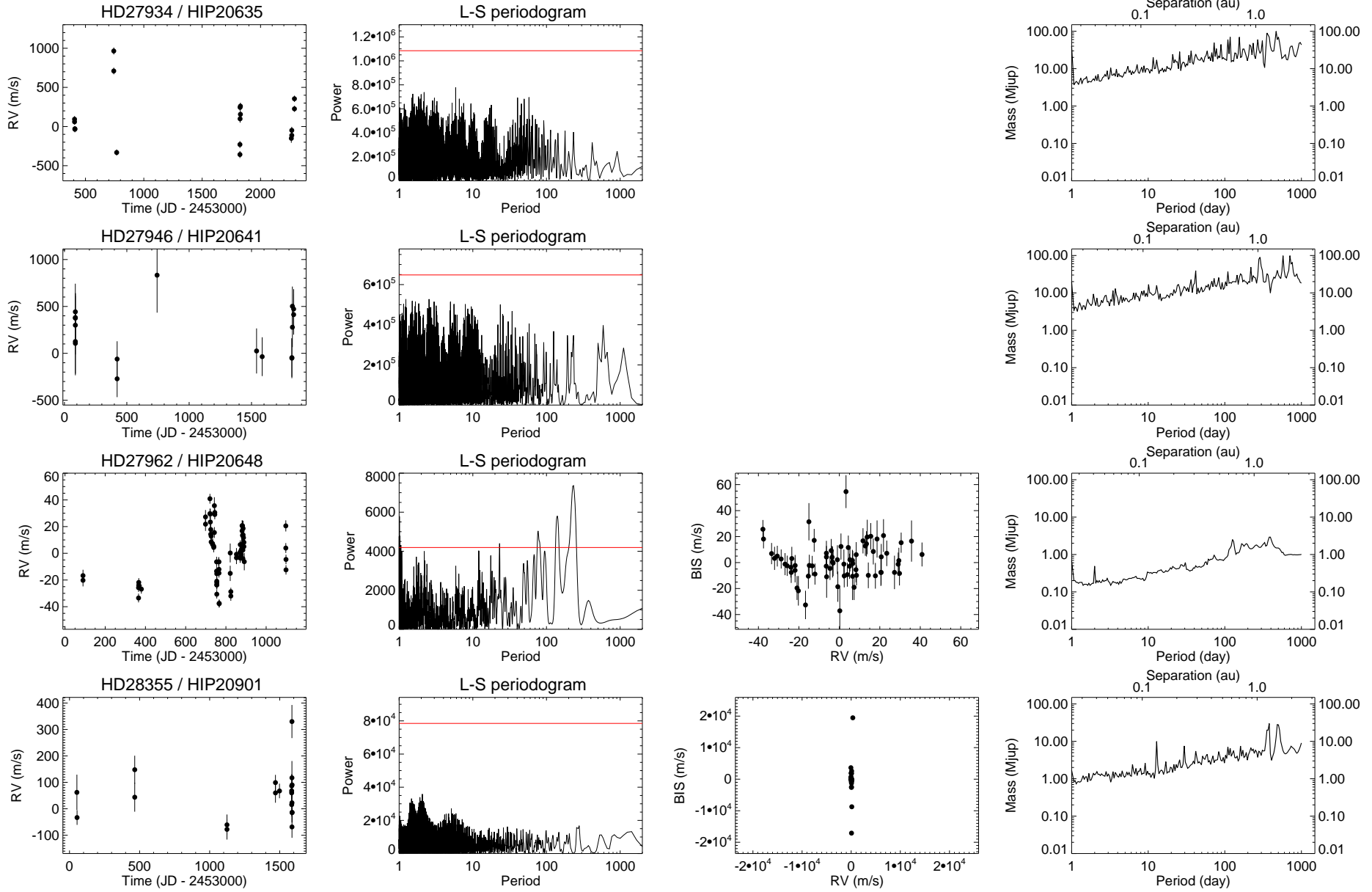


FIG. A.42 – Suite.

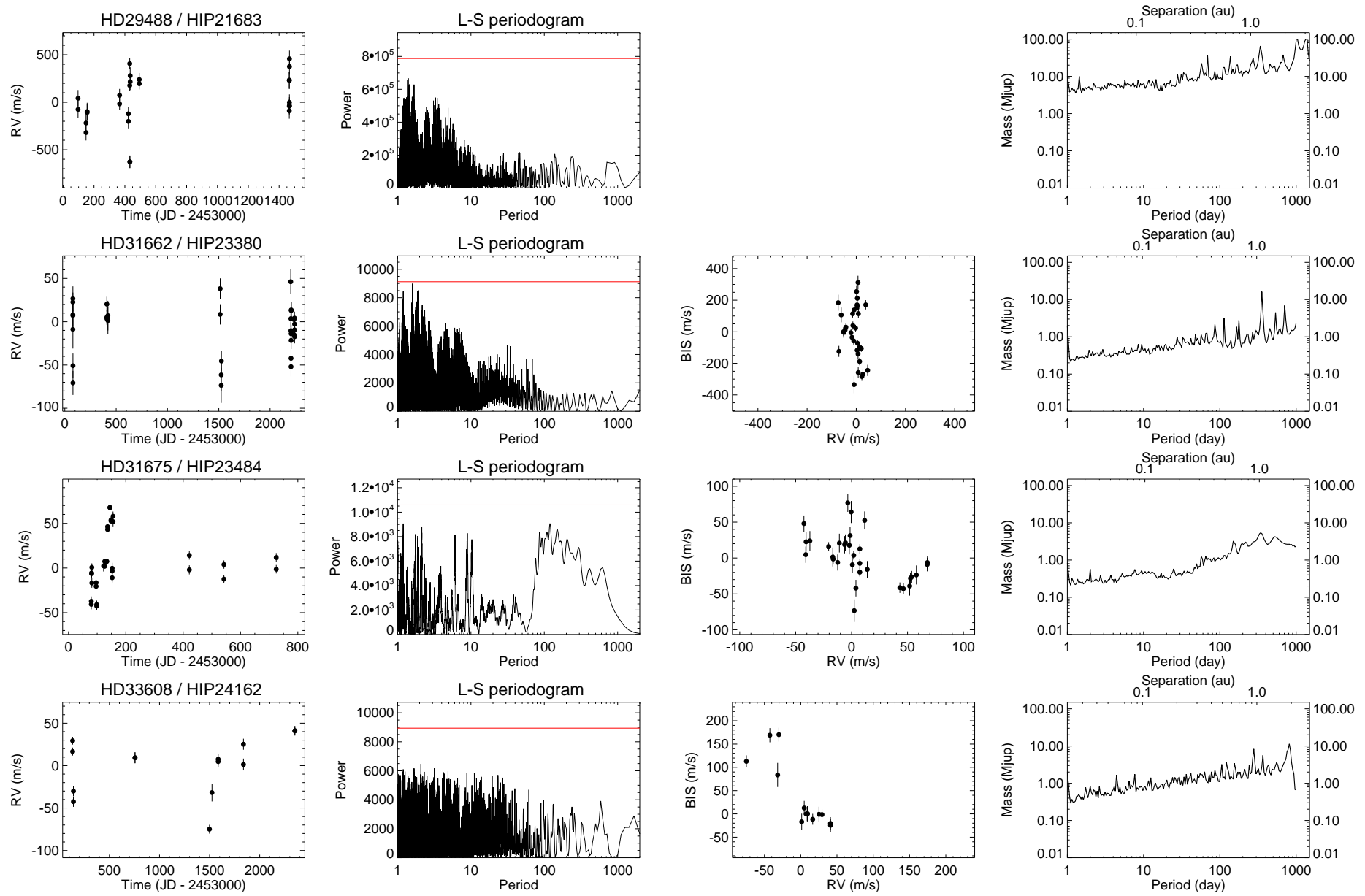


FIG. A.43 – Suite.

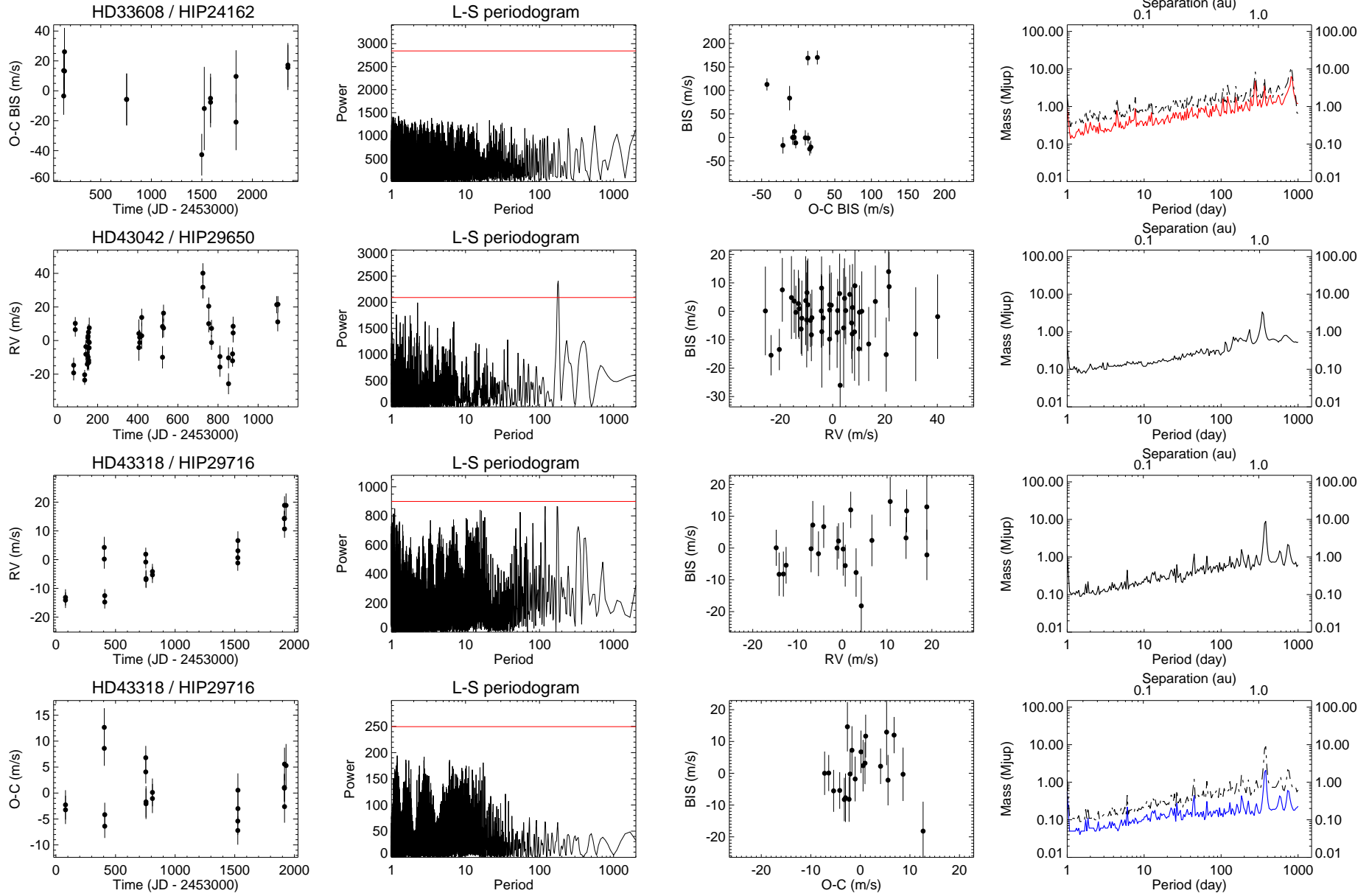


FIG. A.44 – Suite.

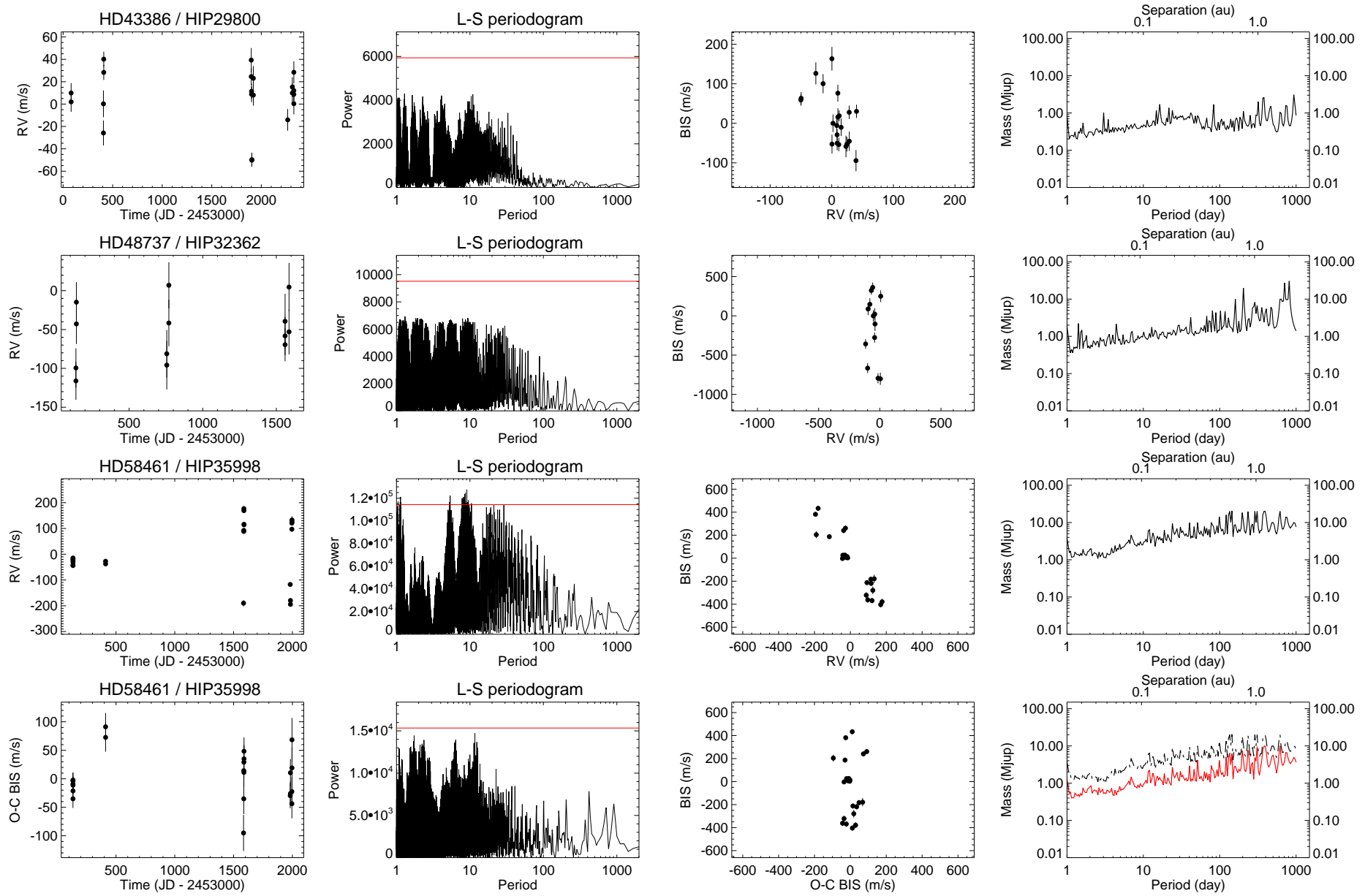


FIG. A.45 – Suite.

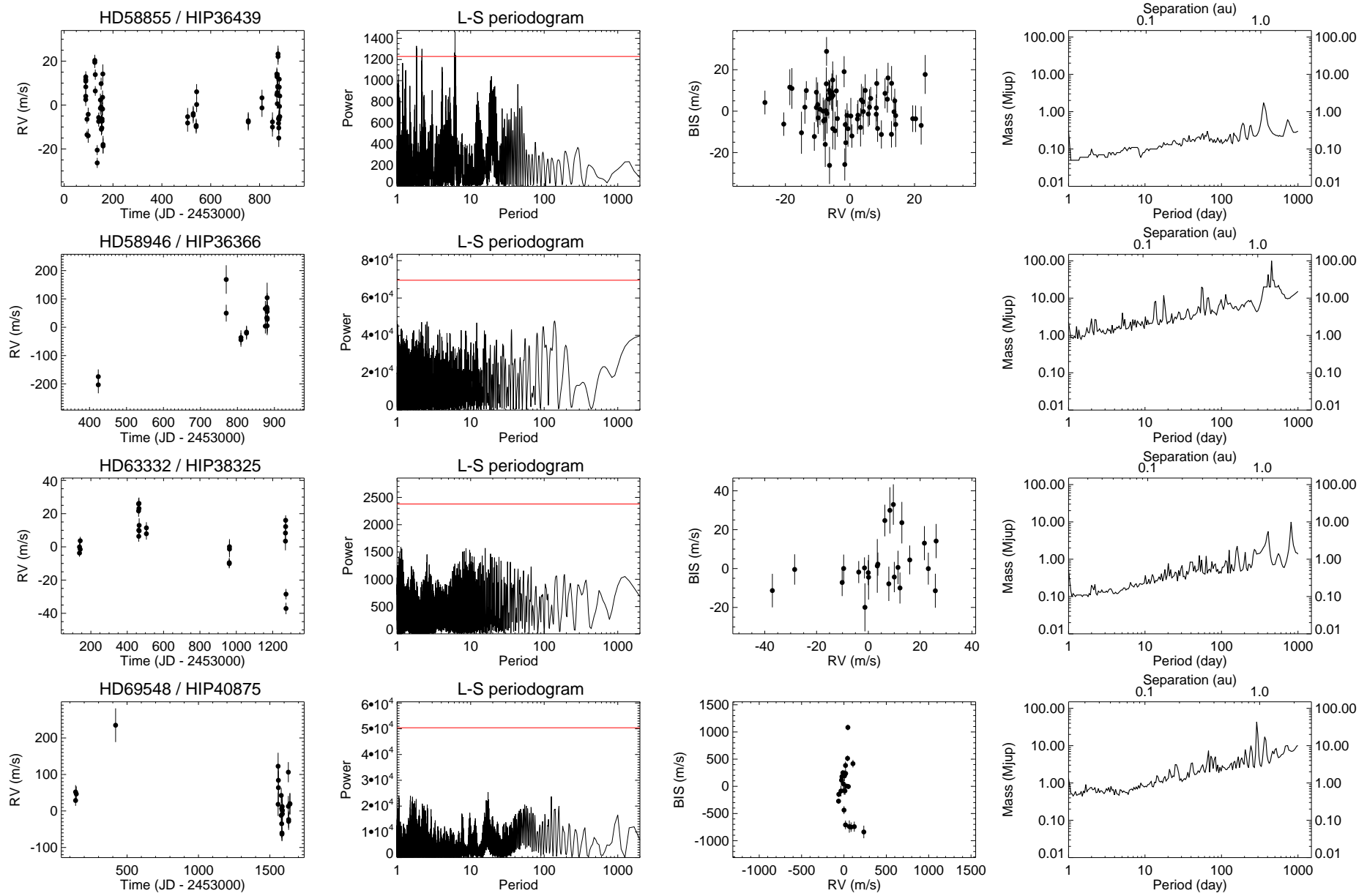


FIG. A.46 – Suite.

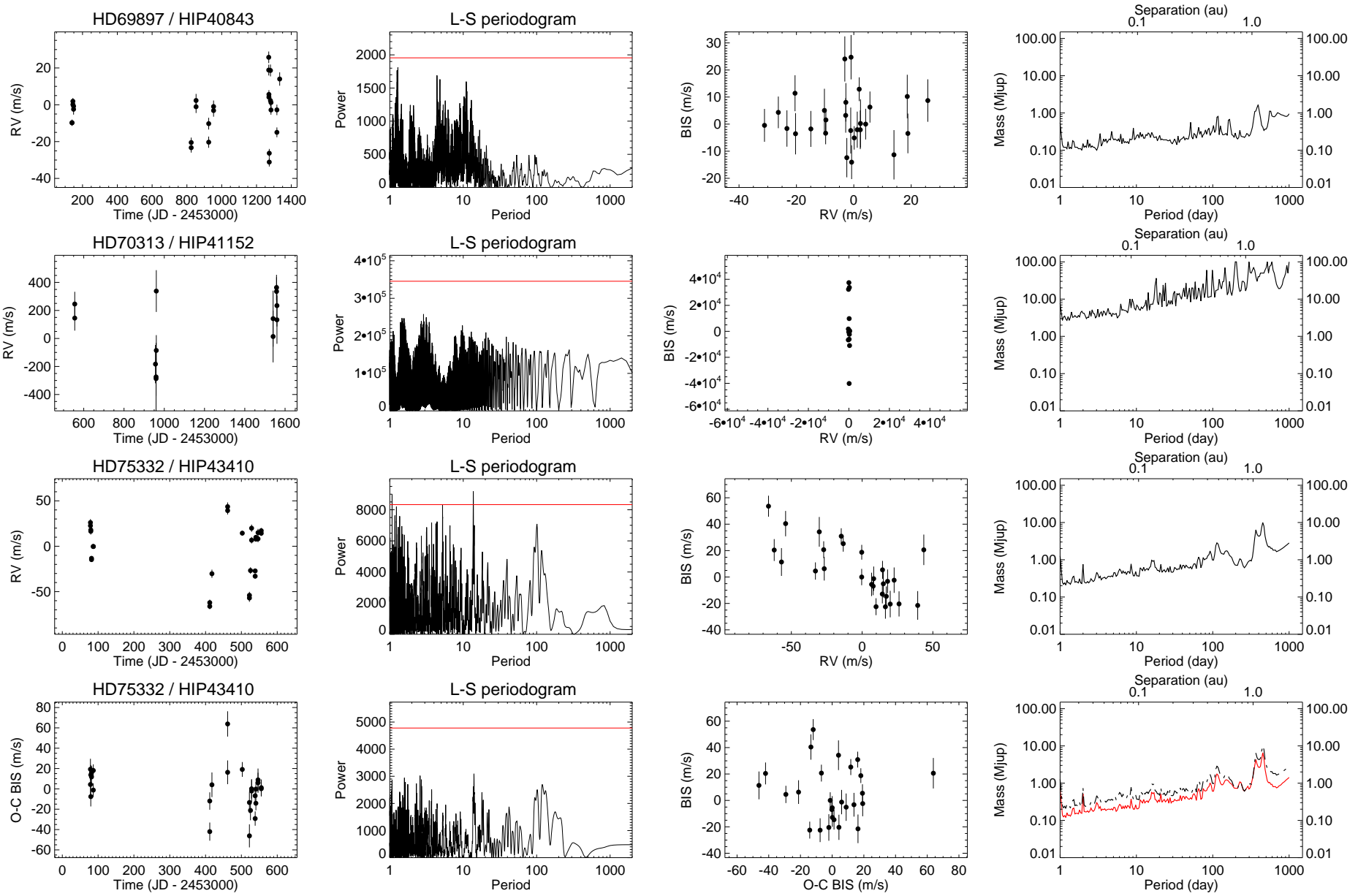


FIG. A.47 – Suite.

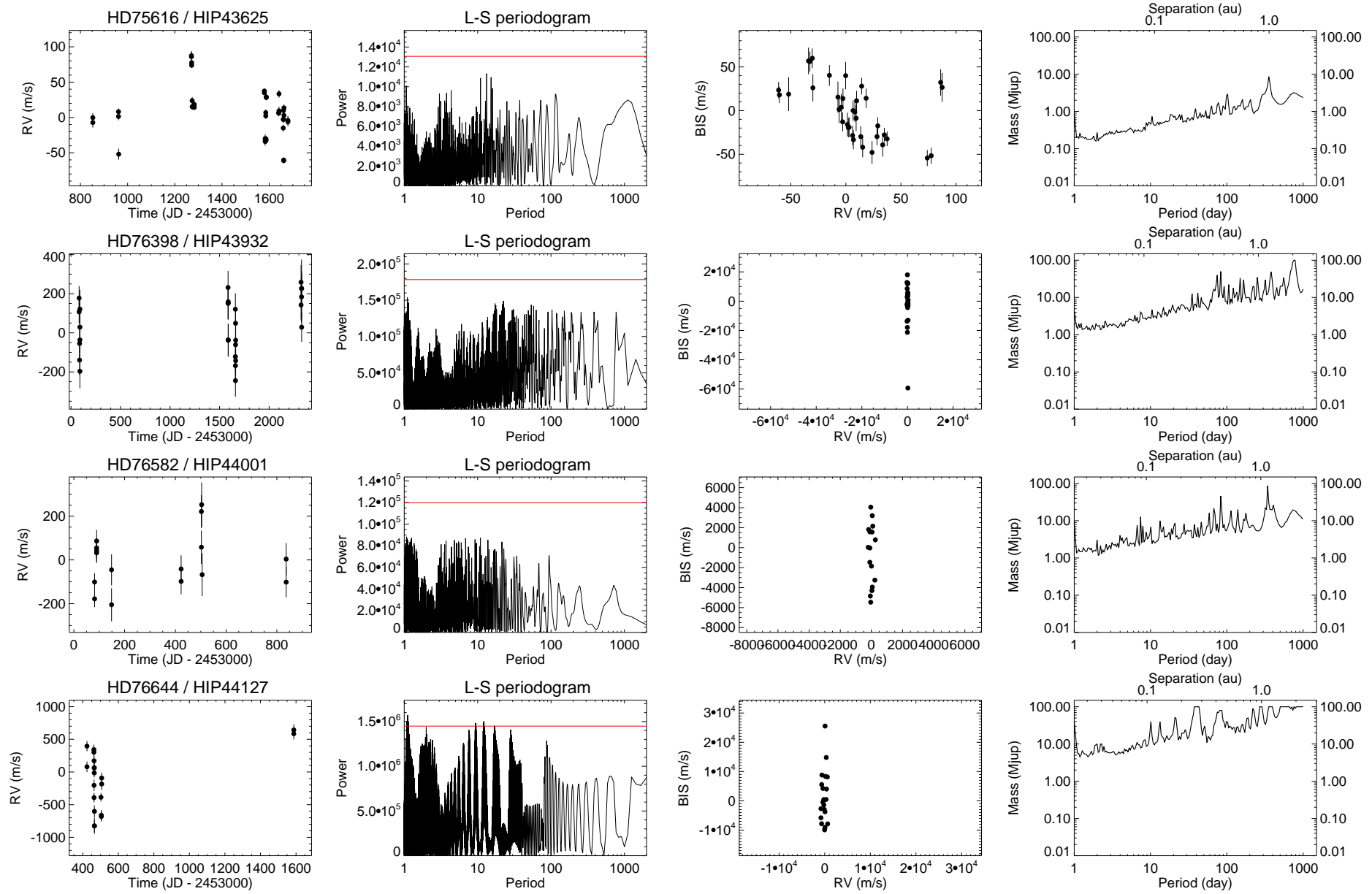


FIG. A.48 – Suite.

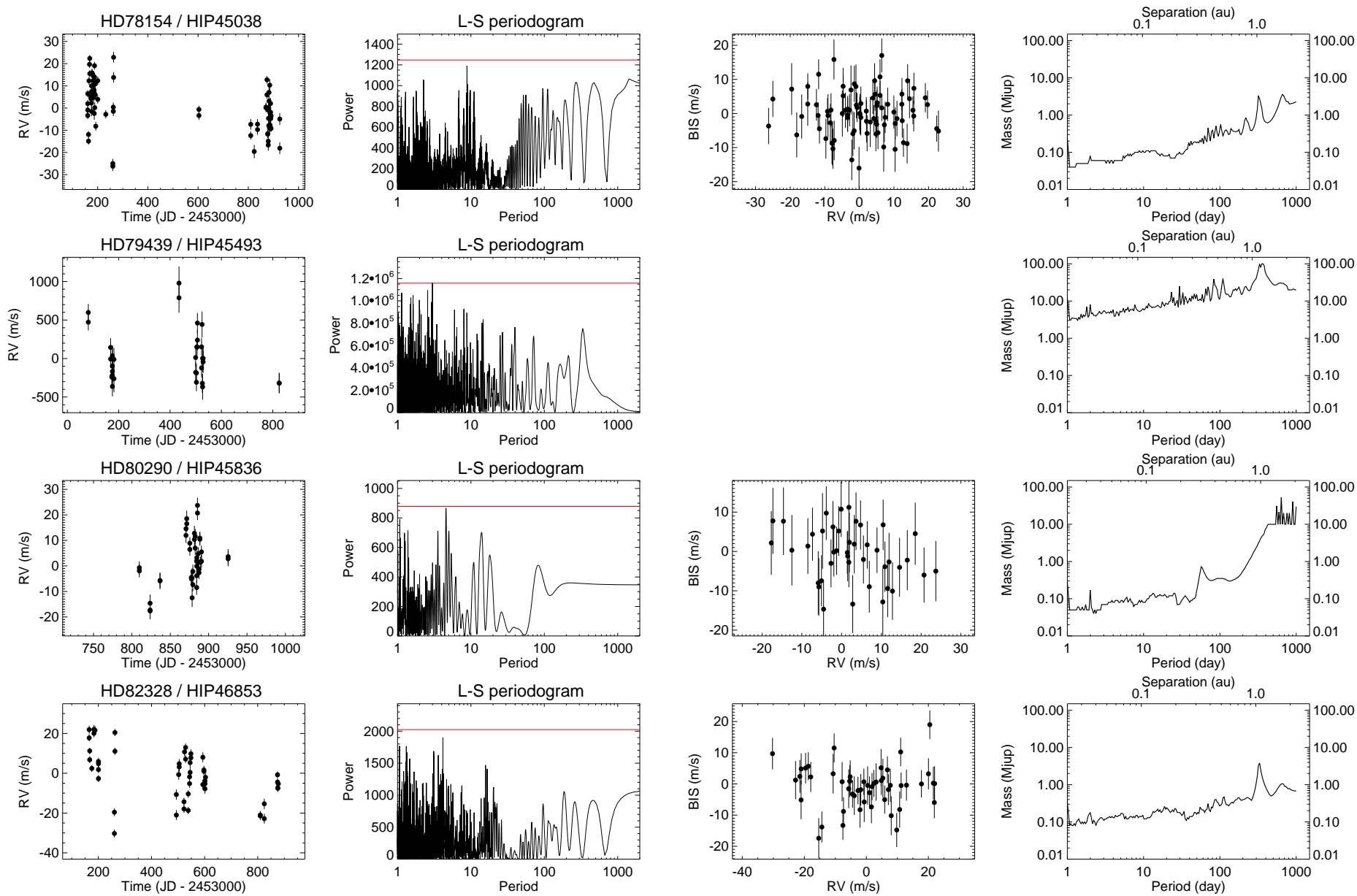


FIG. A.49 – Suite.

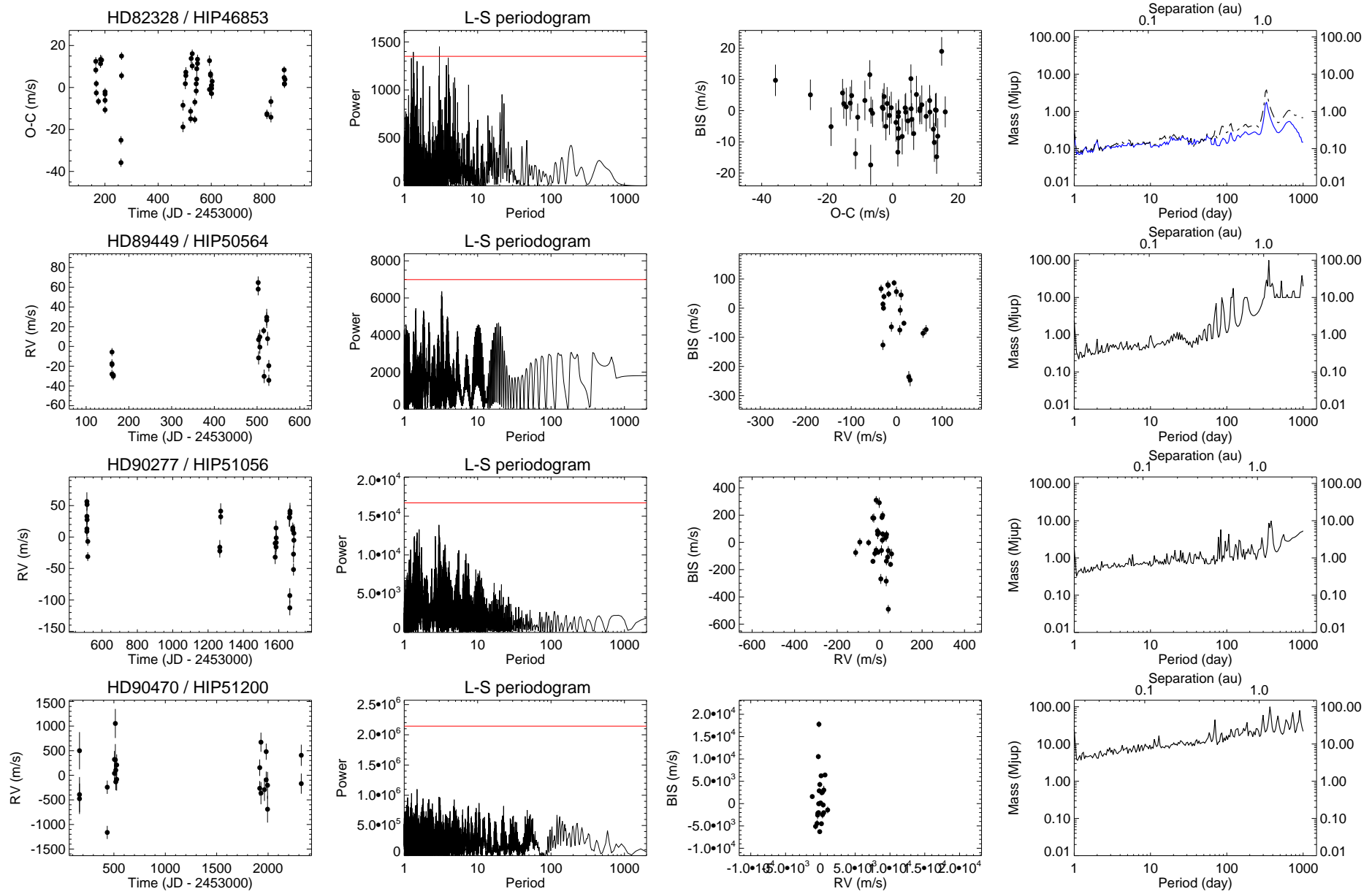


FIG. A.50 – Suite.

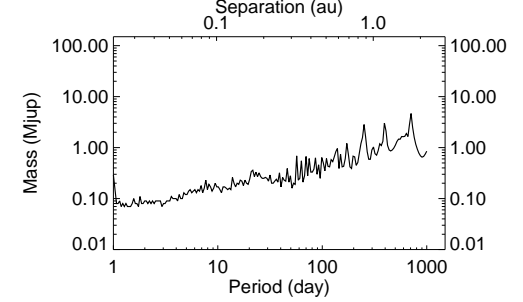
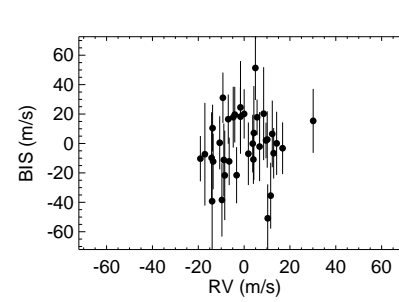
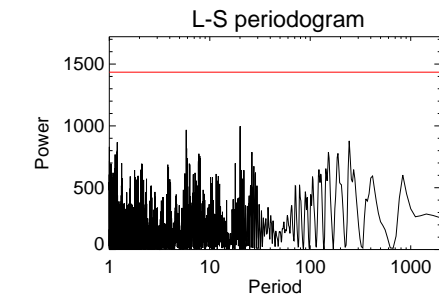
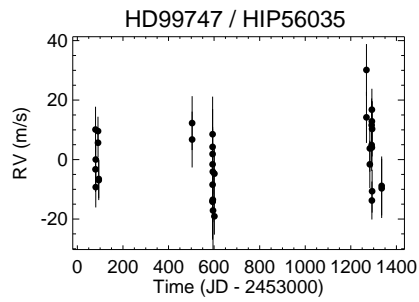
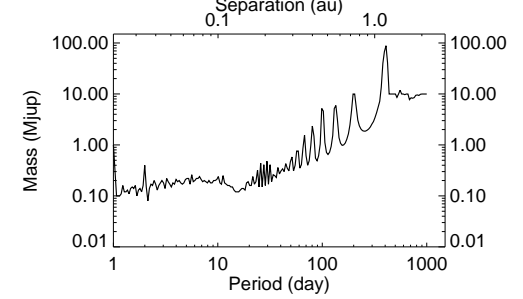
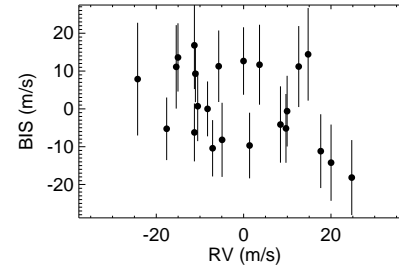
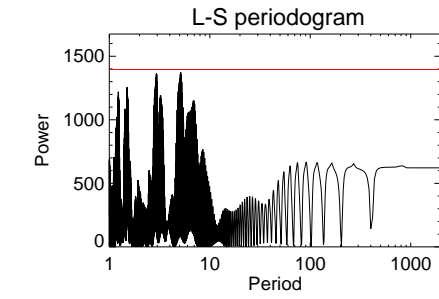
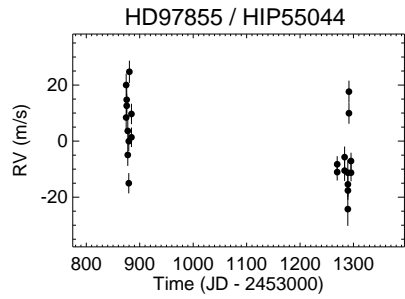
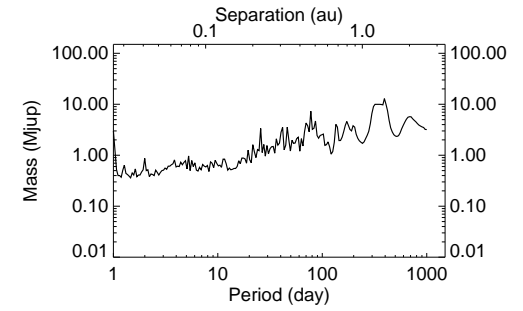
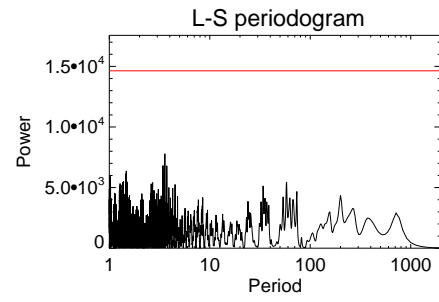
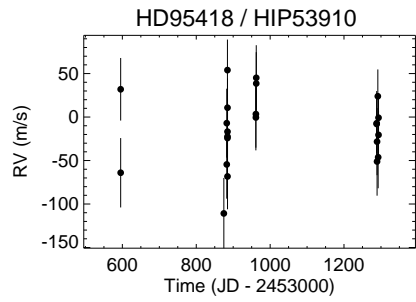
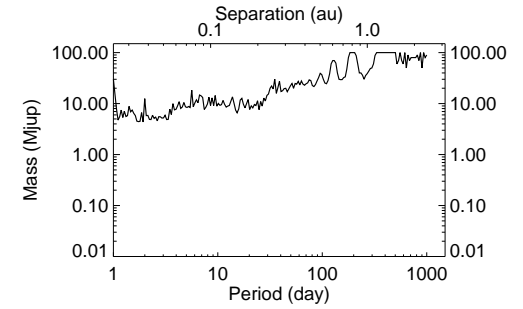
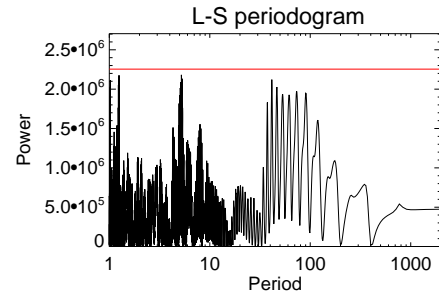
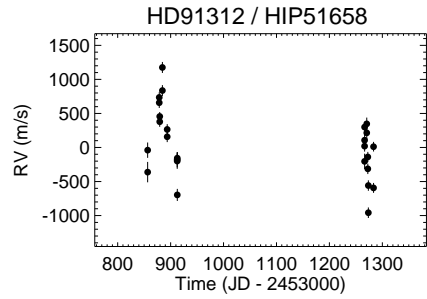


FIG. A.51 – Suite.

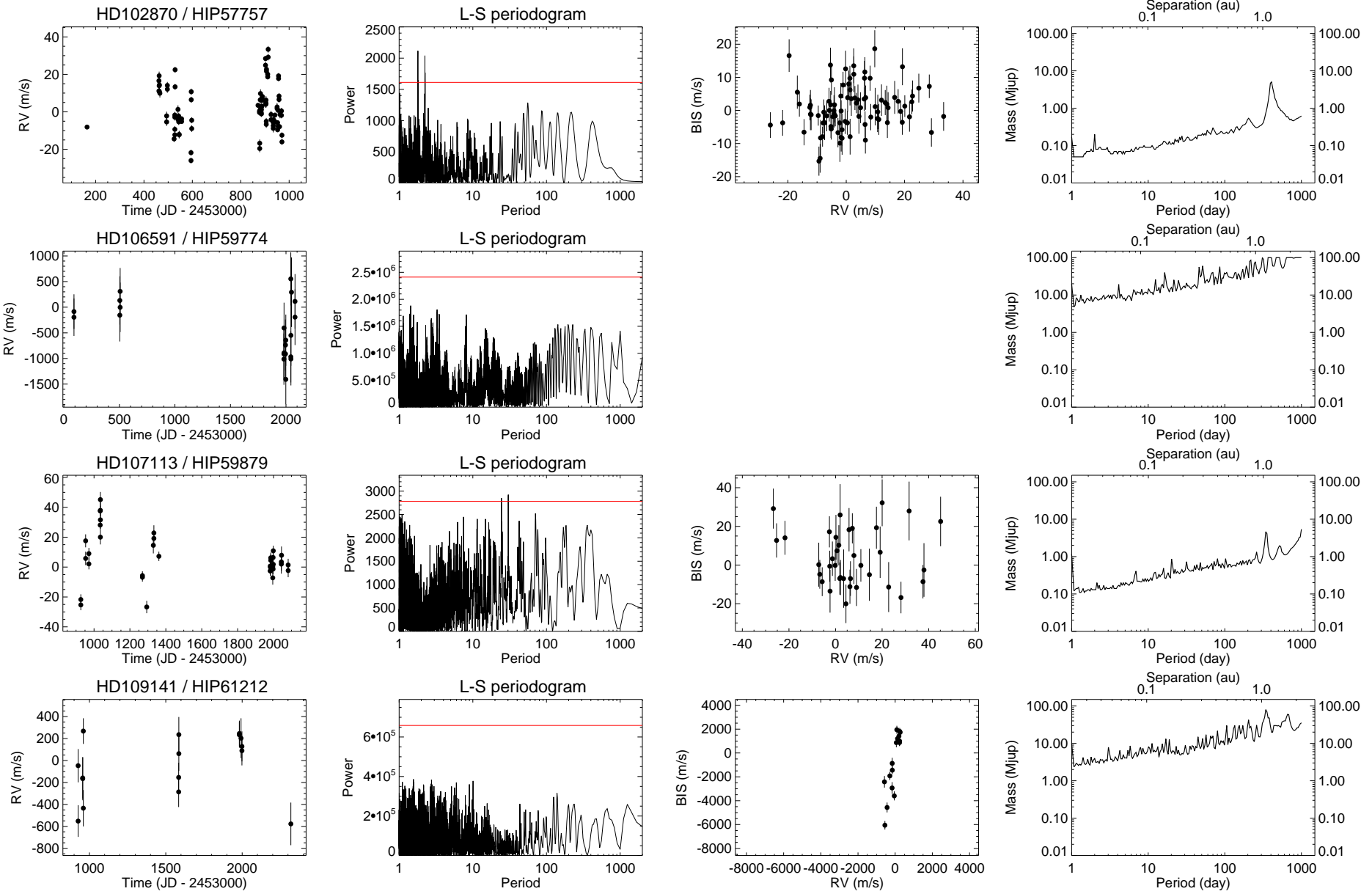


FIG. A.52 – Suite.

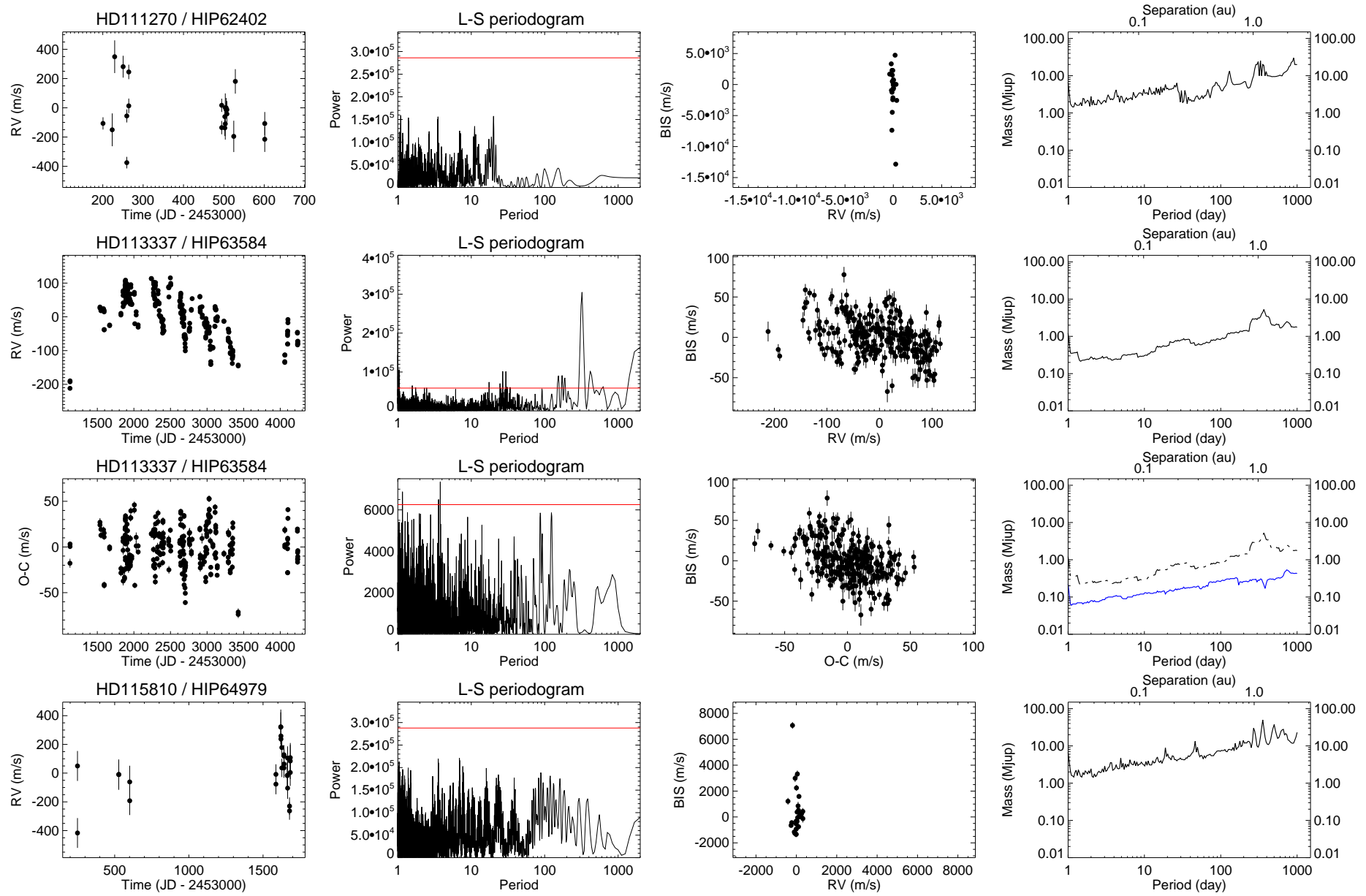


FIG. A.53 – Suite.

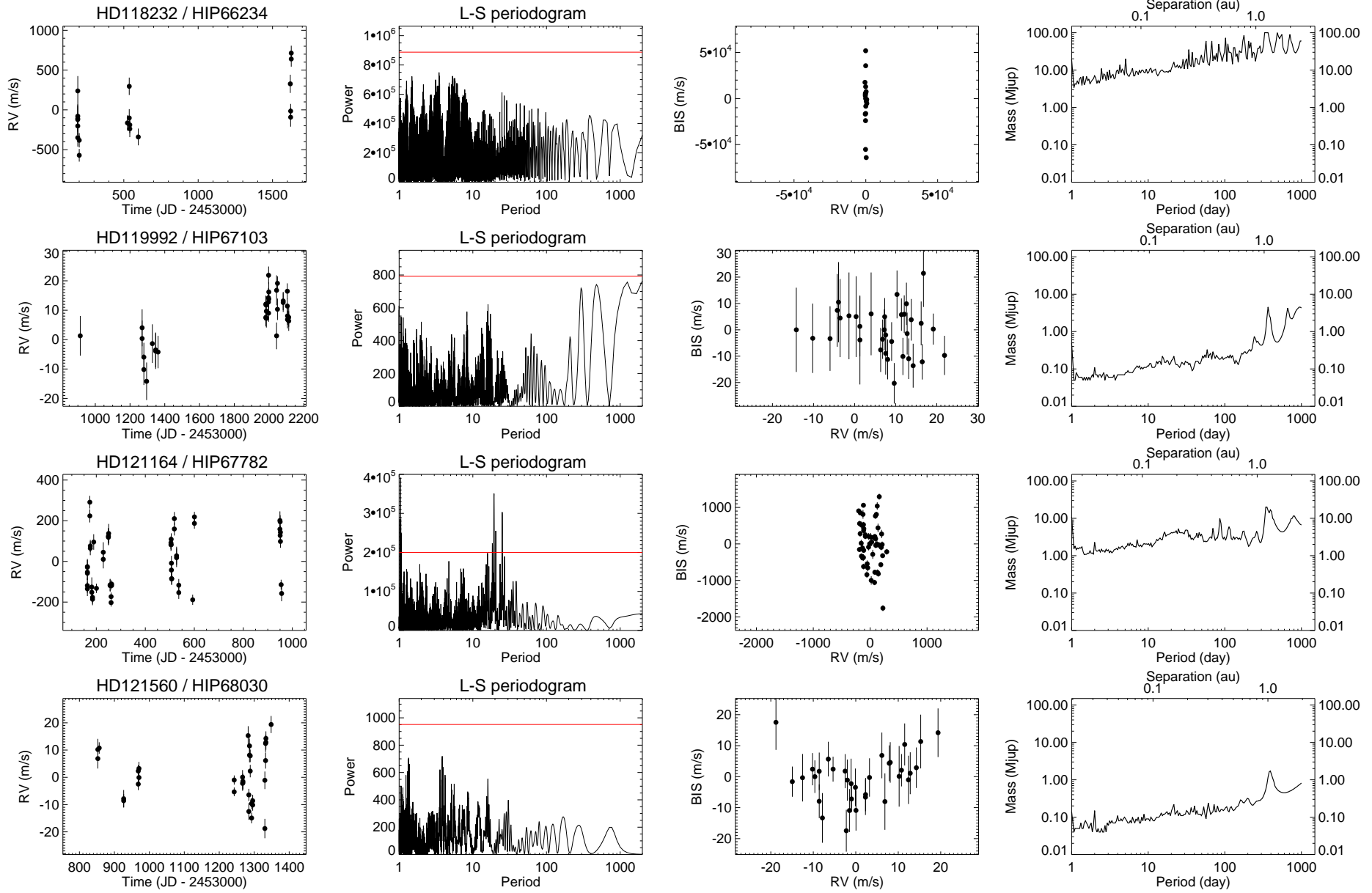


FIG. A.54 – Suite.

