

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**N° d'ordre :
Série :**

**MEMOIRE
PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTERE EN PHYSIQUE
SPECIALITE : ASTROPHYSIQUE**

THEME

**Détection et caractérisation de l'exoplanète
HD209458b par photométrie des transits**

Par

Hamza YOUSFI

SOUTENU LE/.../.....

Devant le jury :

Président :	J. MIMOUNI	Prof.	Univ. Mentouri Constantine
Rapporteur :	R. FERLET	D. R.	CNRS & IAP- Paris, France
Examineurs :	N. SEGHOUANI	M. R.	CRAAG- Alger
	A. BENSLAMA	Prof.	Univ. Mentouri Constantine

Dédicace

A ma mère (IMMA)

A mes frères.

Et à toute ma famille.

A Yamina Boudraa (NANNA)

Et à la mémoire de Abderzak Yousfi (ZIZI)

A Ma fiancée.

Tous ceux qui sont dans les « Cieux » et sur la « Terre »
devront comparaître devant le Miséricordieux, en humbles
serviteurs. Il « les a tous » dénombrés et bien comptés.

Maryam[94,95], Coran

D'après Mohamed Rassoul Allah (septième siècle).

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse, **Roger Ferlet**, qui m'a ouvert la première porte vers un domaine avancé de l'astrophysique contemporaine, ainsi pour le soin qu'il a apporté et pour sa patience durant la réalisation de ce travail. Je remercie également **Jamal Mimouni**, **Achour Benslama** et **Nassim Seghouani** d'avoir accepté de participer au jury.

Avec une très grande gratitude, j'adresse mes remerciements les plus sincères à **Nassim Seghouani** qui a toujours manifesté un grand intérêt pour ma recherche, ainsi que pour son importante contribution à mon travail.

Mes profondes remerciements sont adressées à **Jamal Mimouni** qui m'a offert l'occasion (en Algérie) de continuer mes études dans le domaine de l'astrophysique que j'ai toujours aimé depuis mon enfance, et pour leur patience tout au long de la rédaction de cette thèse. Je remercie aussi profondément **Sihem Kalli** qui a guidé mes premiers pas vers la recherche. Mais sincères remerciements s'adressent aussi à tout **mes enseignants et professeurs** de l'école doctorale, qui ont inculqué en moi la soif d'apprendre, la curiosité scientifique et à qui je dois toutes mes connaissances ainsi qu'à tous **mes collègues** de l'école.

Mes remerciements les plus chaleureux s'adressent à toute ma famille à **Lemroudj** mon village natal, à **ma mère (IMMA)**, et à mes frères (**Mohend**, **Nouradine**, **Mourad**, et **Khaled**),...sans omettre aucun. Je n'oublierais pas que ce travail n'aurait pas été possible sans le soutien indéfectible de ma famille qui a toujours été à mes côtés surtout lors des moments les plus difficiles.

J'aimerais bien remercier **Abdenour Sebbah** (dit **Rachid**) pour avoir bien voulu examiner le coté linguistique de ce travail.

Enfin, je tiens à remercier très sincèrement tous **mes amis** pour l'aide morale qu'ils m'ont donné au cours de la réalisation de ce manuscrit.

Table des matières

Table des matières	viii
Liste des figures	x
Liste des tableaux	xi
Introduction	1
1 Généralités sur les exoplanètes	5
1.1 L’historique d’exoplanètes	5
1.2 Méthodes de détection	7
1.2.1 Imagerie directe	8
1.2.2 Perturbation dynamique de l’étoile	8
1.2.3 L’analyse du signal photométrique	13
1.3 Panorama des découvertes	14
1.3.1 Résultats	14
1.3.2 Propriétés générales	17
1.3.3 Les planètes géantes chaudes	18
2 Photométrie des transits : Etude théorique	23
2.1 La probabilité géométrique d’un transit	23
2.2 La courbe de lumière lors d’un transit	24
2.3 Caractérisation du système étoile-planète	26
2.4 L’effet d’assombrissement stellaire centre- bord	27
2.5 Détection d’exosphères par transits	29
2.6 Succès et ambitions de la photométrie des transits	31

3	Observations des transits et traitement de données	33
3.1	L'exoplanète HD209458b	33
3.2	Les observations	34
3.3	Pré-Traitement de données	36
3.4	Traitement de données HST/STIS	38
3.4.1	À propos des fichiers Fits	38
3.4.2	Élimination des impacts de rayons cosmiques	40
3.4.3	Extraction des spectres	41
3.4.4	Les courbes de lumière	43
3.4.5	Correction des variations systématiques	44
4	La caractérisation de l'exoplanète HD209458b	49
4.1	Description du modèle	49
4.2	Paramètres stellaires	53
4.3	Paramètres orbitaux	54
4.4	L'ajustement de modèle avec l'observation	57
4.5	Discussion et interprétation	59
5	La détection de l'atmosphère dans le doublet sodium	61
5.1	Spectroscopie stellaire en absorption pendant les transits	61
5.2	La bande du sodium en trois largeurs	62
5.3	Influence de l'effet d'assombrissement stellaire	64
5.4	La profondeur du transit dans la bande de sodium	66
5.5	Discussion et interprétation	74
	Conclusion	75
	Bibliographie	77

Table des figures

1.1	Vitesse radiale de l'étoile 51Pégasis.	10
1.2	Courbe de lumière lors d'un événement microlentille.	14
1.3	Histogramme de distribution en masse.	15
1.4	Histogramme de distribution en demi-grand axe.	17
1.5	Diagramme de l'excentricité en fonction de la masse.	18
1.6	Diagramme de masse en fonction de demi-grand axe.	19
1.7	Diagramme de masse en fonction de la période.	20
2.1	Géométrie du transit	24
2.2	Illustration d'une courbe de lumière d'un transit.	25
2.3	Influence de l'assombrissement sur les courbes de lumière	28
2.4	Détection d'exosphères lors d'un transit.	30
3.1	Un exemple d'images spectrales de HD209458.	35
3.2	Un exemple d'images pour le premier transit.	36
3.3	La variation de la valeur d'un pixel (l'effet de rayons cosmiques)	40
3.4	Un exemple d'une partie d'une image avant réjection des rayons cosmiques.	41
3.5	La même partie d'image après rejection des rayons cosmiques.	41
3.6	Un exemple des spectres extraits de HD209458.	42
3.7	Les courbes de lumière des transits obtenues sans élimination de rayons cosmiques.	43
3.8	Les courbes des transits obtenues après avoir retiré l'effet des rayons cosmiques.	44
3.9	Les courbes des transits dont on a réduit les variations systématiques dues au HST.	45
3.10	Les résultats finaux de traitement (les courbes de lumière (en flux relatif) de HD209458.)	47
4.1	Illustration géométrique d'une étoile et sa planète lors d'un transit.	51

4.2	La surface de l'étoile occultée par la planète lors de la phase d'émergence ou d'immersion.	52
4.3	Détermination de la période de révolution de HD209458b.	55
4.4	Détermination du centre du transit.	56
4.5	Le transit mesuré de l'exoplanète HD209458b avec le meilleur modèle ajusté.	58
5.1	Une partie de spectre de HD209458 concernant l'intervalle 581.8nm-596.8nm.	63
5.2	La courbe (bleue-Rouge) indiquant l'influence de l'assombrissement sur les transits . . .	65
5.3	Les séries temporelles : n_{Na} , m_{Na} et w_{Na}	67
5.4	La série n_{Na} après avoir été moyennée sur 42 échantillons.	69
5.5	Les histogrammes des valeurs de la série n_{Na} (pendant) et en (dehors) du transit. . . .	70
5.6	La série m_{Na} après avoir été moyennée sur 42 échantillons.	71
5.7	Les histogrammes des valeurs de la série m_{Na} (pendant) et en (dehors) du transit. . . .	72
5.8	La série w_{Na} après avoir été moyennée sur 42 échantillons.	73
5.9	Les histogrammes des valeurs de la série w_{Na} pendant et en dehors du transit.	73