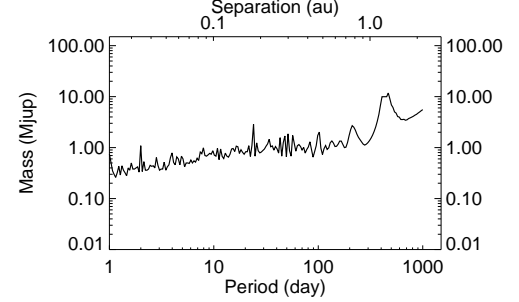
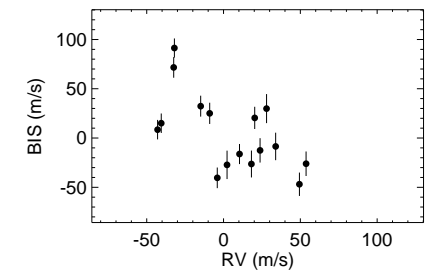
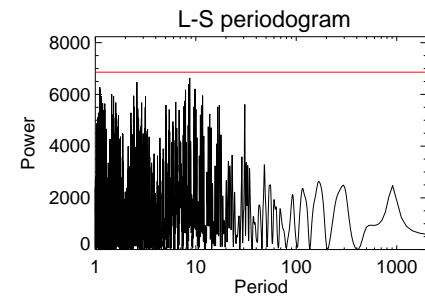
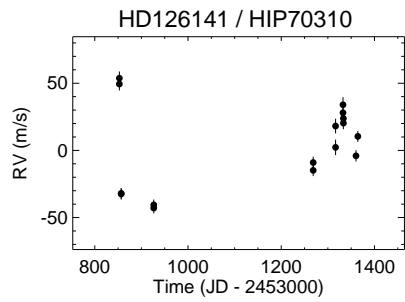
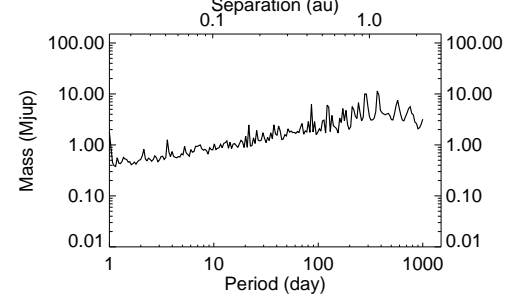
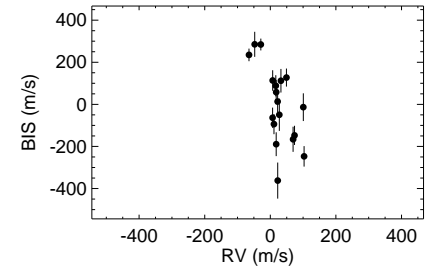
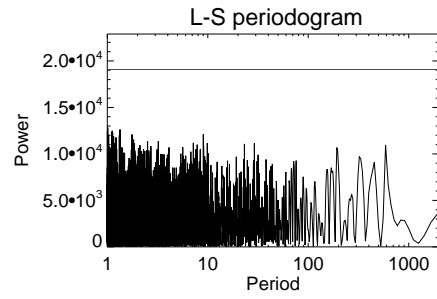
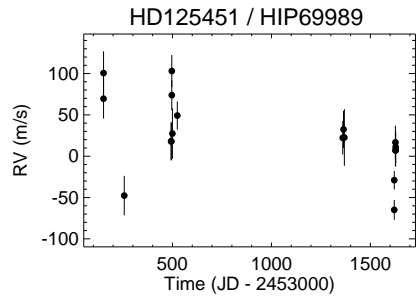
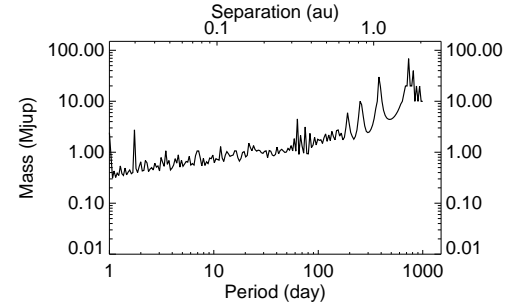
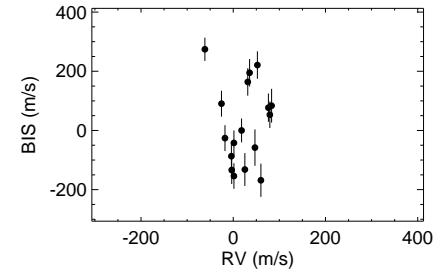
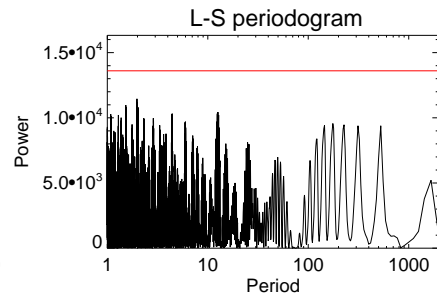
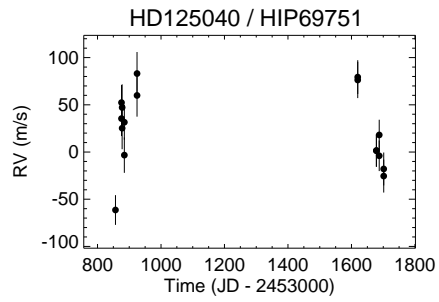
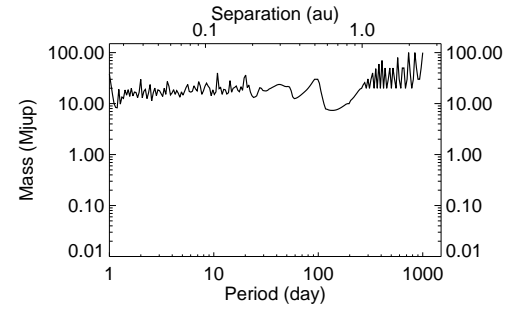
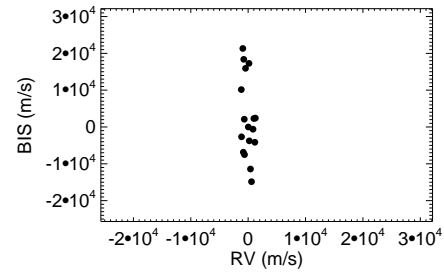
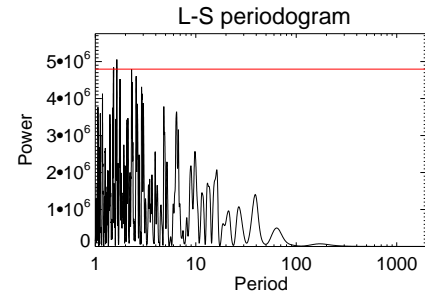
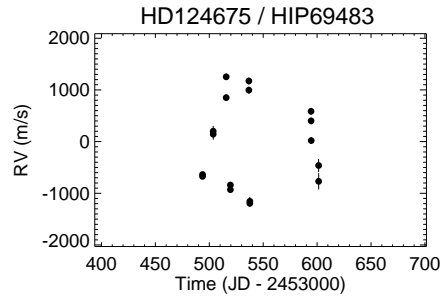


FIG. A.55 – Suite.

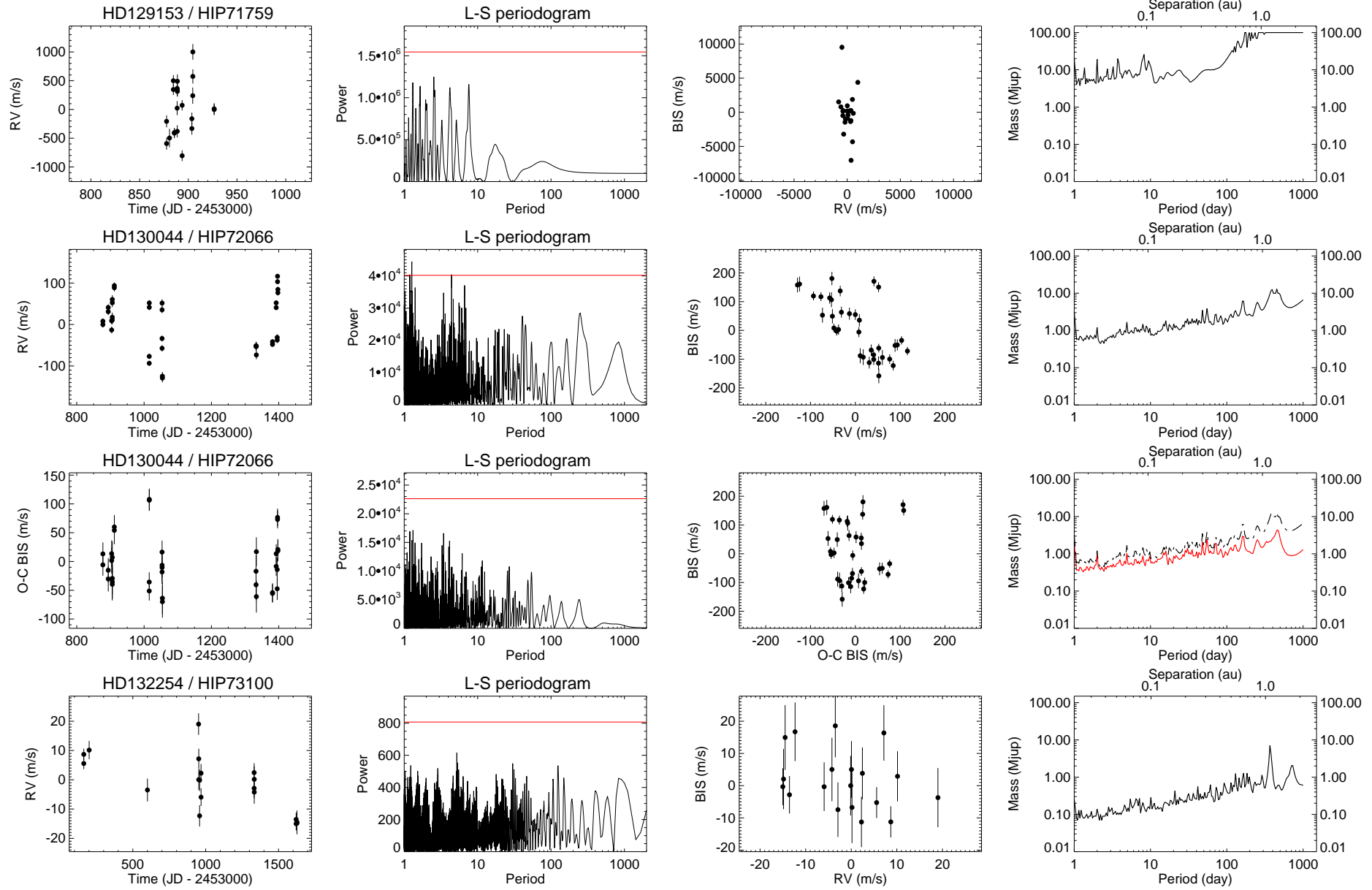


FIG. A.56 – Suite.

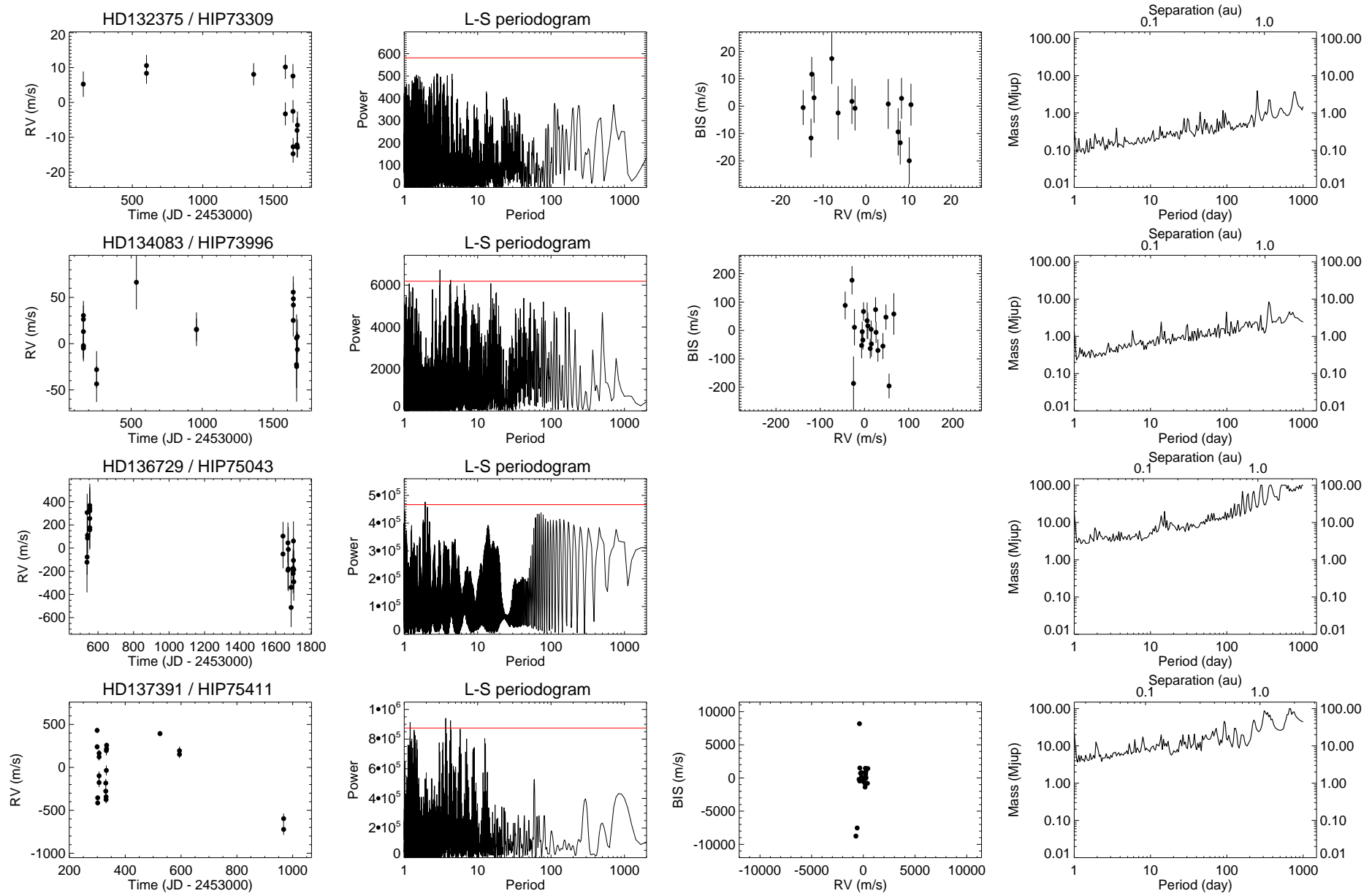


FIG. A.57 – Suite.

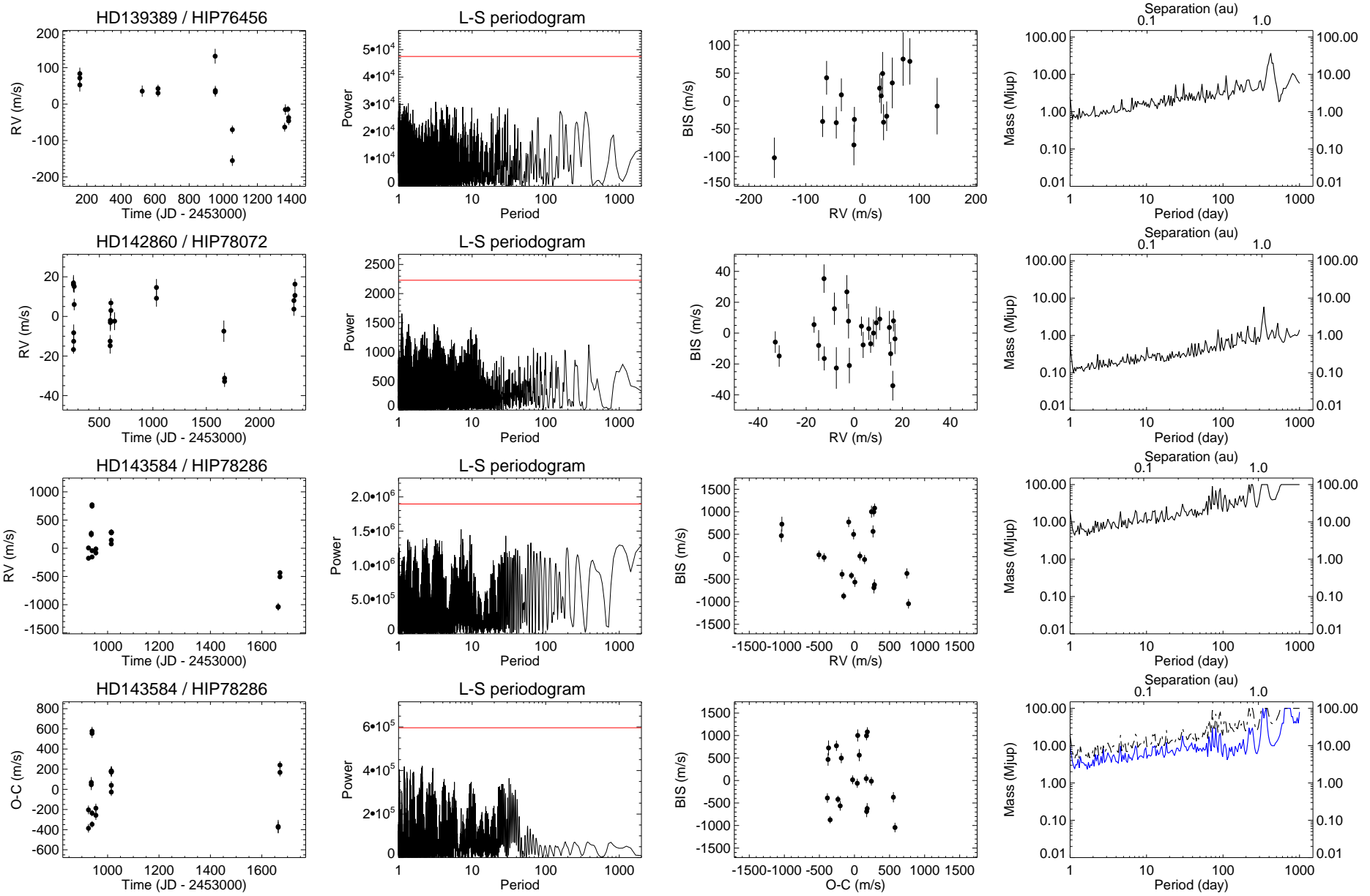


FIG. A.58 – Suite.

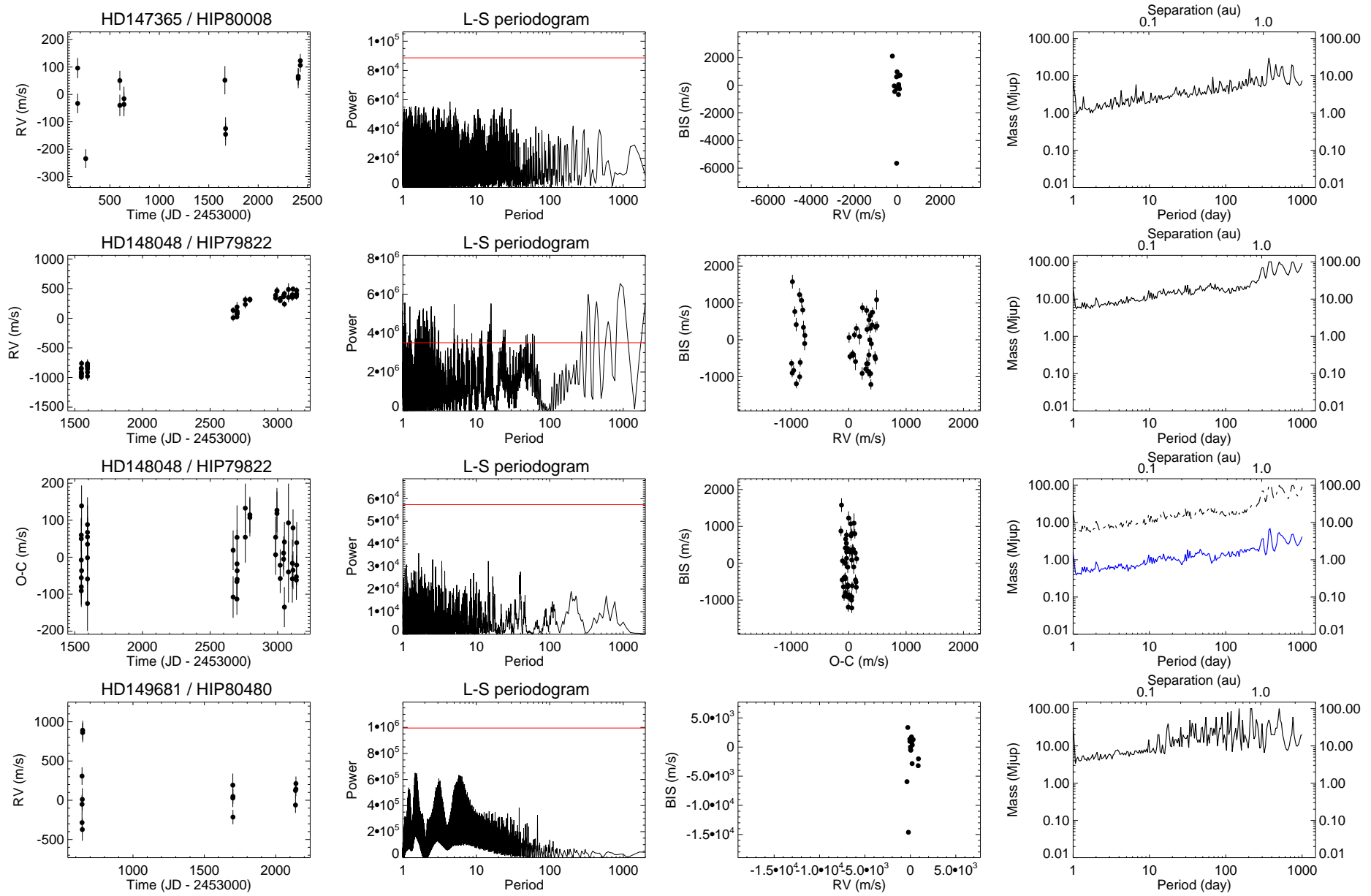


FIG. A.59 – Suite.

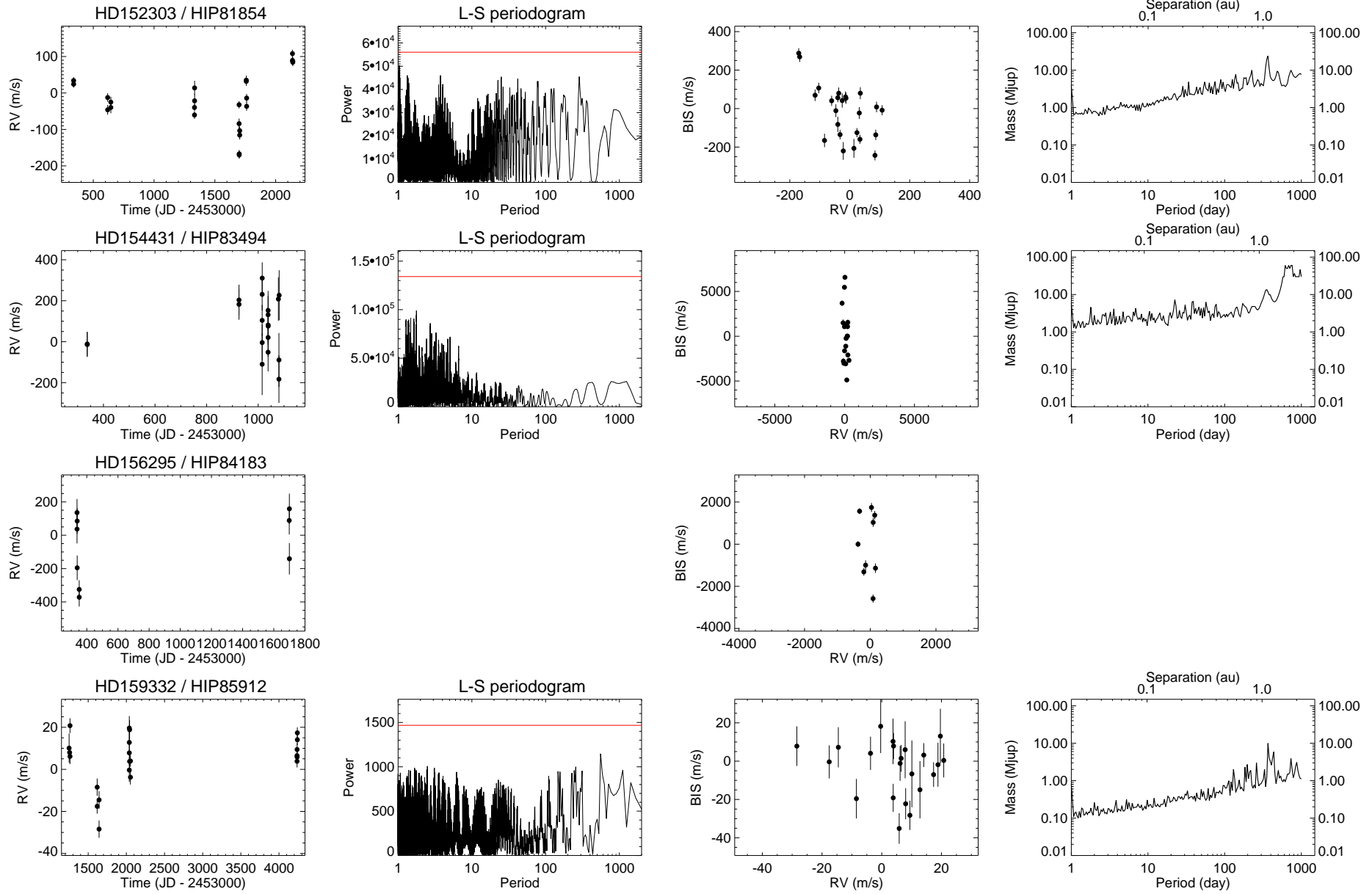


FIG. A.60 – Suite.

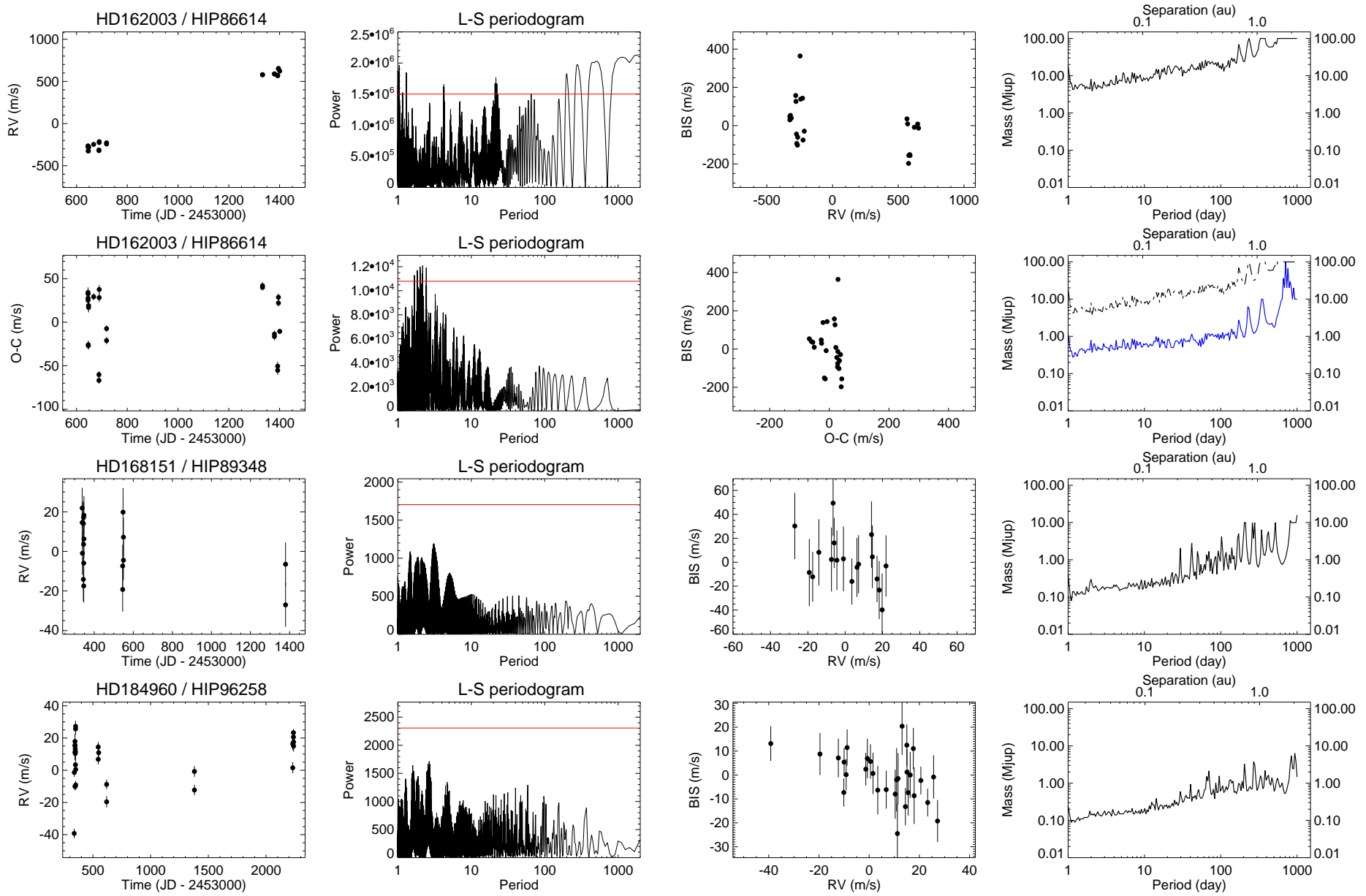


FIG. A.61 – Suite.

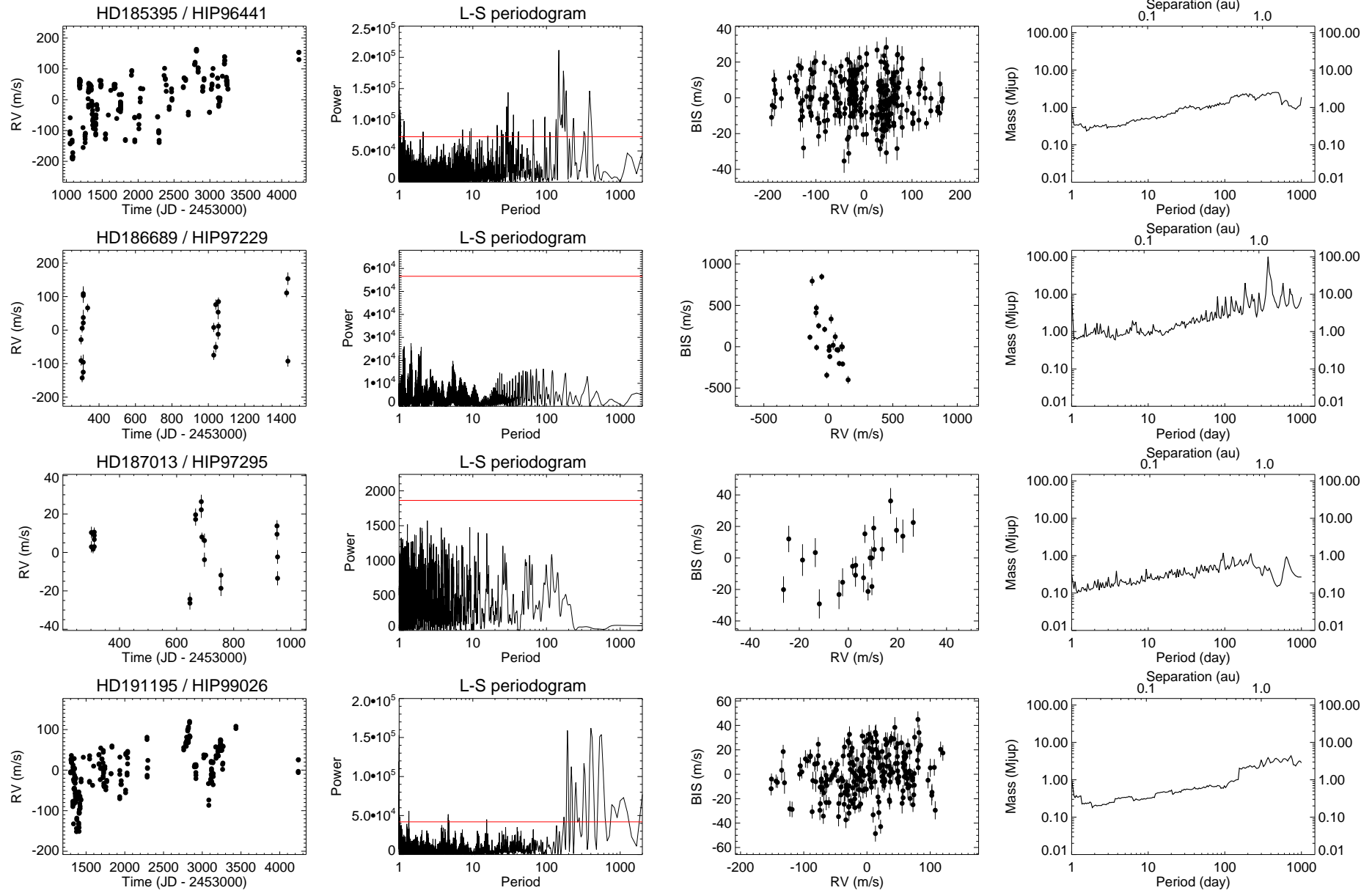


FIG. A.62 – Suite.

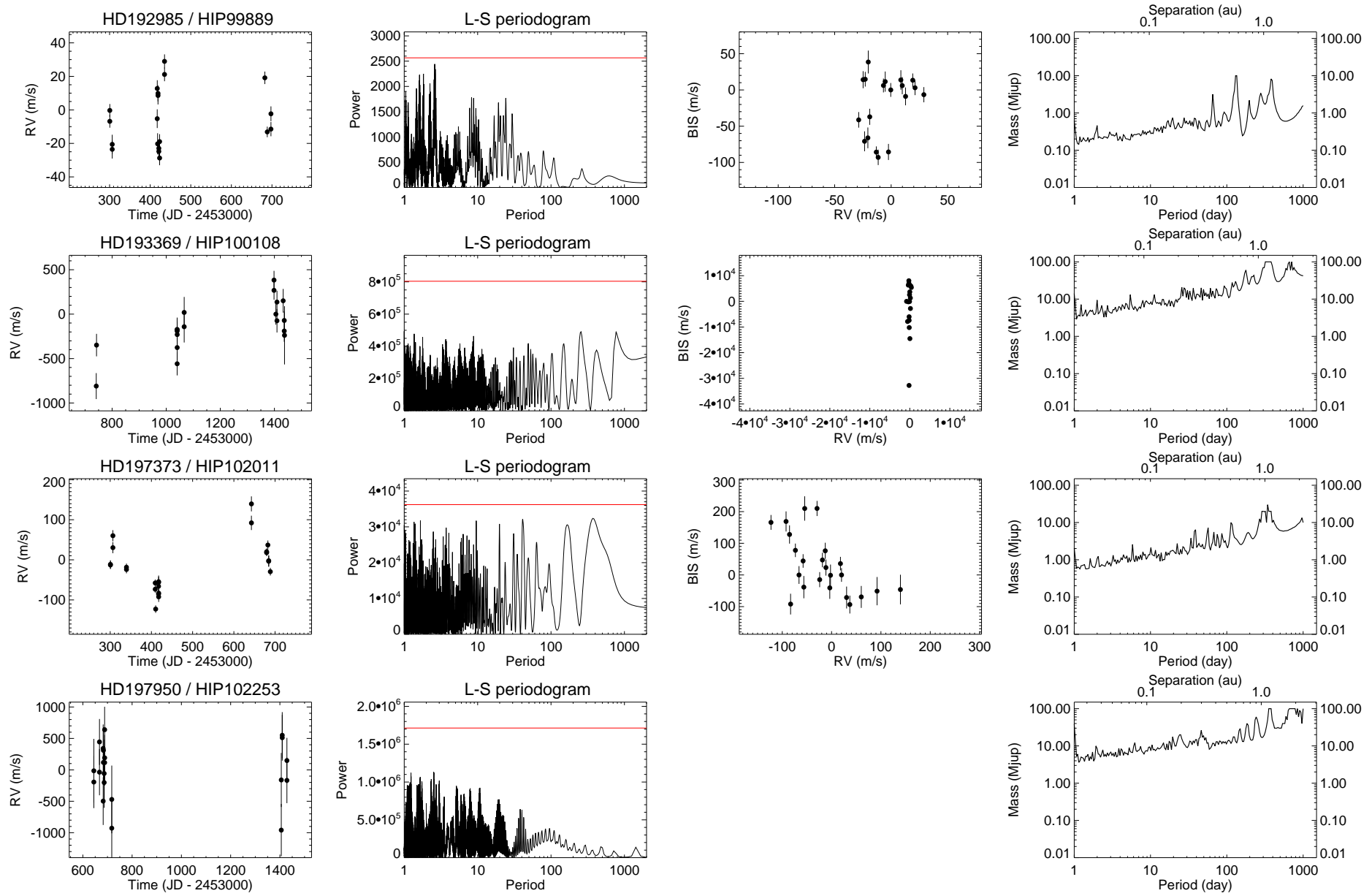


FIG. A.63 – Suite.

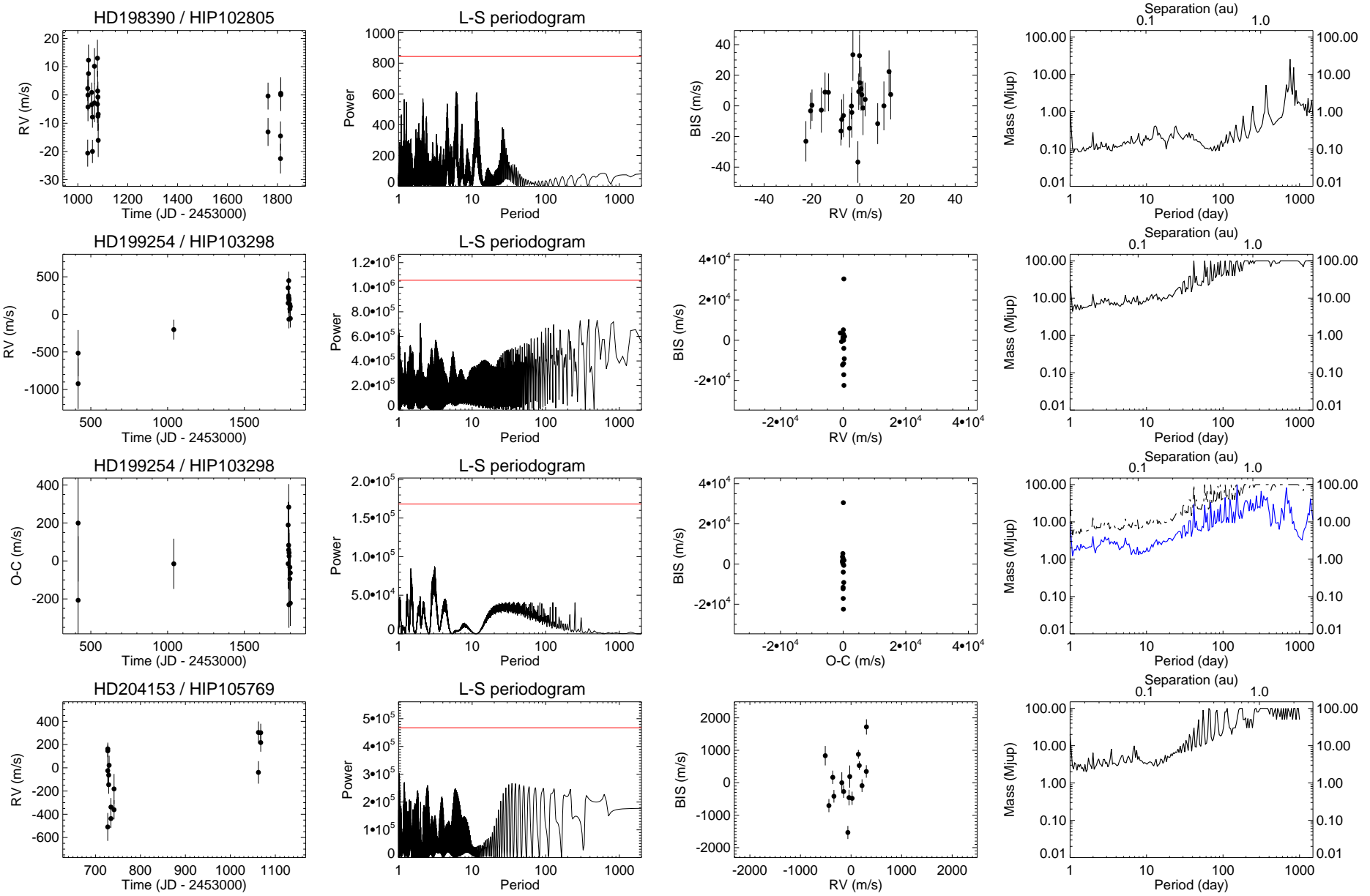


FIG. A.64 – Suite.

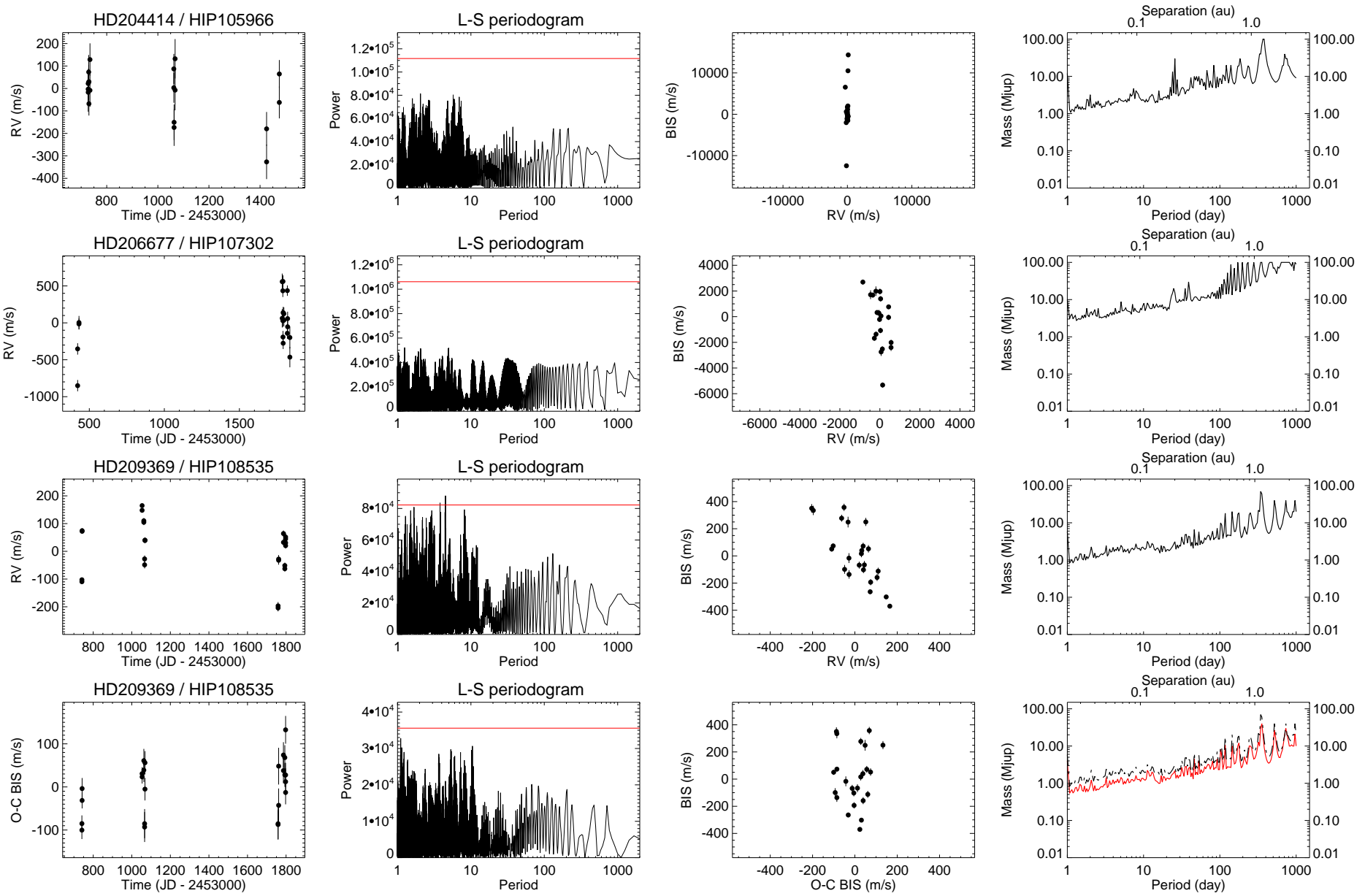


FIG. A.65 – Suite.

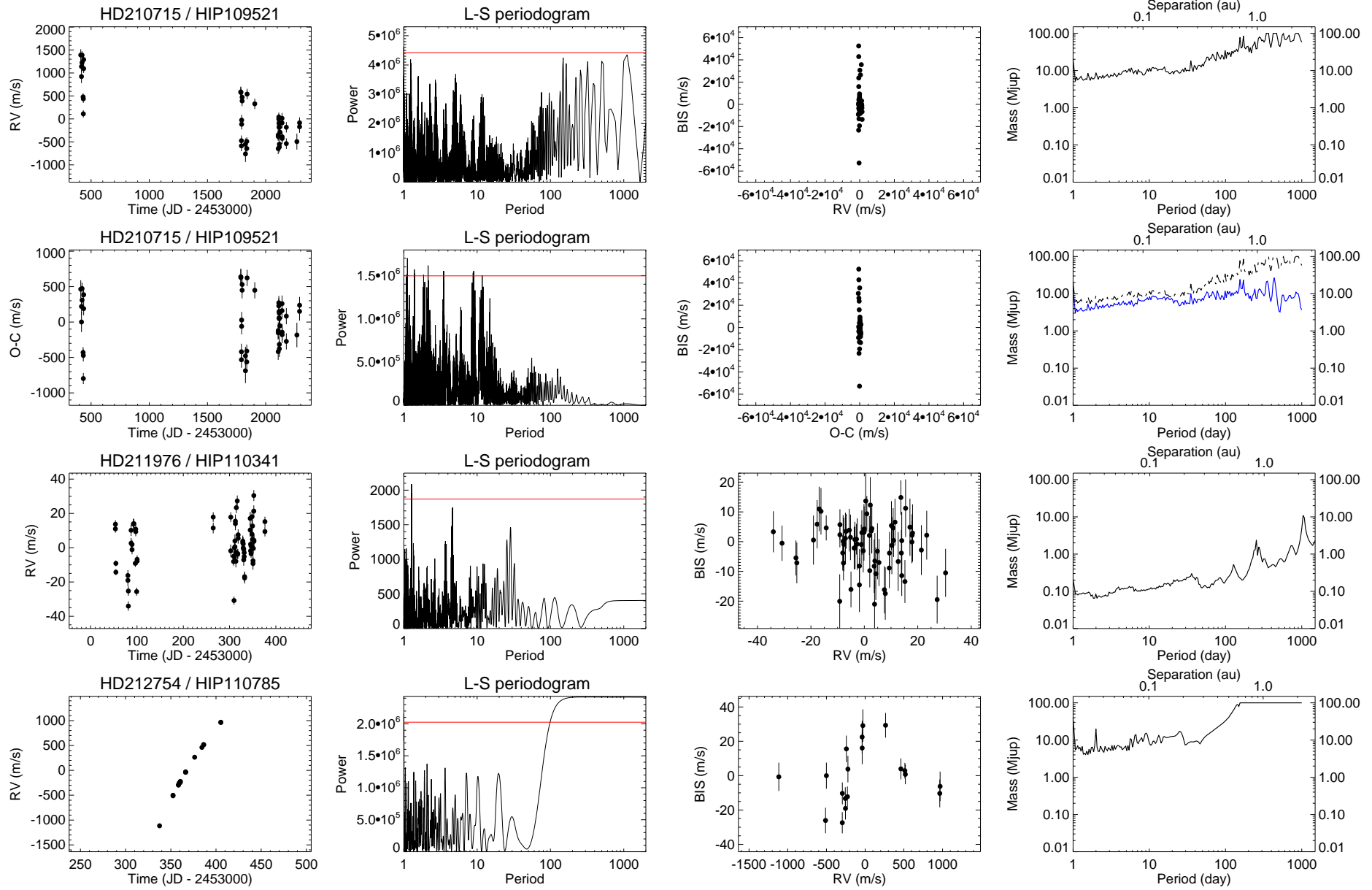


FIG. A.66 – Suite.

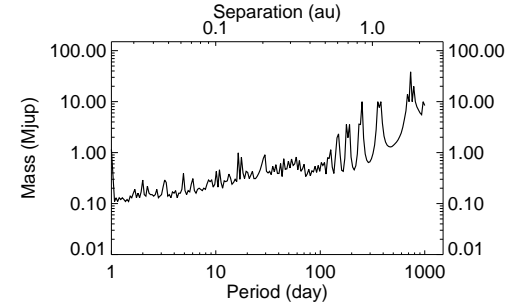
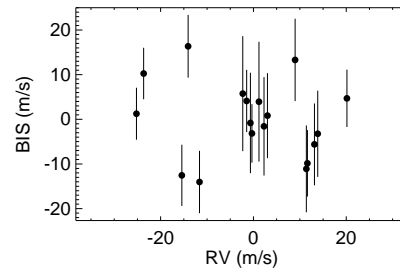
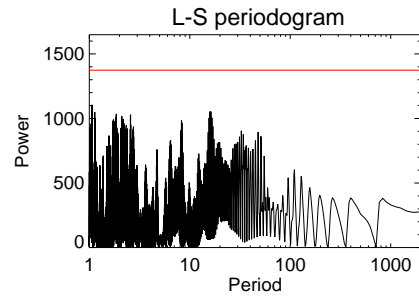
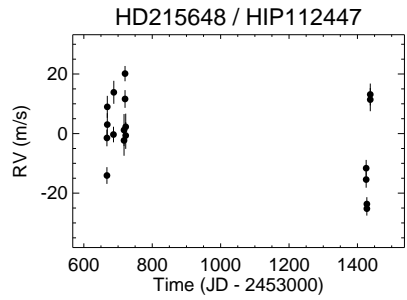
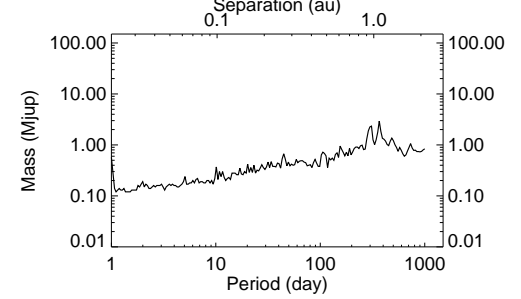
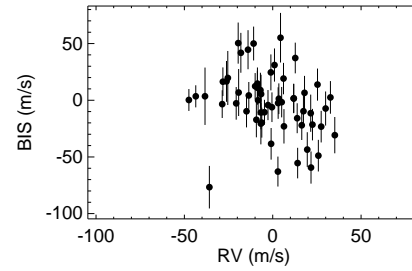
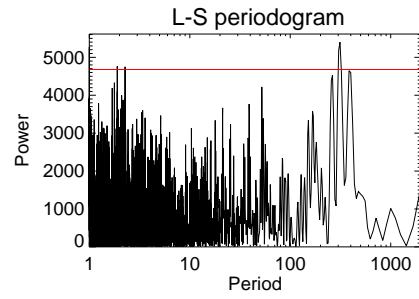
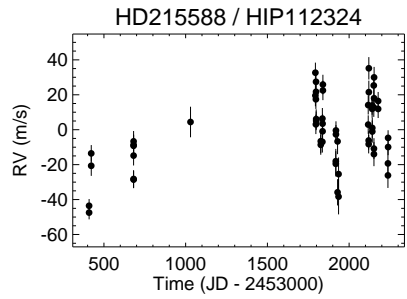
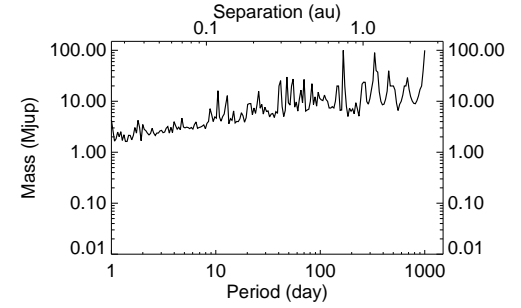
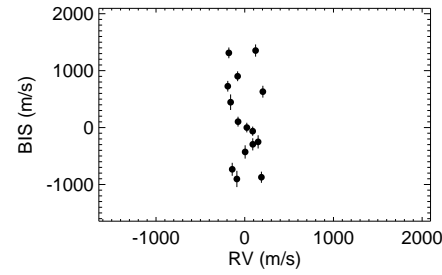
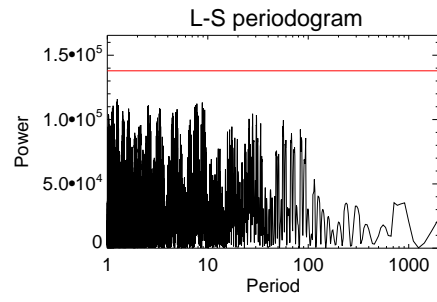
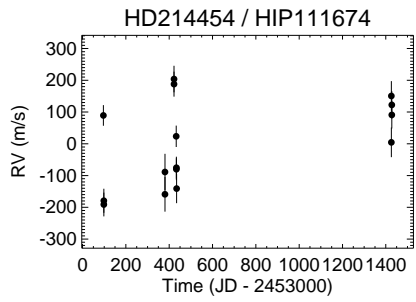
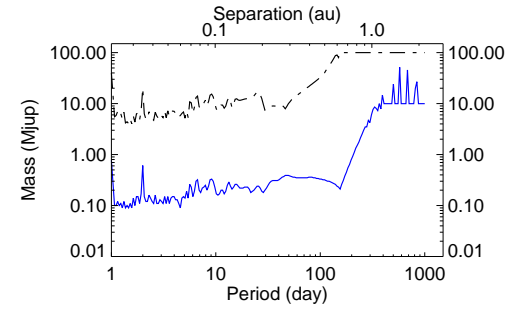
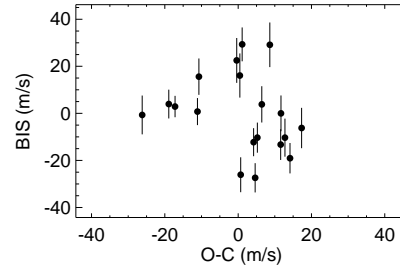
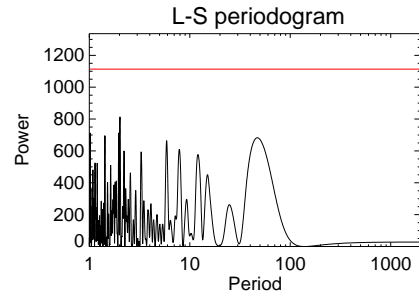
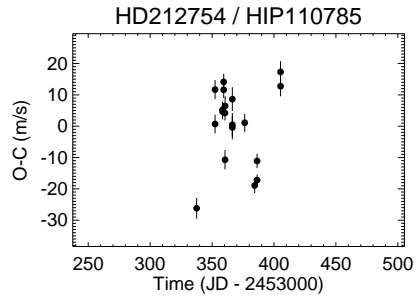


FIG. A.67 – Suite.