Liste des tableaux

- 4.1 Set de paramètres de système HD209458 du meilleur ajustement 58
- 5.1 Les bornes en longueur d'onde des sous bandes pré-choisies 63

Notations et Unités

HST : Le Télescope Spatial Hubble

STIS : Space Telescope Imaging Spectrograph

R_p : le rayon planétaire

R_\star : le rayon stellaire

M_p : la masse planétaire

M_\star : la masse stellaire

i : inclinaison de l'orbite planétaire

P : période de révolution

a : le demi grand axe orbital- Rayon orbital

MJD : The Modified Julian Day

UA : Unité Astronomique $\equiv 1.5 \times 10^{11}$ m

persec : 3.26 années lumières

R_\odot : le rayon solaire $\equiv 6.95 \times 10^8$ m

R_J : le rayon de Jupiter $\equiv 71492000$ m

M_\odot : la masse solaire $\equiv 1.99 \times 10^{30}$ Kg

M_J : la masse de Jupiter $\equiv 1.90 \times 10^{27}$ Kg

Un jour $\equiv 86400$ seconds

G : constante universelle de gravitation $\equiv 6.6732 \times 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$.

Introduction

La recherche de planètes extrasolaires est l'une des disciplines en plein essor de l'astronomie contemporaine. Ce thème touche non seulement aux origines de la vie sur terre, mais aussi à l'existence spéculative de la vie dans l'univers.

Les planètes extrasolaires ou exoplanètes sont des objets ayant une masse et une luminosité relativement faible vis-à-vis de leur étoile rendant leur difficile détection. Toutefois, les progrès scientifiques et technologiques de ces dernières années, ont permis un développement important à la fois sur le plan instrumental et technique et plusieurs techniques ont vu le jour afin de permettre la détection de ces planètes et d'analyser leurs propriétés physiques et leur composition atmosphérique. La détection de ces objets reste toutefois difficile et nécessite des observations fréquentes avec une instrumentation de pointe.

Observer et étudier les propriétés physiques des exoplanètes, permet de mieux comprendre les scénarios de formation des systèmes planétaires. C'est ainsi que les découvertes actuelles ont permis de mettre en évidence une variété énorme de caractéristiques dans les systèmes planétaires offrant un nouveau regard sur les mécanismes de la formation des planètes.

Depuis la découverte de la première planète extrasolaire autour d'une étoile analogue au soleil en 1995 par la méthode des vitesses radiales (51 Pegb, par Mayor & Queloz (1995)), et de la première planète découverte par transit au sol en 1999¹, la liste de ces objets s'allonge jusqu'à dépasser 547 récemment². Ce succès alimente un formidable élan

¹La première exoplanète découverte par transit (le 15 novembre 1999 avec deux télescopes de 0.6m et de 2.2m à l'université d'Hawaï) est une planète géante chaude (HD209458b), en orbite autour de l'étoile HD209458 (Osiris) à 47 Parsecs de la Terre dans la constellation de Pégase. L'historique de cette exoplanète sera décrit de façon plus détaillée dans le chapitre 3.

²<http://exoplanet.eu/>

qui se traduit en quantité de travaux théoriques et de projets instrumentaux aussi bien au sol que dans l'espace.

C'est dans ce contexte, que le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit. Le thème de ce mémoire est l'application de la méthode photométrique des transits pour la détection et la caractérisation de l'exoplanète HD209458b, à partir des observations dans le visible (Avril - Mai 2000), réalisées par le télescope spécial Hubble et à l'aide de l'instrument STIS. La détection des exoplanètes fait appel à de nombreuses méthodes. Toutefois, la photométrie des transits est la seule méthode permettant d'évaluer le rayon de la planète puisqu'elle consiste à suivre des variations temporelles en flux photométrique provenant de l'étoile, s'expliquant comme le résultat du passage du disque planétaire devant le disque stellaire. Par ailleurs, les transits sont considérés comme la seule occasion qui nous permet de caractériser l'atmosphère entourant l'objet, et de spécifier également les molécules contenants. La méthode des transits, du fait de la détermination du rayon de la planète et de la caractérisation de son atmosphère, permet de mieux comprendre les scénarios de formation et d'évolution des planètes et de leurs atmosphères, ainsi que le scénario de migration concernant les planètes géantes chaudes.

Le but de notre travail consiste à développer les méthodes permettant d'évaluer le rayon de l'exoplanète HD209458b et autres paramètres du système étoile-planète, puis à détecter une signature de l'existence du sodium dans son atmosphère (comme il a été prévu par exemple par Habbard et autres (2001)). Cela nécessite la réduction des données brutes, et l'application d'un traitement approprié afin de diminuer l'imprécision des mesures et obtenir des données exploitables, pour être confrontés à un modèle théorique du transit construit à partir des considérations géométriques en tenant compte de l'assombrissement stellaire Centre-Bord.

En ce qui concerne la détection du sodium, déjà prédite théoriquement, notre approche consiste à mesurer puis comparer entre les profondeurs du transit observé, à deux régions séparées de longueurs d'onde.

Afin de présenter notre travail, le présent mémoire a été subdivisé comme suit :

Dans le premier chapitre, nous présenterons des généralités sur les exoplanètes, leur historique, une vue d'ensemble des différentes méthodes de détection, ainsi qu'un panorama des principales découvertes. Nous insisterons en particulier sur le cas des planètes géantes chaudes dont HD209458b fait partie.

Le deuxième chapitre sera consacré, quant à lui, à la méthode photométrique des transits. Nous présenterons le principe de la méthode ainsi que les équations géométriques qui permettent d'évaluer les différents paramètres du système étoile-planète, en particulier : le rayon de la planète, l'inclinaison orbitale... Ensuite, nous parlerons du phénomène de la transmission atmosphérique permettant la détection des molécules contenues dans les atmosphères des exoplanètes. Finalement, ce chapitre présentera un bref aperçu des succès et des ambitions de la photométrie des transits, et les missions spatiales qui leur sont dédiées présentes et futures.

Les trois chapitres suivants seront consacrés à l'étude de l'exoplanète HD209458b.

D'abord, nous parlerons des différentes étapes de réduction de données dans le troisième chapitre, à partir des données brutes (spectres à deux dimensions Flat Field, prétraités) des observations HST/STIS de l'étoile HD209458 en Avril-Mai 2000. Le traitement réalisé consiste d'abord à éliminer l'effet des rayons cosmiques qui représente une source importante de bruit sur les images spectrales. Puis nous verrons comment extraire les spectres et les séries temporelles. Enfin, nous verrons comment corriger les variations photométriques dues à la phase orbitale du télescope et qui produisent des erreurs systématiques dans les séries photométriques obtenues.

Les données obtenues, seront alors confrontés au modèle théorique du transit dans le chapitre 4. Dans ce chapitre nous présenterons d'abord le modèle du transit à travers les équations qui le régissent. Nous calculerons dans un premier temps la période et le centre de transit directement à partir des courbes de lumière obtenues, puis après avoir spécifié les paramètres recherchés nous confronterons les données au modèle en minimisant une fonction de type Chi-Square. Ce qui nous permettra d'extraire le set de paramètres qui sont : le rayon de la planète HD209458b, le rayon stellaire, l'inclinaison orbitale, et les paramètres d'assombrissement stellaire centre-bord.

Enfin dans le cinquième chapitre, nous présenterons une description détaillée des étapes suivies afin d'étudier la présence éventuelle du sodium dans l'exosphère de HD209458b telle que prédite théoriquement dans les travaux de Seager et Sasselov (2000), Brown (2001), et Habbard et al (2001). Notre approche consistera à mesurer une augmentation supplémentaire dans la profondeur du transit dans une bande de sodium (plus étroite contenant la longueur d'onde "doublet du sodium"), relativement aux bandes adjacentes, en prenant en compte l'influence de l'effet d'assombrissement sur nos mesures.

Finalement, nous conclurons ce mémoire par un résumé des résultats obtenus.