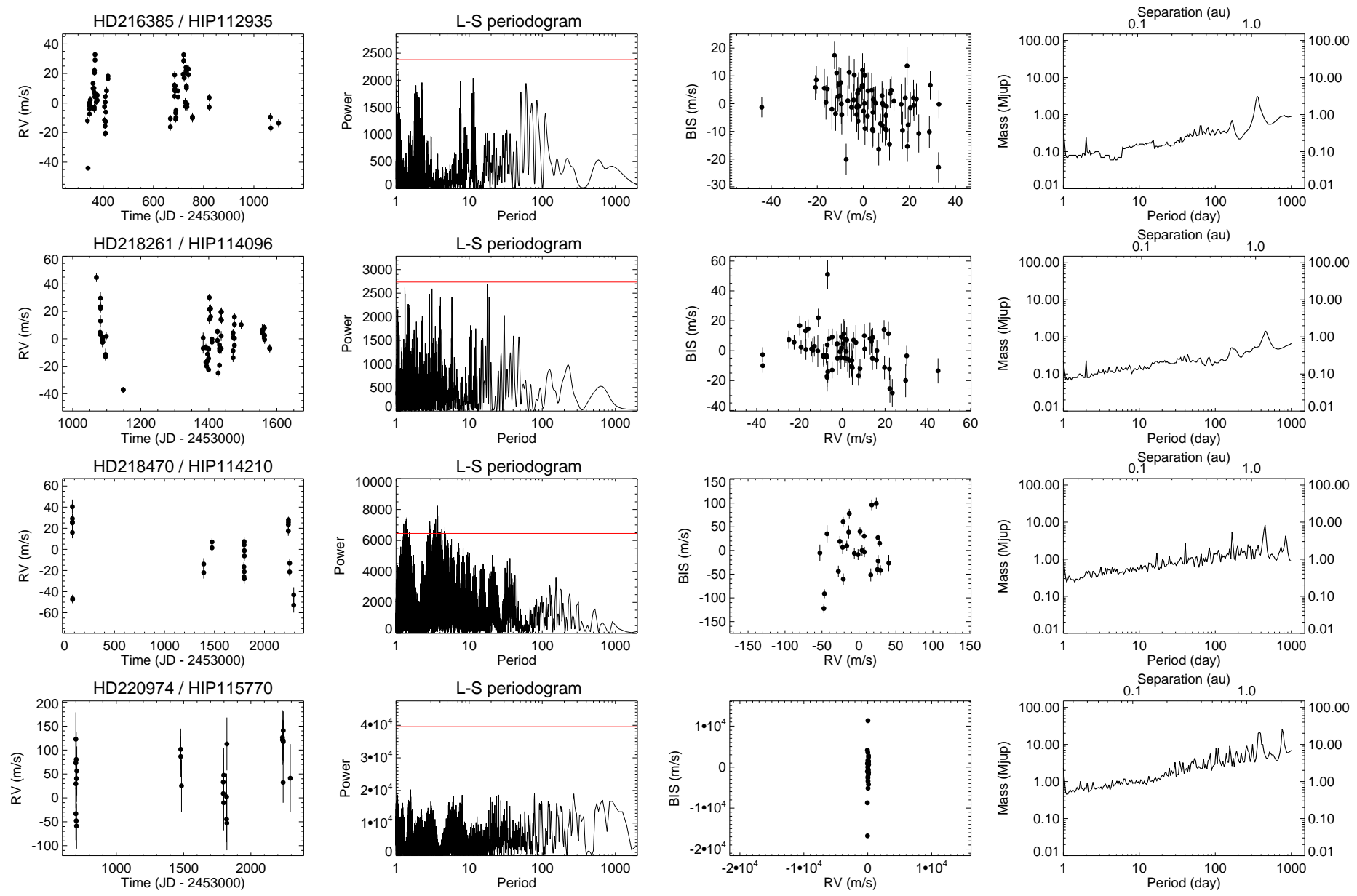


FIG. A.68 – Suite.

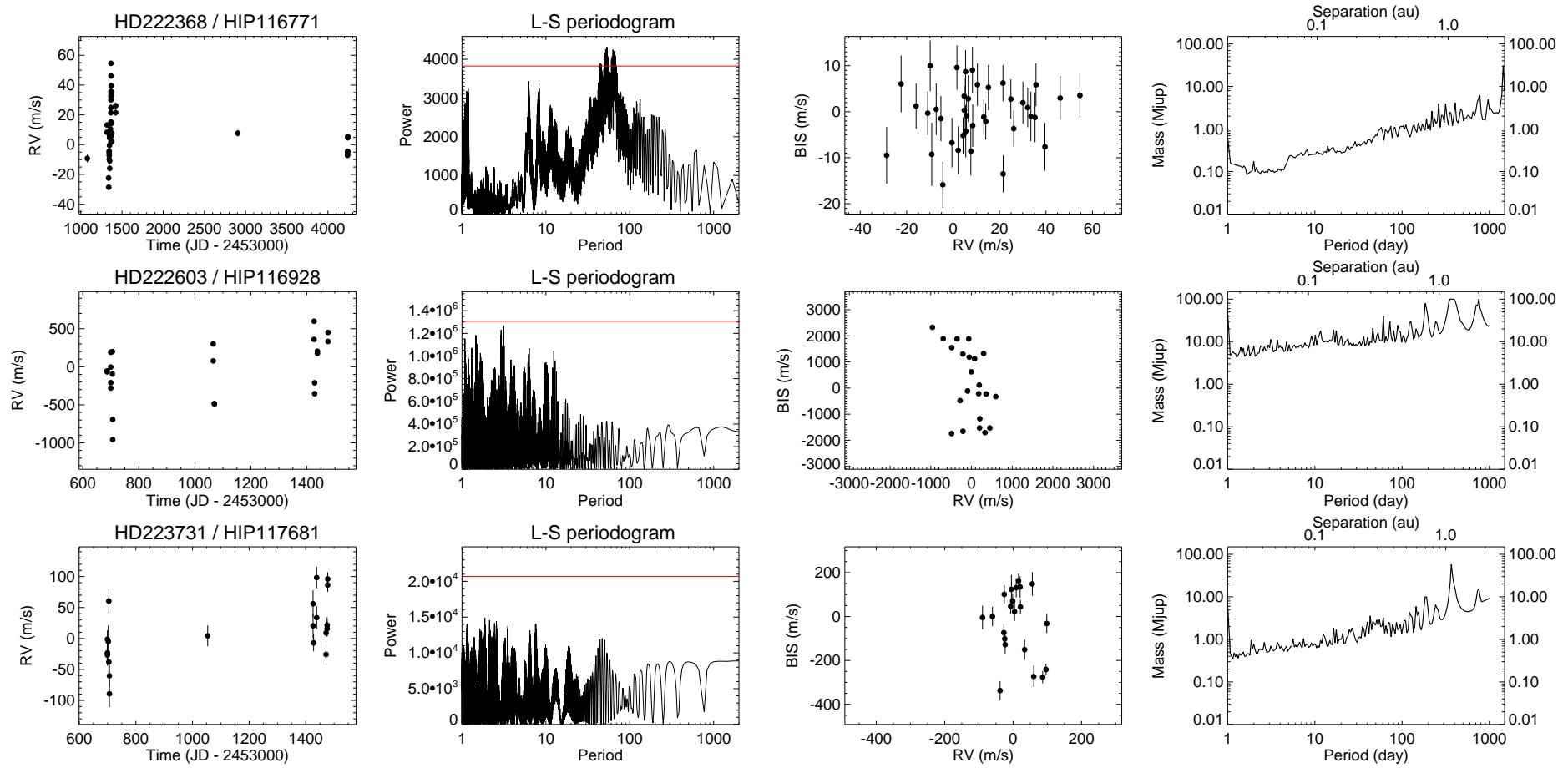


FIG. A.69 – Suite et fin.

Annexe B

Appendice : résultats des relevés H_{ARPS} et S_{OPHIE} Étoiles jeunes

De la même façon que pour les cibles du relevé Étoiles massives, je détaille ici les résultats des relevés HARPS (Sect. B.1) et SOPHIE (Sect. B.2) dédiés aux étoiles jeunes et proches (chapitre 3). Les principales propriétés de nos cibles (type spectral, $v \sin i$, âge, distance, etc) ainsi que les résultats observationnels sont décrits en Tables B.1 et B.2. Les observables et résultats les plus représentatifs sont ensuite représentés cible par cible, de la même façon qu'en Appendice A. Les valeurs de $B - V$ et de type spectral sont tirées du CDS. Les valeurs de distance sont tirées du catalogue NIRSUR ou, à défaut, du CDS. Les masses stellaires sont issus soit du catalogue NIRSUR pour nos cibles comprises dans ce catalogue, soit du catalogue de Allende Prieto & Lambert (1999). Les âges stellaires sont également répertoriés dans le catalogue NIRSUR ou proviennent de Nakajima & Morino (2012).

B.1 Relevé H_{ARPS}

Tab. B.1 – Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les cibles de notre relevé HARPS.

Caractéristiques stellaires								Résultats détaillés du relevé							
HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms (m.s^{-1})	rms (m.s^{-1})	correl.	(dex)	correl.	
105	490	G0V	0.600	14.	39.39	30.0	1.13	3913.	26.	61.5	75.2	-0.79	-4.310	0.30	
										38.0				0.14	(*)
984	1134	F7V	0.500	40.	47.15	30.0	1.23	380.	14.	98.7	163.8	-0.84			
										53.4					(*)
987	1113	G8V	0.756	7.	44.40	30.0	0.98	1895.	15.	129.2	117.0	-0.97	-4.099	-0.20	
										31.0				-0.08	(*)
1466	1481	F8V	0.540	21.	41.55	30.0	1.16	3676.	16.	35.1	55.6	-0.76	-4.338	0.33	
										23.1				-0.22	(*)
3221	2729	K4V	1.226	123.	43.94	30.0	0.87	3292.	12.	1667.3	3568.7	-0.54			
6569	5191	K1V	0.830	7.	47.35	70.0	0.90	3912.	19.	36.7	21.2	-0.85	-4.165	0.06	
										19.3				-0.17	(*)
7661	5938	K0V	0.770	8.	25.91	359.0	1.00	656.	14.	25.6	10.3	-0.66	-4.324	0.45	
10008	7576	K0-1V	0.803	1.	23.95	200.0	0.95	3674.	15.	4.5	3.4	-0.52	-4.343	0.12	
16765	12530	F7V	0.520	32.	22.59	30.0	1.20	142.	13.	38.1	108.3	-0.84	-4.444	0.65	
17925	13402	K1V	0.860	8.	10.35	158.0	0.92	655.	32.	22.6	18.4	-0.63	-4.315	0.15	
18599	13754	K2V	0.880	4.	37.68	62.0	0.90	244.	11.	26.8	18.5	-0.47	-4.312	-0.08	
19668	14684	G8-K0V	0.780	6.	37.41	70.0	0.99	3385.	18.	43.5	35.9	-0.88	-4.273	0.05	
										21.0				0.27	(*)
21175	15799	K0V	0.855	1.	17.42	320.0	0.86	655.	49.	15.8	5.0	0.03	-4.722	0.81	
										4.5		0.26		-0.09	(†)
24916	18512	K4V	1.152	6.	15.53	346.0	0.79	243.	10.	5.6	4.6	0.82	-4.543	0.81	
<i>25457</i>	<i>18859</i>	F7-8V	0.500	22.	18.83	70.0	1.23	3071.	72.	50.4	61.5	-0.80	-4.353	0.59	
										30.1				0.62	(*)
<i>26923</i>	<i>19859</i>	G0IV	0.560	4.	21.33	300.0	1.11	418.	41.	5.0	3.4	-0.08	-4.506	-0.29	
29391	21547	F0IV	0.262	68.	29.43	21.0	1.49	0.	4.	405.6	862.0	-0.95			
30447	22226	F3V	0.390	71.	80.26	300.0	1.38	8.	7.	26.6	12099.0	-0.60			

Table B.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms	rms	correl.	(dex)	correl.	
										(m.s^{-1})	(m.s^{-1})				
35650	25283	K6V	1.311	4.	18.00	70.0	0.71	3442.	26.	23.3	14.4	-0.67	-4.299	-0.09	
37572	26373	K0V	1.094	9.	25.11	70.0	0.93	1754.	24.	84.5	59.8	-0.91	-4.156	0.29	
										35.2				0.05	(*)
39060	27321	A6V	0.170	125.	19.44	21.0	1.75	4103.	1522.	297.8					
<i>41593</i>	<i>28954</i>	K0V	0.825	4.	15.27	330.0	0.94	411.	12.	22.1	15.5	-0.83	-4.368	-0.35	
										12.5				-0.56	(*)
43989	30030	G0V	0.570	46.	49.24	30.0	1.14	3707.	11.	246.7	142.5	-0.58			
44627	30034	K1V	0.805	12.	46.06	30.0	0.94	3481.	23.	174.7	118.1	-0.87	-4.014	0.18	
										86.8				0.55	(*)
45081	29964	K4V	1.251	16.	38.55	21.0	0.81	3674.	17.	329.7	285.9	-0.96	-3.880	-0.32	
										97.6				-0.46	(*)
45270	30314	G1V	0.602	18.	23.78	70.0	1.11	2045.	15.	56.5	63.4	-0.90	-4.333	0.02	
										24.6				0.50	(*)
53143	33690	G9V	0.806	4.	18.33	600.0	0.99	283.	16.	26.6	14.8	-0.79	-4.412	0.43	
										16.1				0.84	(*)
										8.8					(**)
59967	36515	G3V	0.751	4.	21.82	320.0	1.06	283.	16.	11.8	9.7	0.14	-4.310	0.51	
61005	36948	G8V	0.740	8.	35.35	40.0	0.99	1430.	27.	48.5	32.7	-0.77	-4.268	0.44	
										30.8				0.33	(*)
63608	37923	K0IV-V	0.830	3.	29.85	200.0	0.91	283.	16.	16.3	6.5	-0.79	-4.329	0.36	
										10.0				0.43	(*)
71155	41307	A0V	-0.020	134.	37.50	169.0	2.23	3000.	171.	480.3					
77825	44526	K2V	0.992	7.	28.30	320.0	0.85	283.	6.	20.0	16.3	-0.89	-4.314	0.73	
82558	46816	K1V	0.870	29.	18.62	30.0	0.82	118.	16.	82.9	117.4	-0.57	-3.989	0.45	
<i>89449</i>	<i>50564</i>	F6IV-V	0.440	16.	21.37	70.0	1.44	117.	24.	42.2	124.3	-0.72	-4.947	-0.35	
										29.2				0.19	(*)
<i>90905</i>	<i>51386</i>	G1V	0.569	10.	31.60	206.0	1.16	1852.	21.	44.9	52.5	-0.90	-4.340	0.18	
										19.7				0.72	(*)

Table B.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms (m.s^{-1})	rms (m.s^{-1})	correl.	(dex)	correl.	
92945	52462	K1V	0.877	4.	21.40	150.0	0.91	3423.	29.	13.6	23.0	-0.94	-4.254	0.40	(**)
										11.8				0.28	(*)
95086	53524	A8III	0.240	22.	90.40	17.0	1.59	171.	86.	244.3	507.7	-0.53			
95650	53985	M2V	1.477	11.	11.77	61.0	0.56	3349.	9.	8.0	15.2	-0.06			
99211	55705	A7V	0.210	140.	25.24	600.0	1.78	3068.	113.	151.5					
102458	57524	G4V	0.630	31.	91.60	17.0	1.23	1903.	23.	294.6	422.5	-0.99	-3.987	-0.33	
										49.2				0.39	(*)
<i>102647</i>	<i>57632</i>	A3V	0.090	115.	11.00	40.0	1.81	1991.	71.	113.6					
103743	58241	G4V	0.670	9.	119.8	200.0	0.99	140.	22.	34.8	34.7	-0.90	-4.311	0.03	
										15.4				0.46	(*)
105690	59315	G5V	0.661	8.	37.80	181.0	1.02	1902.	131.	61.9	44.9	-0.67	-4.277	0.19	
106906	59960	F5V	0.400	50.	92.00	17.0	1.46	548.	50.	2027.6	158261	-0.06			
108767B		K0V	0.950	6.	26.63	94.0	0.87	520.	17.	10.9	8.1	0.31	-4.381	-0.56	
109536	61468	A7V	0.210	81.	34.60	421.0	1.65	1856.	102.	196.0	13020.3	-0.01			
118100	66252	K4V	1.180	0.	20.21	84.0	0.72	452.	8.	152.0	44.8	-0.95	-4.104	-0.44	
										45.7				-0.62	(*)
120036	67308	K6V	1.610	12.	14.49	225.0	0.70	520.	15.	8.6	11.8	0.72			
133813	74405	G9V	0.852	11.	50.30	40.0	0.93	3704.	7.	178.6	95.7	-0.85	-4.027	-0.27	
										92.9				0.10	(*)
141943		G2V	0.505	40.	43.80	24.0	1.09	2283.	50.	228.2	285.1	-0.79	-4.018	-0.01	
										140.4				0.25	(*)
146464	79958	K3V	1.033	17.	27.17	44.0	0.80	430.	9.	328.8	256.7	-0.94	-4.073	-0.23	
										112.1				0.33	(*)
146624	79881	A1V	0.030	39.	41.30	21.0	1.90	4069.	215.	35.8					
152555	82688	F8-G0V	0.600	10.	46.73	70.0	1.14	452.	14.	76.9	80.6	-0.78	-4.298	0.26	
										48.1				0.59	(*)
159492	86305	A5IV-V	0.185	54.	44.56	50.0	1.73	4068.	58.	122.3	1112.4	0.04			

Table B.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms (m.s^{-1})	rms (m.s^{-1})	correl.	(dex)	correl.	
164249	88399	F6V	0.460	15.	48.15	21.0	1.32	431.	15.	15.5	39.8	-0.67	-4.741	0.48	
169178	87147	K0V	0.850	8.	39.00	132.0	0.94	51.	9.	31.4	14.8	-0.48	-4.234	-0.18	
<i>171488</i>	<i>91043</i>	G2V	0.551	38.	38.04	30.0	1.13	2.	6.	970.5	997.1	-0.97			
172555	92024	A7V	0.191	116.	28.55	21.0	1.61	3697.	280.	329.5					
174429	92680	G9IV	0.878	69.	51.50	21.0	1.10	3379.	28.	649.9	208.0	-0.48			
177171	93815	F6V	0.499	300.	52.60	30.0	1.30	98.	18.	5598.7					
181321	95149	G2V	0.630	13.	18.83	320.0	1.08	3757.	32.	689.2	59.9	-0.00	-4.244	0.33	
										50.8		-0.88		-0.03	(†)
										23.7				0.55	(*)
181327	95270	F6V	0.460	20.	50.60	21.0	1.35	2682.	43.	14.3	28.9	-0.41	-4.572	0.25	
183414	96334	G3V	0.613	10.	36.44	132.0	1.04	2283.	52.	65.6	61.3	-0.93	-4.235	0.19	
										23.4				0.25	(*)
<i>186704</i>	<i>97255</i>	G0V	0.583	14.	30.98	148.0	1.12	0.	2.	7.5	22.8	-1.00			
188228	98495	A0V	-0.006	85.	32.20	40.0	2.03	4078.	438.	281.3					
189245	98470	F7V	0.490	73.	21.25	65.0	1.22	3222.	48.	127.2	2247.0	0.24			
191089	99273	F5V	0.440	38.	52.22	21.0	1.32	242.	12.	26.6	68.7	-0.38	-4.523	0.70	
197481	102409	M1V	1.423	10.	9.91	21.0	0.61	4176.	26.	156.6	107.4	-0.98	-4.243	-0.11	
										33.9				-0.04	(*)
197890	102626	K3V	1.053	140.	52.19	30.0	0.89	15.	4.	1498.0	2036.6	-0.72			
202917	105388	G7V	0.650	15.	42.97	30.0	0.98	3755.	12.	152.0	158.5	-0.91	-3.959	0.26	
										64.1				-0.23	(*)
<i>206860</i>	<i>107350</i>	G0V	0.580	12.	17.89	200.0	1.12	269.	16.	42.6	59.9	-0.97			
										10.8					(*)
207575	107947	F6V	0.490	30.	45.33	30.0	1.24	1855.	35.	43.6	79.4	-0.44	-4.332	0.29	
213845	111449	F7V	0.440	34.	22.68	200.0	1.35	3621.	86.	42.9	75.4	-0.15	-4.700	-0.22	
215641	112491	G8V	0.760	4.	28.07	45.0	1.00	655.	52.	16.6	6.9	-0.11	-4.474	0.43	
216956	113368	A4V	0.090	93.	7.70	440.0	1.89	3216.	590.	45.7					
217343	113579	G5V	0.640	11.	30.76	70.0	1.05	2000.	22.	105.7	95.5	-0.96	-4.211	0.27	

Table B.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms (m.s^{-1})	rms (m.s^{-1})	correl.	(dex)	correl.	
217987	114046	M2V	1.480	1.	3.28	30.0	0.50	4239.	82.	17.1	5.4	0.13	-4.892	0.64	(*)
										28.4				0.10	(*)
										4.3		-0.21		0.10	(†)
<i>218396</i>	<i>114189</i>	F0V	0.257	49.	39.40	30.0	1.46	2348.	123.	725.2	15441.0	0.11			
218860	114530	G8V	0.738	7.	49.36	70.0	1.02	648.	12.	44.7	20.4	-0.78	-4.233	0.90	
										27.9				0.59	(*)
221575	116258	F7-8V	0.500	4.	32.79	10.0	0.91	380.	9.	11.9	12.9	-0.33	-4.445	0.61	
										11.2				0.78	(*)
223340		K1V	0.820	7.	44.00	70.0	0.91	379.	9.	21.5	11.3	-0.77	-4.341	0.49	
										13.7				0.68	(*)
223681	117669	K2V	0.850	1.	45.17	90.0	0.84	378.	10.	86.4	32.9	-0.92	-3.996	-0.18	
										33.0				0.06	(*)
224228	118008	K2V	0.985	3.	21.97	70.0	0.86	1890.	24.	6.6	4.8	-0.47	-4.355	0.61	
224392	118121	A1V	0.056	190.	47.60	30.0	1.94	3377.	221.	1960.4					
<i>245409</i>	<i>26335</i>	K7-M0V	1.378	12.	11.24	300.0	0.64	459.	6.	21.4	15.6	0.41			
	6276	G9V	0.800	10.	34.40	70.0	0.95	656.	11.	28.3	28.8	-0.27	-4.296	0.26	
	116384	K7V	1.347	4.	19.03	200.0	0.67	244.	5.	30.2	10.1	0.24			
	17157	K7V	1.300	6.	24.47	72.0	0.73	3974.	7.	60.1	7.8	-0.82			
										7.0		-0.33			(†)
	23200	M0V	1.373	14.	25.88	21.0	0.69	2532.	9.	220.8	121.8	-0.92			
										84.9					(*)
	23309	M0V	1.383	6.	26.78	21.0	0.70	3668.	14.	87.6	43.9	-0.94			
										30.6					(*)
	31878	K7V	1.297	7.	22.35	70.0	0.69	6.	7.	43.3	17.4	-0.95			
										13.4					(*)
	36985	M2V	1.576	5.	14.17	139.0	0.57	6.	6.	19.1	14.3	-0.81			
	37288	K7V	1.466	5.	14.58	200.0	0.60	191.	4.	3.5	2.4	0.71			
	<i>40774</i>	G5V	0.919	6.	22.93	45.0	2.50	3349.	23.	14.1	16.7	-0.85	-4.378	-0.07	

Table B.1 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.1.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms (m.s^{-1})	rms (m.s^{-1})	correl.	(dex)	correl.	
										7.6				0.13	(*)
	44722	K7V	1.450	9.	14.56	198.0	0.62	3778.	20.	7.1	13.0	0.23			
	46634	G5V	0.860	6.	29.64	11.0	0.94	281.	5.	14.2	14.6	-0.73			
	50156	M0.7V	1.368	12.	23.08	140.0	0.64	1.	2.	14.3	41.5	-1.00			
	51317	M2.5V	1.501	9.	7.07	70.0	0.44	3421.	63.	3.3	3.9	0.10			
BD+202465		M4.5V	1.300	8.	4.69	2.0	0.38	3286.	34.	17.1	5.3	-0.35	-4.044	0.45	
TYC 6209-0769-1		K0IV	0.720	39.	43.90	53.0	0.91	2.	6.	71.6	1505.5	0.47			
TYC 8060-1673-1		K3V	1.048	13.	40.40	30.0	0.84	640.	9.	135.8	121.8	-0.50	-4.164	0.67	
TYC 9339-2158-1		K3V	0.910	4.	30.60	200.0	0.91	237.	7.	2.6	17.0	-0.36	-4.185	-0.18	

Notes.

Noms en italique : étoiles également observées avec SOPHIE.

Noms en gras : étoiles appartenant précédemment au relevé HARPS AF.

Colonne 16 : Correction des variations de V_R induites : par un compagnon (\dagger);

par de l'activité (* : correction via la corrélation V_R -BIS; ** : correction via la corrélation V_R - $\log R'_{\text{HK}}$).

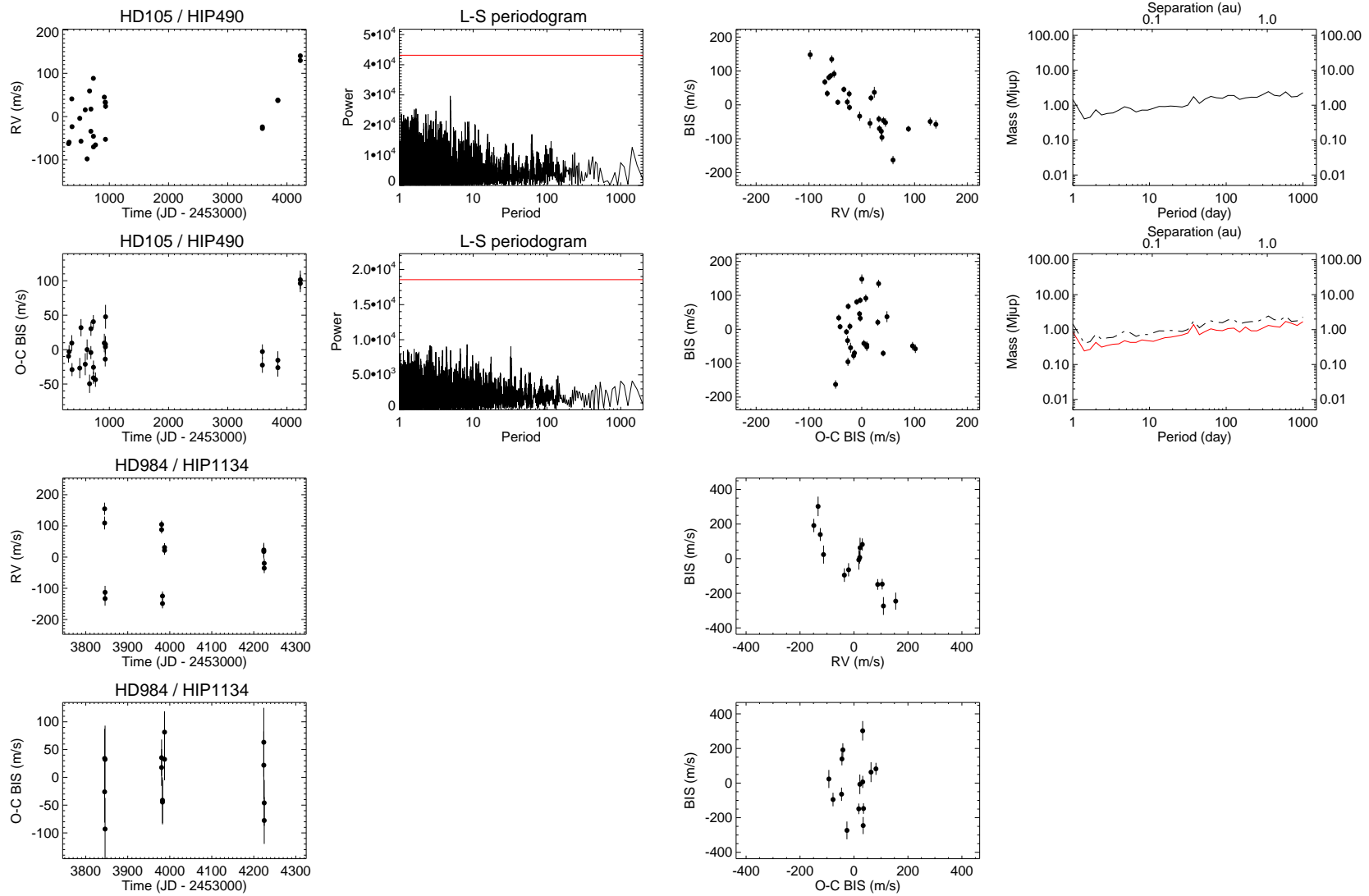


FIG. B.1 – **Détail du relevé HARPS Étoiles jeunes et proches.** *Première colonne* : série temporelle des V_R ; *deuxième colonne* : périodogramme de Lomb-Scargle des V_R (représenté uniquement si au moins 15 spectres ont été acquis pour la cible); *troisième colonne* : diagnostic de variabilité via le diagramme (V_R , BIS) (par défaut; dans le cas où le calcul du BIS est possible) ou éventuellement le diagramme V_R - $\log R'_{HK}$ (uniquement dans le cas d'une corrélation V_R - $\log R'_{HK}$); *quatrième colonne* : limites de détection LPA calculées de 1 à 1000 jours (représentées si au moins 15 spectres ont été acquis pour la cible et si celle-ci n'est pas de type SB2). Chaque ligne correspond à une étoile du relevé; dans le cas où les V_R peuvent être corrigées des variations induites par un compagnon ou de l'activité, les V_R corrigées sont représentées de la même manière sur la ligne suivante. Les limites de détection corrigées sont représentées en bleu (compagnon), rouge (corrélation (V_R , BIS)) ou orange (corrélation V_R - $\log R'_{HK}$).

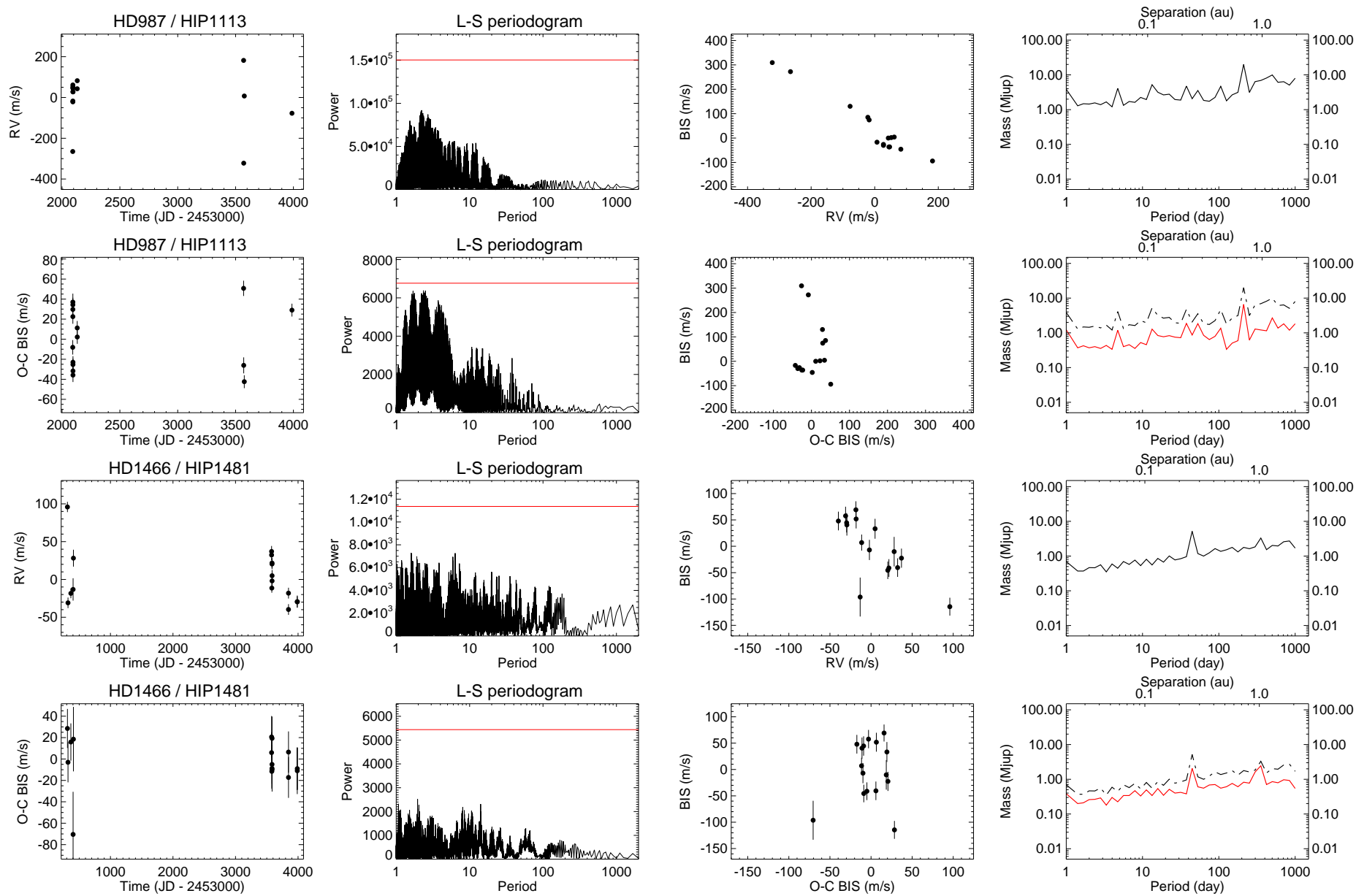


FIG. B.2 – Suite.

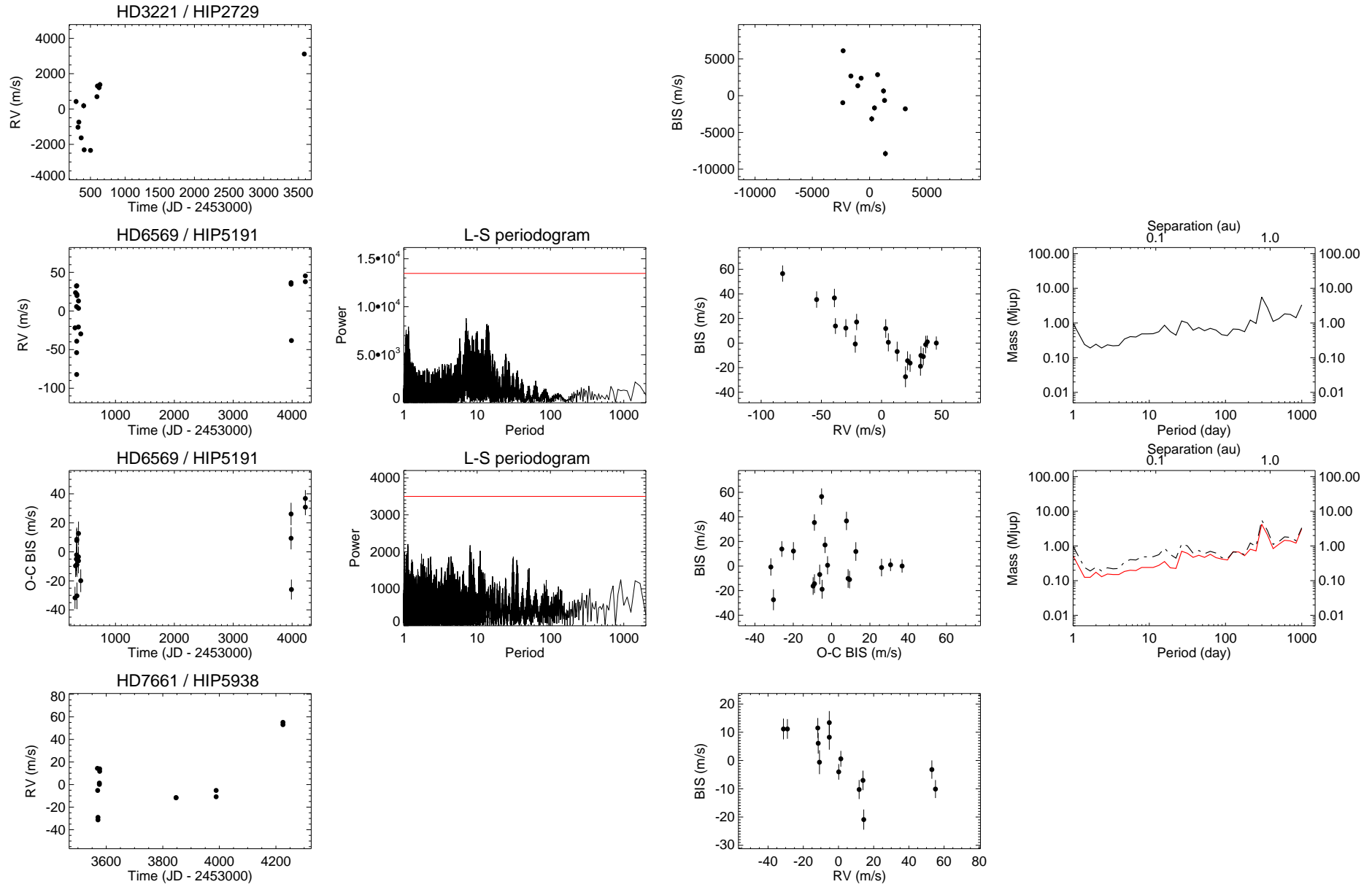


FIG. B.3 – Suite.

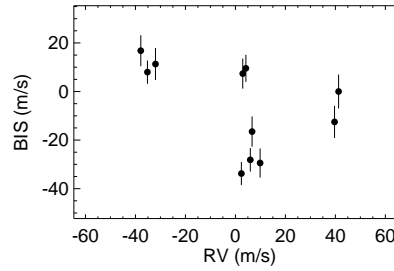
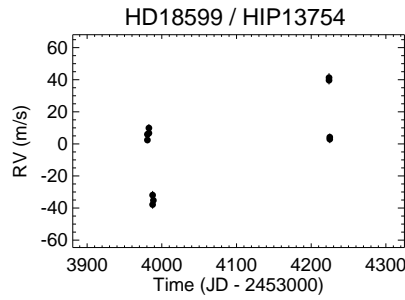
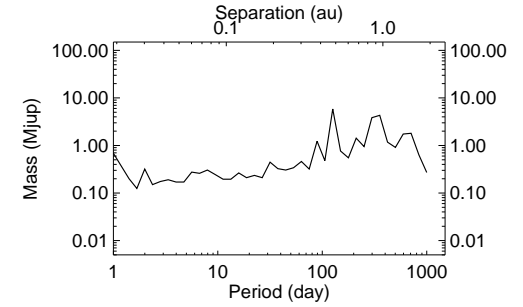
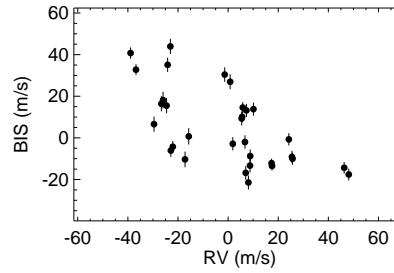
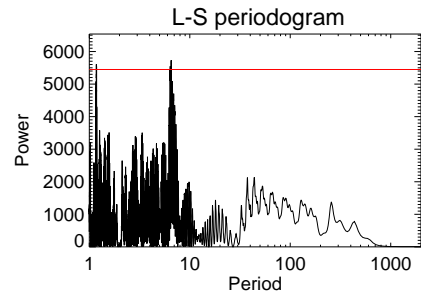
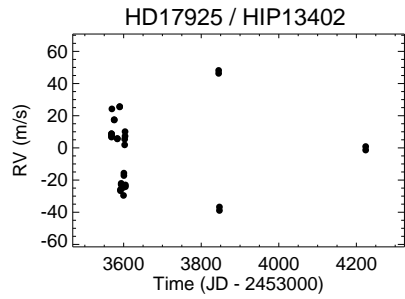
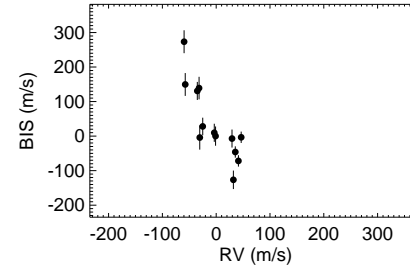
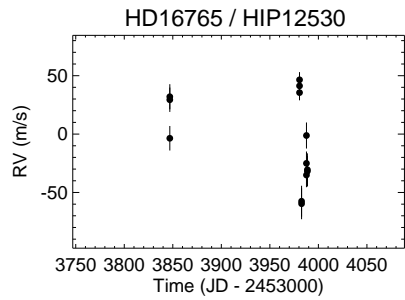
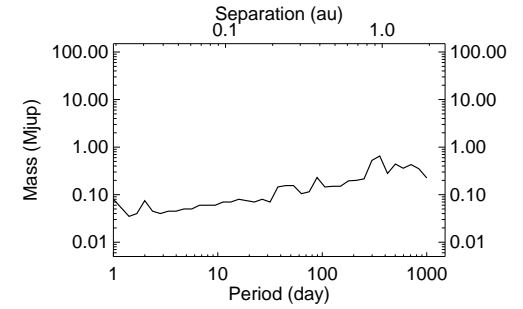
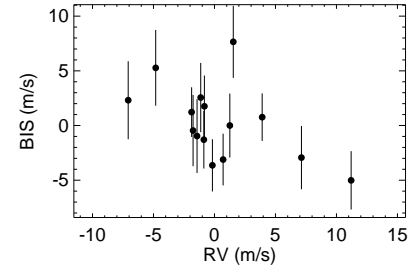
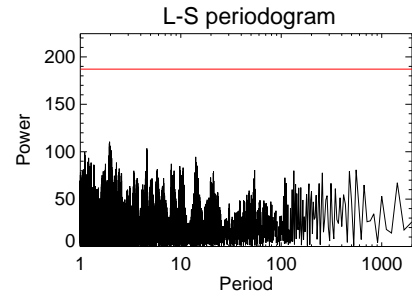
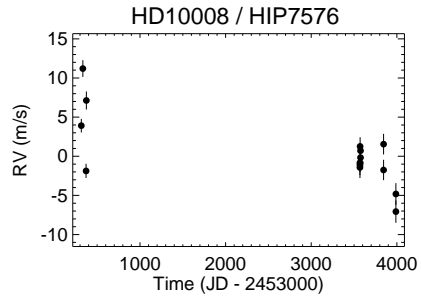


FIG. B.4 – Suite.

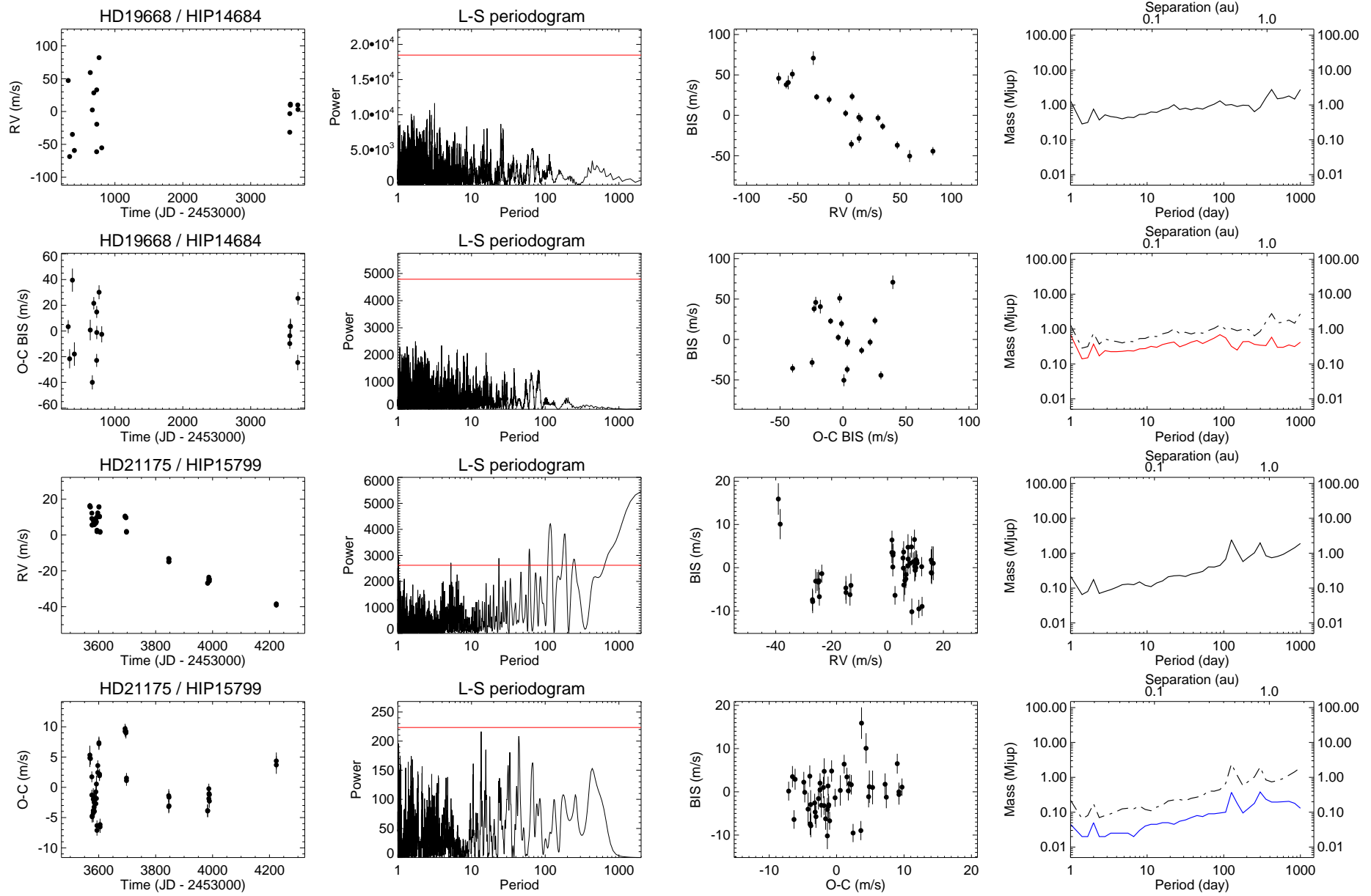


FIG. B.5 – Suite.

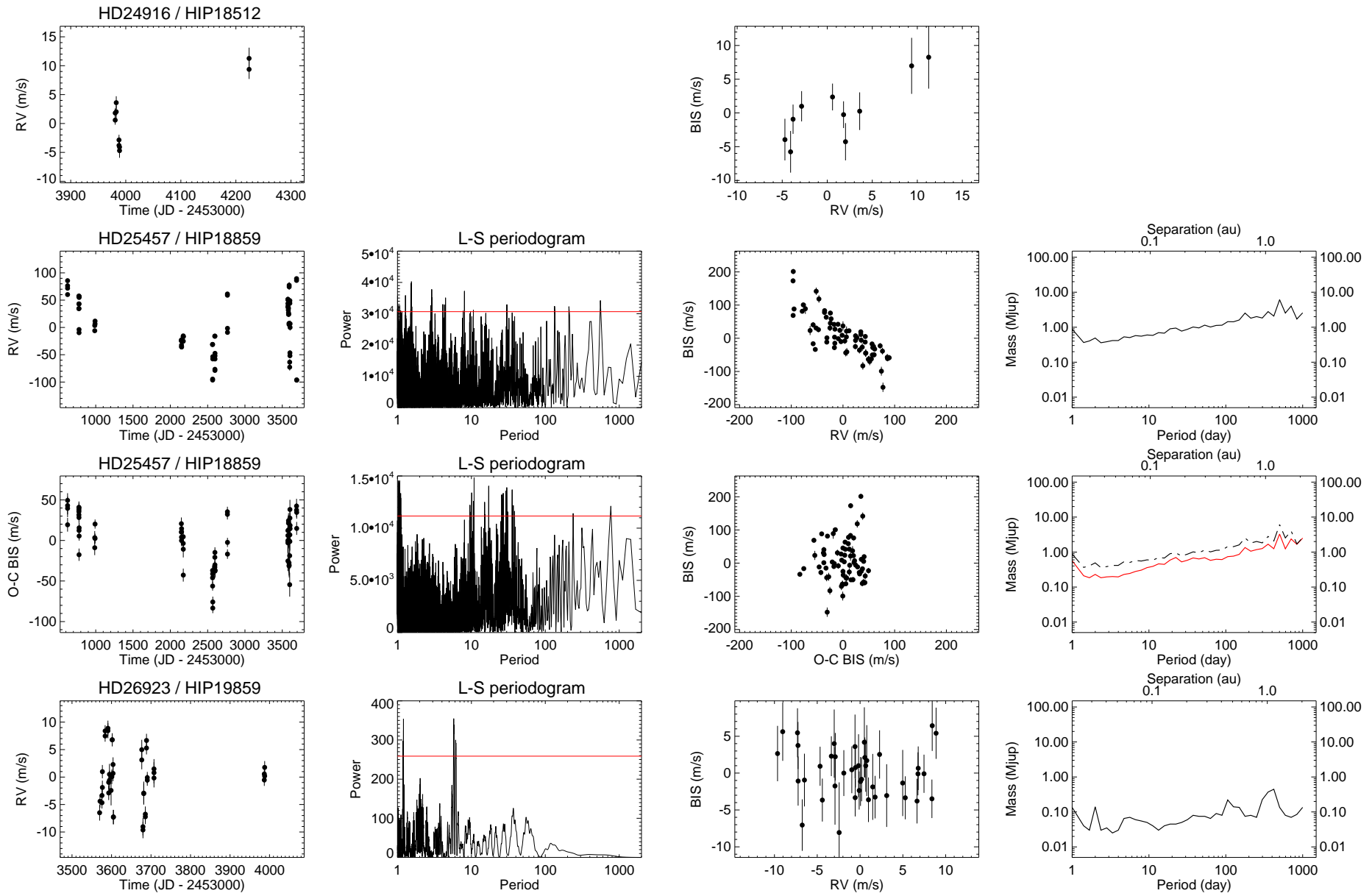


FIG. B.6 – Suite.

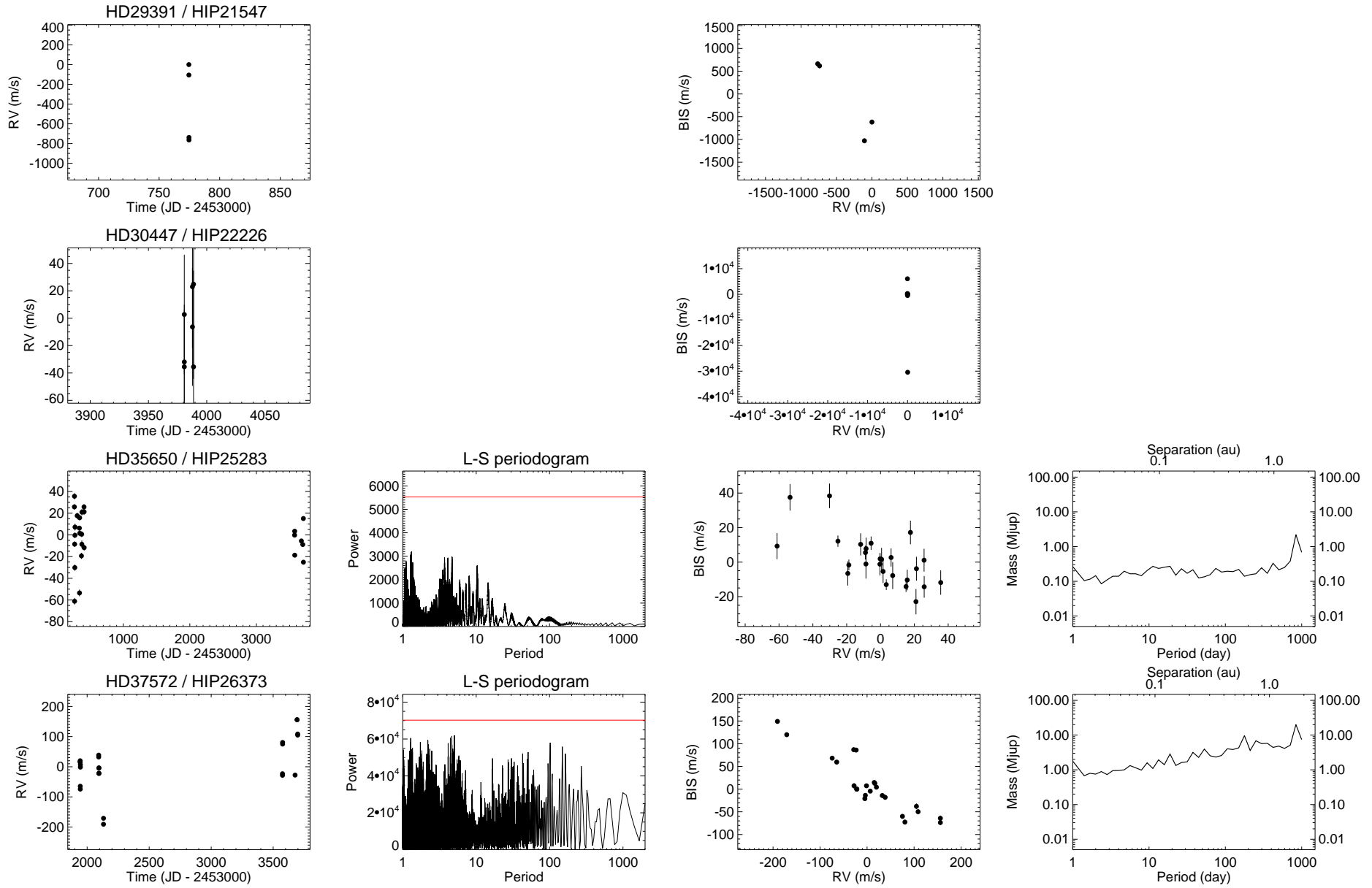


FIG. B.7 – Suite.

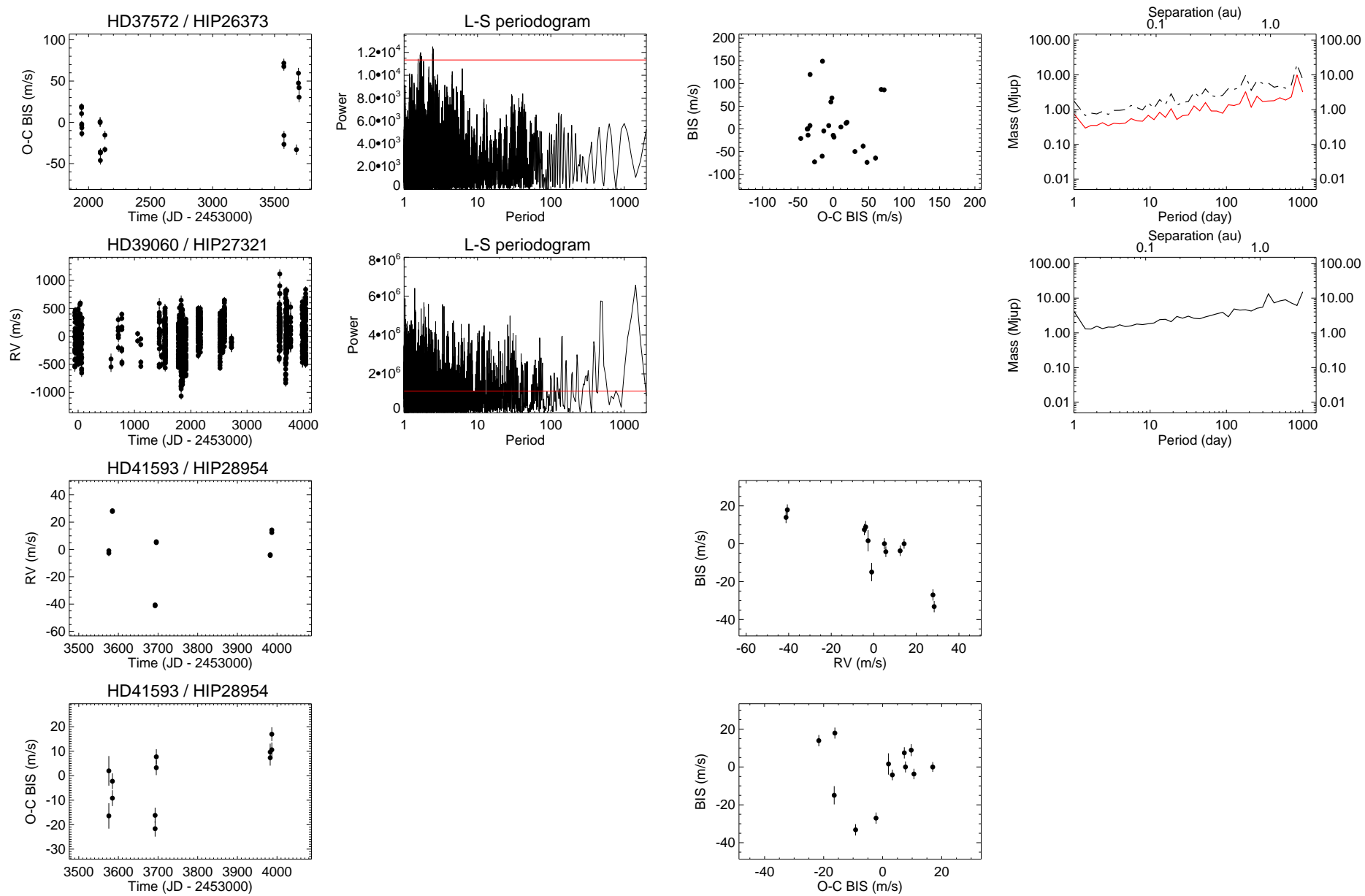


FIG. B.8 – Suite.

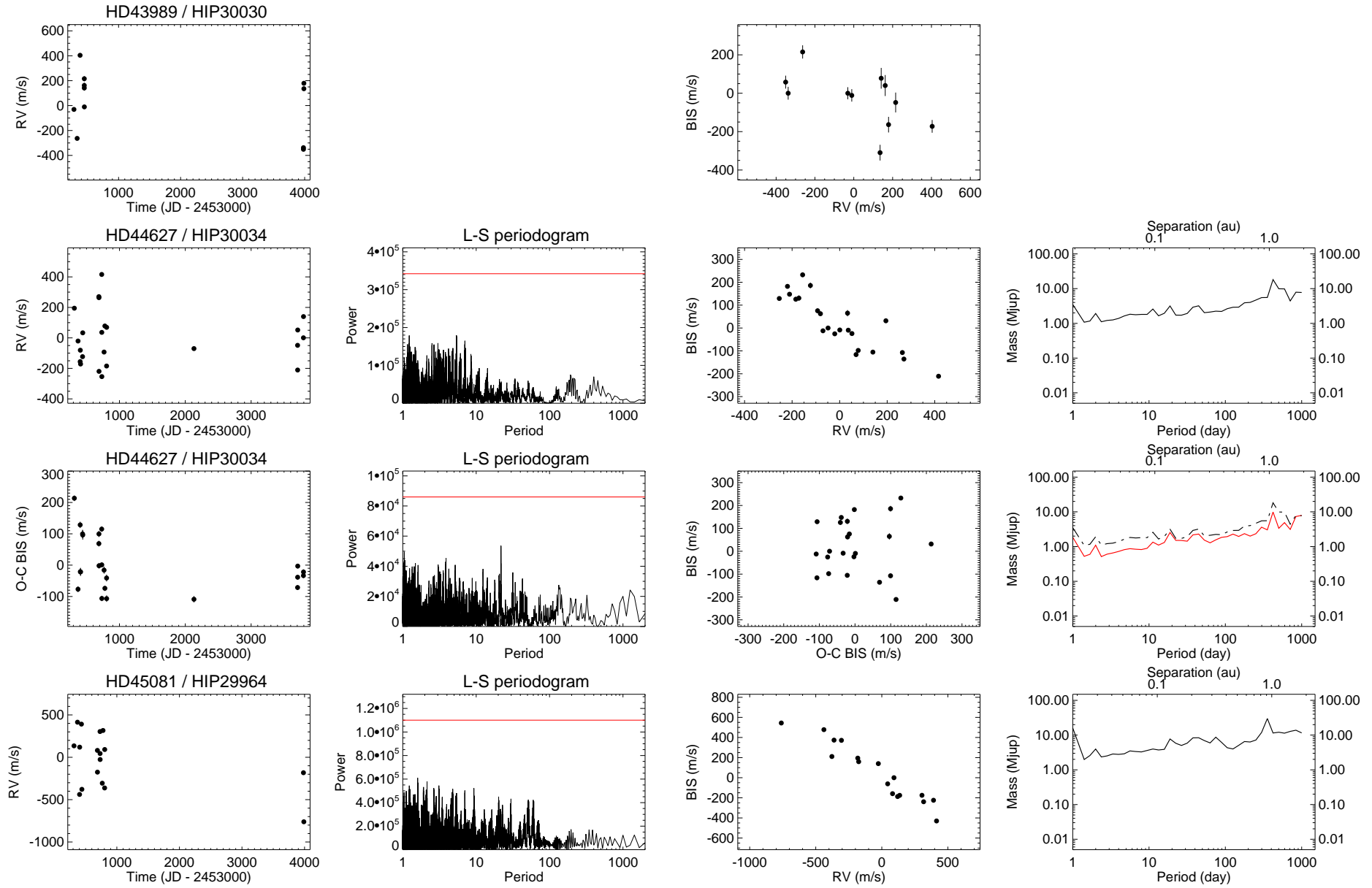


FIG. B.9 – Suite.

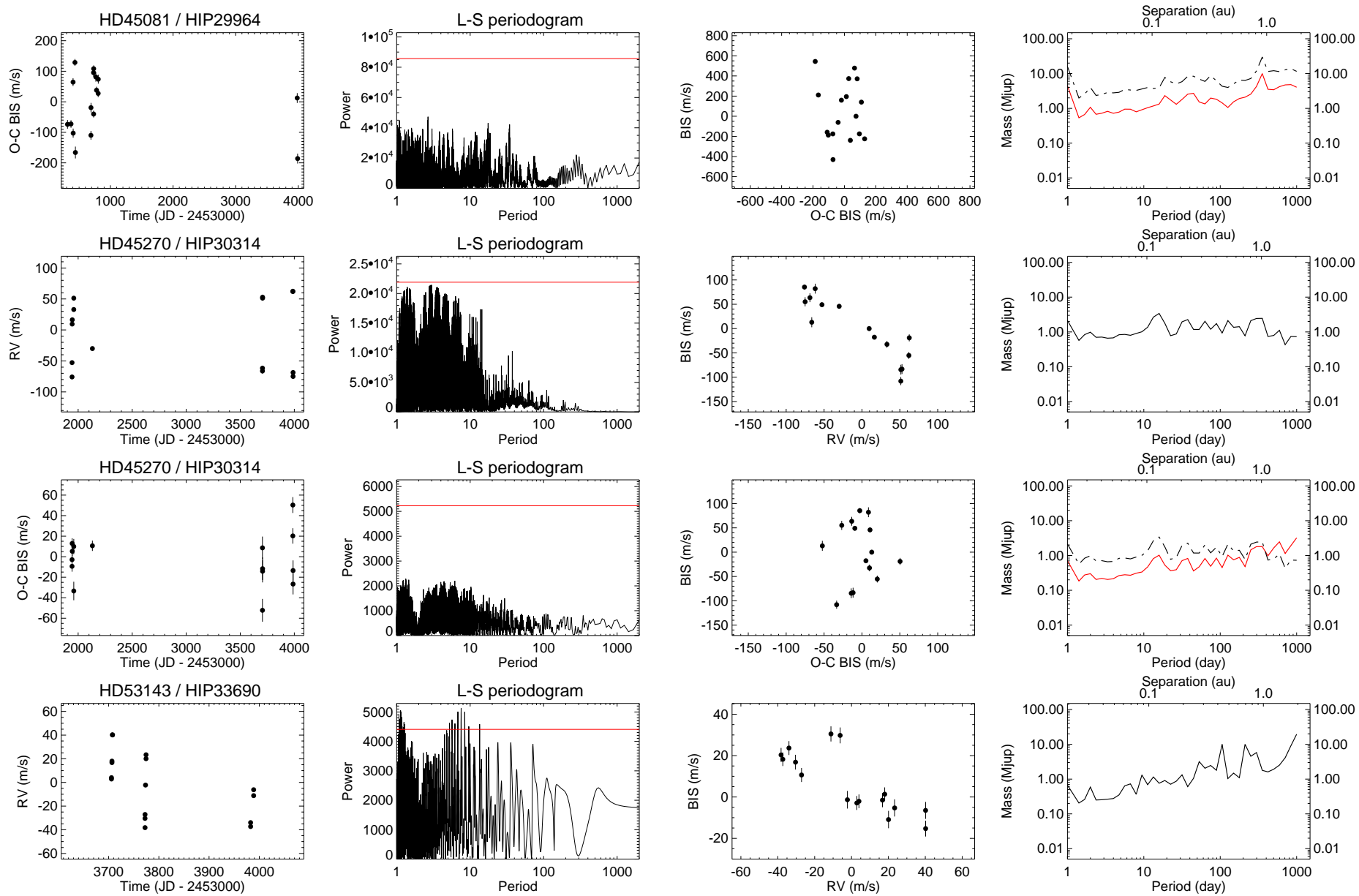


FIG. B.10 – Suite.

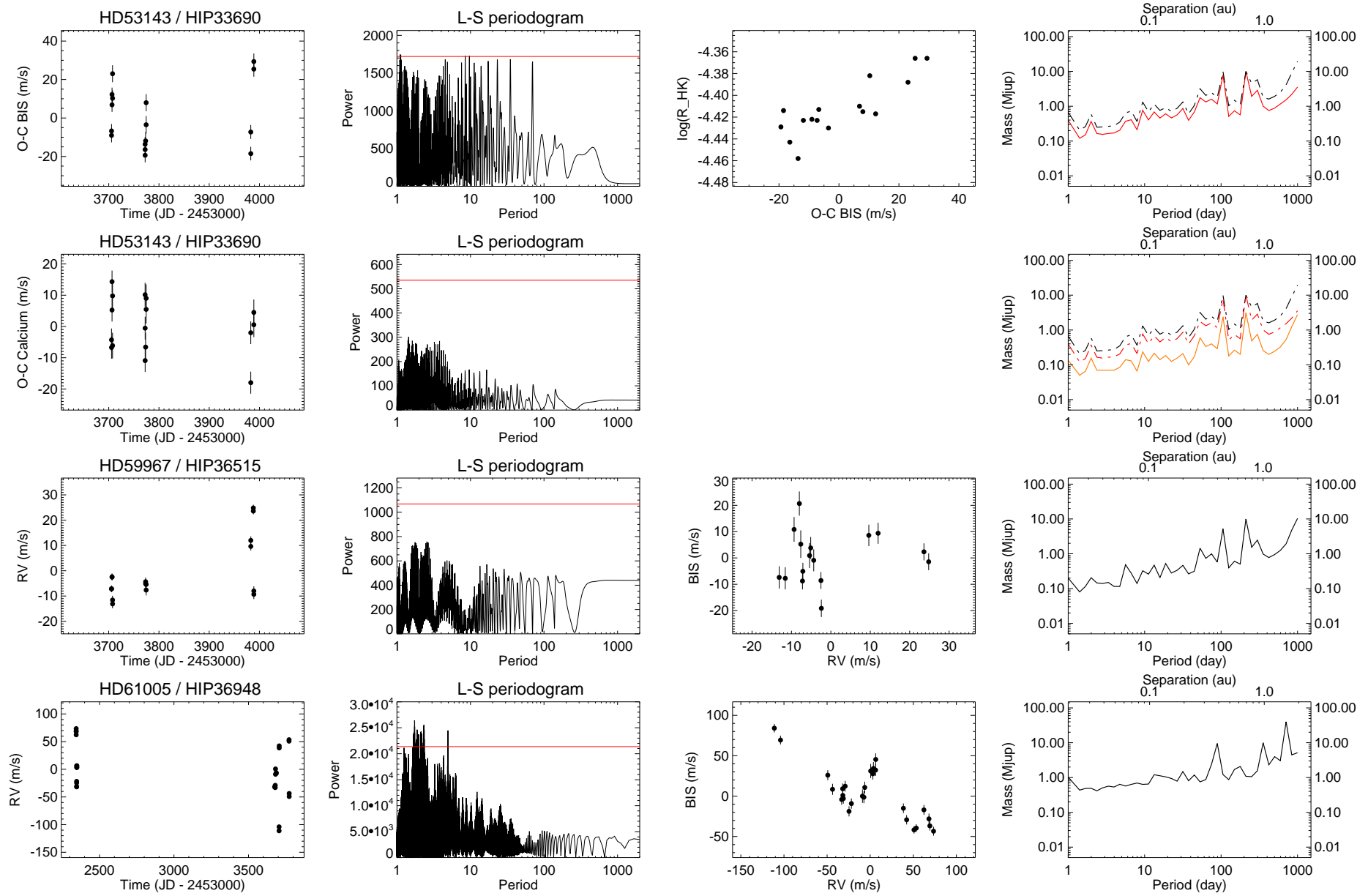


FIG. B.11 – Suite.

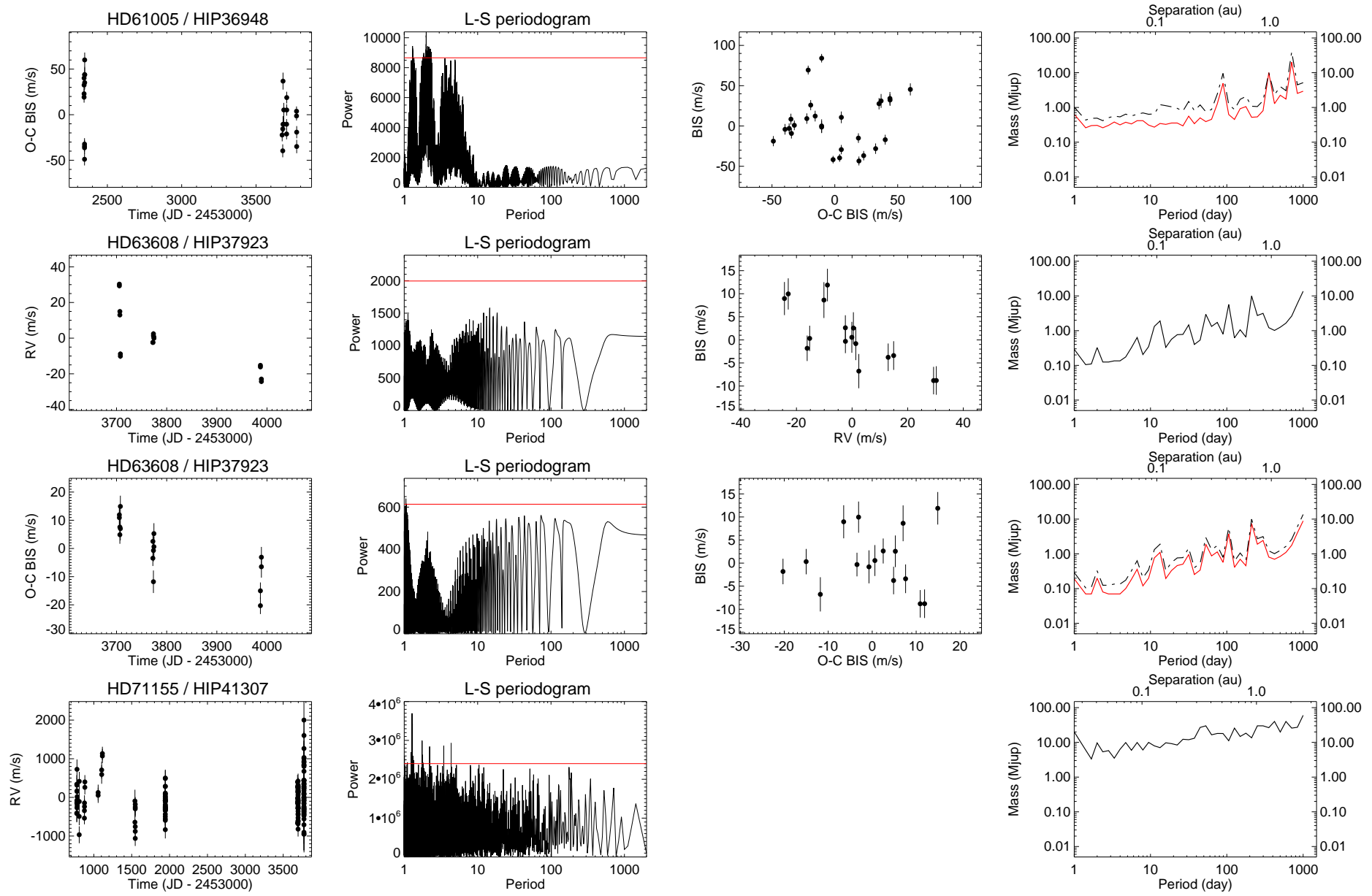


FIG. B.12 – Suite.

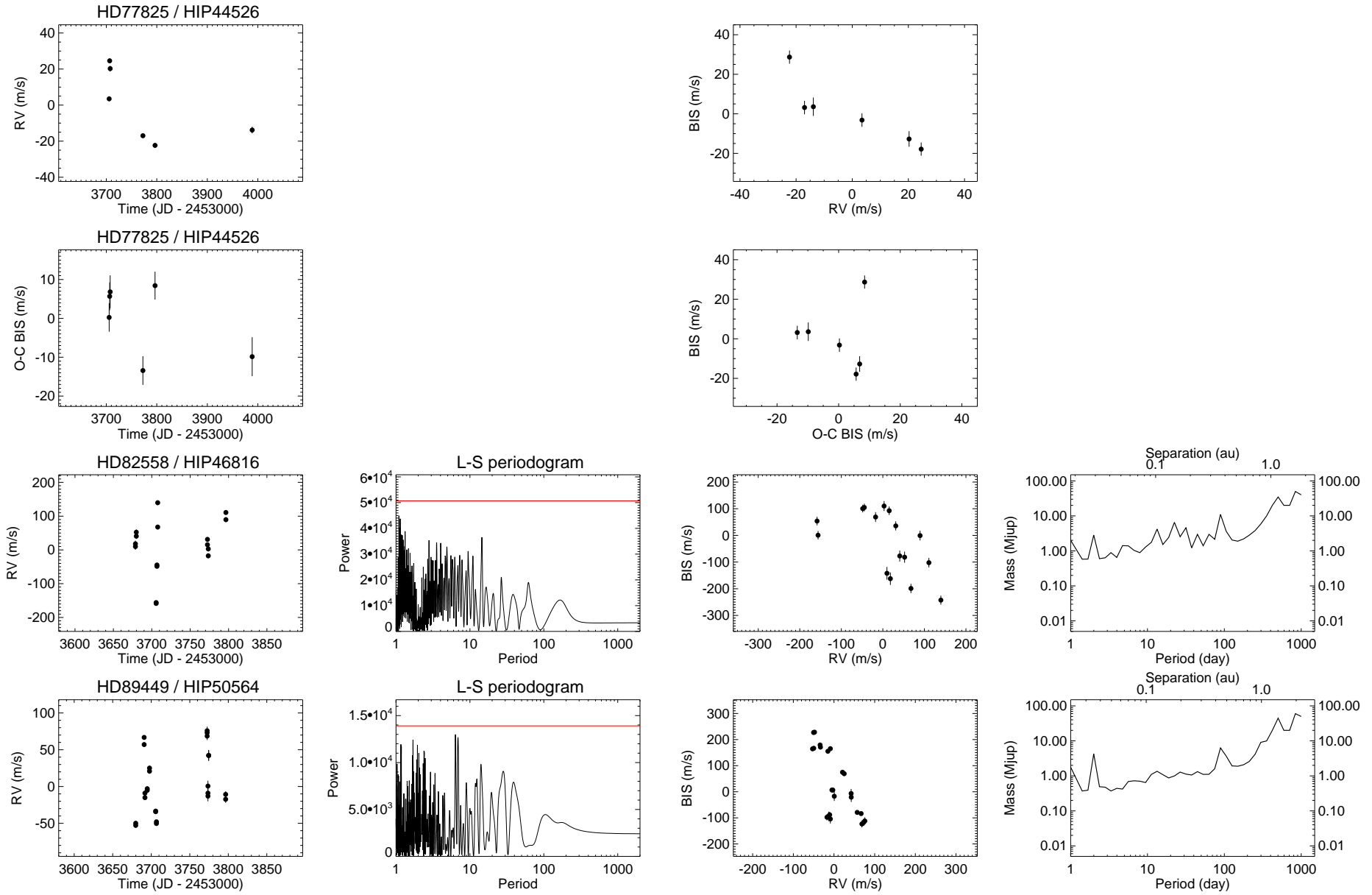


FIG. B.13 – Suite.

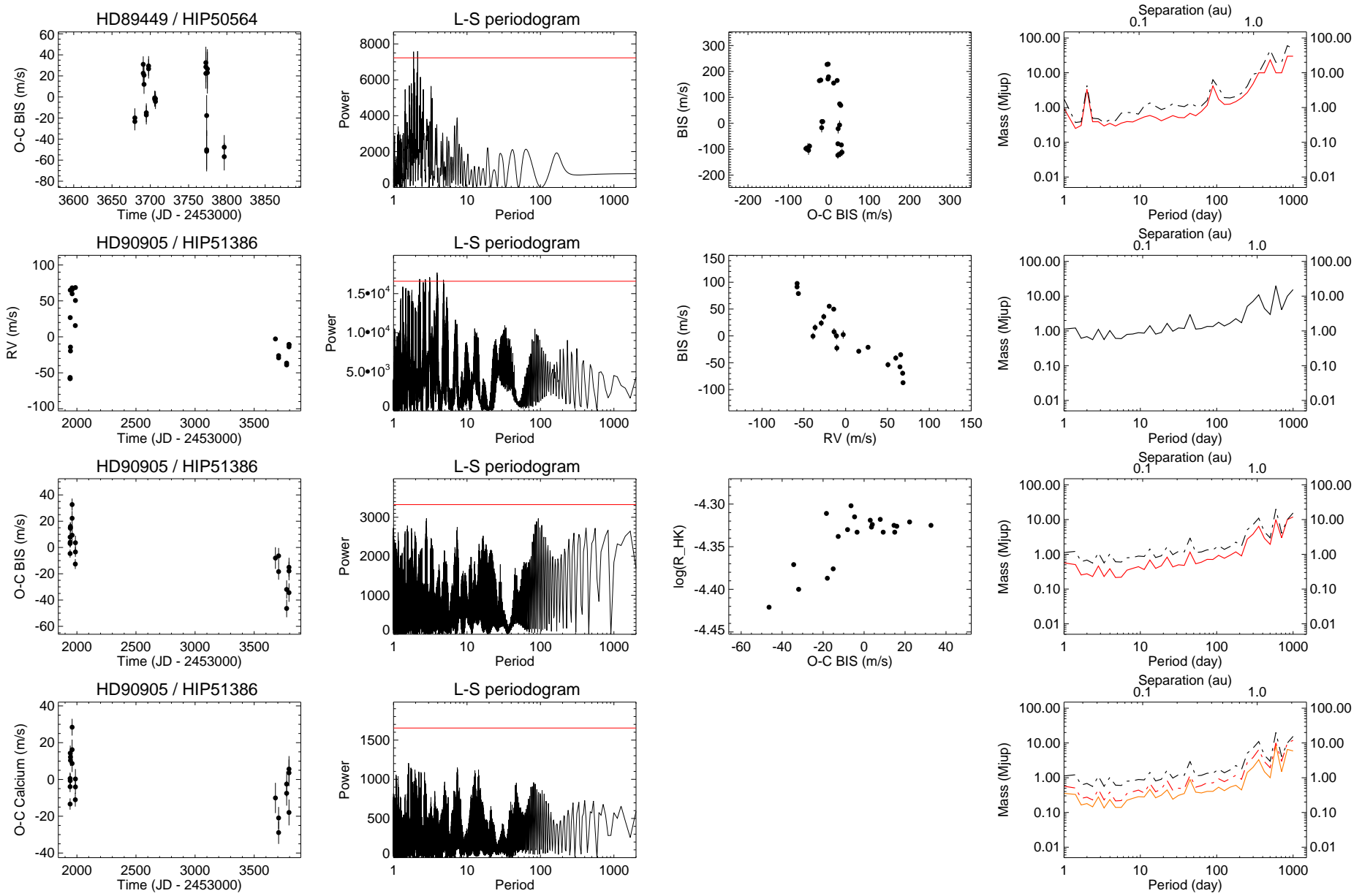


FIG. B.14 – Suite.

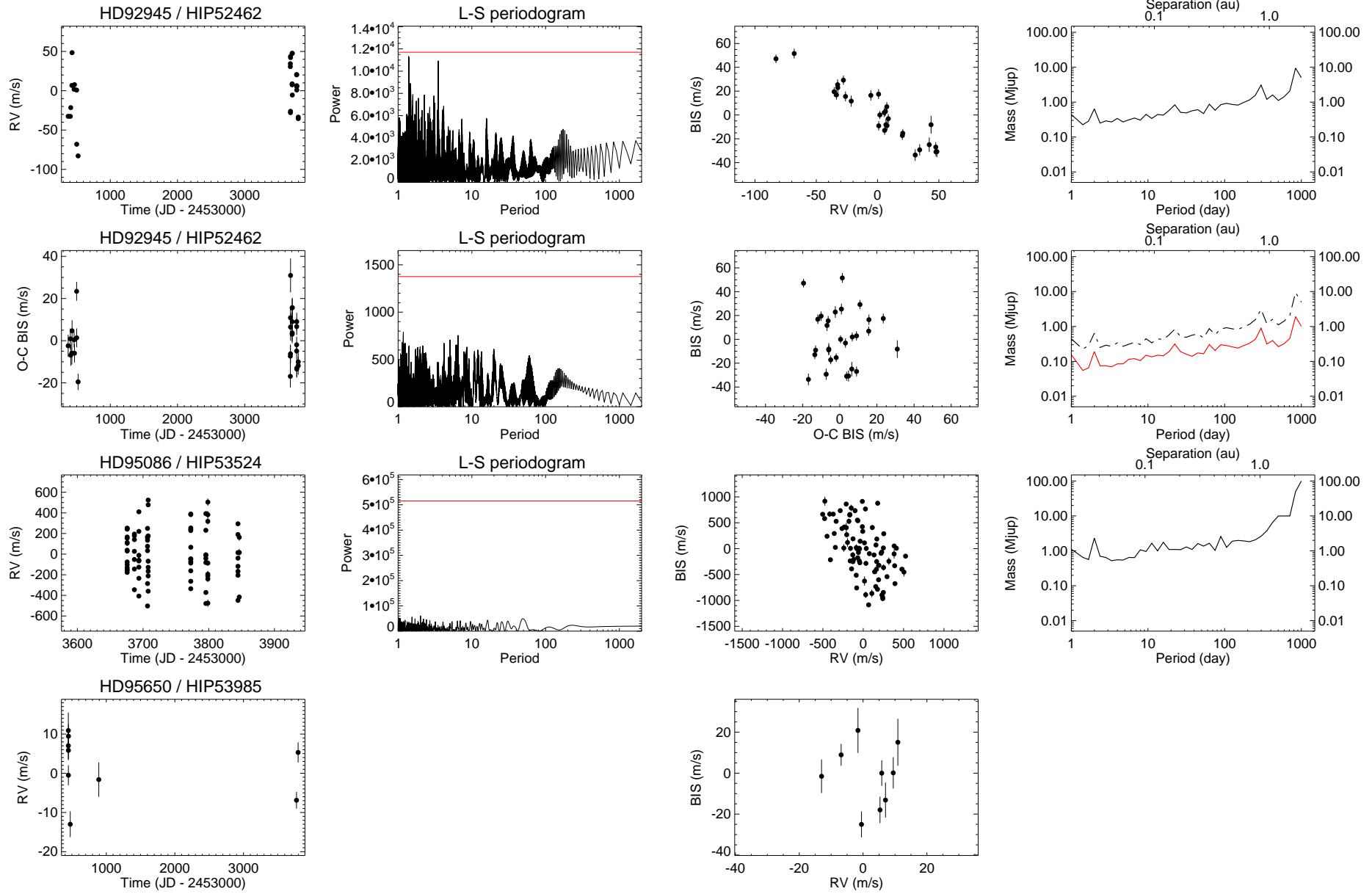


FIG. B.15 – Suite.

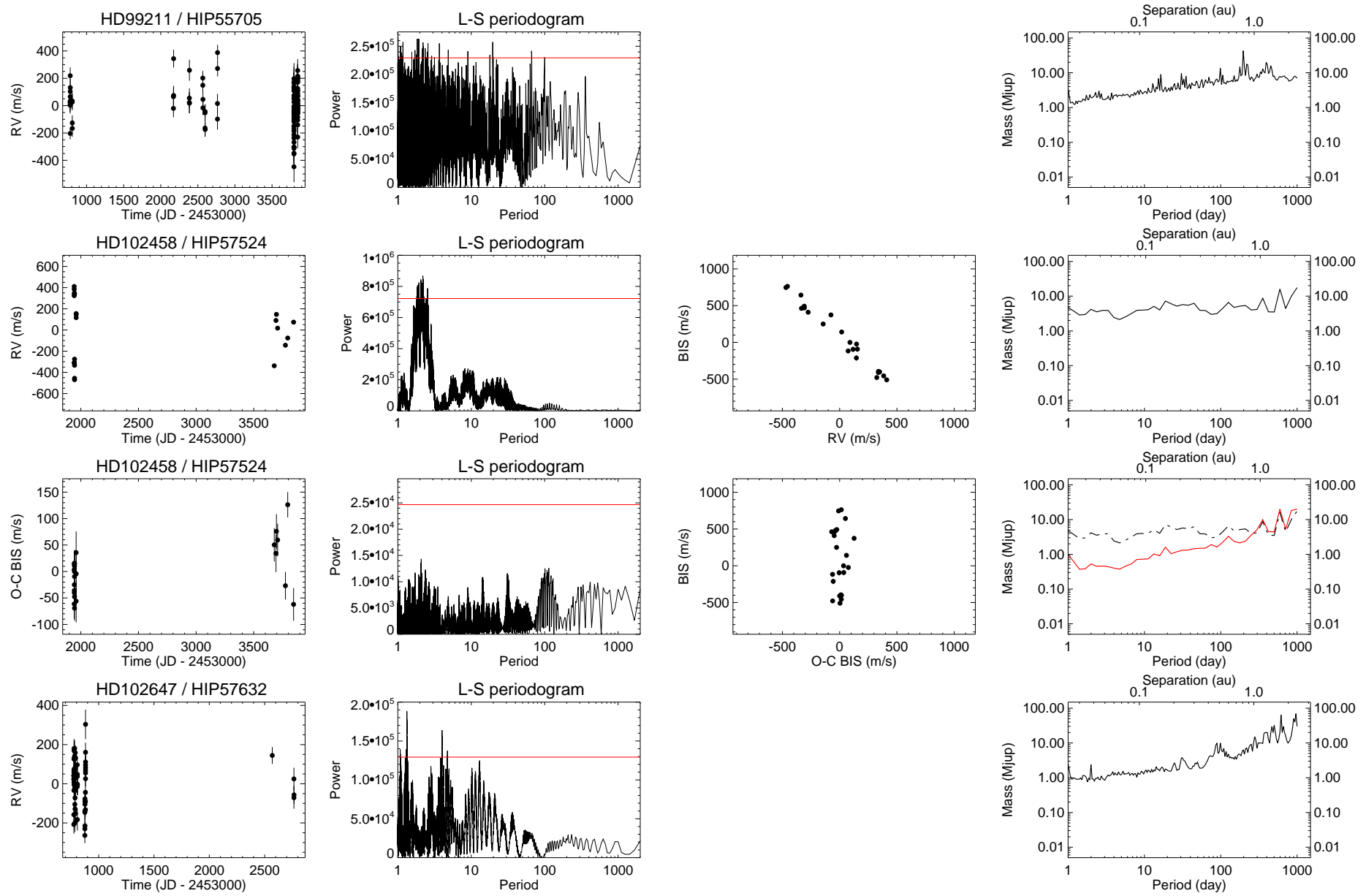


FIG. B.16 – Suite.

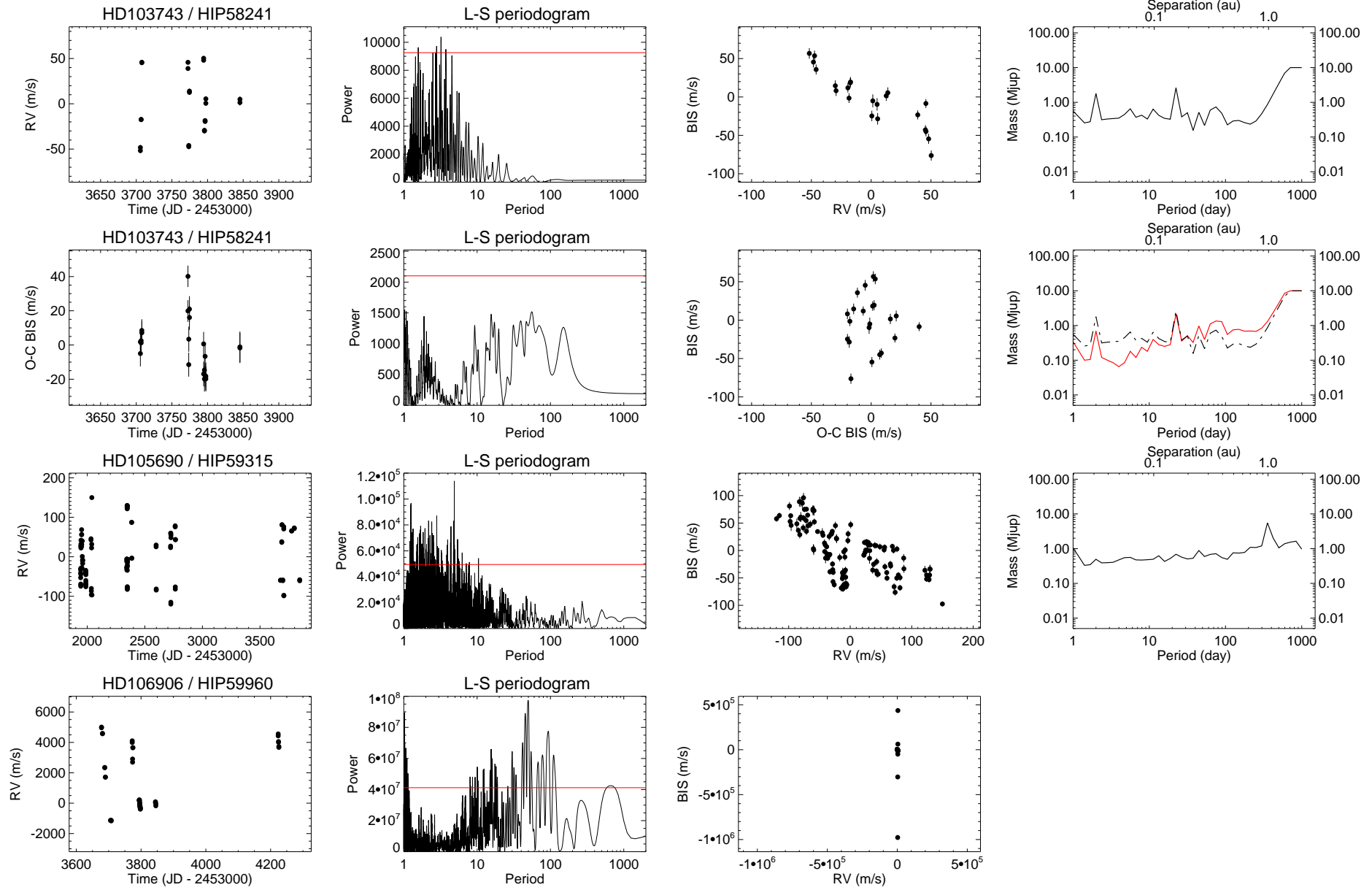


FIG. B.17 – Suite.

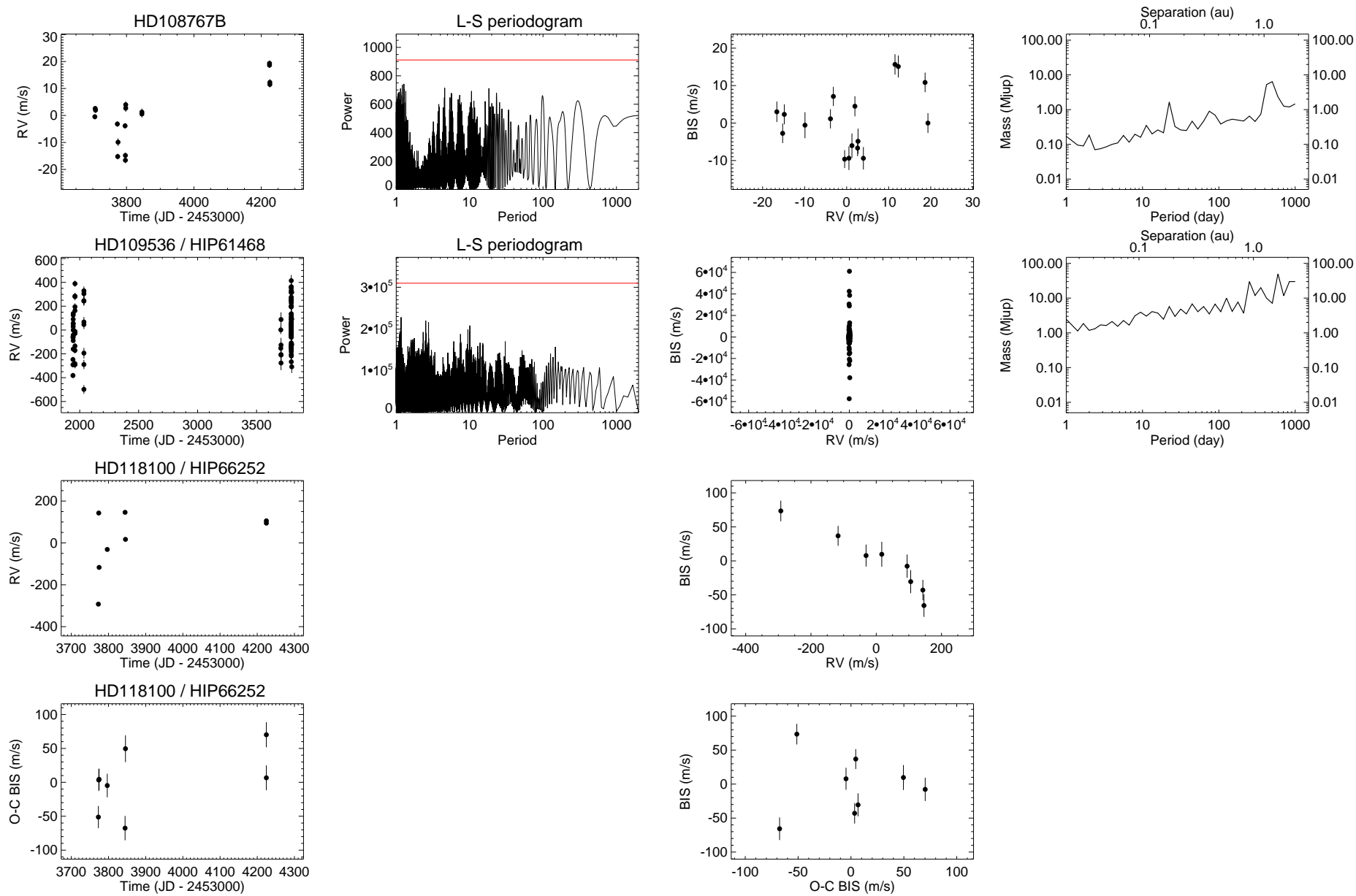


FIG. B.18 – Suite.

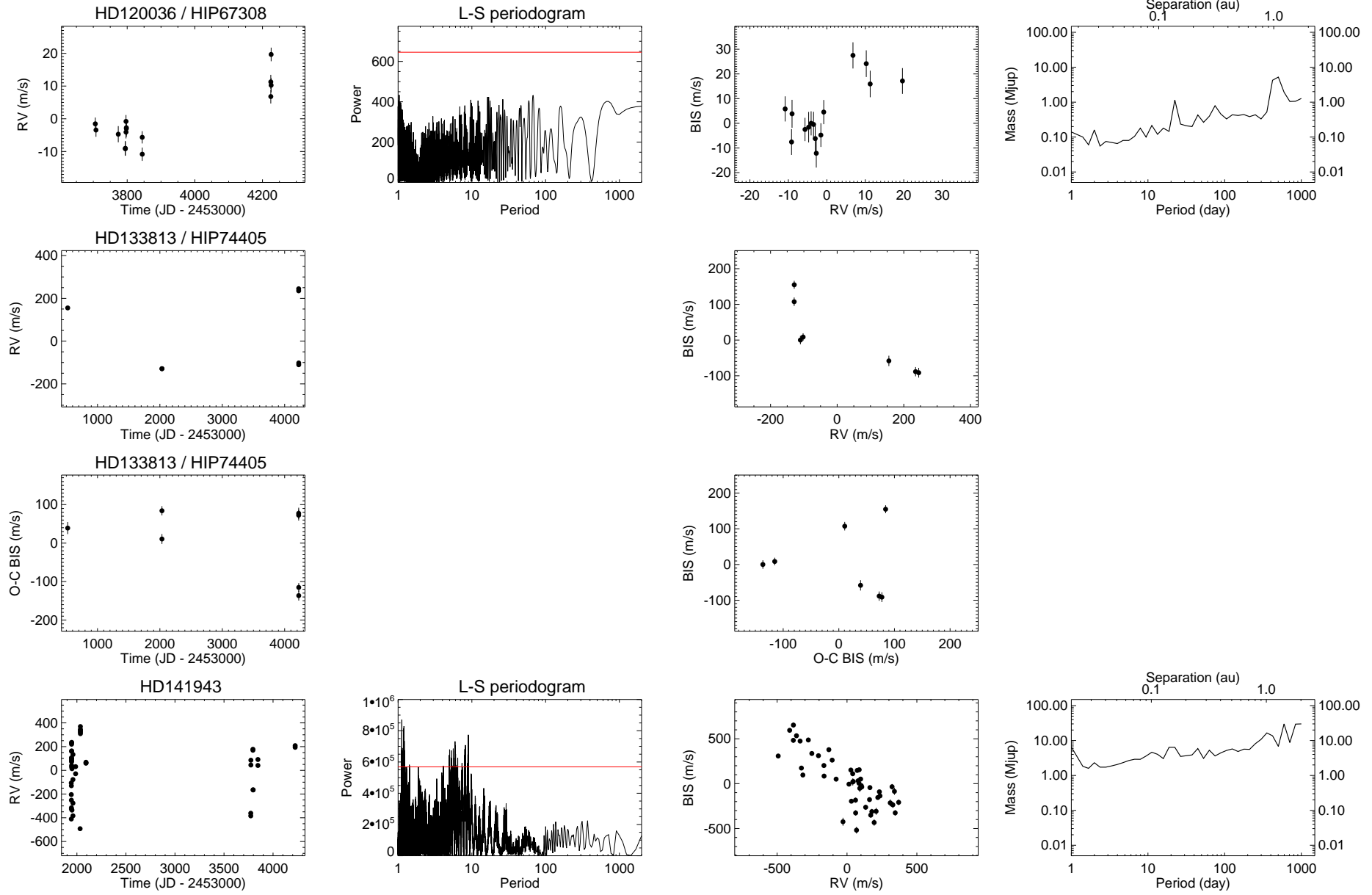


FIG. B.19 – Suite.

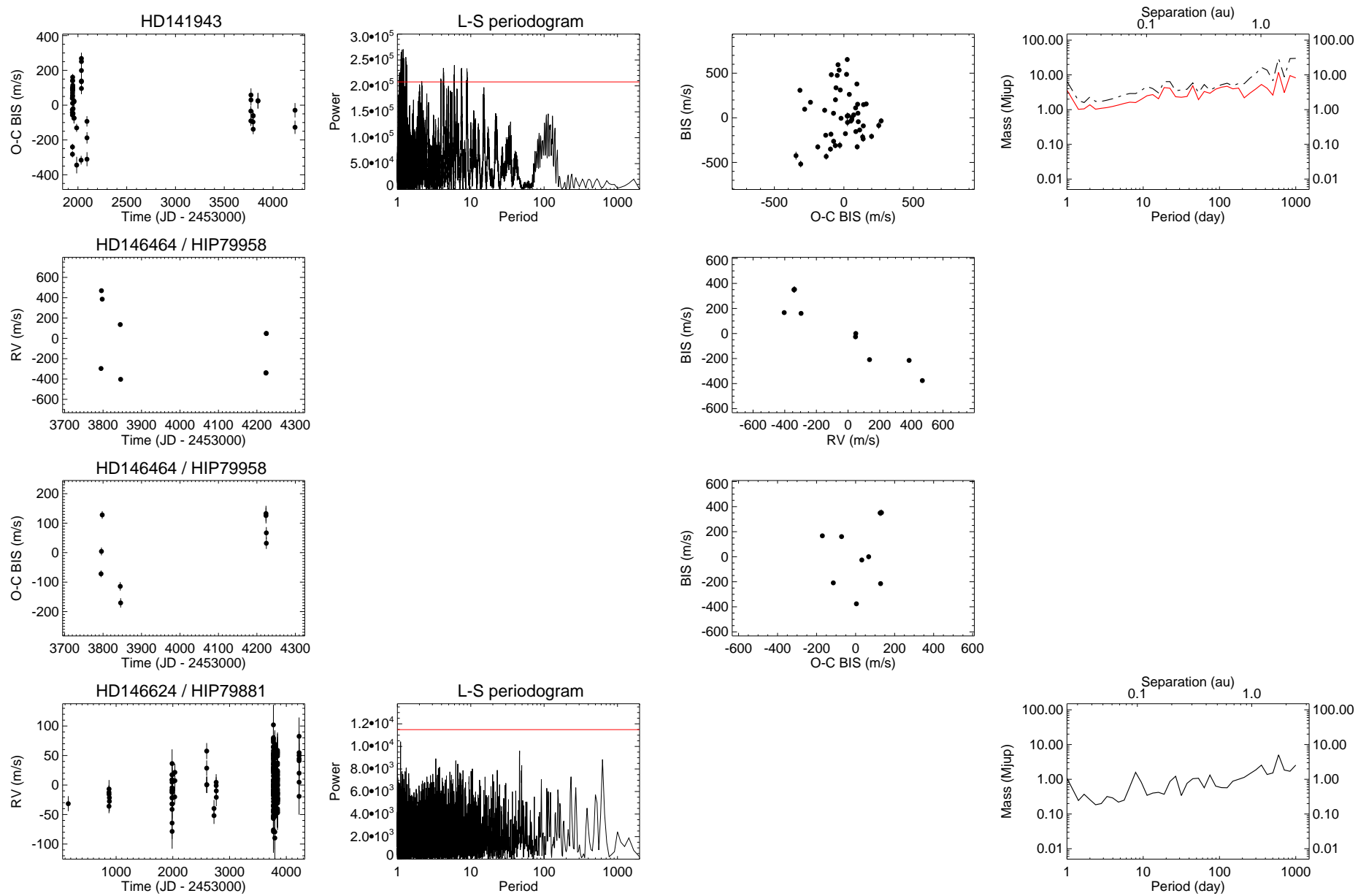


FIG. B.20 – Suite.