Chapitre 1

Généralités sur les exoplanètes

Ce chapitre présente les généralités sur les exoplanètes, en passant en revue l'histoire relative à ces objets en premier lieu, puis nous décrivons les principales méthodes d'observation permettant de les détecter et de les caractériser. Ensuite, nous exposerons une vue d'ensemble sur les découvertes actuelles, en traitant, à la fin, du type particulier de planètes géantes chaudes.

1.1 L'histoire d'exoplanètes

L'idée de l'existence d'autres planètes, orbitant autour d'autres étoiles, a commencé il y a environ quatre cents ans, peut être bien avant. En Grèce, au cinquième siècle avant J.C, il est trouvé, dans les archives de la pensée occidentale, des discussions sur la pluralité des mondes, encore probablement à des périodes plus tôt dans des cultures de Théro. En effet, la question de la pluralité des mondes a fasciné les philosophes, les scientifiques et les poètes de toutes les époques. Métrodore de Chios écrivait déjà, 400 ans avant Jésus-Christ, dans son ouvrage "la Nature", qu'il n'était pas plus naturel de n'avoir qu'une seule épie de blé dans un champ que d'avoir un seul monde habité dans l'Univers. Dans la même époque, Epicure postulait qu'il y a un nombre infini de mondes semblables au notre et un nombre infini de mondes différents.

Cependant, l'idée de l'existence d'autres mondes autres que le notre a commencé à trouver sa puissance dans la pensée humaine à partir du 16ème siècle pendant lequel l'idée que «la terre est au centre de l'univers et toutes les planètes et le soleil se déplacent autour d'elle » a été changée par Copernic (en 1543). La nouvelle idée était alors que la terre et

les autres planètes sont des satellites du soleil. A cette époque, Giordano Bruno a affirmé en 1585, dans son livre *L'Infini, l'Univers et les Mondes* qu'il devrait exister d'autres planètes tournant autour d'autres étoiles. Au 17^{ème} siècle, Christian Huygens (1629–1695) proposait d'observer directement des planètes extrasolaires à l'aide d'un télescope, ce qui n'était pas possible à l'époque; ainsi il a écrit :

« N'hésitons pas, nous, à admettre avec les principaux Philosophes de notre temps, que la nature des étoiles et celle du Soleil est la même. D'où résulte une conception du monde beaucoup plus grandiose que celle qui correspond aux vues antérieures plus ou moins traditionnelles. Car, qu'est-ce qui empêche maintenant de penser que chacune de ces étoiles ou Soleils a des Planètes autour d'elles et que ces planètes à leur tour sont pourvues de Lunes ?.

Dans le dernier siècle, il y a le Néerlandais Piet van de Kamp (1901–1995) qui proposa en 1963 [3] qu'une oscillation dans le mouvement de l'étoile de Barnard, une naine rouge située à 5,9 al, était due à la présence d'un compagnon planétaire. Il annonça en avoir découvert un deuxième en 1969 [4], toujours autour de la même étoile. Malheureusement, ses travaux ont été récusés par la communauté scientifique. Enfin, et grâce à l'amélioration des techniques instrumentales et à la réalisation de plusieurs méthodes de détection de recherche que la détection d'exoplanètes commence à porter ses fruits au début des années 1990. C'est en 1992 que les deux premières exoplanètes ont été découvertes, grâce à l'astronome Alexander Wolszczan [5]. En effet, ces deux planètes n'orbitent pas une étoile normale comme notre soleil, mais il s'agit d'une étoile de type pulsar PSR1257+12, le résidu compact de l'explosion d'une étoile en supernova, soit un astre extrême, bien différent de notre soleil; la découverte a le mérite de montrer que des planètes peuvent se former dans un environnement très différent du cas du système solaire. Une telle méthode de détection est appelée «chronométrage».