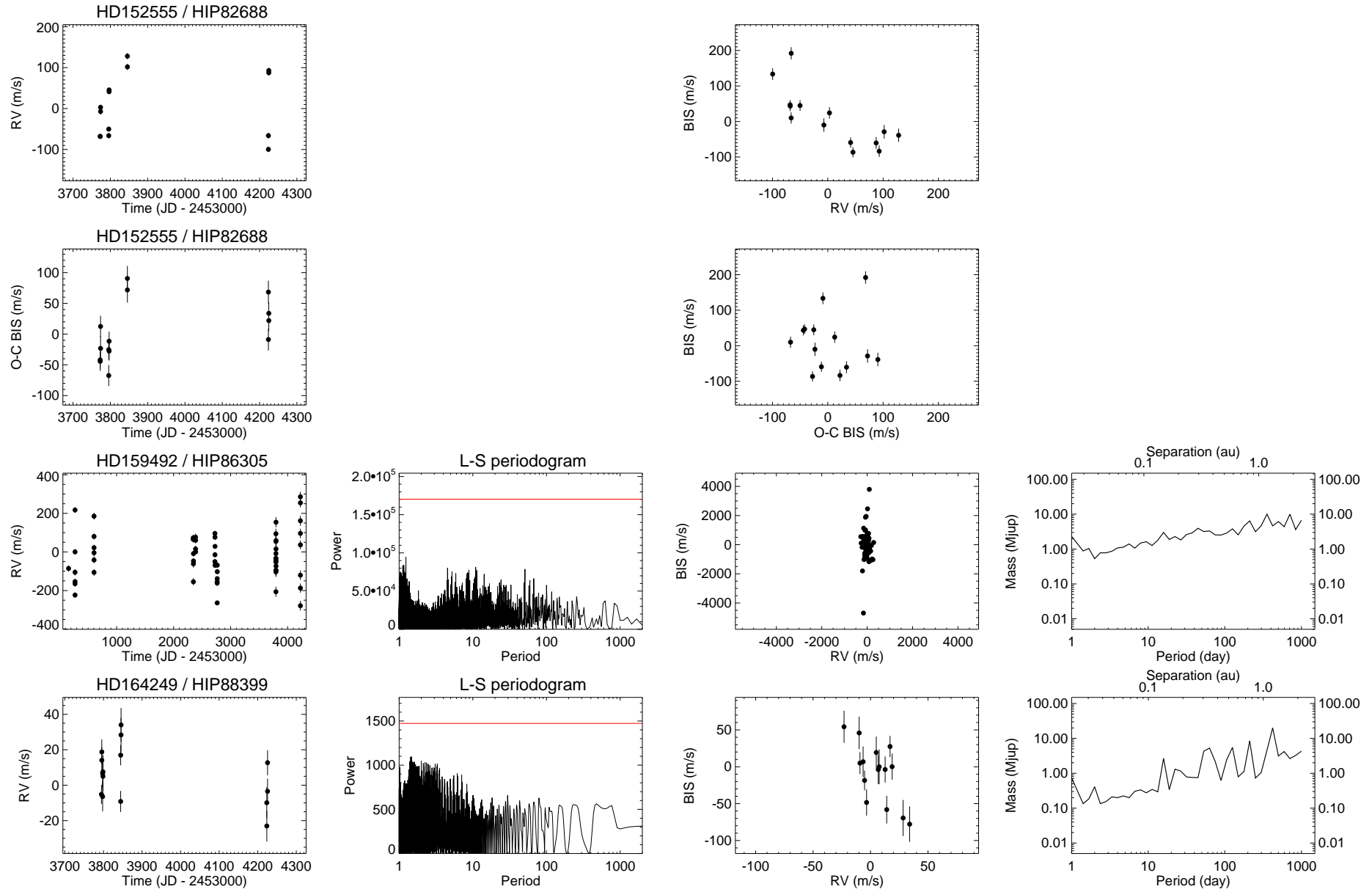


FIG. B.21 – Suite.

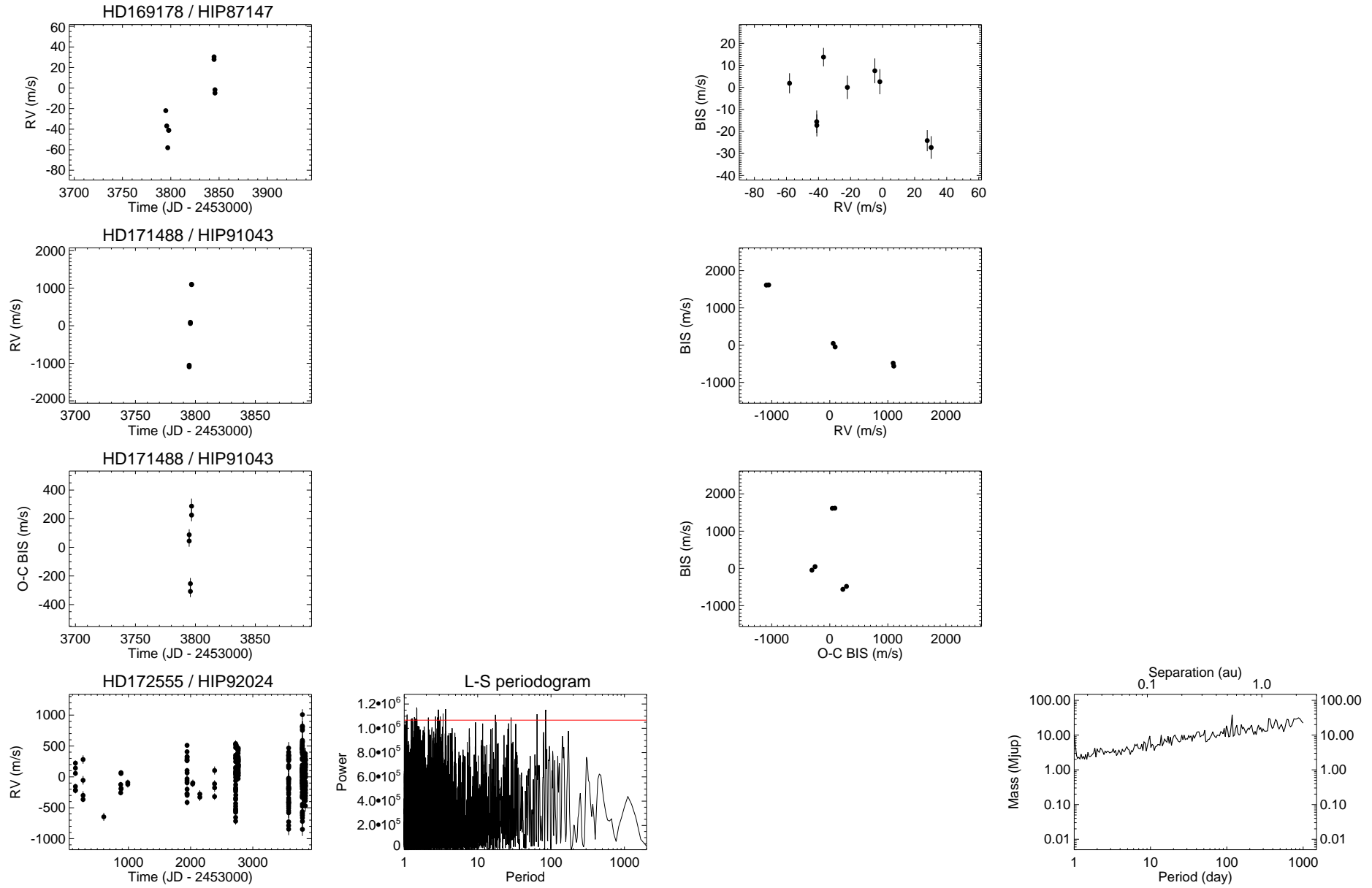


FIG. B.22 – Suite.

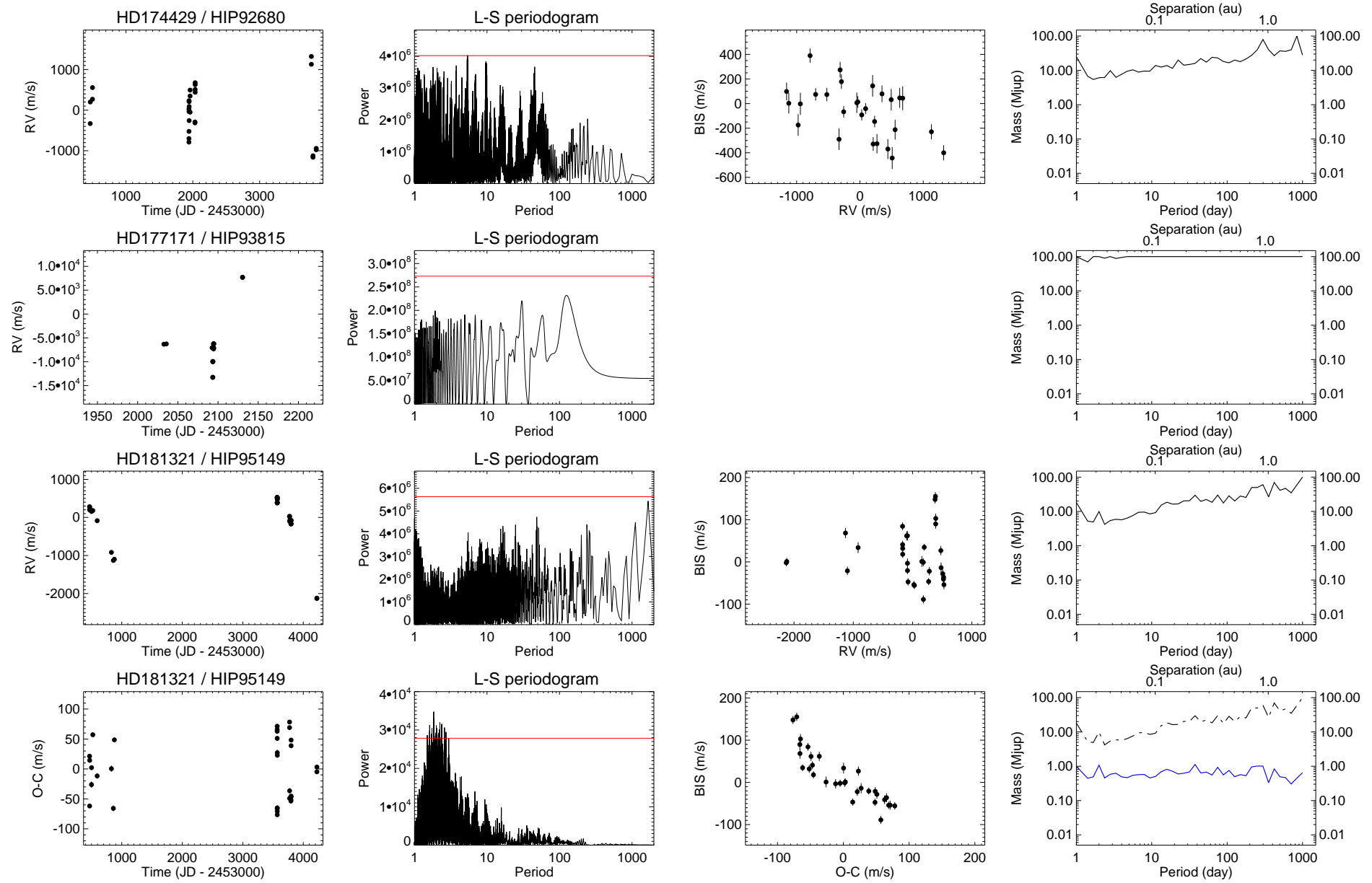


FIG. B.23 – Suite.

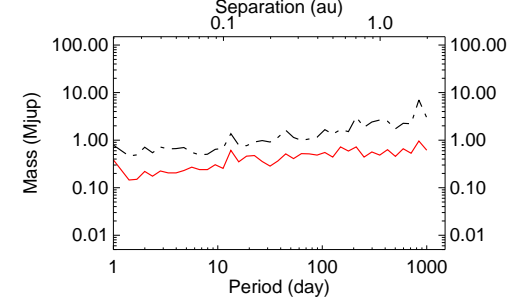
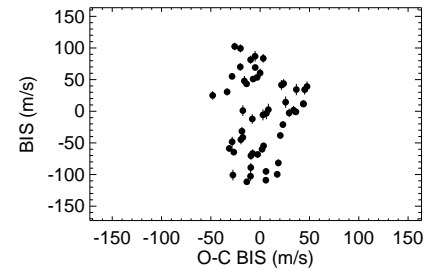
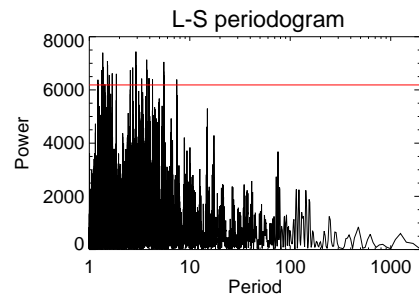
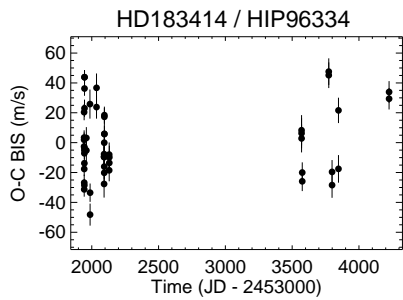
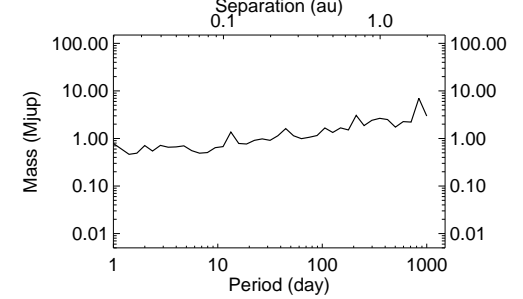
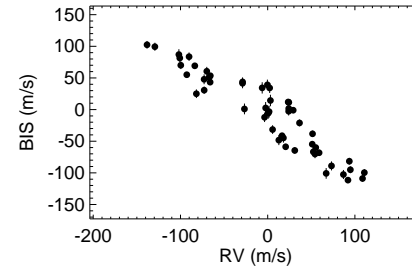
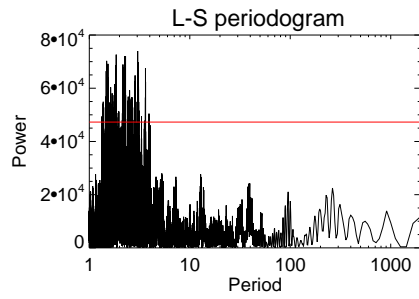
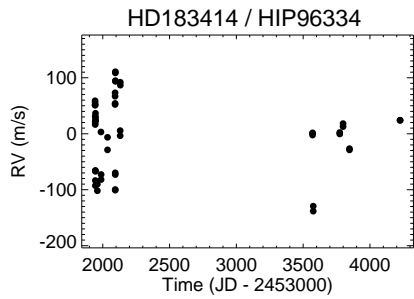
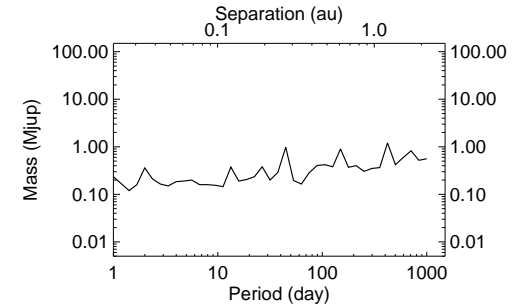
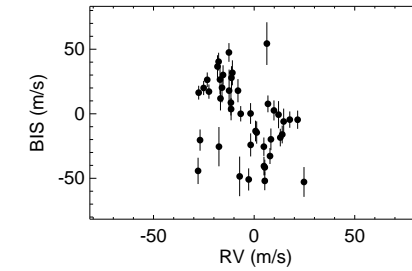
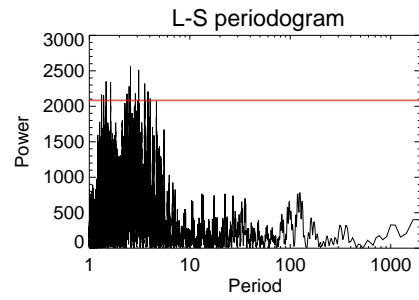
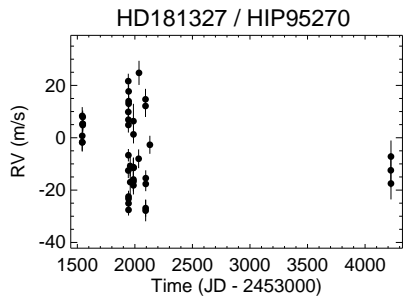
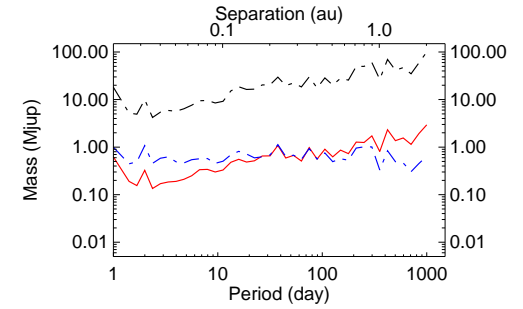
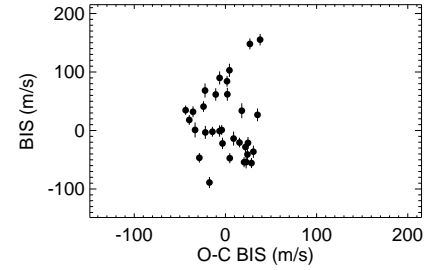
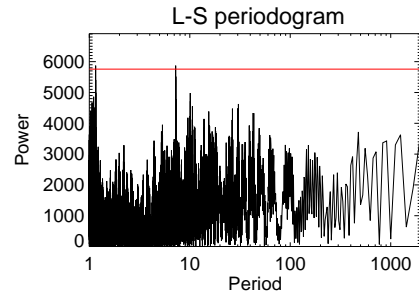
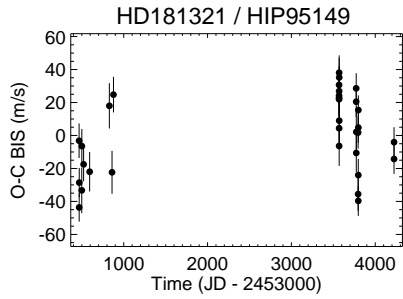


FIG. B.24 – Suite.

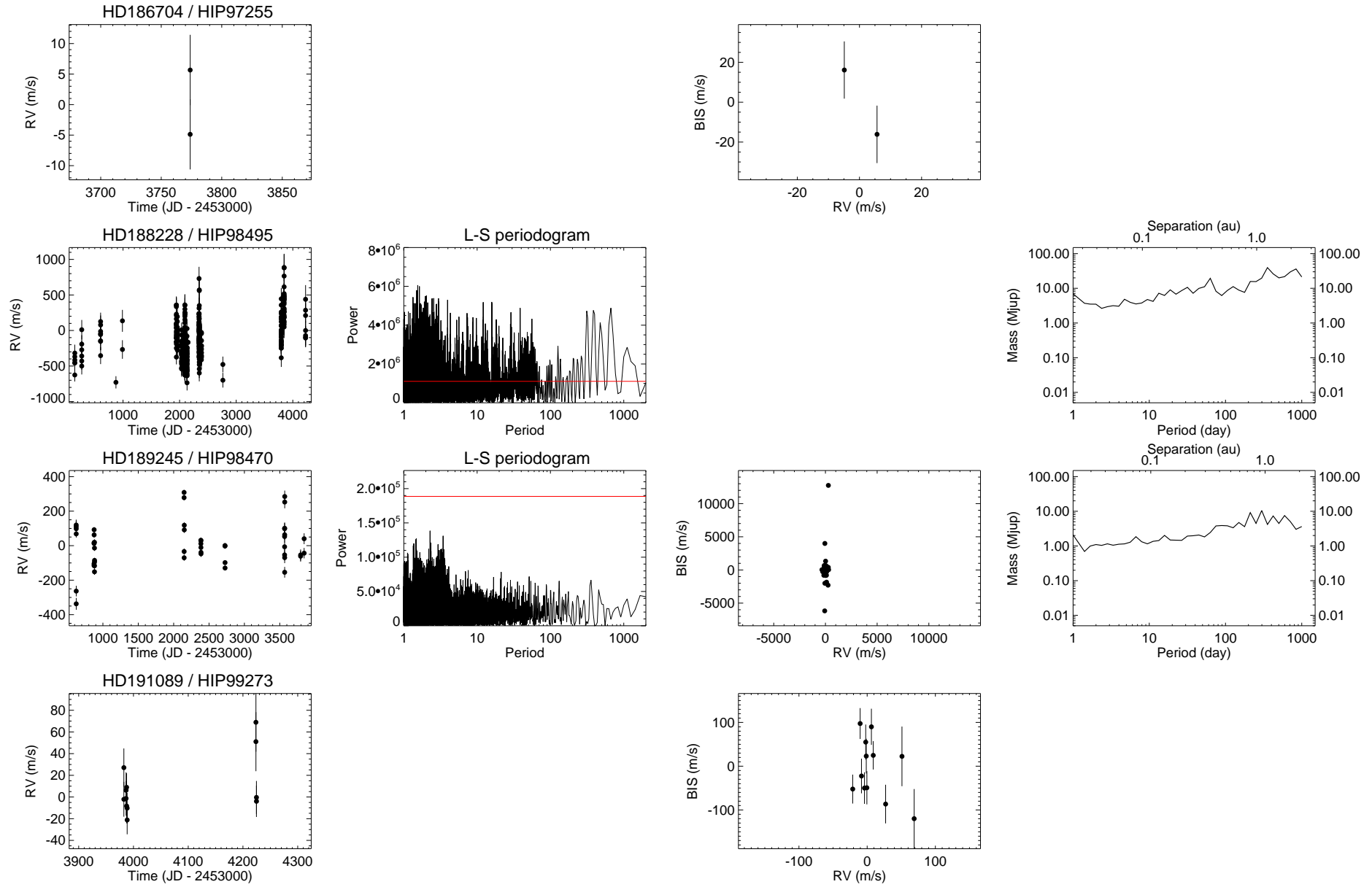


FIG. B.25 – Suite.

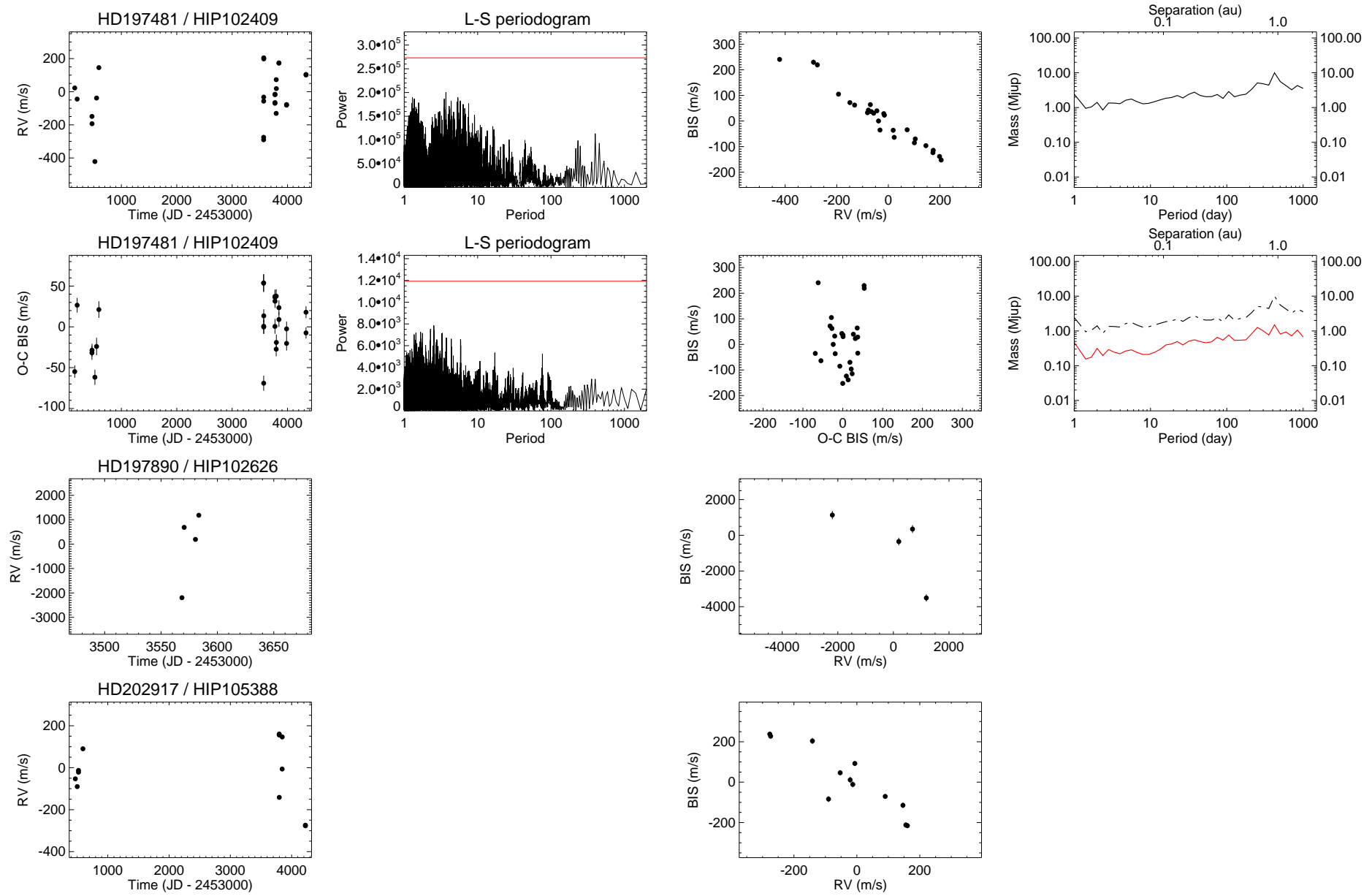


FIG. B.26 – Suite.

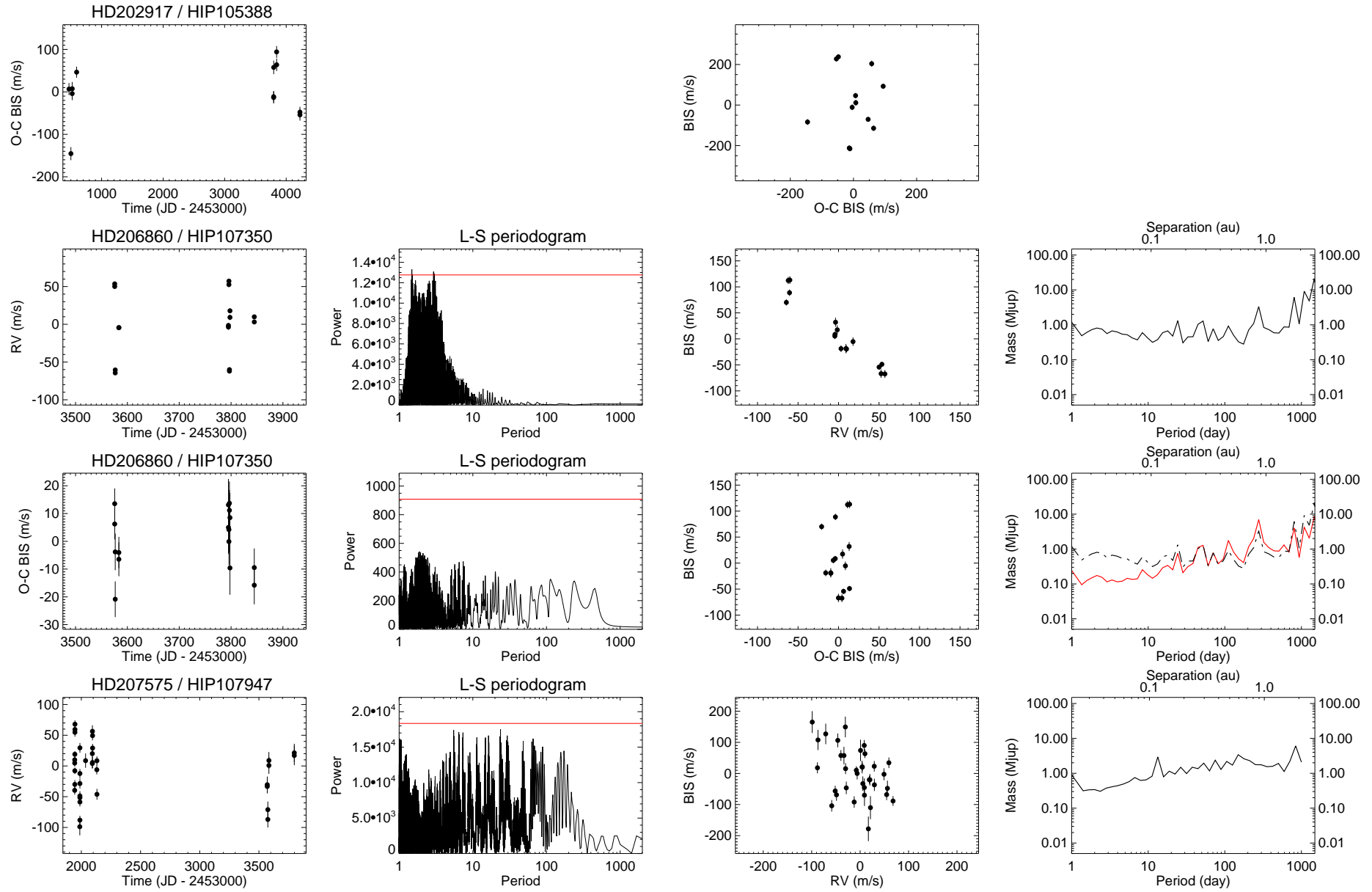


FIG. B.27 – Suite.

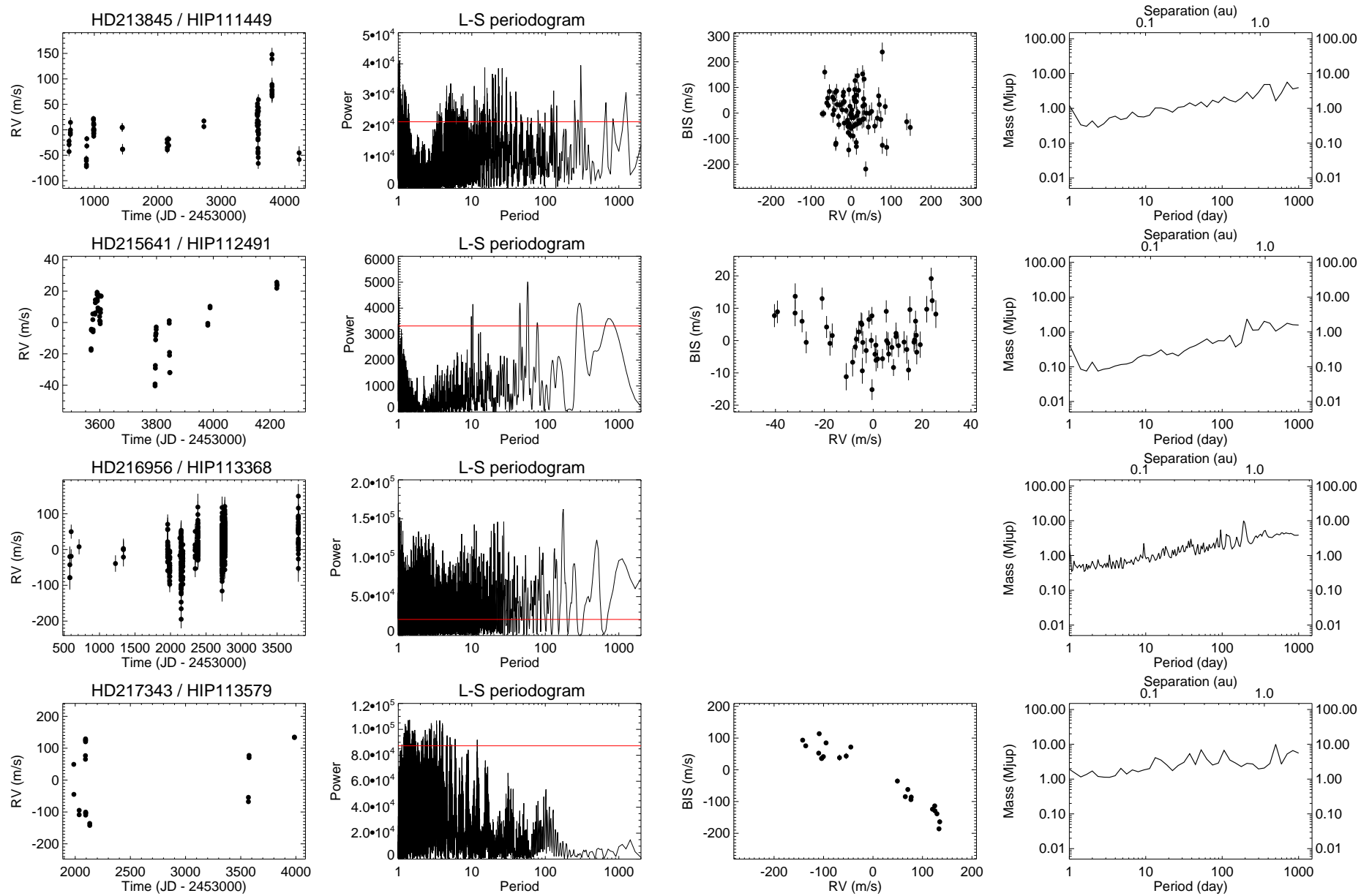


FIG. B.28 – Suite.

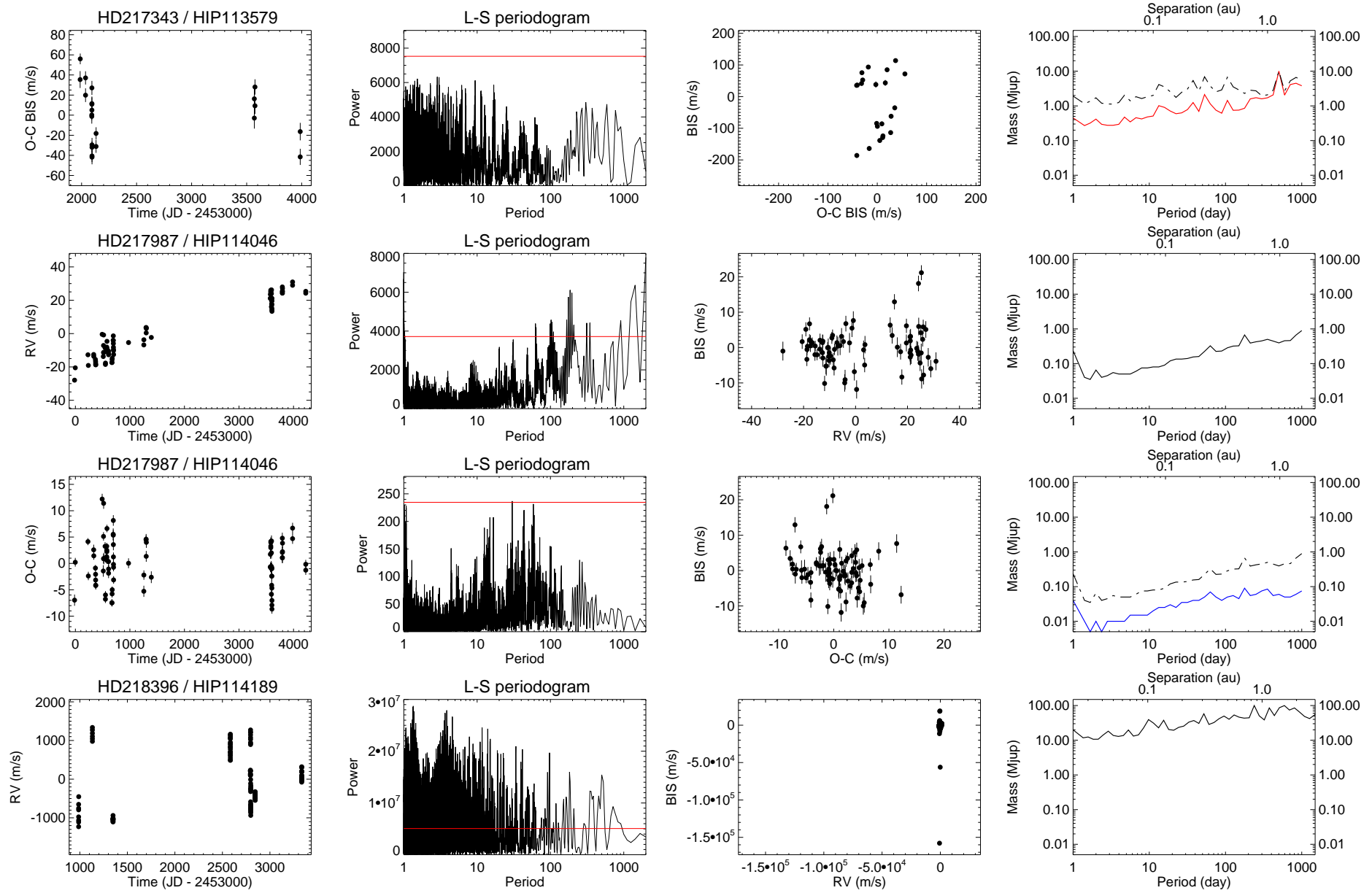


FIG. B.29 – Suite.

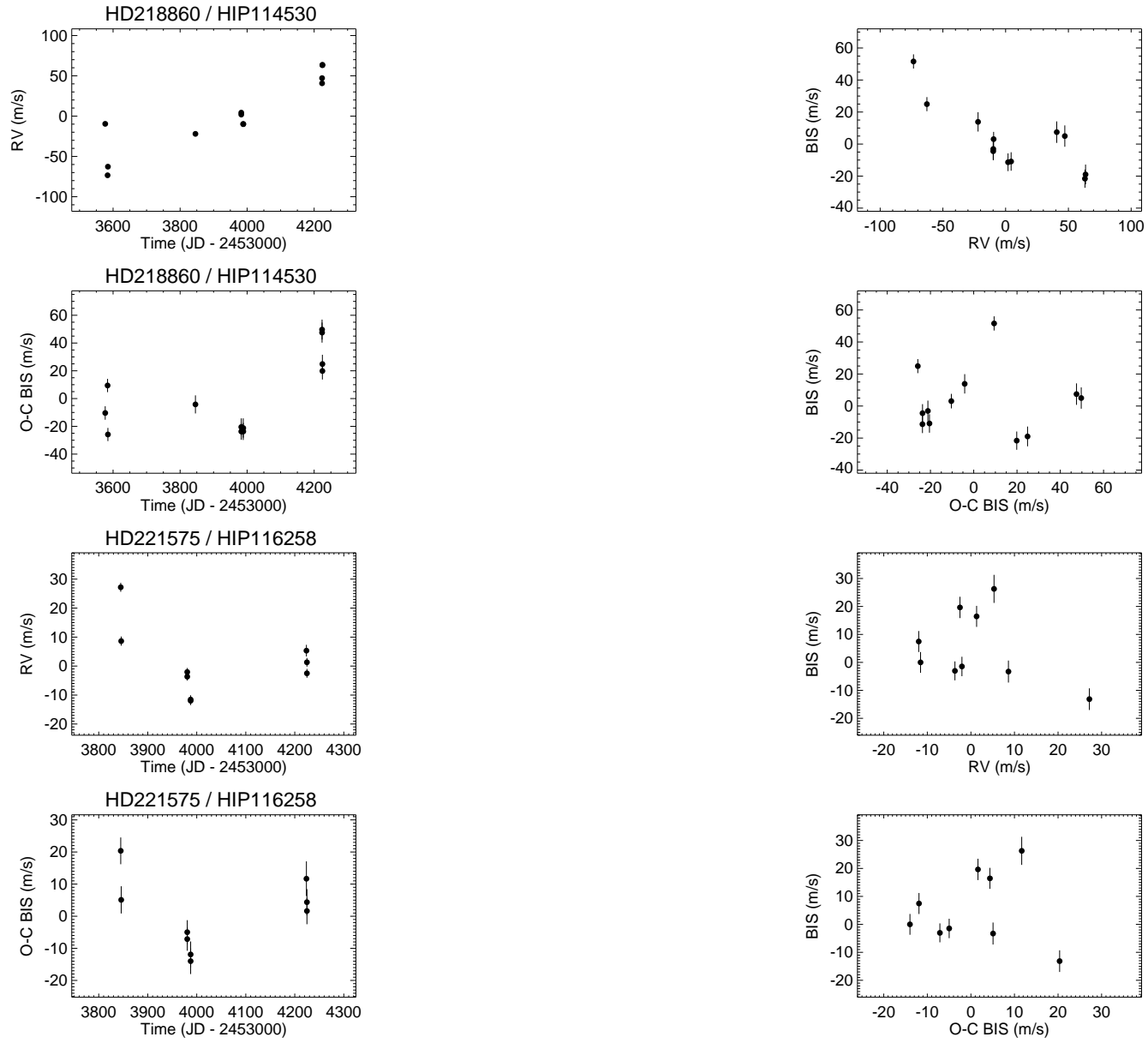


FIG. B.30 – Suite.

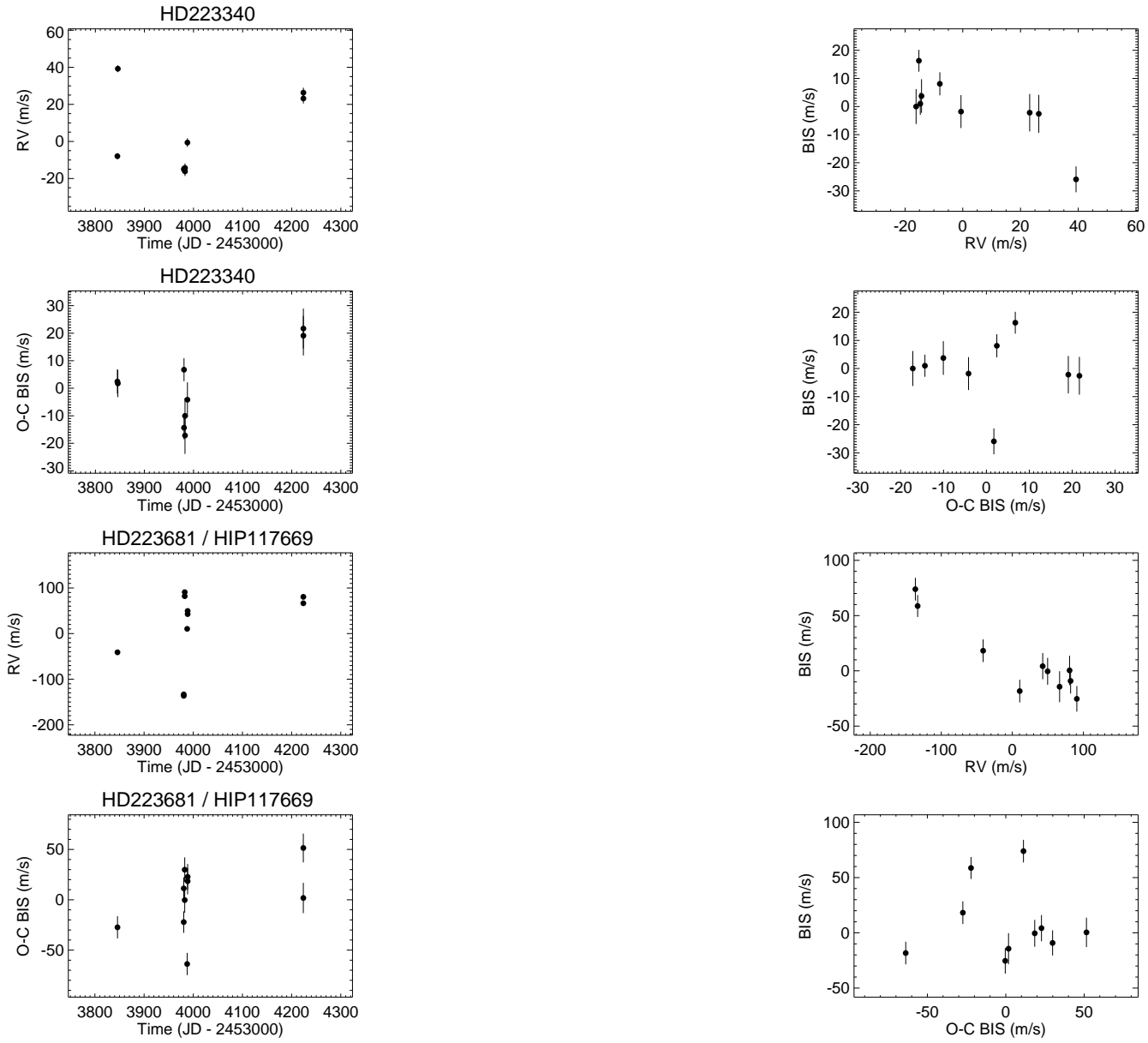


FIG. B.31 – Suite.

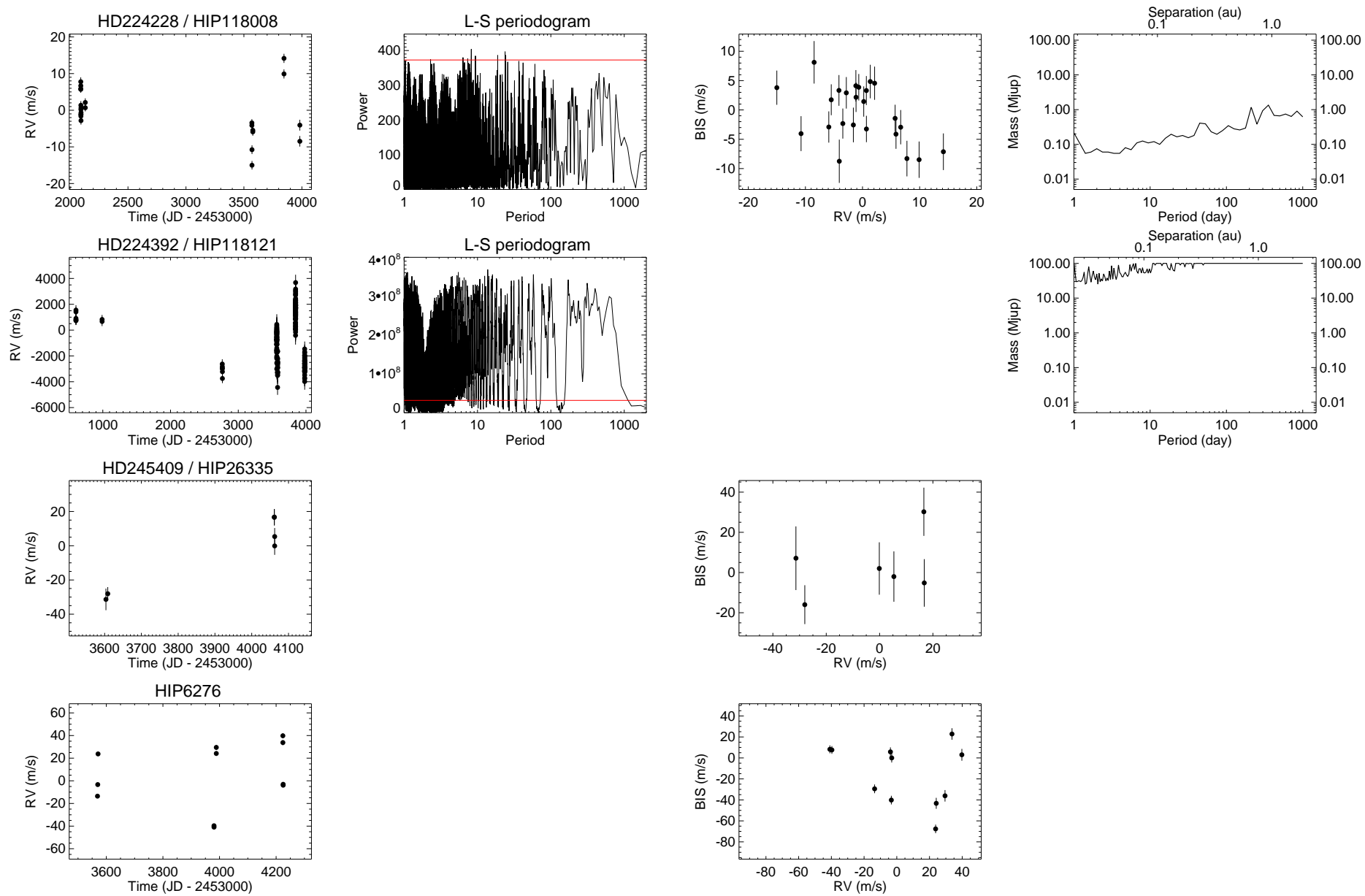


FIG. B.32 – Suite.

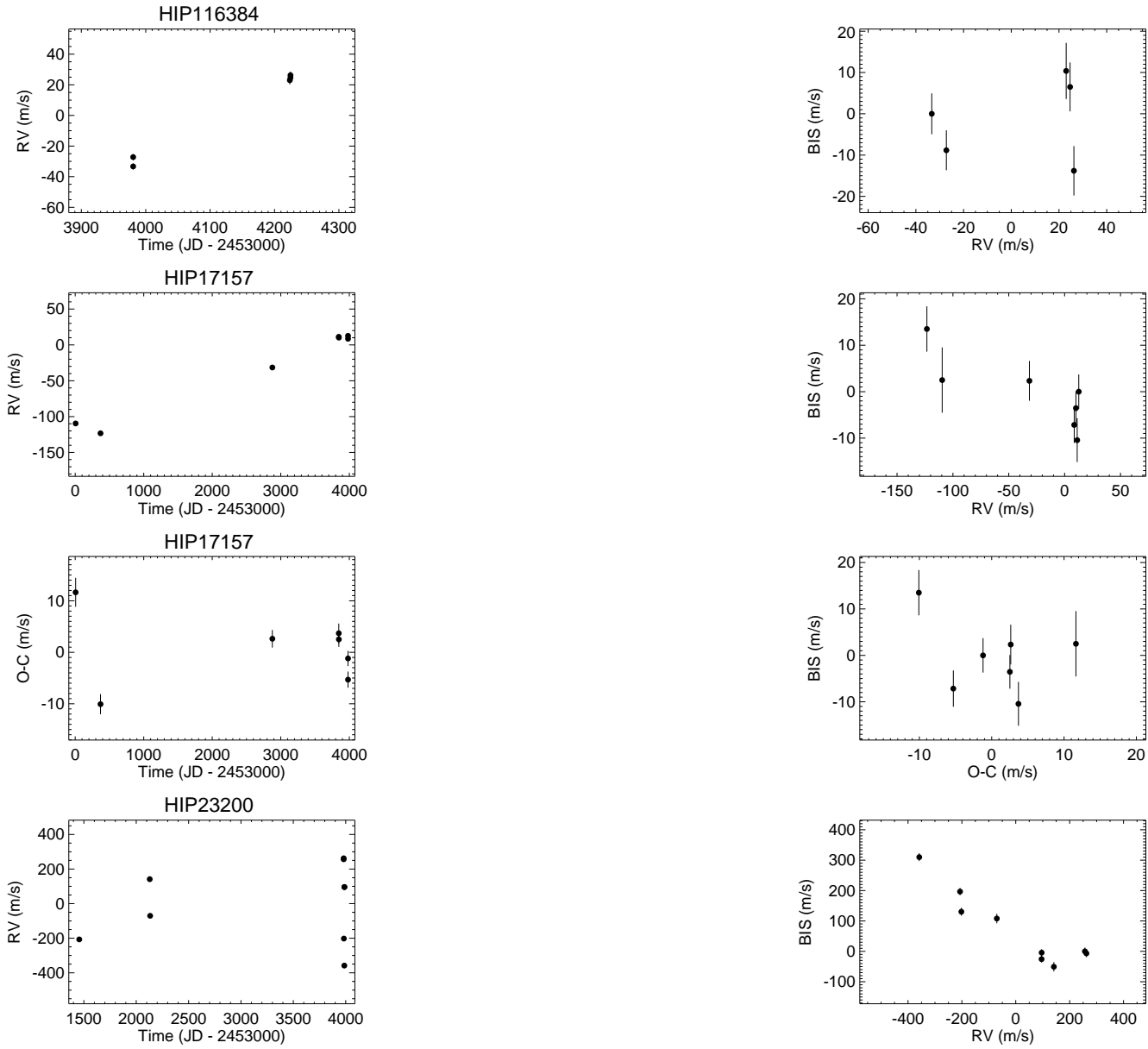


FIG. B.33 – Suite.