Plus tard, dans la même décennie, des chercheurs ont réalisé deux nouvelles méthodes de détection; la première est celle des vitesses radiales dans laquelle Michel Mayor et son étudiant Didier Queloz venaient en 1995 à découvrir une planète géante en orbite autour de 51 Pegasi, une étoile normale de type solaire [7]. Cette exoplanète a surpris tout le monde, puisque c'est une planète analogue à Jupiter mais presque collée à son étoile, à une distance de 0.05 UA, avec une courte période orbitale, un peu plus que 4 jours. La

deuxième, est celle du transit, qui a été réalisée pour la première fois dans la découverte d'un compagnon d'une étoile analogue au soleil en 1999 ; il s'agit de l'exoplanète la mieux étudiée de nos jours (HD209458b). Les découvertes allaient alors s'enchaîner à un rythme soutenu, pour dépasser 547 à ce jour.

La recherche de planètes extrasolaires comporte divers aspects de l'astronomie contemporaine. En principe, ses résultats nous donnent des informations capitales pour comprendre les probabilités et les mécanismes de formation des systèmes planétaires. Ainsi, la recherche de planètes habitables, c'est-à-dire de planètes de type terrestre situées de manière stable dans la zone autour d'une étoile où les conditions nécessaires à la vie (telle que nous la connaissons) sont respectées, peut nous rapprocher de manière indirecte des secrets de la vie dans l'univers. A l'exception d'une des planètes découvertes en 1992 autour d'un pulsar, toutes les exoplanètes découvertes à ce jour sont bien plus massives que notre Terre. Nos instruments n'ont pas encore la sensibilité nécessaire pour détecter des planètes de type terrestre, mais de nombreux projets visent à atteindre cet objectif, le but ultime étant la détection d'éventuelles formes de vie sur ces autres Terres.

1.2 Méthodes de détection

Il existe différentes méthodes de détection des planètes extrasolaires. Des dizaines de groupes de chercheurs des universités et des observatoires astronomiques autour du monde utilisent aujourd'hui de telles méthodes afin de rechercher, détecter et caractériser ces objets en réalisant des projets divers au sol, ainsi que dans l'espace. En principe, le protocole de détection de ces objets implique trois étapes : (1) détection, il s'agit d'une opération observationnelle qui atteint dans sa fin des résultats de détection. (2) vérification, une deuxième technique/méthode confirme la présence de l'exoplanète. (3) caractérisation, dans laquelle les résultats des techniques d'observation sont confrontés par les lois physiques et les modèles théoriques afin d'extraire certains caractères physiques de l'exoplanète ou du système tels que : le rayon, la masse, la densité, la composition chimique de l'exoplanète...etc. Par la suite, nous présentons une courte description sur chacune des méthodes souvent utilisées dans la détection de ces objets.

1.2.1 Imagerie directe

Il s'agit d'une méthode qui consiste à voir directement une exoplanète, c'est-à-dire obtenir l'image de la planète à partir de la lumière réfléchie et/ou émise par la planète. Or, la luminosité de l'étoile éblouit largement celle de la planète (l'étoile est un milliard de fois plus brillante que la planète dans le visible). Le pouvoir séparateur des instruments de détection doit donc être très élevé pour pouvoir les distinguer. Malgré la difficulté d'avoir vu une exoplanète directement, cette méthode nous a permis de détecter 11 exoplanètes à ce jour. Dans la plupart du temps, l'imagerie directe est applicable : si on cherche sur ces objets dans l'infrarouge, puisque le rapport des luminosités planète-étoile dans cette région de longueurs d'onde y est de l'ordre de 10^{-6} au lieu de 10^{-9} dans le visible ; et dans des conditions très spécifiques telles que l'exoplanète a une très grande taille qui orbite autour d'une étoile faible (ex. naines brunes) à une grande distance de l'étoile parente pour que la distance angulaire séparant l'étoile et la planète sur le ciel est relativement considérable. Il est à noter que de telles conditions peuvent permettre des observations directes à des systèmes qui sont forcément très différents de notre système solaire. Bien sûr qu'il existe des méthodes indirectes qui sont jusqu'ici les manières les plus efficaces pour détecter et caractériser les planètes extrasolaires, nous les présentons dans le reste de cette section.

1.2.2 Perturbation dynamique de l'étoile

Il existe trois méthodes qui consistent à analyser la perturbation dynamique de l'étoile engendrée par la planète qui tourne autour de cette dernière. En effet, à cause de la présence de la planète, l'étoile se déplace sous l'effet de la gravité de la planète, sur une orbite elliptique dont un des foyers est le centre de masse du système étoile-planète. Chacune de ces méthodes est applicable seulement dans des cas très particuliers, selon l'inclinaison du système par rapport à l'observateur et le type de l'étoile normale ou un pulsar.

La méthode des vitesses radiales

Une planète et l'étoile parente chacune agit sur l'autre sous l'effet de la gravité. Ainsi, la planète et l'étoile tournent autour du centre de gravité du système. Par conséquence, la

lumière émise par l'étoile est décalée vers le bleu (resp. vers le rouge) quand elle s'approche (resp. s'éloigne) de l'observateur. La spectroscopie nous permet de mesurer ce décalage en longueur d'onde des raies spectrales, on a alors accès aux mouvements de l'étoile le long de la ligne de visée, ce qui permet également d'estimer la vitesse radiale de l'étoile, d'établir une courbe qui représente la perturbation en vitesse radiale (Figure 1.1). Si on considère le fait que la masse de la planète est largement inférieure à celle de l'étoile et que l'orbite de la planète autour de celle-ci est circulaire, l'amplitude K de cette perturbation est donnée par la formule suivante :

$$K \text{ [m/s]} = 28.4 \frac{M_p \sin i}{M_\star^{\frac{2}{3}} P^{\frac{1}{3}}} \quad (1.1)$$

où

P : est la période en années.

M_p : est la masse planétaire exprimée en masse de Jupiter M_J .

M_\star : est la masse stellaire exprimée en masses solaires M_\odot , elle doit être estimée d'après les valeurs observées de la luminosité, de la couleur, de la température et l'âge de l'étoile.

i : est l'inclinaison de l'orbite planétaire.

La période P et le demi-grand axe orbitale a , sont reliés par la troisième loi de Kepler :

$$P \text{ [ans]} = \frac{a^{\frac{3}{2}}}{M_\star^{\frac{1}{2}}} \quad (1.2)$$

où a est en UA, M_\star est en M_\odot .

Cette méthode permet en particulier de déduire le rayon orbital et d'avoir la masse inférieure ($M_p \sin i$) de la planète puisque la vitesse qu'on mesure n'est qu'une fraction de la vitesse totale projetée dans le plan du système, selon l'inclinaison du système par rapport à l'observateur.

De l'équation (1.1), la méthode est très utile pour détecter des planètes massives à période courte, et donc, via (1.2), proches de leur étoile.

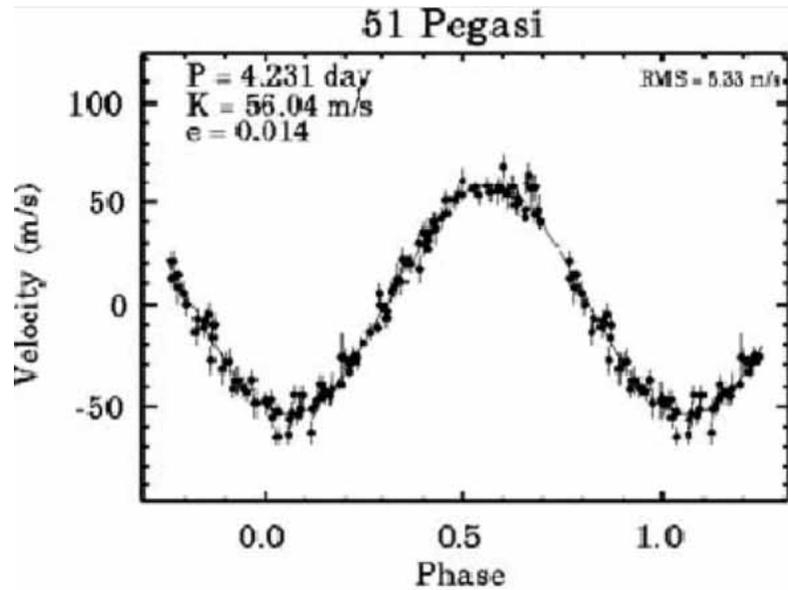


FIG. 1.1 – Vitesse radiale de l'étoile 51Pégasis qui indique la présence d'une exoplanète massive 51Pégasisb autour d'elle. D'après Michel Mayor et Didier Queloz (1995) [7].