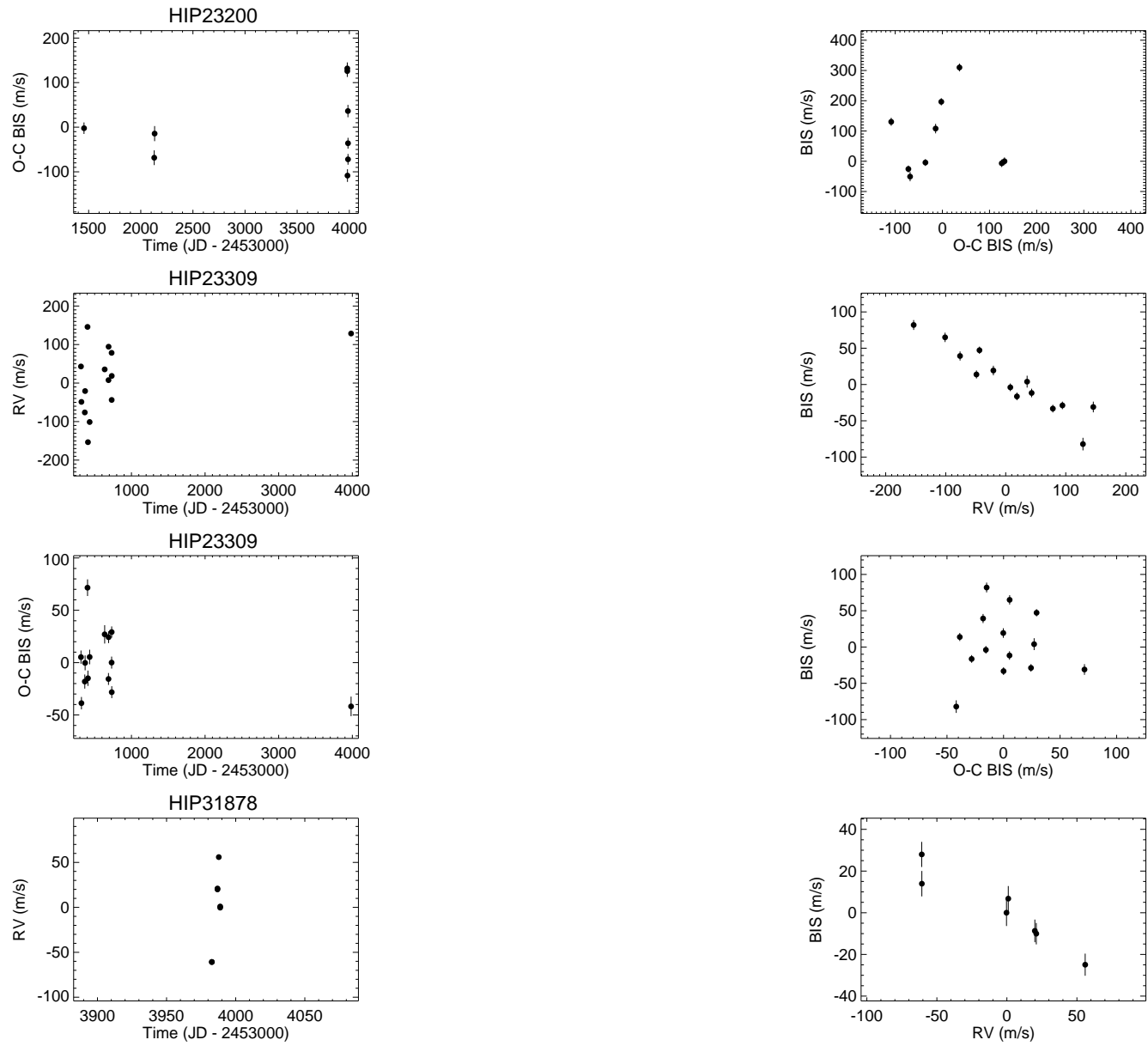


FIG. B.34 – Suite.

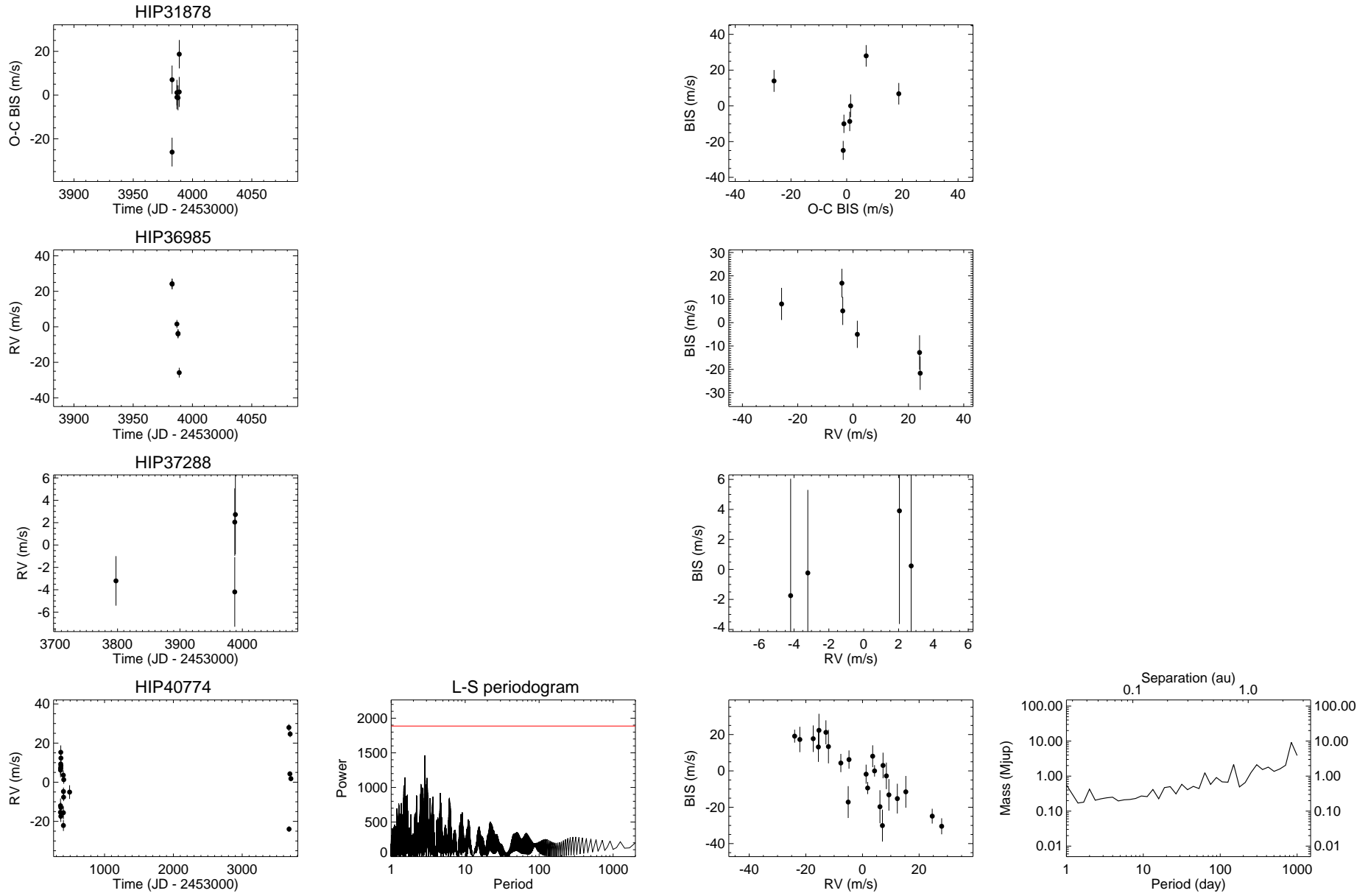


FIG. B.35 – Suite.

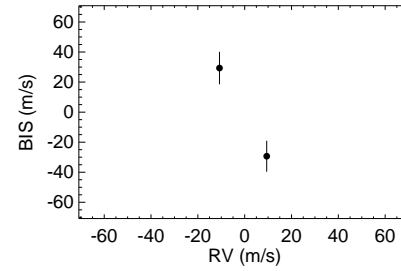
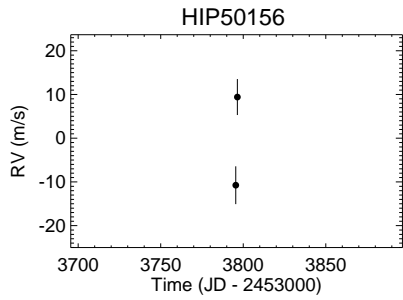
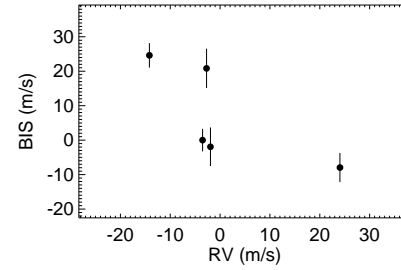
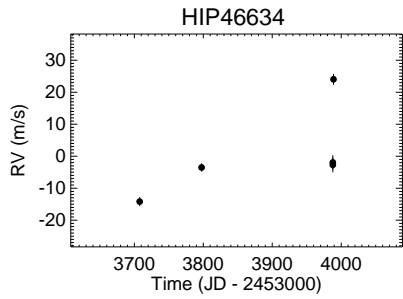
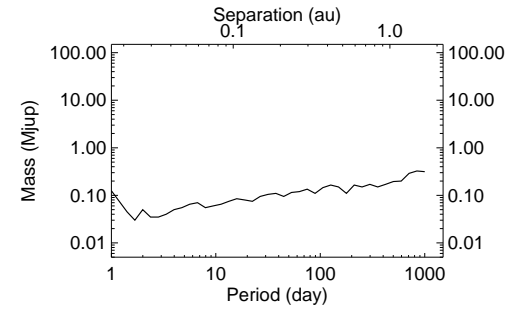
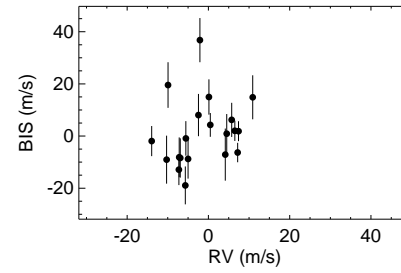
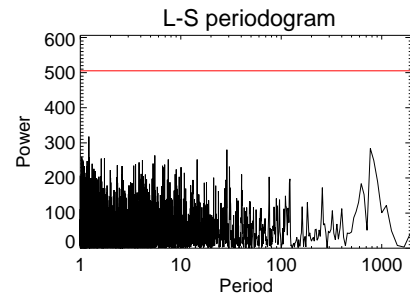
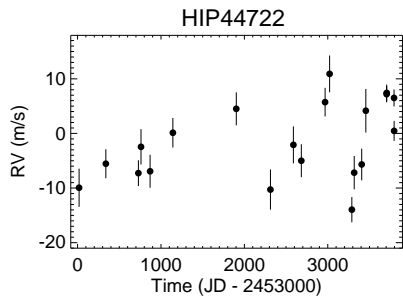
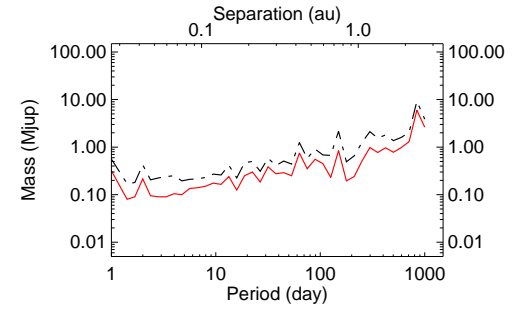
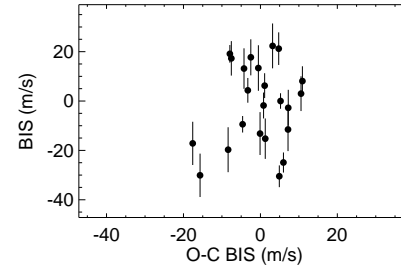
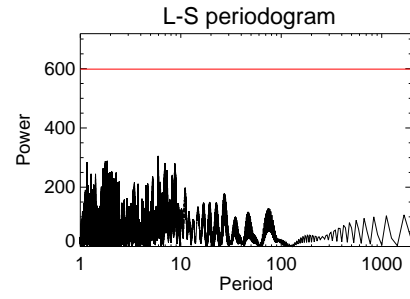
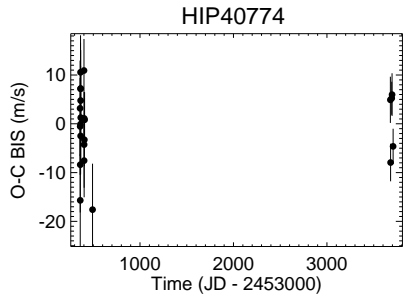


FIG. B.36 – Suite.

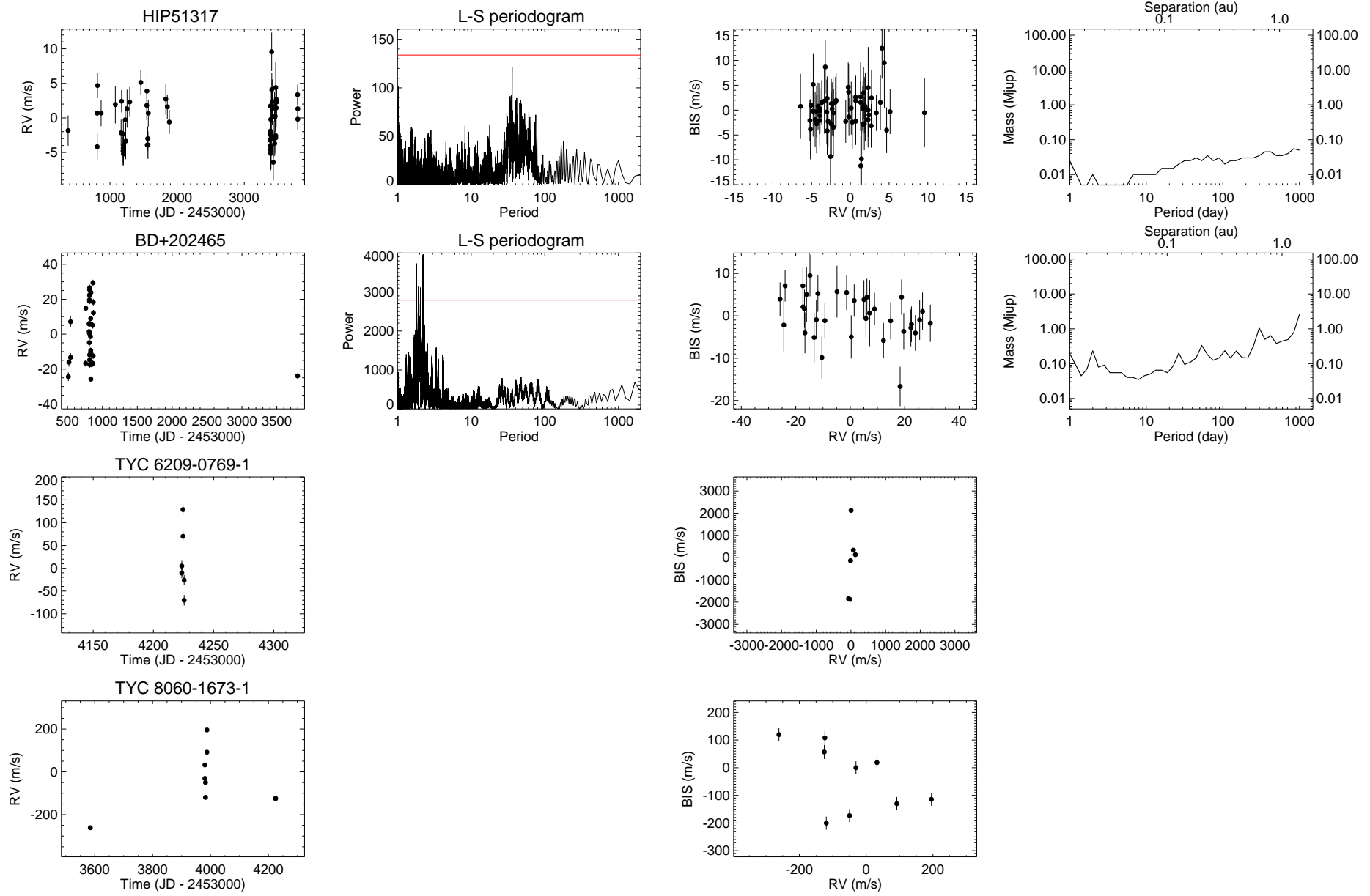


FIG. B.37 – Suite.

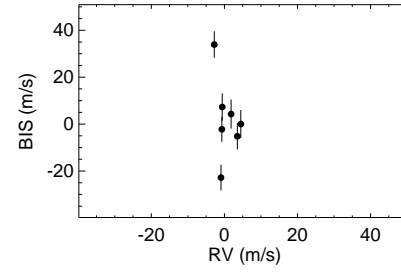
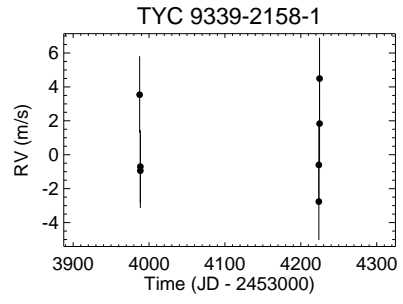


FIG. B.38 – Suite et fin.

B.2 Relevé SOPHIE

TAB. B.2 – Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les cibles de notre relevé SOPHIE.

Caractéristiques stellaires								Résultats détaillés du relevé							
HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms	rms	correl.	(dex)	correl.	
										(m.s^{-1})	(m.s^{-1})				
377	682	G2V	0.630	13.	39.80	166.4	1.12	747.	16.	69.7	78.5	-0.92	-4.388	0.36	
										26.9				0.25	(*)
2454	2235	F5V	0.430	10.	36.40	373.8	1.40	746.	27.	124.3	28.5	0.16	-4.896	0.57	
										10.8		-0.21		-0.27	(†)
7804	6061	A1V	0.073	115.	67.40	500.0	2.40	675.	77.	296.5	23647.7	-0.03			
13507	10321	G5V	0.670	6.	26.80	200.0	1.00	674.	21.	22.4	11.3	-0.15	-4.447	0.19	
										14.8		-0.51		0.07	(†)
13531	10339	G0V	0.700	7.	26.20	200.0	1.00	675.	28.	24.3	12.3	-0.28	-4.443	-0.44	
17250	12925	F8V	0.520	42.	63.10	30.0	1.26	5.	5.	730.1	223.0	0.28			
20630	15457	G5V	0.670	4.	9.20	200.0	1.05	500.	27.	22.8	12.4	-0.90	-4.520	0.24	
										10.1				-0.45	(*)
<i>25457</i>	<i>18859</i>	F7-8V	0.500	22.	18.83	70.0	1.23	498.	10.	41.9	57.8	-0.82			
										24.0					(*)
25953	19183	F6V	0.480	27.	55.20	70.0	1.21	501.	20.	97.1	140.3	0.08			
26913	19855	G8V	0.660	4.	21.10	200.0	0.90	500.	16.	31.8	21.8	-0.85	-4.438	-0.06	
										16.8				-0.27	(*)
<i>26923</i>	<i>19859</i>	G0IV	0.560	4.	21.33	300.0	1.11	501.	24.	7.2	5.0	-0.22	-4.563	-0.19	
28495	21276	G0V	0.780	6.	25.40	300.0	1.00	500.	12.	1951.0	321.2	0.98	-4.354	-0.88	
										51.4		-0.09		-0.23	(†)
29697	21818	K3V	1.135	8.	13.19	50.0	0.74	498.	11.	138.4	59.7	-0.83	-4.255	0.40	
										77.1				0.42	(*)
32977	23871	A5IV	0.100	95.	53.20	480.0	1.93	500.	42.	94.9	1967.5	0.17			
35171	25220	K4V	1.129	3.	14.30	445.4	0.78	500.	10.	14.4	8.5	-0.67	-4.544	0.73	
										9.9					(**)
39587	27913	G0V	0.600	10.	8.70	300.0	1.00	457.	21.	583.8	16.3	0.12	-4.537	-0.50	
										13.9		-0.05		0.32	(†)

Table B.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms	rms	correl.	(dex)	correl.	
										(m.s^{-1})	(m.s^{-1})				
41593	28954	K0V	0.825	4.	15.27	330.0	0.94	2.	6.	4.0	10.0	0.16			
48299	32262	G0V	0.520	4.	80.80	45.0	1.10	499.	11.	5.5	12.3	-0.49	-4.871	0.06	
56537	35350	A4IV	0.111	152.	30.90	300.0	2.11	563.	27.	958.4					
63433	38228	G5IV	0.680	6.	22.00	300.0	0.95	719.	14.	44.6	24.6	-0.96	-4.449	0.13	
										12.0				-0.05	(*)
75332	43410	F7V	0.498	10.	28.35	10.0	1.17	3024.	60.	32.9	20.3	-0.41	-4.566	0.03	
82106	46580	K3V	1.026	2.	12.70	495.9	0.84	717.	25.	6.7	6.2	0.29	-4.538	0.00	
87696	49593	A7V	0.180	156.	28.24	300.0	1.77	675.	24.	517.5					
89449	50564	F6IV-V	0.440	16.	21.37	70.0	1.44	2607.	35.	28.0	74.9	-0.36			
										26.2					(*)
90905	51386	G1V	0.569	10.	31.60	206.0	1.16	383.	15.	33.1	37.0	-0.71			
										23.3					(*)
94765	53486	K0V	0.883	6.	17.60	320.0	0.90	716.	16.	20.3	10.4	-0.59	-4.511	0.67	
97244	54688	A5V	0.200	77.	60.90	375.0	1.65	718.	31.	116.9	1698.8	0.23			
97603	54872	A5IV	0.150	177.	17.90	300.0	2.06	675.	21.	557.1					
102647	57632	A3V	0.090	115.	11.00	40.0	1.81	671.	28.	137.1					
105963	59432	K0V	0.880	6.	30.15	30.0	0.90	1.	4.	10.7	46.4	-0.89	-4.368	-0.02	
107146	60074	G2V	0.600	5.	28.50	216.7	1.10	716.	20.	23.1	13.1	-0.67	-4.401	-0.27	
109647	61481	K0V	0.960	4.	26.97	300.0	0.90	854.	14.	19.3	11.8	0.46	-4.409	0.31	
110463	61946	K3V	0.970	3.	23.38	300.0	0.85	716.	12.	7.1	7.9	-0.58	-4.535	-0.73	
										4.8					(**)
112097	62933	A7III	0.262	75.	61.00	500.0	1.66	718.	8.	11189.6	5186.3	0.09			
113337	63584	F6V	0.372	6.	36.89	150.0	1.40	3113.	283.	66.9	24.0	-0.39	-4.755	0.01	
										21.8		-0.41		0.09	(†)
115383	64792	G0V	0.590	6.	18.00	275.4	1.25	721.	25.	35.8	26.7	-0.91	-4.498	0.17	
										14.8				0.34	(*)
116842	65477	A5V	0.170	208.	25.06	300.0	1.81	721.	59.	2762.7					
126248	70400	A3V	0.125	185.	46.40	450.0	1.87	718.	35.	565.2					

Table B.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$	d	Age	M	T_{mes}	N_{mes}	V_R	BIS.	V_R -BIS	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$	V_R - $\log R'_{\text{HK}}$	Cls.
				(km.s^{-1})	(pc)	(MA)	(M_{\odot})	(jour)		rms	rms	correl.	(dex)	correl.	
										(m.s^{-1})	(m.s^{-1})				
128311	71395	K3V	0.995	6.	16.60	424.2	0.87	857.	27.	30.5	13.3	0.07	-4.479	0.09	
131156	72659	G7V	0.737	4.	6.70	247.7	0.98	856.	24.	43.5	16.8	-0.43	-4.415	0.67	
135559	74689	A5V	0.167	130.	49.50	422.0	1.73	851.	48.	411.0	30640.8	-0.17			
142229	77810	G5V	0.620	6.	40.50	318.3	1.05	857.	14.	63.1	17.3	-0.75	-4.399	0.47	
										42.0				0.26	(*)
148387	80331	G8III-IV	0.910	2.	28.23	12.0	0.95	851.	122.	10.0	4.2	-0.17	-5.151	0.28	
159561	86032	A5III	0.150	208.	14.90	30.0	2.10	853.	61.	872.7					
161284	86456	K0V	0.930	6.	26.34	200.0	0.90	855.	22.	7.4	9.6	-0.23	-4.513	0.49	
166435	88945	G1IV	0.583	8.	24.82	200.0	0.95	857.	32.	50.0	33.5	-0.89	-4.408	0.23	
										22.6				0.14	(*)
<i>171488</i>	<i>91043</i>	G2V	0.551	38.	38.04	30.0	1.13	852.	17.	415.1	402.4	-0.90			
										181.8					(*)
175726	92984	G0V	0.570	12.	26.50	300.0	0.99	745.	23.	53.0	32.3	-0.85	-4.501	-0.04	
										27.7				0.11	(*)
177178	93580	A4IV	0.176	163.	55.20	70.0	1.74	748.	28.	1176.7					
186689	97229	A3IV	0.180	30.	54.10	361.0	1.71	2939.	99.	115.3	350.0	-0.77			
										74.2					(*)
<i>186704</i>	<i>97255</i>	G0V	0.583	14.	30.98	148.0	1.12	744.	19.	187.1	55.0	0.38	-4.381	0.67	
										32.9		-0.33		-0.09	(†)
195943	101483	A3IV	0.081	61.	53.10	264.0	1.88	742.	69.	3558.1	4936.4	-0.01			
										88.7		0.04			(†)
203280	105199	A8V	0.220	204.	15.04	10.0	1.96	742.	284.	628.8					
<i>206860</i>	<i>107350</i>	G0V	0.580	12.	17.89	200.0	1.12	745.	32.	52.1	51.0	-0.92			
										20.3					(*)
211472	109926	K1V	0.810	7.	21.54	45.0	0.85	676.	23.	21.3	14.1	-0.76	-4.465	0.07	
										13.7				0.38	(*)
<i>218396</i>	<i>114189</i>	F0V	0.257	49.	39.40	30.0	1.46	747.	97.	833.8	799.8	0.11			
218738	114379	G5V	0.880	9.	23.68	30.0	0.85	390.	12.	1145.1					

Table B.2 poursuivie page suivante.

Suite de la Table B.2.

HD	HIP	SPT	$B - V$	$v \sin i$ (km.s ⁻¹)	d (pc)	Age (MA)	M (M _⊙)	T_{mes} (jour)	N_{mes}	V_R rms (m.s ⁻¹)	BIS. rms (m.s ⁻¹)	V_R -BIS correl.	$\langle \log R'_{\text{HK}} \rangle$ (dex)	V_R -log R'_{HK} correl.	Cls.
220140	115147	G9V	0.890	16.	19.20	30.0	0.90	678.	15.	219.4	152.5	-0.91	-4.219	-0.22	
										89.7				-0.11	(*)
222439	116805	A0V	-0.080	170.	51.60	30.0	2.79	633.	126.	1754.3					
<i>245409</i>	<i>26335</i>	K7-M0V	1.378	12.	11.24	300.0	0.64	459.	6.	21.4	15.6	0.41			
	11437	K7V	1.180	7.	40.00	21.0	0.90	6.	9.	47.9	24.3	-0.80	-4.398	0.23	
	<i>40774</i>	G5V	0.919	6.	22.93	45.0	2.50	222.	5.	10.4	10.0	-0.76			
BD+201790		K5V	1.079	10.	25.80	70.0	0.78	3.	8.	347.6	220.9	-0.94			
										123.4					(*)

Notes.

Noms en italique : étoiles également observées avec HARPS.

Noms en gras : étoiles appartenant précédemment au relevé SOPHIE AF.

Colonne 16 : Correction des variations de V_R induites : par un compagnon (†) ;

par de l'activité (* : correction via la corrélation V_R -BIS ; ** : correction via la corrélation V_R -log R'_{HK}).

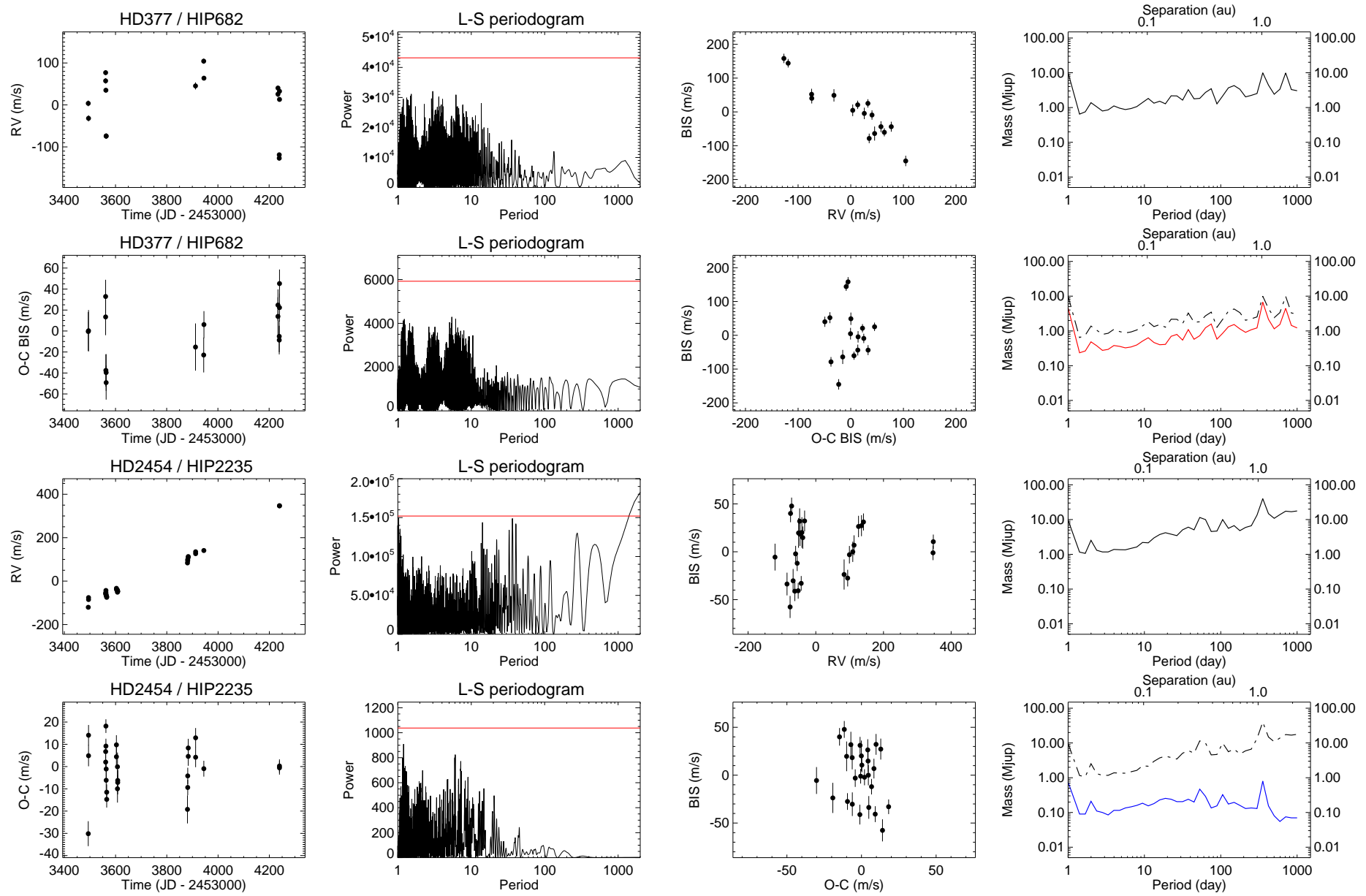


FIG. B.39 – Détail du relevé SOPHIE Etoiles jeunes et proches. Les données sont représentées de la même manière que pour le relevé HARPS.

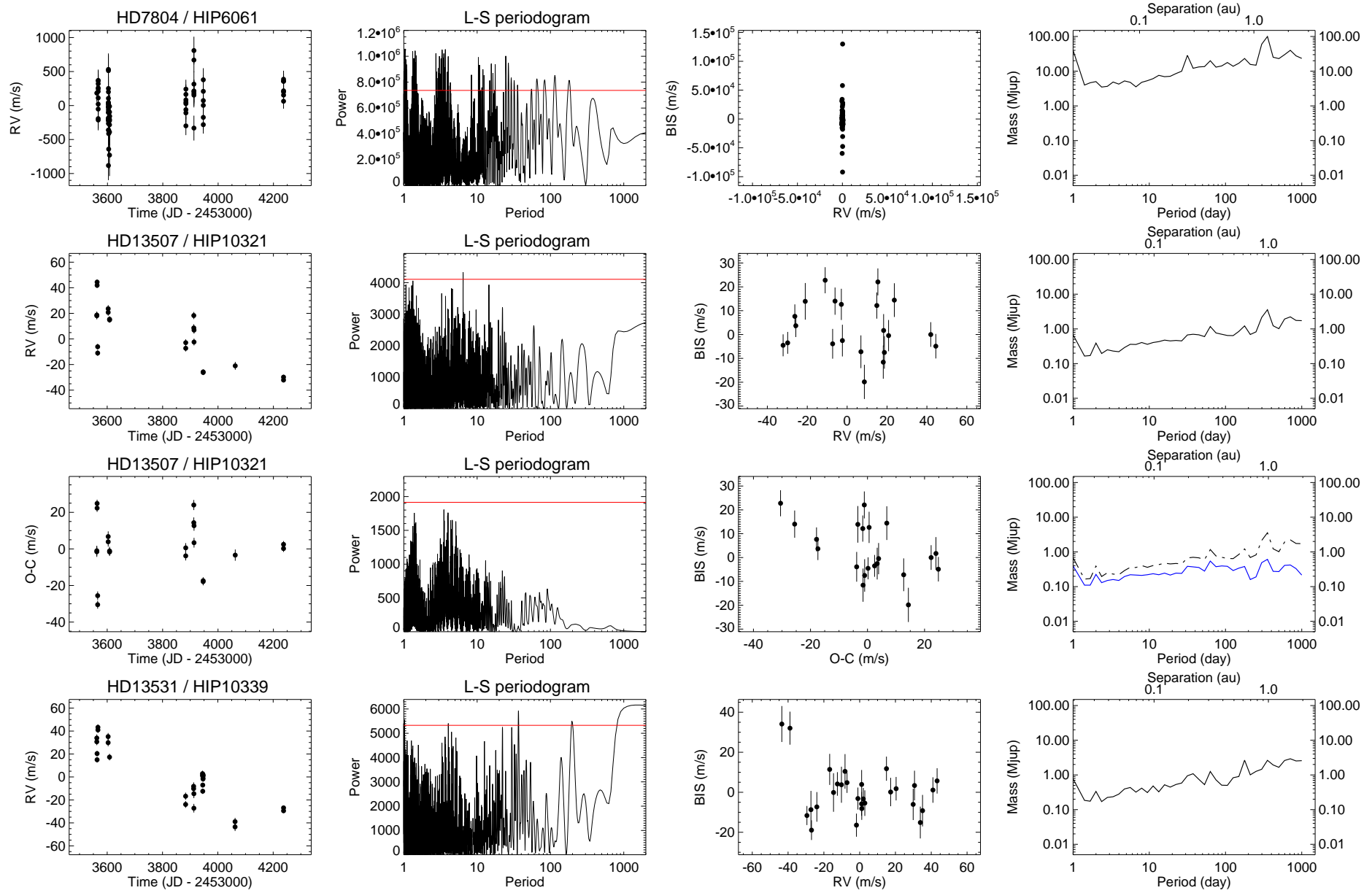


FIG. B.40 – Suite.

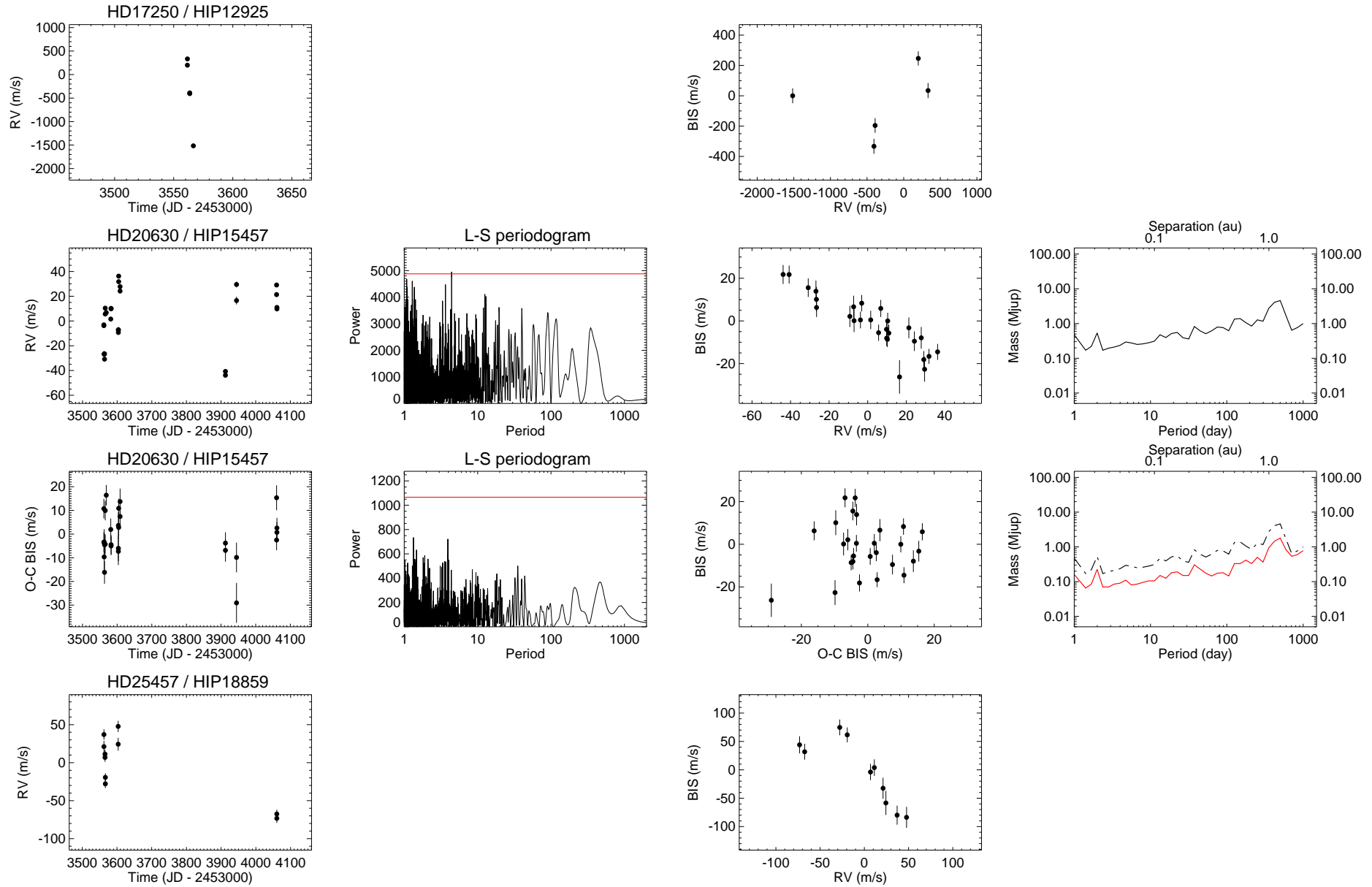


FIG. B.41 – Suite.

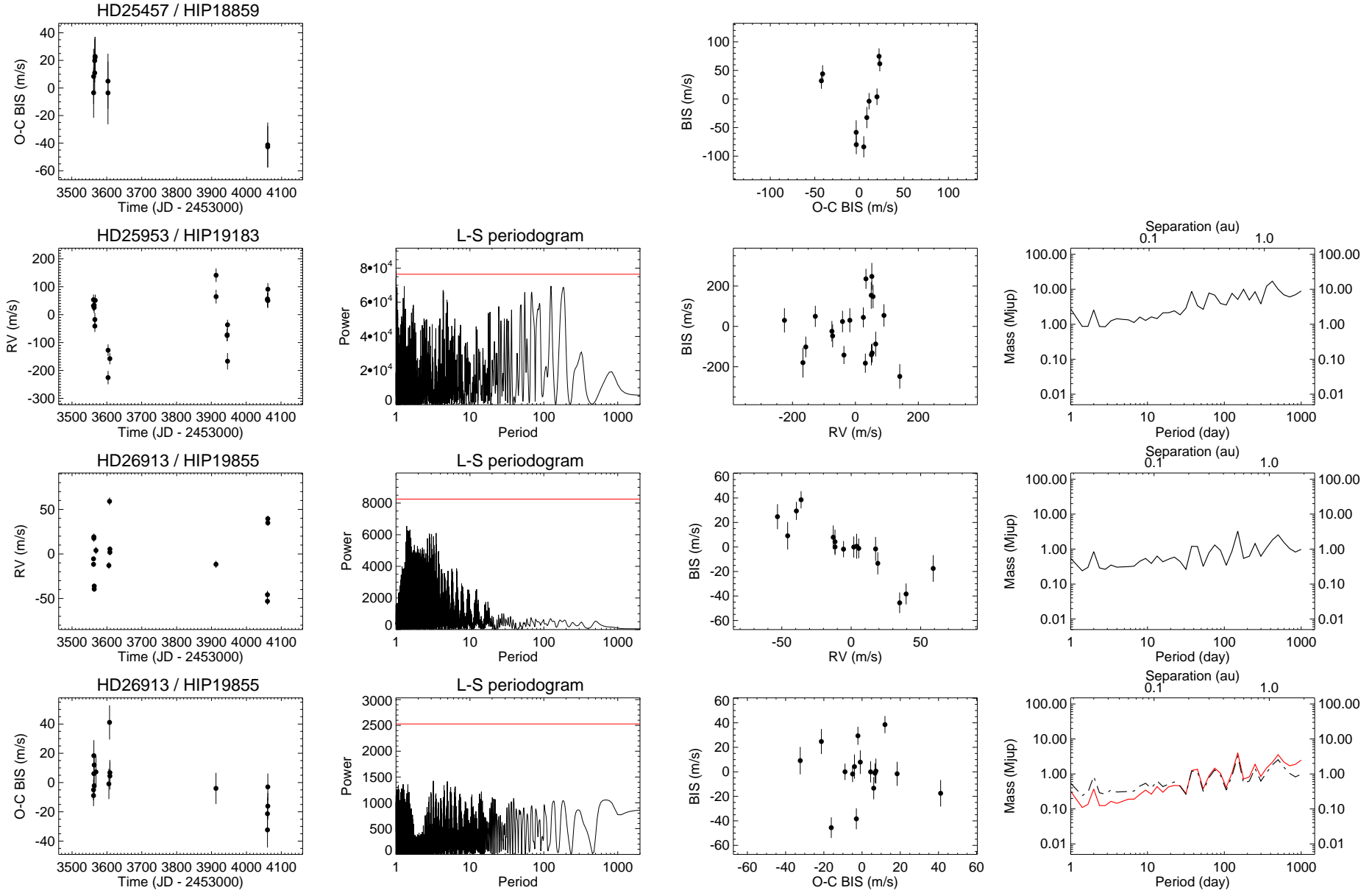


FIG. B.42 – Suite.

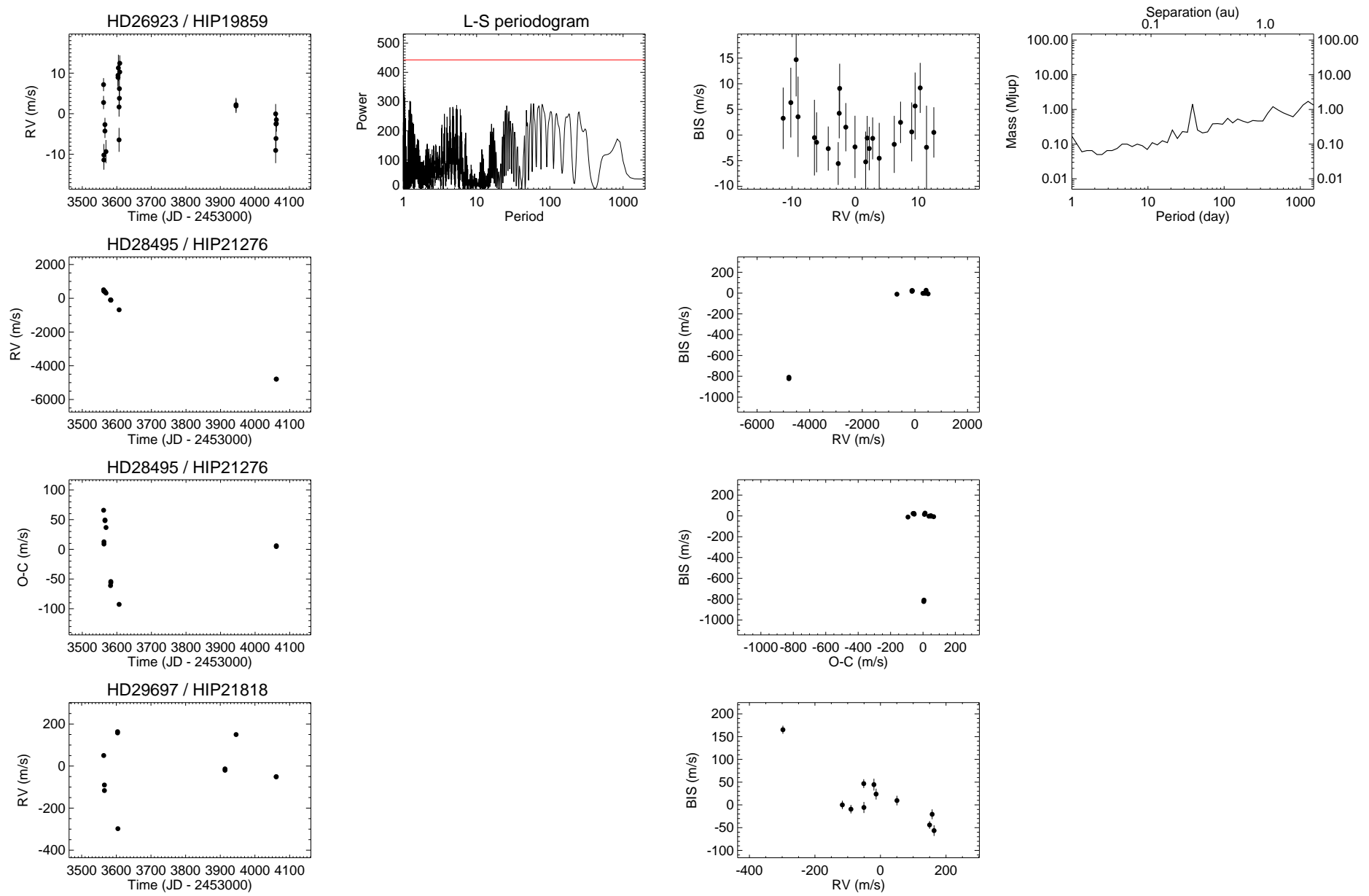


FIG. B.43 – Suite.

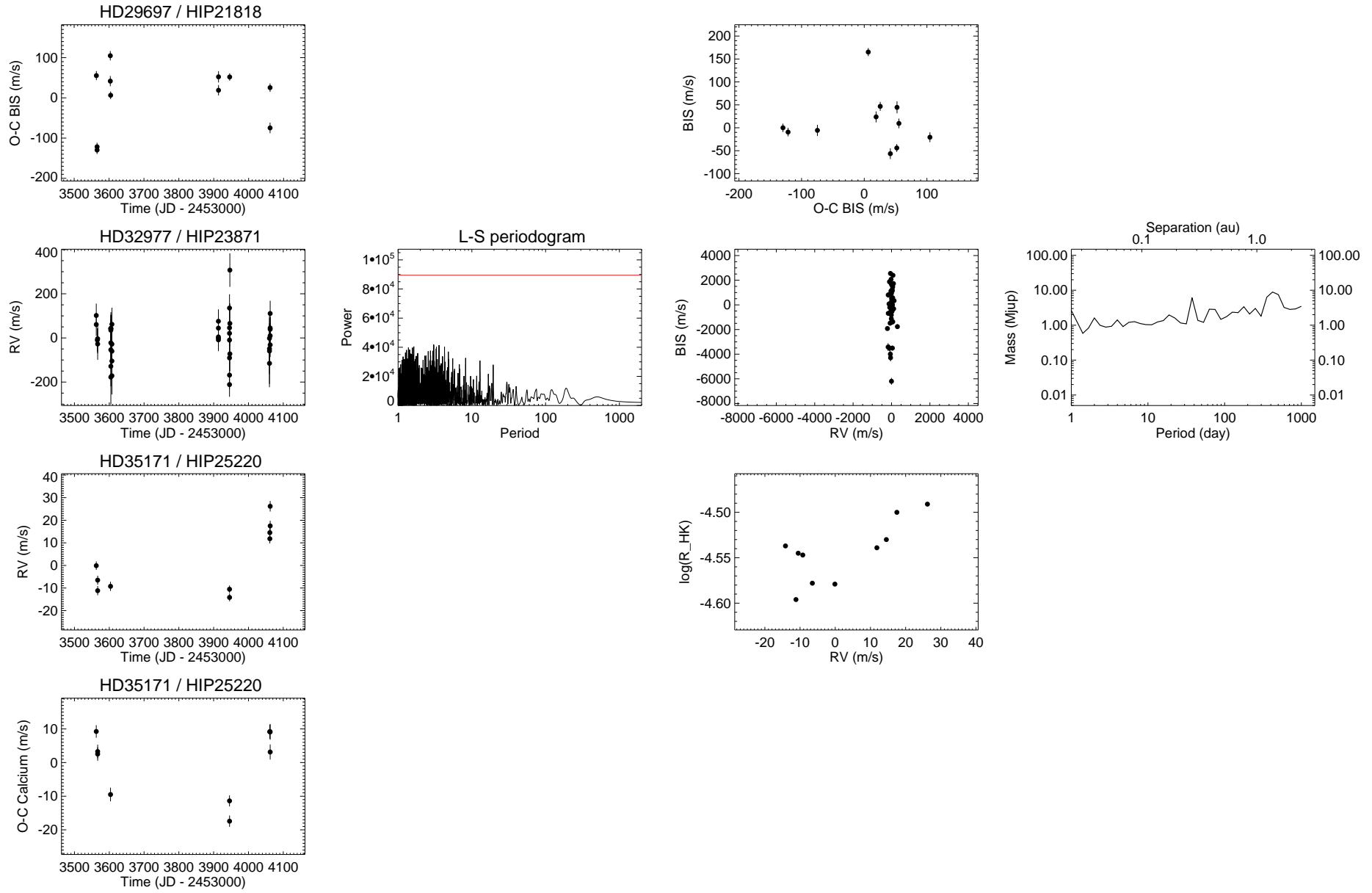


FIG. B.44 – Suite.

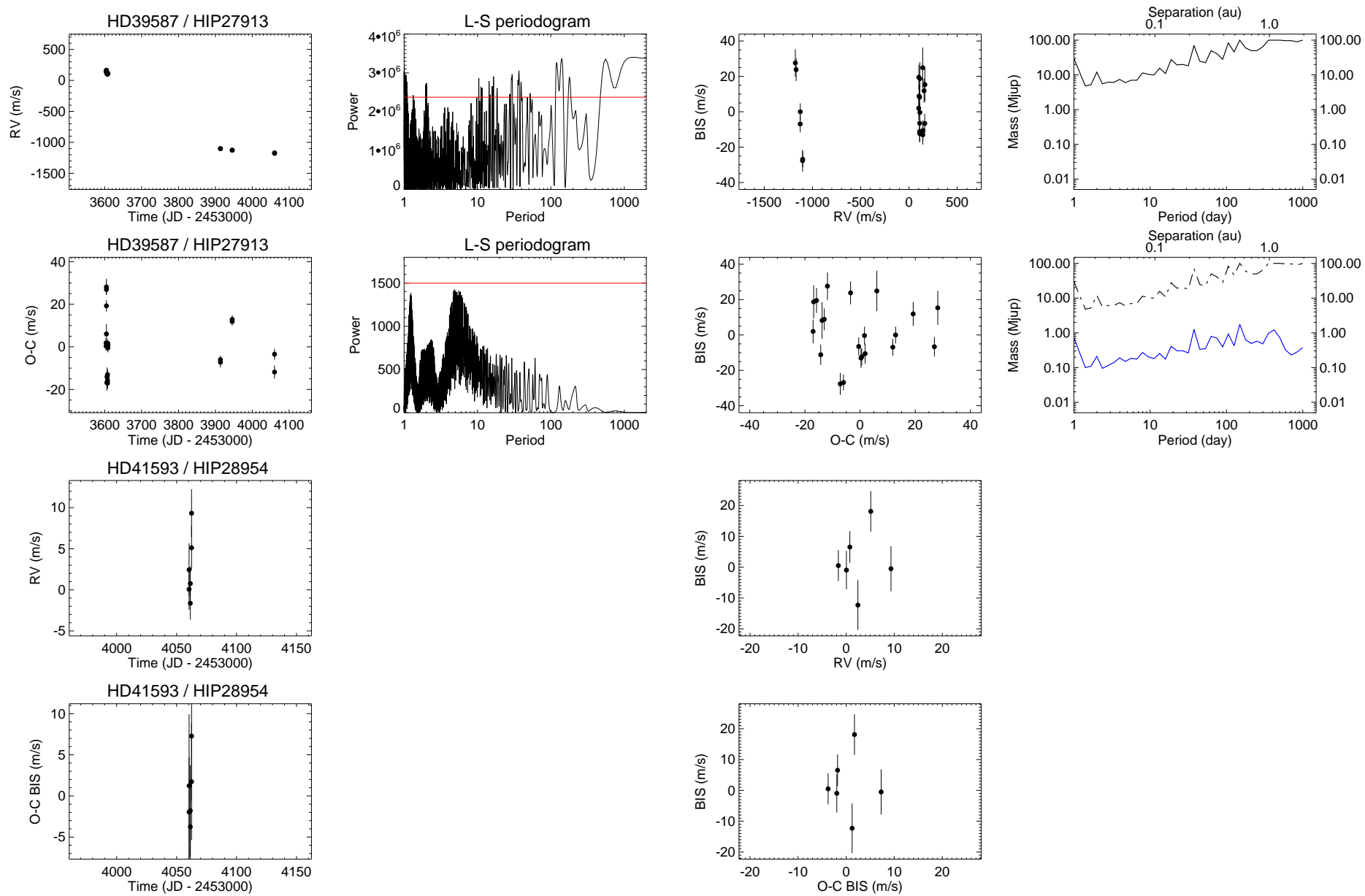


FIG. B.45 – Suite.

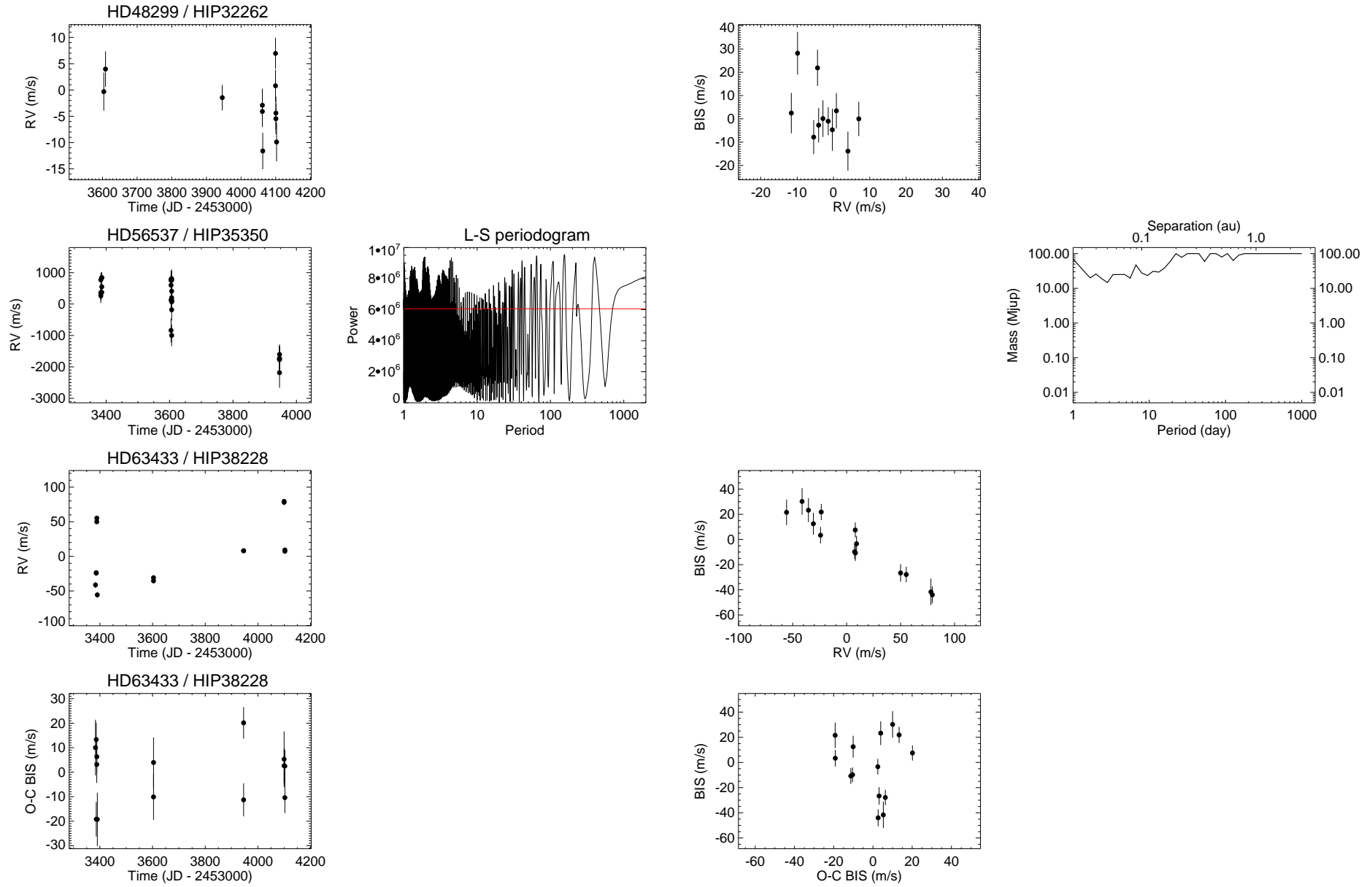


FIG. B.46 – Suite.

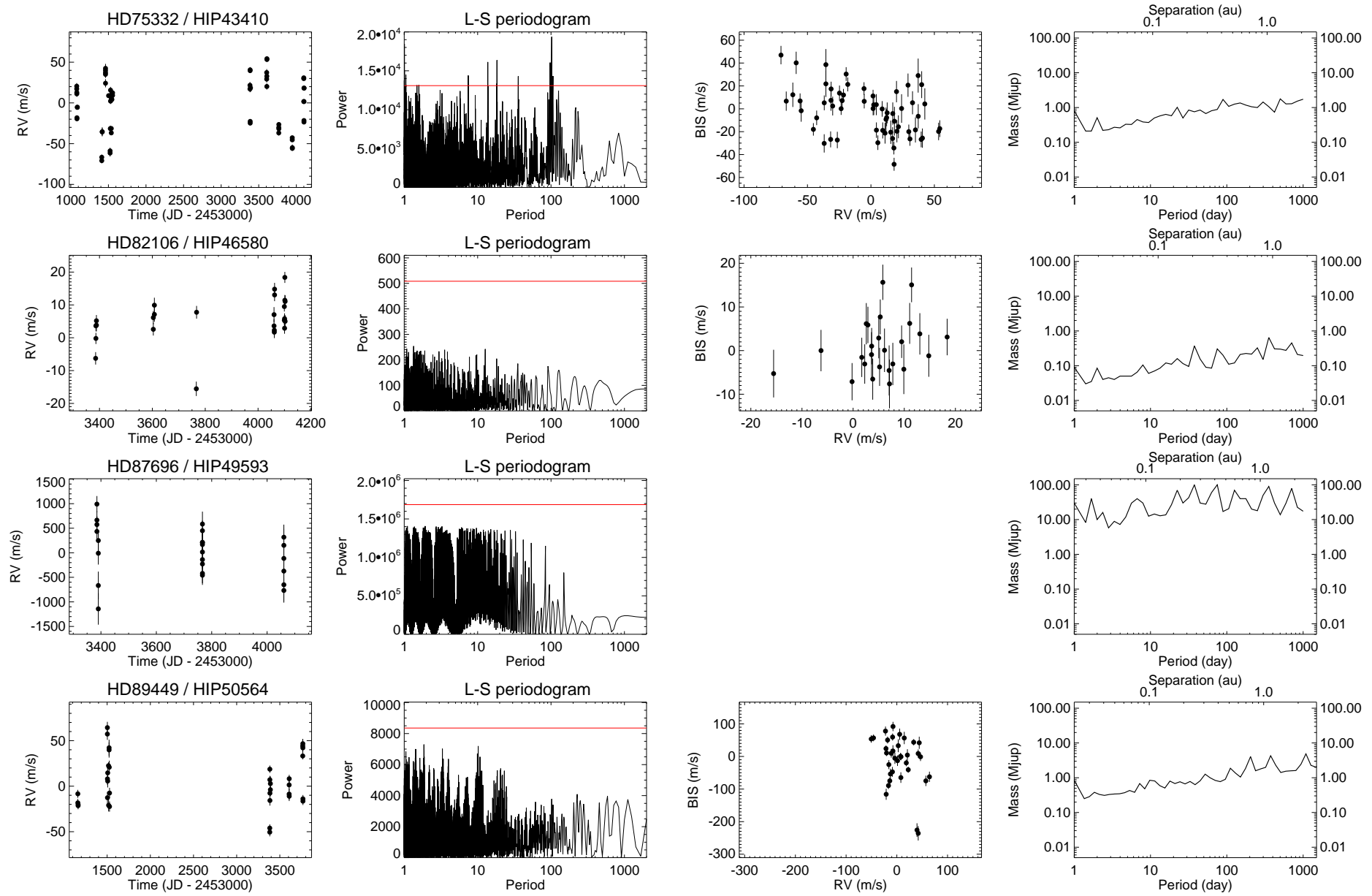


FIG. B.47 – Suite.

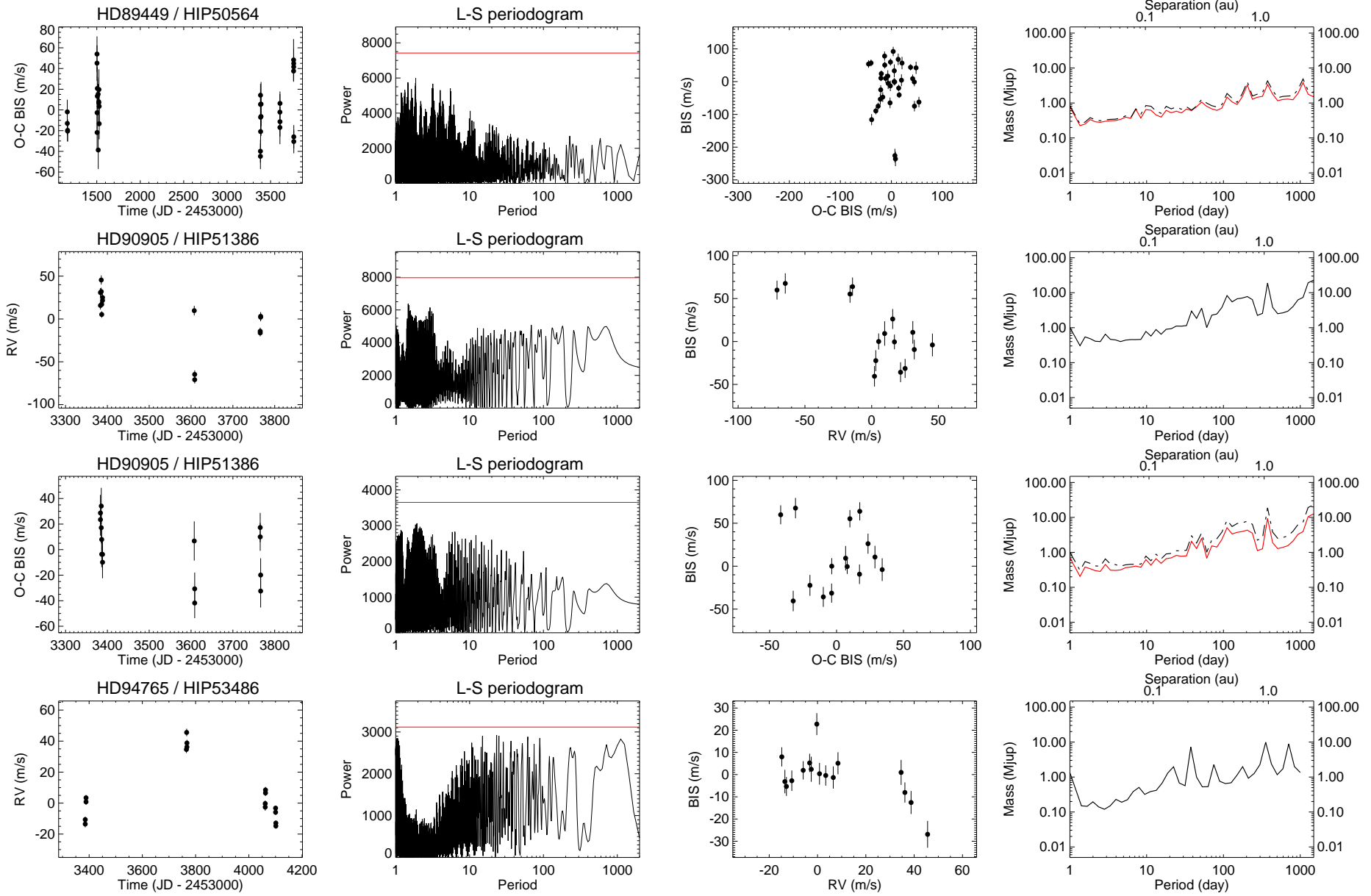


FIG. B.48 – Suite.

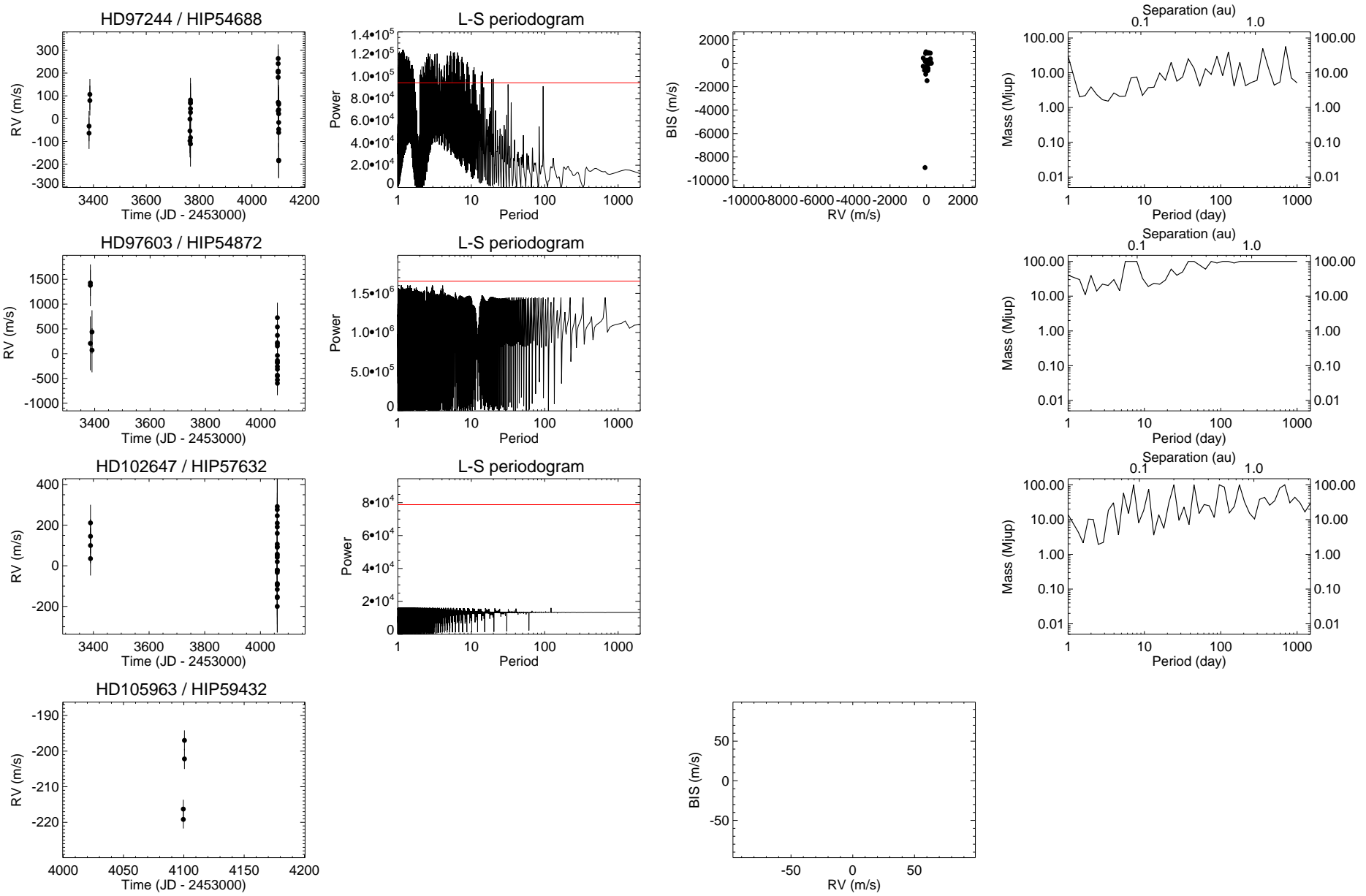


FIG. B.49 – Suite.

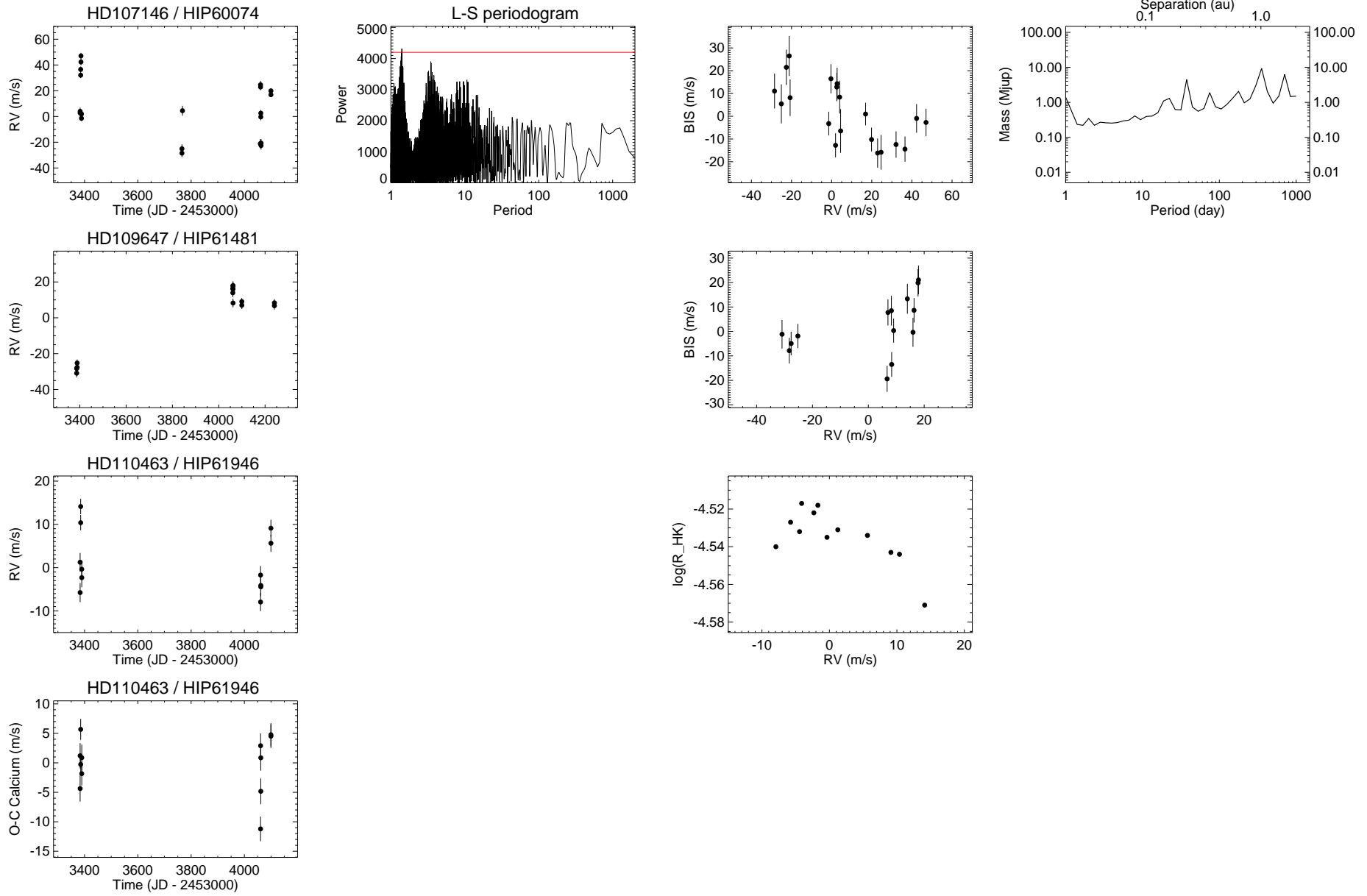


FIG. B.50 – Suite.

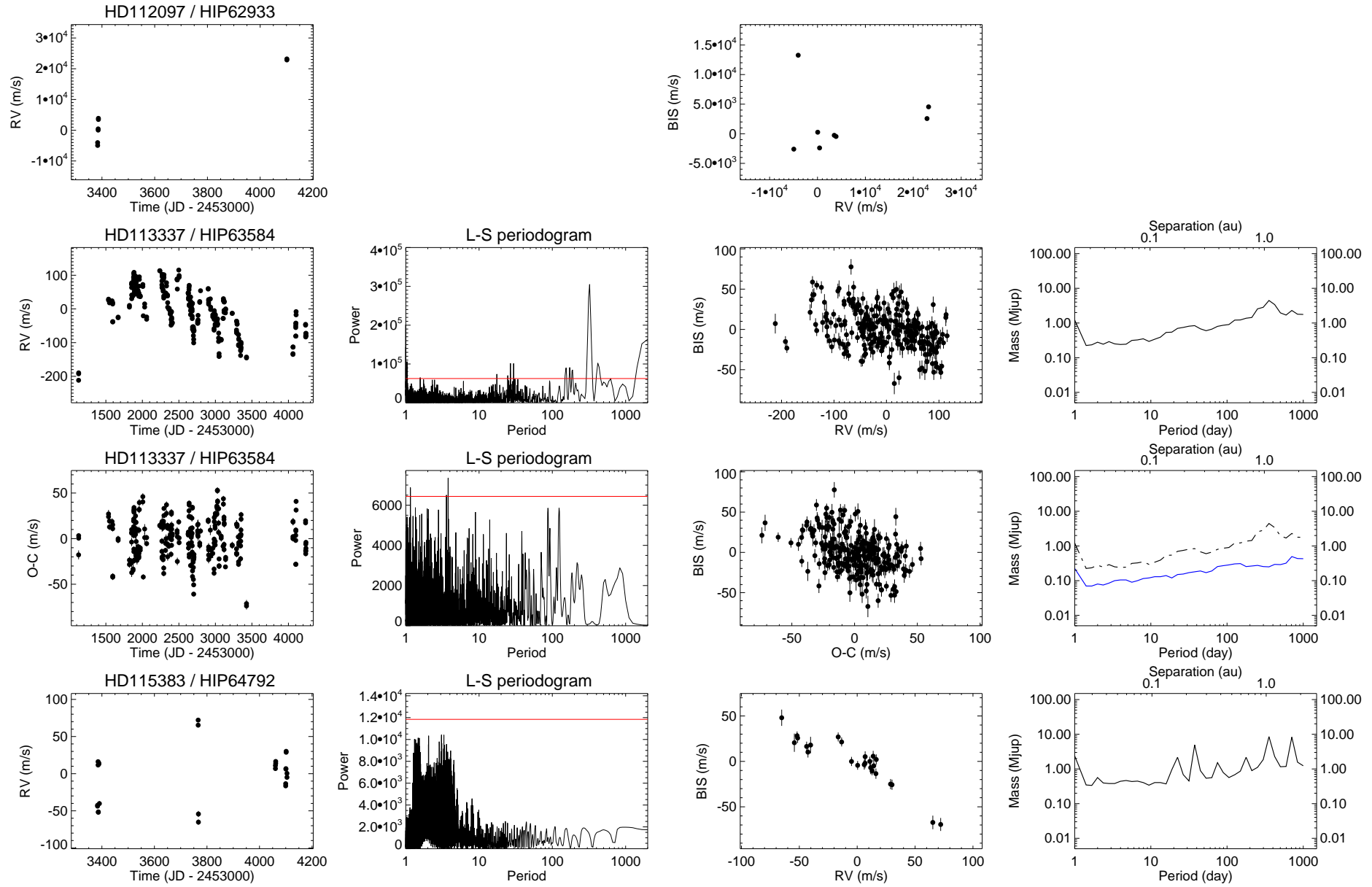


FIG. B.51 – Suite.

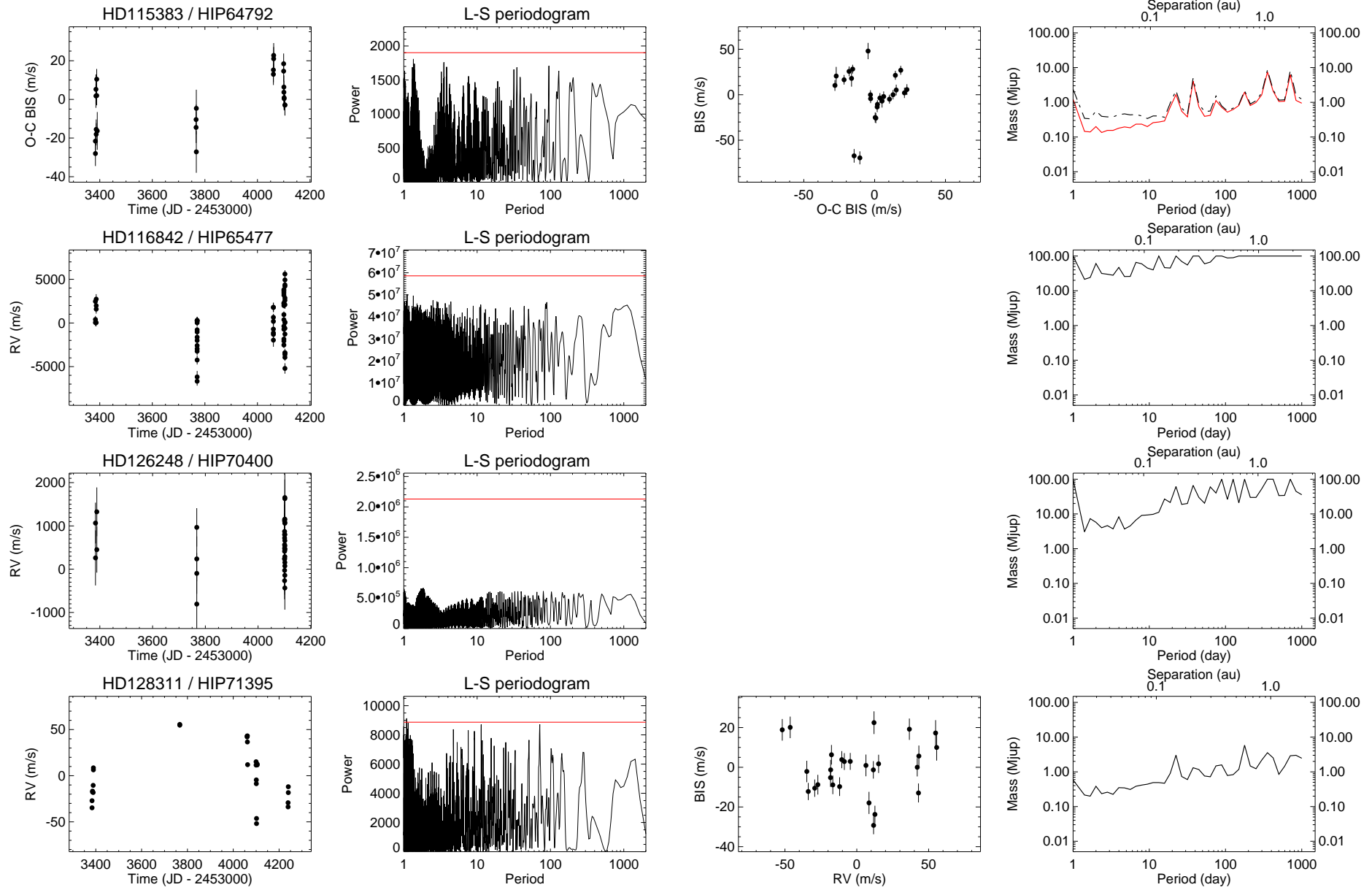


FIG. B.52 – Suite.

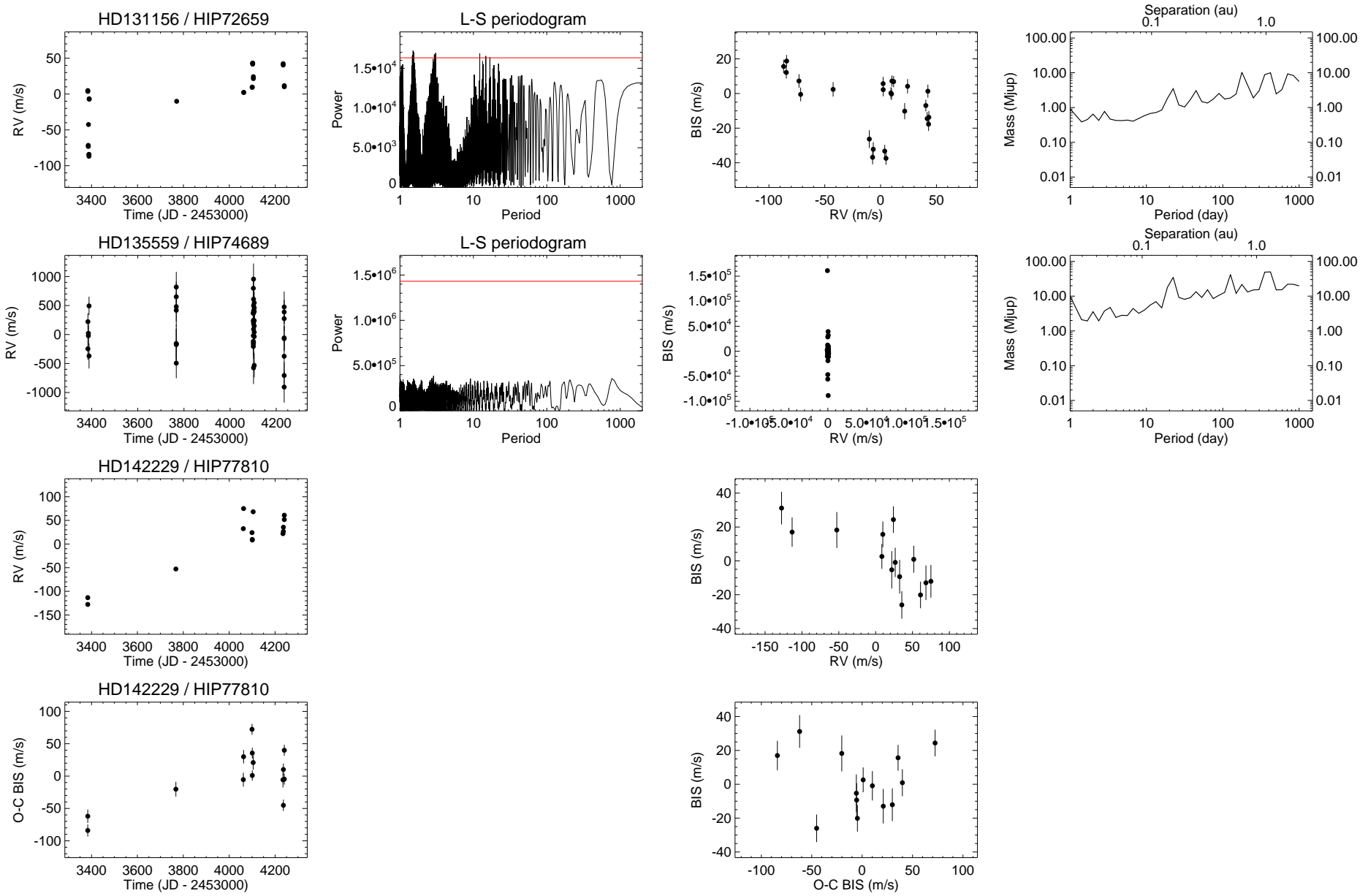


FIG. B.53 – Suite.

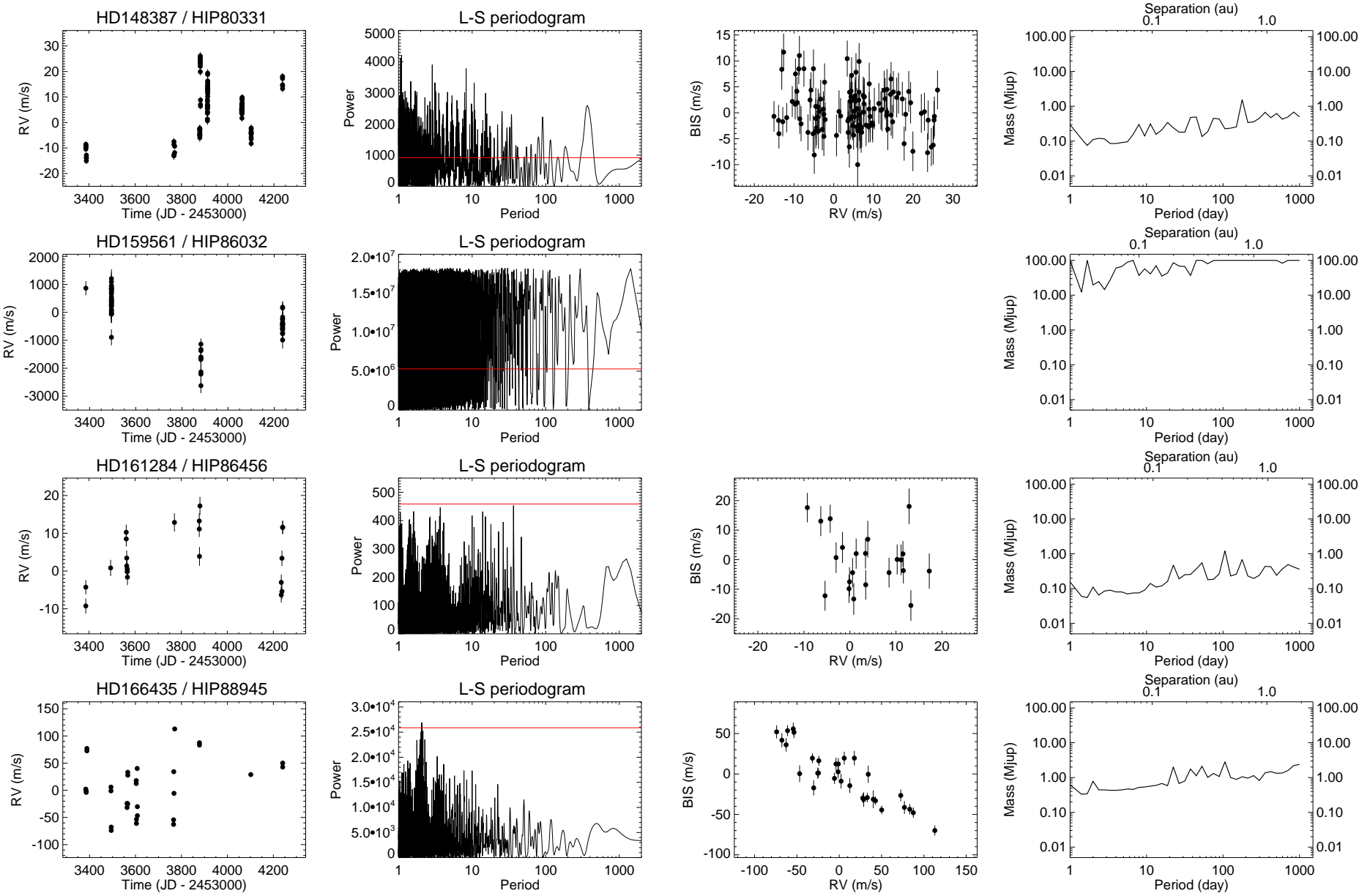


FIG. B.54 – Suite.

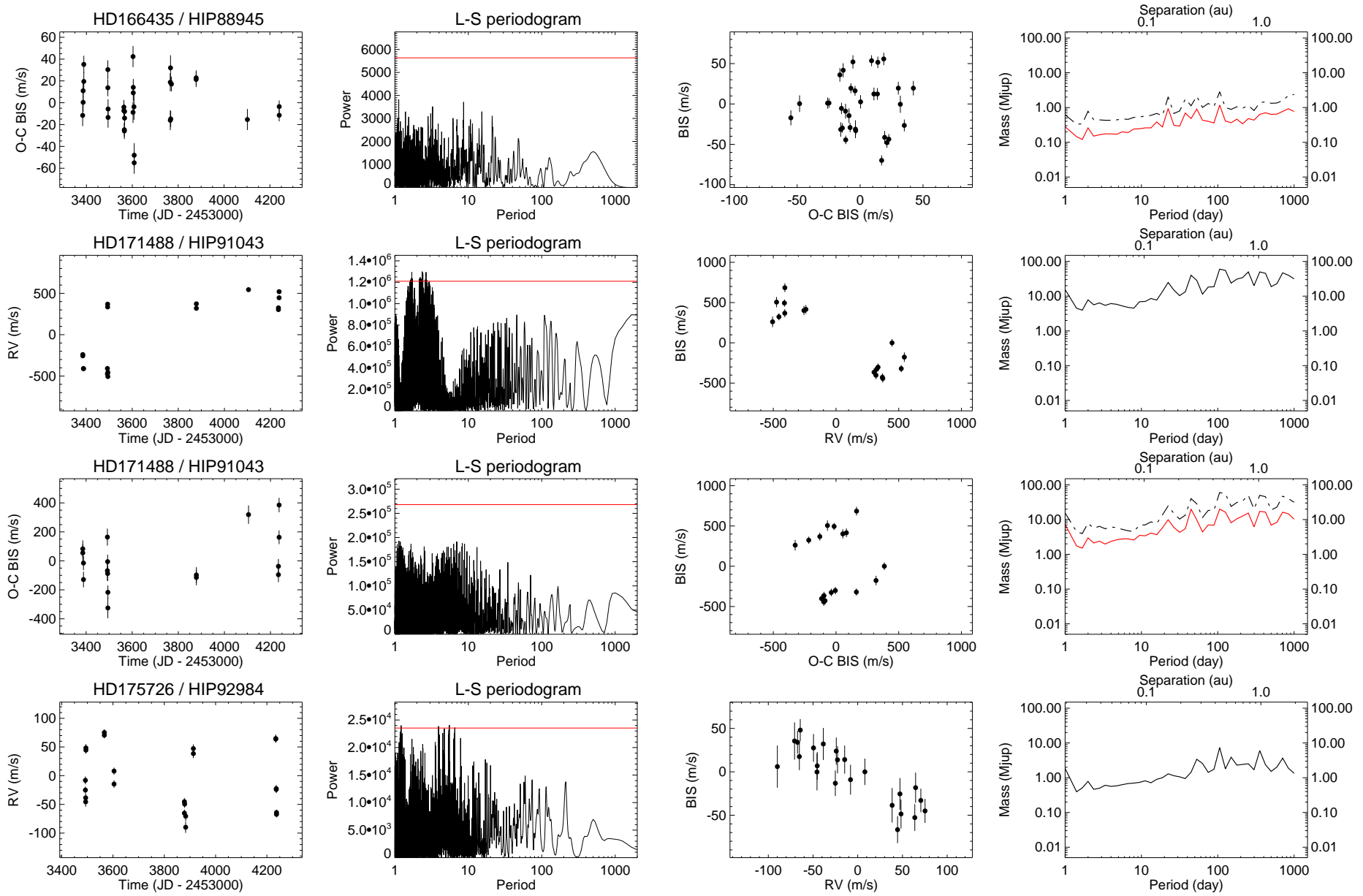


FIG. B.55 – Suite.

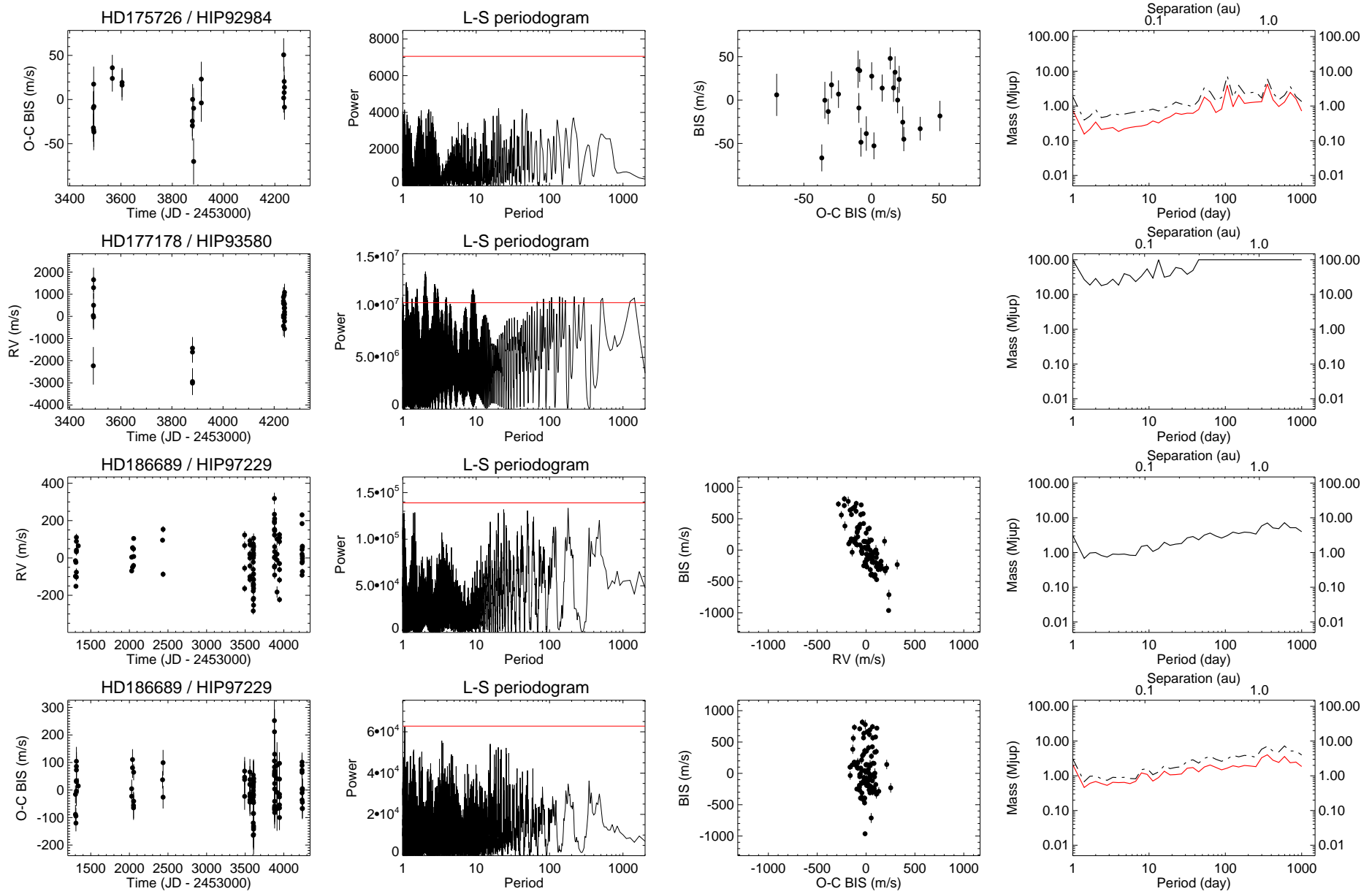


FIG. B.56 – Suite.

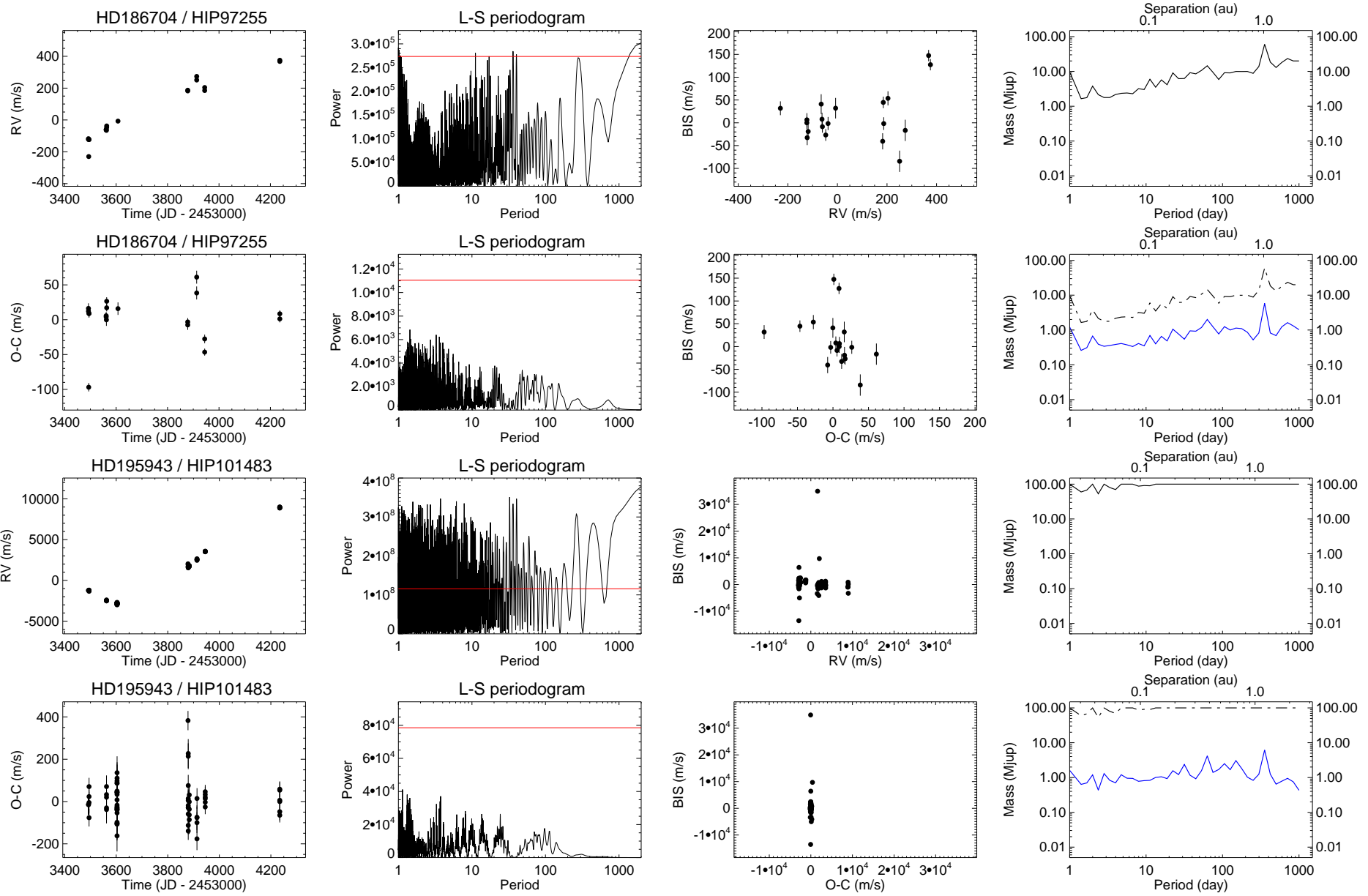


FIG. B.57 – Suite.

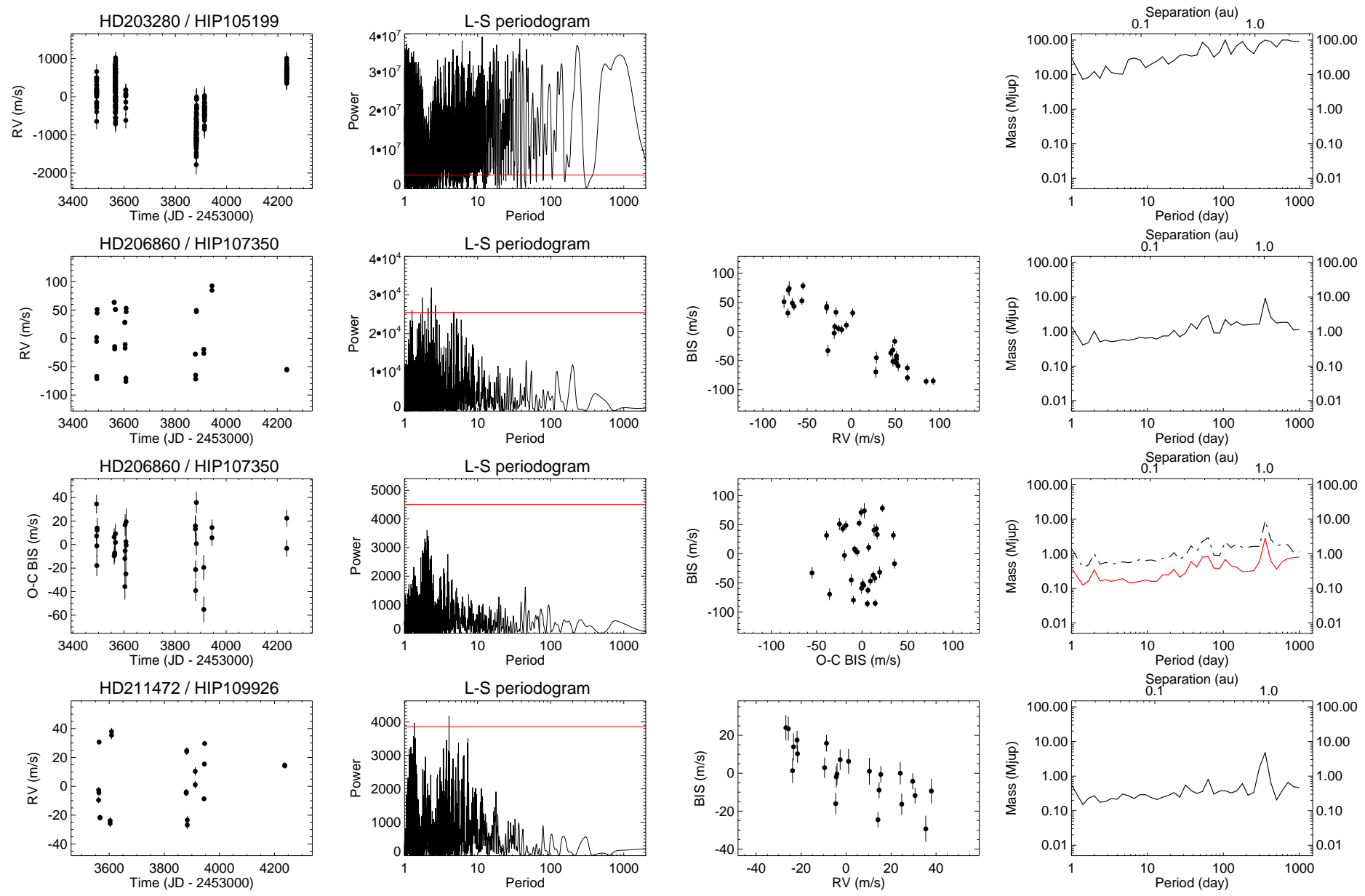


FIG. B.58 – Suite.

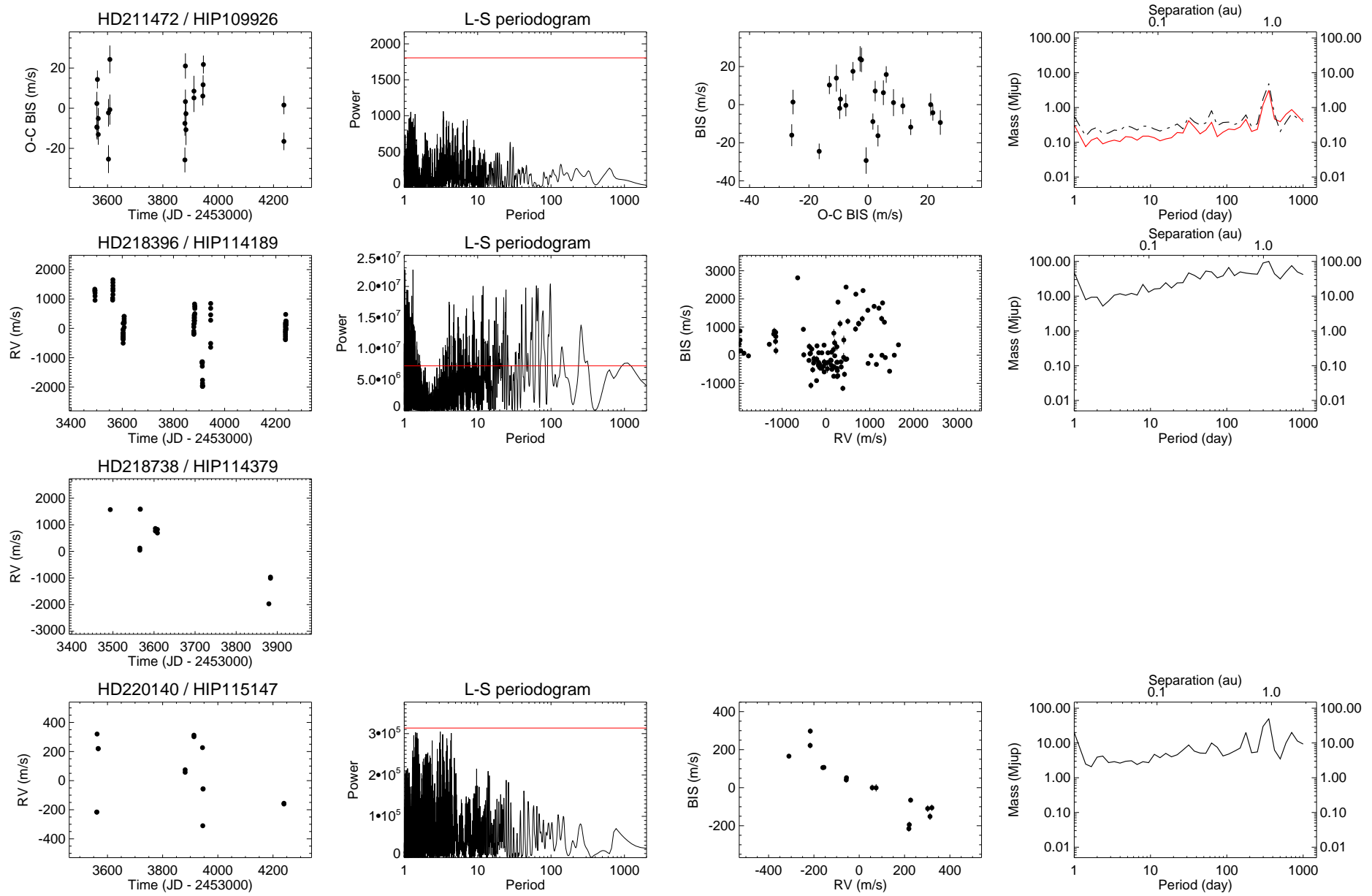


FIG. B.59 – Suite.

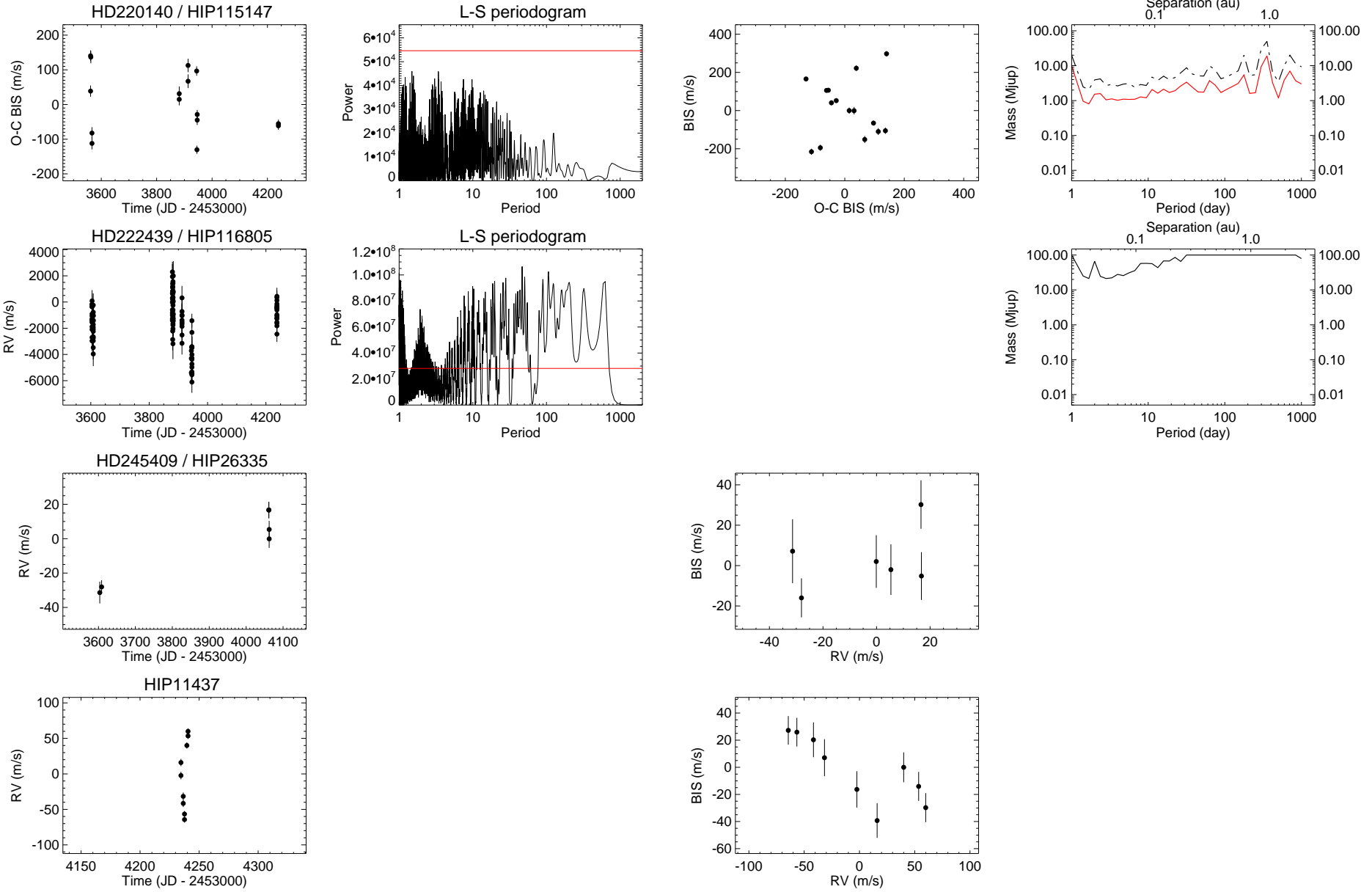


FIG. B.60 – Suite.

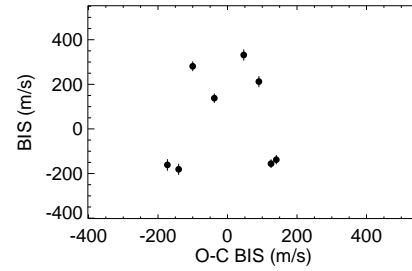
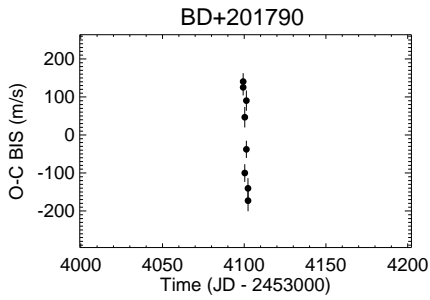
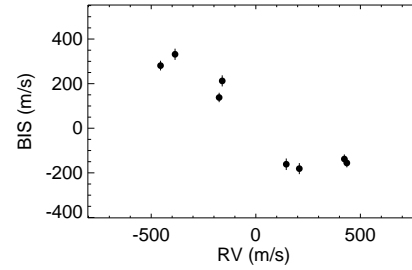
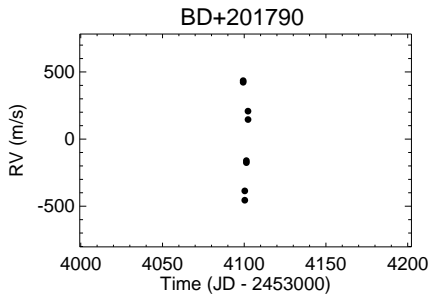
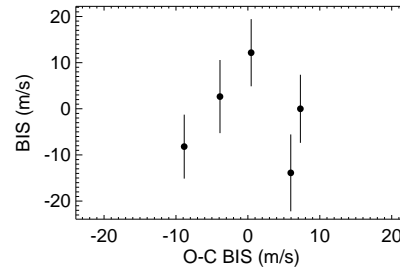
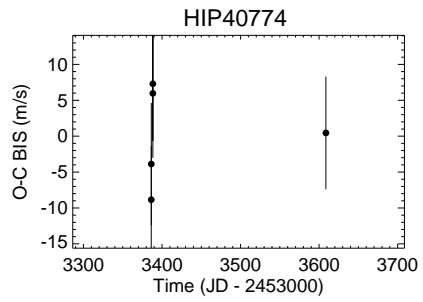
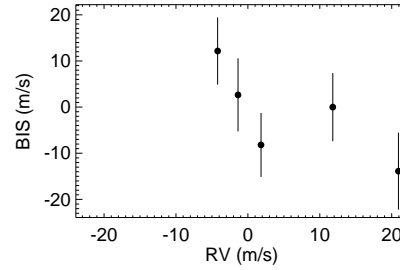
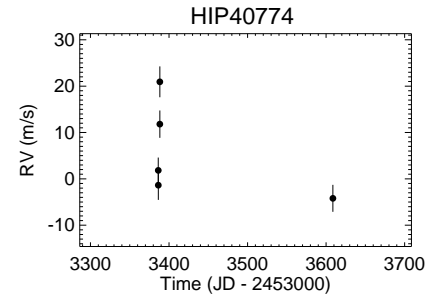


FIG. B.61 – Suite et fin.

Annexe C

Appendice : résultats du relevé P_{IONIER}

Je présente ici de manière plus détaillée les résultats obtenus en termes de limites de détection pour les étoiles de notre relevé complémentaire avec PIONIER (ce qui exclue donc ici HD 224392 pour laquelle un compagnon stellaire est détecté). Pour chaque cible, je représente les limites de détection obtenues avec PIONIER et, le cas échéant pour combinaison, avec HARPS, dans un diagramme (masse ; séparation). J'ai déterminé les limites de détection PIONIER à partir des courbes de contraste en utilisant trois modèles d'évolution (pour la relation masse-luminosité) différents (BCAH98, DUSTY00 et COND03). Les limites de détection tirées des V_R HARPS sont calculées par la méthode LPA et données en considérant deux inclinaisons extrêmes (10 et 90°, pour des configurations $\sim pole-on$ et $edge-on$).

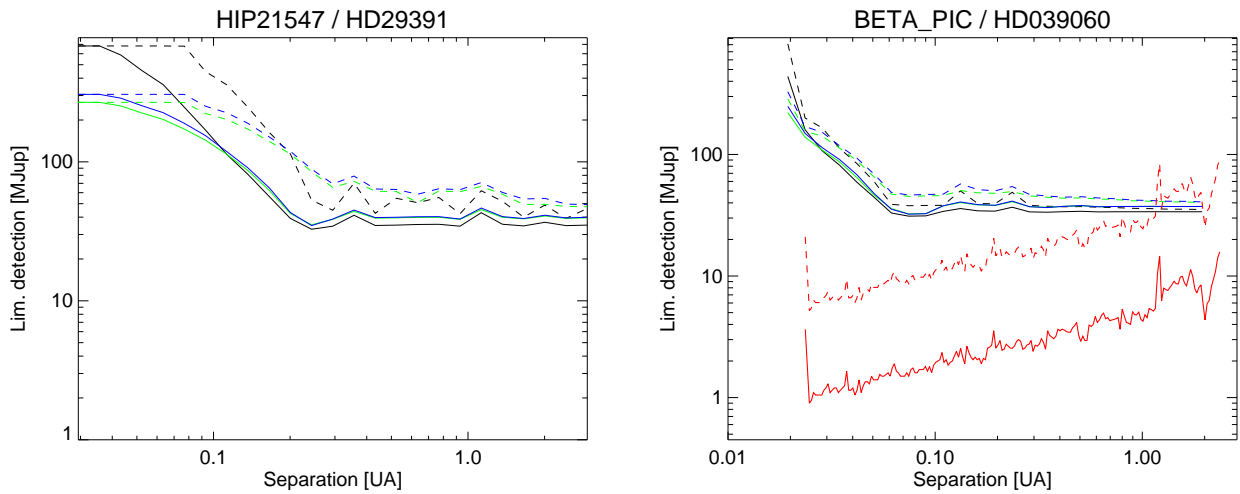


FIG. C.1 – **Limites de détection en (masse ; séparation) obtenues à partir des observations PIONIER et HARPS combinées (1), le cas échéant.** Les limites de détection PIONIER en masse sont dérivées à partir des modèles d'évolution BCAH98 (*en noir*), COND03 (*en vert*) et DUSTY00 (*en bleu*), pour une sensibilité médiane (*trait plein*) ou à 90% (*trait pointillé*). Dans le cas où nous disposons également de données HARPS, les limites de détection correspondantes (*en rouge*) sont données pour une configuration *edge-on* (*trait plein*) et pour une inclinaison $i=10^\circ$ (*trait pointillé*).

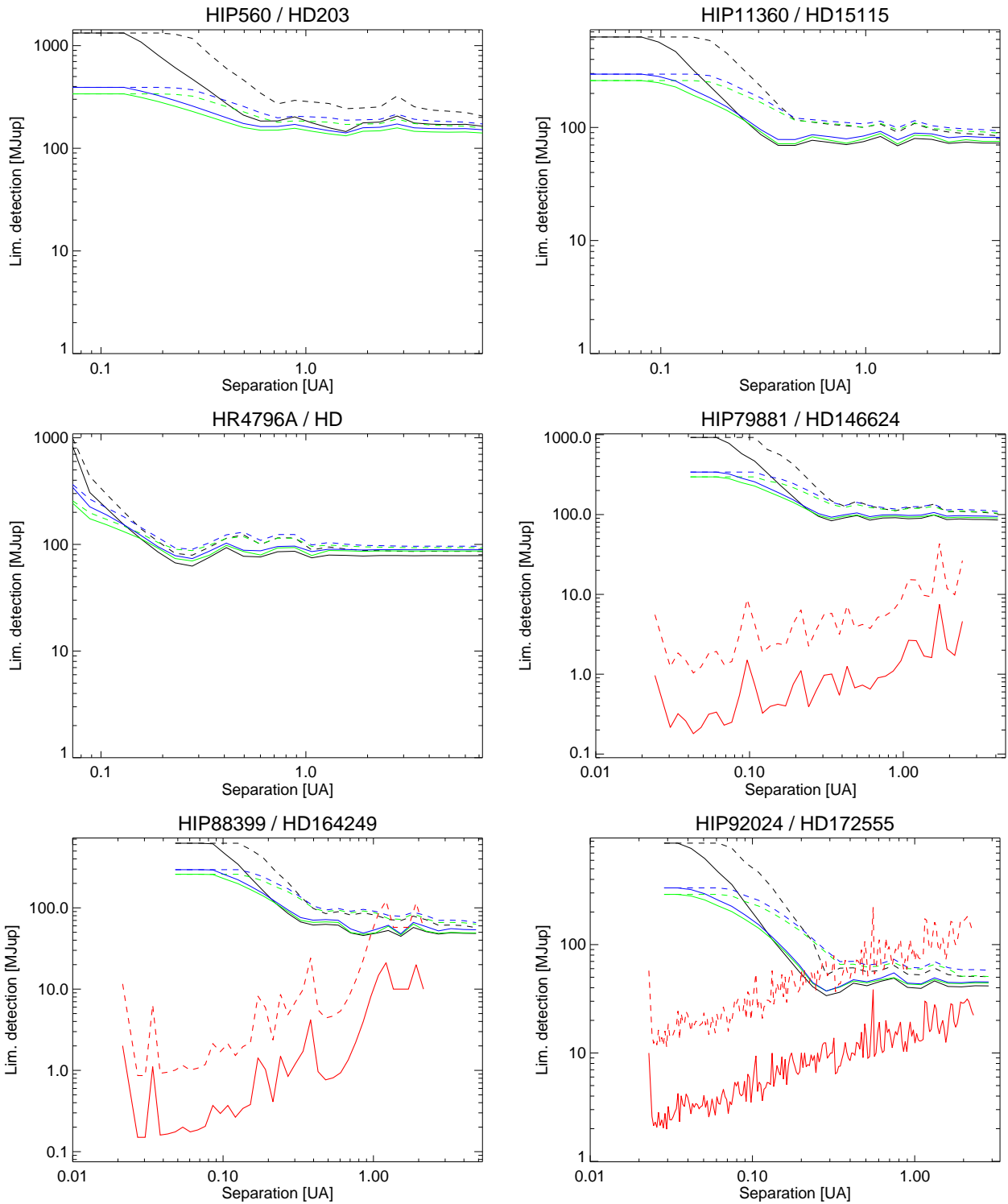


FIG. C.2 – Limites de détection en (masse ; séparation) obtenues à partir des observations PIONIER et HARPS combinées (suite).

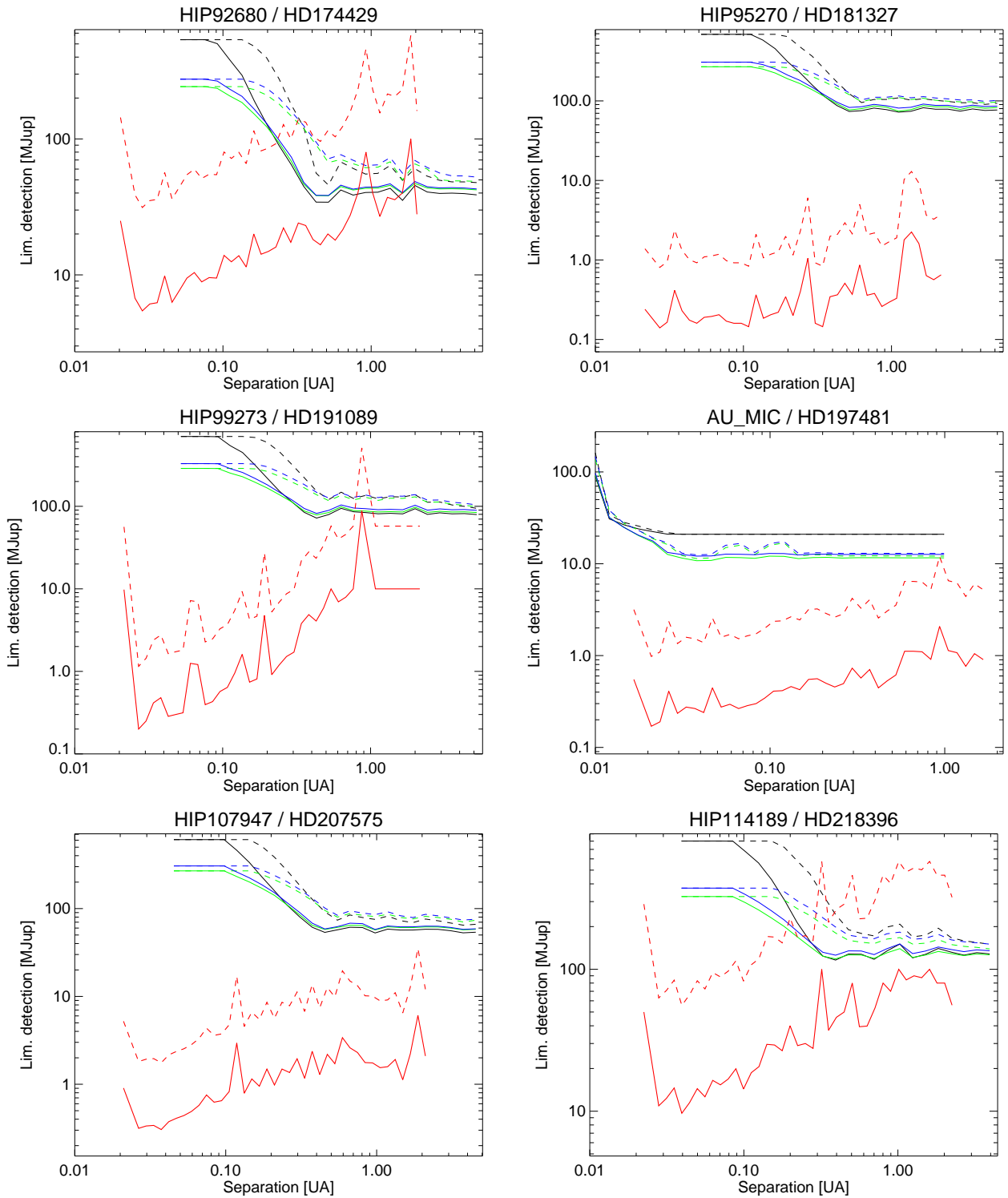


FIG. C.3 – Limites de détection en (masse ; séparation) obtenues à partir des observations PIONIER et HARPS combinées (suite et fin).

Bibliographie

- Abe, F., Allen, W., Banks, T., et al. 1997, in *Variables Stars and the Astrophysical Returns of the Microlensing Surveys*, ed. R. Ferlet, J.-P. Maillard, & B. Raban, 75
- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., et al. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 535, A68
- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Lebreton, J., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 520, L2
- Aigrain, S., Favata, F., & Gilmore, G. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 414, 1139
- Aigrain, S., Pont, F., & Zucker, S. 2012, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 419, 3147
- Allen, C., Poveda, A., & Herrera, M. A. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 356, 529
- Allende Prieto, C. & Lambert, D. L. 1999, *Astron. & Astrophys.*, 352, 555
- Astudillo, N. 2015, PhD thesis, IPAG
- Auvergne, M., Bodin, P., Boissard, L., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 506, 411
- Bailey, V., Meshkat, T., Reiter, M., et al. 2014, *Astrophys. J. Letter.*, 780, L4
- Bakos, G. Á., Lázár, J., Papp, I., Sári, P., & Green, E. M. 2002, *Pub. Astron. Soc. Pacific.*, 114, 974
- Baliunas, S. 2000, *Solar-Stellar Connection : Activity and Brightness Changes of Solar-Type Stars*, ed. P. Murdin, 2237
- Baluev, R. V. 2013, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 429, 2052
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *Astron. & Astrophys.*, 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 402, 701
- Barnes, J. R., Jeffers, S. V., & Jones, H. R. A. 2011, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 412, 1599
- Barnes, S. A. 2007, *Astrophys. J.*, 669, 1167
- Beaulieu, J. P., Albrow, M., An, J., et al. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 219, Disks, Planetesimals, and Planets*, ed. G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, & T. J. Mahoney, 550
- Berdyugina, S. V. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 8
- Berio, P., Cruzalebes, P., Mourard, D., et al. 2011, VEGA DRS Group
- Beust, H. & Valiron, P. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 466, 201
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 18
- Binks, A. S. & Jeffries, R. D. 2014, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 438, L11
- Boisse, I., Bouchy, F., Chazelas, B., et al. 2011a, in *European Physical Journal Web of Conferences, Vol. 16, European Physical Journal Web of Conferences*, 2003
- Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2011b, *Astron. & Astrophys.*, 528, A4

- Boisse, I., Moutou, C., Vidal-Madjar, A., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 495, 959
- Bonavita, M., Daemgen, S., Desidera, S., et al. 2014, *Astrophys. J. Letter.*, 791, L40
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 549, A109
- Bonnefoy, M., Marleau, G.-D., Galicher, R., et al. 2014, *Astron. & Astrophys.*, 567, L9
- Borgniet, S., Boisse, I., Lagrange, A.-M., et al. 2014, *Astron. & Astrophys.*, 561, A65
- Borgniet, S., Meunier, N., & Lagrange, A.-M. 2015, *Astron. & Astrophys.*, 581, A133
- Born, M. & Wolf, E. 1999, *Principles of Optics*
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, 327, 977
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836
- Bouchy, F., Díaz, R. F., Hébrard, G., et al. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 549, A49
- Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 505, 853
- Bouchy, F., Ségransan, D., Díaz, R. F., & Forveille, T., e. a. 2015, *Soumis à Astron. & Astrophys.*
- Bouchy, F. & Sophie Team. 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b : Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319–325
- Bowler, B. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 709, 396
- Boyajian, T. S., McAlister, H. A., van Belle, G., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 746, 101
- Boyajian, T. S., von Braun, K., van Belle, G., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 771, 40
- Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., et al. 2003, *Astrophys. J.*, 582, 455
- Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al. 2013, *Astrophys. J. Letter.*, 763, L32
- Casagrande, L., Schönrich, R., Asplund, M., et al. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 530, A138
- Catala, C., Arentoft, T., Fridlund, M., et al. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 430, Pathways Towards Habitable Planets*, ed. V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, & I. Ribas, 260
- Cegla, H. M., Watson, C. A., Shelyag, S., & Mathioudakis, M. 2015, in *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Vol. 18, 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. G. T. van Belle & H. C. Harris, 567–574
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *Astrophys. J.*, 542, 464
- Chapman, G. A., Cookson, A. M., & Dobias, J. J. 1997, *Astrophys. J.*, 482, 541
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *Astrophys. J. Letter.*, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *Astrophys. J.*, 568, 377
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., et al. 2011, *Nature*, 480, 496
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 542, A41
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 438, L29
- Chelli, A. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 358, L59
- Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., et al. 2014, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, 211, 25
- Claret, A. & Hauschildt, P. H. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 412, 241
- Crouch, A. D., Charbonneau, P., Beaubien, G., & Paquin-Ricard, D. 2008, *Astrophys. J.*, 677, 723
- Crouzier, A. 2015, PhD thesis, IPAG

- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *Pub. Astron. Soc. Pacific.*, 120, 531
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 491, 883
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 473, 983
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 506, 1469
- Díaz, R. F., Santerne, A., Sahlmann, J., et al. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 538, A113
- Dumusque, X. 2014, *Astrophys. J.*, 796, 133
- Dumusque, X., Boisse, I., & Santos, N. C. 2014, *Astrophys. J.*, 796, 132
- Dumusque, X., Santos, N. C., Udry, S., Lovis, C., & Bonfils, X. 2011a, *Astron. & Astrophys.*, 527, A82
- Dumusque, X., Udry, S., Lovis, C., Santos, N. C., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2011b, *Astron. & Astrophys.*, 525, A140
- Ehrenreich, D., Lagrange, A.-M., Montagnier, G., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 523, A73
- Eisenbeiss, T., Ammler-von Eiff, M., Roell, T., et al. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 556, A53
- Figueira, P., Pepe, F., Santos, N. C., et al. 2010, in *EAS Publications Series, Vol. 42*, *EAS Publications Series*, ed. K. Goździewski, A. Niedzielski, & J. Schneider, 125–129
- Figueira, P., Santos, N. C., Pepe, F., Lovis, C., & Nardetto, N. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 557, A93
- Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D., & Lodders, K. 2008, *Astrophys. J.*, 683, 1104
- Frankowski, A., Jancart, S., & Jorissen, A. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 464, 377
- Fried, D. L. 1966, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 56, 1372
- Galland, F. 2006, PhD thesis, IPAG
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 452, 709
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005a, *Astron. & Astrophys.*, 444, L21
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005b, *Astron. & Astrophys.*, 443, 337
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 556, A36
- Goldin, A. & Makarov, V. V. 2007, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, 173, 137
- Gray, R. O., McGahee, C. E., Griffin, R. E. M., & Corbally, C. J. 2011, *Astron. J.*, 141, 160
- Griffin, R. F. 2010, *The Observatory*, 130, 17
- Guenther, E. W., Hartmann, M., Esposito, M., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 507, 1659
- Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 4
- Halbwachs, J. L., Arenou, F., Mayor, M., Udry, S., & Queloz, D. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 355, 581
- Hall, J. C., Lockwood, G. W., & Skiff, B. A. 2007, *Astron. J.*, 133, 862
- Hernán-Obispo, M., Tuomi, M., Gálvez-Ortiz, M. C., et al. 2015, *Astron. & Astrophys.*, 576, A66
- Hill, J. M. 1997, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2871*, *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, ed. A. L. Ardeberg, 57–68
- Hillenbrand, L., Isaacson, H., Marcy, G., et al. 2015, in *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Vol. 18*, *18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. G. T. van Belle & H. C. Harris, 759–766

- Howard, A., Marcy, G., Johnson, J. A., et al. 2011, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 43, American Astronomical Society Meeting Abstracts 217, 415.06
- Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 489, L9
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2005, *Astrophys. J.*, 626, 1045
- Jeffers, S. V., Barnes, J. R., Jones, H. R. A., et al. 2014, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 438, 2717
- Johnson, J. A. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 398, *Extreme Solar Systems*, ed. D. Fischer, F. A. Rasio, S. E. Thorsett, & A. Wolszczan, 59
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010a, *Pub. Astron. Soc. Pacific.*, 122, 905
- Johnson, J. A., Bowler, B. P., Howard, A. W., et al. 2010b, *Astrophys. J. Letter.*, 721, L153
- Johnson, J. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 670, 833
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2008, *Astrophys. J.*, 673, 502
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2009, *Astrophys. J.*, 695, 1210
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Boissier, J., et al. 2014, *Nature*, 514, 462
- Koen, C., Balona, L. A., Khadaroo, K., et al. 2003, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 344, 1250
- Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
- Kuzuhara, M., Tamura, M., Kudo, T., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 774, 11
- Labeyrie, A. 1970, *Astron. & Astrophys.*, 6, 85
- Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 4
- Lagrange, A.-M. & Boccaletti, A., eds. 2014, *Thirty years of beta Pic and debris disks studies*
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010a, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 542, A18
- Lagrange, A.-M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009a, *Astron. & Astrophys.*, 495, 335
- Lagrange, A.-M., Desort, M., & Meunier, N. 2010b, *Astron. & Astrophys.*, 512, A38
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009b, *Astron. & Astrophys.*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Chauvin, G., et al. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 559, A83
- Lagrange, A.-M., Meunier, N., Desort, M., & Malbet, F. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 528, L9
- Lagrange-Henri, A. M., Beust, H., Ferlet, R., & Vidal-Madjar, A. 1989, *Astron. & Astrophys.*, 215, L5
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 535, A67
- Lecavelier des Etangs, A. 2015, *IAU General Assembly*, 22, 56528
- Lecavelier Des Etangs, A. & Vidal-Madjar, A. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 497, 557
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Lépine, S. & Bongiorno, B. 2007, *Astron. J.*, 133, 889
- Ligi, R., Mourard, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 545, A5

- Ligi, R., Mourard, D., Lagrange, A.-M., Perraut, K., & Chiavassa, A. 2015, *Astron. & Astrophys.*, 574, A69
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606
- Lockwood, G. W., Skiff, B. A., Henry, G. W., et al. 2007, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, 171, 260
- Lovis, C., Dumusque, X., Santos, N. C., Udry, S., & Mayor, M. 2011, in *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts, Vol. 2, AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, 202
- Luhman, K. L., Patten, B. M., Marengo, M., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 654, 570
- Macintosh, B., Graham, J. R., Barman, T., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Makarov, V. V., Beichman, C. A., Catanzarite, J. H., et al. 2009, *Astrophys. J. Letter.*, 707, L73
- Makarov, V. V. & Kaplan, G. H. 2005, *Astron. J.*, 129, 2420
- Makarov, V. V., Parker, D., & Ulrich, R. K. 2010, *Astrophys. J.*, 717, 1202
- Malkov, O. Y., Tamazian, V. S., Docobo, J. A., & Chulkov, D. A. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 546, A69
- Mamajek, E. E. & Hillenbrand, L. A. 2008, *Astrophys. J.*, 687, 1264
- Marion, L., Absil, O., Ertel, S., et al. 2014, *Astron. & Astrophys.*, 570, A127
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McAlister, H. A., Bagnuolo, W. G., ten Brummelaar, T. A., et al. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy*, ed. P. Léna & A. Quirrenbach, 465–471
- McArthur, B. E., Benedict, G. F., Henry, G. W., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 795, 41
- Mégevand, D., Herreros, J.-M., Zerbi, F., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7735, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Melo, C. 2001, PhD thesis, Geneva
- Meunier, N. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 405, 1107
- Meunier, N., Desort, M., & Lagrange, A.-M. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 512, A39
- Meunier, N. & Lagrange, A.-M. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 551, A101
- Meunier, N., Lagrange, A.-M., Borgniet, S., & Rieutord, M. 2015, *Soumis à Astron. & Astrophys.*
- Meunier, N., Lagrange, A.-M., & De Bondt, K. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 545, A87
- Meunier, N., Roudier, T., & Tkaczuk, R. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 466, 1123
- Moór, A., Pascucci, I., Kóspál, Á., et al. 2011, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, 193, 4
- Mordasini, C., Alibert, Y., & Benz, W. 2009a, *Astron. & Astrophys.*, 501, 1139
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., & Naef, D. 2009b, *Astron. & Astrophys.*, 501, 1161
- Mordasini, C., Klahr, H., Alibert, Y., Benz, W., & Dittkrist, K.-M. 2010, *ArXiv e-prints*
- Mourard, D., Clause, J. M., Marcotto, A., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 508, 1073
- Mugrauer, M., Vogt, N., Neuhäuser, R., & Schmidt, T. O. B. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 523, L1
- Nakajima, T. & Morino, J.-I. 2012, *Astron. J.*, 143, 2

- Nardetto, N., Mourard, D., Kervella, P., et al. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 453, 309
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *Astrophys. J.*, 279, 763
- Paulson, D. B., Cochran, W. D., & Hatzes, A. P. 2004, *Astron. J.*, 127, 3579
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, *The Messenger*, 110, 9
- Perraut, K., Borgniet, S., Cunha, M., et al. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 559, A21
- Perrier, C., Sivan, J.-P., Naef, D., et al. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 410, 1039
- Perryman, M., Hartman, J., Bakos, G. Á., & Lindegren, L. 2014, *Astrophys. J.*, 797, 14
- Pollacco, D. L., Skillen, I., Collier Cameron, A., et al. 2006, *Pub. Astron. Soc. Pacific.*, 118, 1407
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 379, 279
- Radick, R. R., Lockwood, G. W., Skiff, B. A., & Baliunas, S. L. 1998, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, 118, 239
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *Astrophys. J. Letter.*, 772, L15
- Ranc, C., Cassan, A., Albrow, M. D., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Reffert, S., Bergmann, C., Quirrenbach, A., Trifonov, T., & Künstler, A. 2015, *Astron. & Astrophys.*, 574, A116
- Reffert, S. & Quirrenbach, A. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 527, A140
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *Astrophys. J.*, 660, 1556
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- Riddle, R. L., Tokovinin, A., Mason, B. D., et al. 2015, *Astrophys. J.*, 799, 4
- Rieutord, M., Roudier, T., Malherbe, J. M., & Rincon, F. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 357, 1063
- Robertson, P., Endl, M., Cochran, W. D., & Dodson-Robinson, S. E. 2013, *Astrophys. J.*, 764, 3
- Robertson, P. & Mahadevan, S. 2014, *Astrophys. J. Letter.*, 793, L24
- Robertson, P., Mahadevan, S., Endl, M., & Roy, A. 2014, *Science*, 345, 440
- Roudier, T., Rieutord, M., Brito, D., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 495, 945
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4839, *Adaptive Optical System Technologies II*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Saar, S. H. & Brandenburg, A. 1999, *Astrophys. J.*, 524, 295
- Saar, S. H. & Donahue, R. A. 1997, *Astrophys. J.*, 485, 319
- Santerne, A., Díaz, R. F., Moutou, C., et al. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 545, A76
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Rebolo, R., & Udry, S. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 398, 363
- Santos, N. C., Mortier, A., Faria, J. P., et al. 2014, *Astron. & Astrophys.*, 566, A35
- Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 532, A79
- Schröder, K.-P., Mittag, M., Hempelmann, A., González-Pérez, J. N., & Schmitt, J. H. M. M. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 554, A50

- Ségransan, D., Mayor, M., Udry, S., et al. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 535, A54
- Setiawan, J., Weise, P., Henning, T., et al. 2007, *Astrophys. J. Letter.*, 660, L145
- Shapiro, A. I., Solanki, S. K., Krivova, N. A., et al. 2014, *Astron. & Astrophys.*, 569, A38
- Skrutskie, M. F., Jones, T., Hinz, P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 3
- Sozzetti, A. 2010, *Highlights of Astronomy*, 15, 716
- Swain, M. R., Akeson, R. L., Bouwman, J., Lawler, S., & Beichman, C. A. 2007, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 39, *American Astronomical Society Meeting Abstracts* 209, 254.04
- Szymański, M., Udalski, A., Kubiak, M., et al. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 228, *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, ed. S. Deiters, B. Fuchs, A. Just, R. Spurzem, & R. Wielen, 277
- Tallon-Bosc, I., Tallon, M., Thiébaud, E., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1
- Tanaka, H., Takeuchi, T., & Ward, W. R. 2002, *Astrophys. J.*, 565, 1257
- Tinetti, G., Liang, M., Beaulieu, J., et al. 2007, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 39, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts* 39, 467
- Tokovinin, A. 2014, *Astron. J.*, 147, 87
- Toyota, E., Itoh, Y., Ishiguma, S., et al. 2009, *Pub. Astron. Soc. Jap.*, 61, 19
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 469, L43
- Udry, S. & Santos, N. C. 2007, *Ann. Rev. of Astron. & Astrophys.*, 45, 397
- van Belle, G. T. & Harris, H. C., eds. 2015, *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, Vol. 18, *18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*
- van Leeuwen, F. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 474, 653
- Vogt, S. S., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2005, *Astrophys. J.*, 632, 638
- von Braun, K., Boyajian, T. S., van Belle, G. T., et al. 2014, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 438, 2413
- Waldmeier, M. 1961, *The sunspot-activity in the years 1610-1960*
- Wheatley, P. J., Pollacco, D. L., Queloz, D., et al. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 47, *European Physical Journal Web of Conferences*, 13002
- White, T. R., Huber, D., Maestro, V., et al. 2013, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 433, 1262
- Wright, J. T. 2005, *Pub. Astron. Soc. Pacific.*, 117, 657
- Zuckerman, B., Song, I., & Bessell, M. S. 2004, *Astrophys. J. Letter.*, 613, L65

Table des figures

1.1	Caractérisation d'une orbite képlérienne.	6
1.2	Illustration de la méthode des vitesses radiales.	8
1.3	Schéma descriptif de la méthode de détermination de la vitesse radiale par corrélation croisée (CCF) du spectre stellaire avec un masque binaire	9
1.4	Anti-corrélation (V_R , BIS) observée en spectroscopie Doppler pour les étoiles actives de $v \sin i \gtrsim 3\text{-}4 \text{ km.s}^{-1}$	10
1.5	Principe de la méthode des transits.	15
1.6	Principe de la méthode des microlentilles.	17
1.7	Quelques exemples de systèmes planétaires imagés emblématiques.	19
1.8	Représentation simplifiée de la recombinaison d'ondes à deux télescopes en interférométrie longue base.	20
1.9	Réseaux de télescopes et bases de CHARA et du VLTI.	22
1.10	Ensemble des exoplanètes et naines brunes dont la détection a été confirmée au 18 mai 2015.	23
1.11	Propriétés physiques des exoplanètes détectées.	24
1.12	Zone habitable d'une étoile en fonction de sa température.	25
1.13	Probabilité de présence (taux d'occurrence) d'au moins une planète géante autour de l'étoile en fonction de la masse stellaire (M_\odot) prédite par le modèle de formation par accrétion de coeur	29
1.14	Répartition des planètes géantes ($m_p \sin i \geq 0.2 M_{\text{Jup}}$) détectées par vitesses radiales en fonction de la masse de l'étoile-hôte et de la séparation.	30
1.15	Problématique de la spectroscopie Doppler pour les étoiles AF	31
1.16	Comparaison des cibles de notre relevé de faisabilité HARPS dans un diagramme HR avec les cibles d'autres relevés.	33
1.17	Exemple de limites de détection obtenues pour le relevé de faisabilité AF.	33
1.18	Exoplanètes détectées en fonction de l'âge de l'étoile-hôte.	35
1.19	Combinaison des limites de détection obtenues en V_R , et obtenues et/ou attendues en imagerie directe et en astrométrie pour trois étoiles jeunes et proches.	36
1.20	Données V_R de β Pictoris (2003-2011)	37
1.21	Caractérisation de l'effet d'une tache stellaire sombre sur les observables spectroscopiques.	41
1.22	Caractérisation de l'effet d'un cycle d'activité solaire sur les V_R	42
1.23	Correction des V_R induites par l'activité par l'index du Calcium.	43
1.24	Principe de la méthode de corrélation des périodogrammes pour le calcul des limites de détection	45
1.25	Méthode LPA pour le calcul des limites de détection	46
2.1	Principales propriétés de nos échantillons AF HARPS et SOPHIE	48
2.2	Résumé des observations HARPS et SOPHIE.	50

2.3	Correction de l'effet d'illumination pour les fibres de SOPHIE (avant Juin 2011) pour l'une des étoiles du relevé AF (HD 168151).	51
2.4	Données SOPHIE pour HD 16232.	78
2.5	Données SOPHIE pour θ Cyg.	80
2.6	Ajustement képlerien à deux compagnons des V_R de θ Cyg.	81
2.7	Données SOPHIE pour HD 191195	84
2.8	Meilleures solutions pour l'ajustement des V_R de HD 191195	86
2.9	Variabilité intrinsèque de nos cibles : dispersion des observables (V_R , BIS).	88
2.10	Variabilité V_R intrinsèque de nos cibles en fonction de leurs propriétés stellaires fondamentales.	89
2.11	Limites de détection LPA fonction des propriétés de nos cibles.	90
2.12	Sensibilité aux planètes géantes atteinte pour nos deux relevés.	92
2.13	Fonction de densité de probabilité du taux d'occurrence de planètes géantes.	93
2.14	Taux d'occurrence de planètes géantes fonction de la période pour notre échantillon AF.	95
2.15	Données VEGA pour HD 191195.	99
3.1	Principales propriétés de nos échantillons Etoiles jeunes HARPS et SOPHIE.	102
3.2	Résumé des observations HARPS et SOPHIE.	106
3.3	Variabilité stellaire intrinsèque des cibles de nos relevés : histogrammes des observables.	110
3.4	Variabilité stellaire intrinsèque des cibles de nos relevés : corrélations.	111
3.5	Distributions des corrélations V_R -BIS et V_R - $\log R'_{HK}$ de chacune de nos cibles.	112
3.6	Sensibilité atteinte jusqu'à présent à partir de nos deux relevés pour la recherche de planètes géantes.	113
3.7	Limites de détection LPA obtenues actuellement pour nos cibles en fonction de leurs propriétés ($B - V$, $v \sin i$).	114
3.8	Sensibilité atteinte jusqu'à présent en fonction du type spectral de nos cibles.	115
3.9	Correction des variations de V_R induites par l'activité stellaire via la corrélation (V_R , BIS) : exemple de HD 102458.	116
3.10	Impact de la correction de l'activité stellaire par le BIS pour nos cibles de type FGK en fonction de la période.	117
3.11	Données SOPHIE pour HD 113337.	125
3.12	Détail de l'ajustement képlerien à deux compagnons des V_R de HD 113337.	128
3.13	Observations complémentaires de HD 113337.	129
3.14	Configuration du système autour de HD 113337.	130
3.15	Données HARPS pour β Pictoris.	132
3.16	Combinaison des limites de détection issues des V_R et de l'imagerie directe pour β Pictoris.	133
3.17	Détection de HD 106906 en tant que binaire à deux spectres eccentric.	135
3.18	Observations de HD 224392 avec PIONIER	138
3.19	Caractérisation préliminaire du compagnon binaire de HD 224392	138
3.20	Combinaison des limites de détection HARPS et PIONIER.	140
4.1	Visualisation du mouvement apparent de la surface solaire induit par les oscillations acoustiques.	144
4.2	Granulation et supergranulation.	144
4.3	Taches sombres solaires.	146
4.4	Régions actives brillantes à la surface du Soleil : plages et réseau.	146
4.5	Cycle d'activité magnétique solaire.	147
4.6	Schéma descriptif de nos simulations : génération des structures actives.	150

4.7	Schéma descriptif de nos simulations : II. Construction des spectres et calcul des observables.	152
4.8	Comparaison des séries temporelles astrométriques construites à partir des structures actives observées et simulées.	177
4.9	Moments d'ordre 2 et 3 des signaux astrométriques fonction de l'inclinaison.	178
4.10	Excursion du photocentre fonction de l'inclinaison.	179
4.11	Contraindre l'inclinaison de l'étoile à partir du signal astrométrique.	180
4.12	Spectre de puissance des différentes composantes du signal de V_R induit par l'activité solaire.	181
4.13	L'index du Calcium en tant qu'estimateur de l'activité magnétique.	182
4.14	Relations empiriques entre différentes propriétés stellaires et de l'activité.	183
A.1	Détail du relevé HARPS Etoiles massives AF.	198
A.2	Suite.	199
A.3	Suite.	200
A.4	Suite.	201
A.5	Suite.	202
A.6	Suite.	203
A.7	Suite.	204
A.8	Suite.	205
A.9	Suite.	206
A.10	Suite.	207
A.11	Suite.	208
A.12	Suite.	209
A.13	Suite.	210
A.14	Suite.	211
A.15	Suite.	212
A.16	Suite.	213
A.17	Suite.	214
A.18	Suite.	215
A.19	Suite.	216
A.20	Suite.	217
A.21	Suite.	218
A.22	Suite.	219
A.23	Suite.	220
A.24	Suite.	221
A.25	Suite.	222
A.26	Suite.	223
A.27	Suite.	224
A.28	Suite.	225
A.29	Suite.	226
A.30	Suite.	227
A.31	Suite.	228
A.32	Suite.	229
A.33	Suite.	230
A.34	Suite et fin.	231
A.35	Détail du relevé SOPHIE Etoiles massives AF.	239
A.36	Suite.	240
A.37	Suite.	241
A.38	Suite.	242

TABLE DES FIGURES

A.39 Suite.	243
A.40 Suite.	244
A.41 Suite.	245
A.42 Suite.	246
A.43 Suite.	247
A.44 Suite.	248
A.45 Suite.	249
A.46 Suite.	250
A.47 Suite.	251
A.48 Suite.	252
A.49 Suite.	253
A.50 Suite.	254
A.51 Suite.	255
A.52 Suite.	256
A.53 Suite.	257
A.54 Suite.	258
A.55 Suite.	259
A.56 Suite.	260
A.57 Suite.	261
A.58 Suite.	262
A.59 Suite.	263
A.60 Suite.	264
A.61 Suite.	265
A.62 Suite.	266
A.63 Suite.	267
A.64 Suite.	268
A.65 Suite.	269
A.66 Suite.	270
A.67 Suite.	271
A.68 Suite.	272
A.69 Suite et fin.	273
B.1 Détail du relevé HARPS Etoiles jeunes et proches.	282
B.2 Suite.	283
B.3 Suite.	284
B.4 Suite.	285
B.5 Suite.	286
B.6 Suite.	287
B.7 Suite.	288
B.8 Suite.	289
B.9 Suite.	290
B.10 Suite.	291
B.11 Suite.	292
B.12 Suite.	293
B.13 Suite.	294
B.14 Suite.	295
B.15 Suite.	296
B.16 Suite.	297
B.17 Suite.	298
B.18 Suite.	299

B.19 Suite.	300
B.20 Suite.	301
B.21 Suite.	302
B.22 Suite.	303
B.23 Suite.	304
B.24 Suite.	305
B.25 Suite.	306
B.26 Suite.	307
B.27 Suite.	308
B.28 Suite.	309
B.29 Suite.	310
B.30 Suite.	311
B.31 Suite.	312
B.32 Suite.	313
B.33 Suite.	314
B.34 Suite.	315
B.35 Suite.	316
B.36 Suite.	317
B.37 Suite.	318
B.38 Suite et fin.	319
B.39 Détail du relevé SOPHIE Etoiles jeunes et proches.	325
B.40 Suite.	326
B.41 Suite.	327
B.42 Suite.	328
B.43 Suite.	329
B.44 Suite.	330
B.45 Suite.	331
B.46 Suite.	332
B.47 Suite.	333
B.48 Suite.	334
B.49 Suite.	335
B.50 Suite.	336
B.51 Suite.	337
B.52 Suite.	338
B.53 Suite.	339
B.54 Suite.	340
B.55 Suite.	341
B.56 Suite.	342
B.57 Suite.	343
B.58 Suite.	344
B.59 Suite.	345
B.60 Suite.	346
B.61 Suite et fin.	347
C.1 Limites de détection en (masse; séparation) obtenues à partir des observations PIONIER et HARPS combinées (1).	349
C.2 Limites de détection en (masse; séparation) obtenues à partir des observations PIONIER et HARPS combinées (2).	350
C.3 Limites de détection en (masse; séparation) obtenues à partir des observations PIONIER et HARPS combinées (3).	351

Liste des tableaux

1.1	Amplitudes de V_R pour différentes configurations de systèmes {étoile; compagnon} et performances des spectrographes.	11
2.1	Log des nuits d'observation effectuées avec SOPHIE pour le consortium dans le cadre du SP4.	49
2.2	Résultats de nos relevés : taux d'occurrence des planètes géantes.	94
2.3	Observations VEGA.	97
3.1	Répartition des cibles de nos relevés Etoiles jeunes par groupe mouvant.	103
3.2	Etoiles hôtes d'un ou plusieurs compagnons (planètes ou naines brunes) imagé(s) appartenant à nos relevés.	103
3.3	Log des nuits d'observation effectuées pour le relevé SOPHIE Etoiles jeunes.	105
3.4	Log des nuits d'observation effectuées pour le relevé HARPS Etoiles jeunes.	105
3.5	Binaires spectroscopiques identifiées dans le relevé Etoiles jeunes.	109
3.6	Observations PIONIER.	136
A.1	Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les 108 cibles de notre relevé HARPS.	192
A.2	Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les 115 cibles de notre relevé SOPHIE.	233
B.1	Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les cibles de notre relevé HARPS.	276
B.2	Caractéristiques stellaires et résultats détaillés pour les cibles de notre relevé SOPHIE.	321

Résumé

La recherche des exoplanètes traverse aujourd'hui une période décisive. D'un côté, notre connaissance des planètes géantes gazeuses s'est considérablement développée, et l'objectif de la recherche est maintenant de caractériser leurs propriétés physiques et de mieux comprendre leurs mécanismes de formation et d'évolution. D'un autre côté, la précision et la stabilité des instruments ont atteint un niveau qui rend techniquement possible la détection de planètes telluriques situées dans la zone habitable de leur étoile. Cependant, les perturbations du signal dues à l'étoile elle-même constituent un obstacle important à cette avancée. Mon travail de thèse se situe à la rencontre de ces problématiques. Il a consisté d'une part en l'analyse de deux relevés de vitesses radiales visant des étoiles relativement exotiques pour la recherche d'exoplanètes : les étoiles naines de type AF massives. Ce travail a donné lieu à la première caractérisation de la population de planètes géantes autour de ces étoiles et a montré que les mécanismes de migration planétaire étaient au moins partiellement inhibés autour de ces étoiles par rapport aux étoiles de type FGKM. Dans un second temps, j'ai conduit les observations et l'analyse des premiers résultats de deux grands relevés de vitesses radiales débutés pendant ma thèse et visant à détecter des planètes géantes en orbite autour d'étoiles jeunes et proches. Ces étoiles jeunes sont les seules sources pour lesquelles une exploration complète des planètes géantes à toutes les séparations devient possible, par combinaison des techniques de vitesses radiales et de l'imagerie. Cette combinaison permettra de tester de manière unique les modèles de formation et d'évolution planétaire. Les résultats provisoires de ces relevés indiquent une absence de planètes géantes à très courte séparation (Jupiters chauds) autour de nos cibles. Un autre résultat intéressant est la découverte d'une binaire spectroscopique excentrique au centre d'un système planétaire imagé à grande séparation. Pour compléter cette approche observationnelle et mieux évaluer la détectabilité des exoplanètes semblables à la Terre, j'ai étalonné et caractérisé un modèle entièrement paramétré de l'activité d'une étoile semblable au Soleil et de son impact sur les vitesses radiales. Je l'ai dans un premier temps étalonné en comparant ses résultats à ceux obtenus à partir d'observations des zones actives du Soleil, puis je l'ai utilisé pour caractériser l'impact de l'inclinaison de l'étoile sur le signal induit par l'activité. Ce modèle paramétré ouvre de très nombreuses possibilités, étant en effet potentiellement adaptable à des types d'étoiles et d'activité différents. Il permettrait ainsi de caractériser les perturbations en vitesses radiales attendues pour chaque cas testé, et donc à la fois de déterminer quelles étoiles et quels types d'activité sont les plus favorables pour la détection de planètes de masse terrestre dans la zone habitable. En explorant ces trois problématiques en apparence très diverses mais complémentaires, j'y ai retrouvé un motif commun, celui de l'importance des étoiles elles-mêmes et de la physique stellaire pour la recherche d'exoplanètes.

Mots-clés : Détection d'exoplanètes - Etoiles massives - Etoiles jeunes - Activité stellaire - Vitesses radiales

Abstract

The search for exoplanets has reached a decisive moment. On the one hand, our knowledge of giant gaseous planets has significantly developed, and the aim of the research is now to characterize their physical properties and to better understand the formation and evolution processes. On the other hand, the instrumental precision and stability have reached a level that makes it technically possible to detect telluric planets in the habitable zone of their host star. However, the signal alterations induced by the star itself definitely challenge this breakthrough. My PhD stands at the crossroads of these problems. It consisted first in the analysis of two radial velocity surveys dedicated to stars somewhat exotic to exoplanet searches : the massive AF dwarf stars. This work has led to the first characterization of the giant planet population found around these stars and has showed that the planetary migration mechanisms were at least partially inhibited around these stars compared to FGKM stars. I then made the observations and the first analysis of two radial velocity surveys dedicated to the search for giant planets around young, nearby stars. Young stars are the only sources for which a full exploration of the giant planets at all separations can be reached, through the combination of radial velocities techniques and direct imaging. Such a combination will allow to test uniquely the planetary formation and evolution processes. The first results of these surveys show an absence of giant planets at very short separations (Hot Jupiters) around our targets. Another interesting result is the detection of an eccentric spectroscopic binary at the center of a planetary system imaged at a wide separation. To complete this observational approach and better estimate the detectability of Earth-like planets, I calibrated and characterized a fully parameterized model of the activity pattern of a Sun-like star and its impact on the radial velocities. I first calibrated it by comparing it to the results obtained with observations of the solar active structures, and then characterized the impact of stellar inclination on the activity-induced signal. Such a fully parameterized model is potentially adaptable to different types of stars and of activity and would thus allow to characterize the expected radial velocity jitter for each tested case, and then allow both to determine which types of stars and of activity patterns are the most favorable for detecting Earth-like planets in the habitable zone. While investigating these three seemingly different but complementary topics, I found that they shared a basic feature, namely the importance of the stars themselves and of stellar physics in exoplanet searches.

Keywords : Exoplanet detection - Massive stars - Young stars - Stellar activity - Radial velocities