A partir de la période et de l'amplitude en vitesse radiale (Figure 1.1), Michel Mayor et Didier Queloz ont estimé (en 1995) la masse inférieure de la première planète découverte par cette méthode, il s'agit de l'exoplanète pégas51b d'une masse d'environ la moitié de celle de Jupiter et son rayon orbital est de 0.05 UA [7]. En effet, la plupart des exoplanètes connues actuellement ont été découvertes par cette méthode (environ de 500 sur 547), reflétant ainsi le saut dans la précision de mesure de 5 m/s en 1995 à moins de 1 m/s aujourd'hui. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est actuellement pas assez sensible pour détecter les petites planètes comme la Terre, bien que les progrès techniques permettront, peut-être un jour, d'atteindre une résolution suffisante.

Méthode astrométrique

Quant l'angle d'inclinaison du système est très petit et proche de 0, la probabilité de détecter une exoplanète par la méthode des vitesses radiales devient négligeable et égale 0 quand $i = 0$, dans ce cas il faut appliquer la méthode astrométrique qui consiste à suivre la dynamique de l'étoile en mesurant les petits changements dans la position astrométrique de celle-ci dans le plan du ciel pourvu qu'on soit capable de faire les mesures de position précisément. Ainsi, cette méthode complète bien celle de vitesses radiales. En effet,

cette méthode favorisa pour la première fois, en 1844 par Friedrich Bessel, la détection du compagnon à Sirius qu'il s'agit d'une naine blanche de magnitude 8.5, soit dix milles fois plus faible que Sirius.

Le principal observable par cette méthode est l'amplitude astrométrique, qui est simplement le demi-grand axe angulaire de l'ellipse résultant de la projection de l'orbite réelle sur le plan du ciel ; elle est donnée par la formule suivante :

$$\alpha [\text{arcsec}] = \frac{M_p a}{M_\star d} \quad (1.3)$$

Où M_p est la masse de la planète en M_\odot , M_\star est la masse stellaire en M_\odot . a est le demi-grand axe de l'orbite de la planète en AU. d est la distance du système en parsec.

Cependant, le caractère principal que nous pouvons atteindre sans ambiguïté par cette méthode avec celle de vitesses radiales est la masse de la planète, du fait que les vitesses radiales peuvent fournir le demi grand axe a . On peut connaître d par l'étude du mouvement parallactique et M_\star par l'étude du spectre de l'étoile. La méthode nous donne donc l'inclinaison du système par la même occasion.

Par exemple, si un observateur observe une étoile semblable au soleil orbité par une planète analogue à Jupiter depuis une distance de 10 parsec, il va voir que l'étoile entrainerait une amplitude astrométrique de 5×10^{-4} secondes d'arc. *De tels niveaux de précision ne sont pas encore à notre portée*, puisque les mesures faites à l'heure actuelle depuis le sol ont une précision *d'une milliseconde d'arc (mas)*, et devraient atteindre 10 fois plus précise dans le futur proche. Il ne sera donc pas possible par exemple de détecter des planètes semblables à la Terre, orbitant dans des zones habitables par cette méthode, puisque les étoiles observées sont à une distance d'au moins quelques parsecs de la Terre. De l'équation (1.3) on peut comprendre que l'astrométrie est plus adaptée à la détection de planètes géantes et de rayon orbital grand et à des systèmes qui sont relativement proches de nous.

Méthode chronométrique

Ensuite, il existe la méthode chronométrique qui s'applique aux exoplanètes orbitant

autour des pulsars¹. Le pulsar est une étoile à neutron possédant un champ magnétique très intense et en rotation très rapide. Un caractère important de ces objets que l'on peut exploiter afin d'étudier la probabilité de présence d'une ou des planètes tournantes autour d'eux, est : qu'ils rayonnent des ondes radios parallèles à leur axe dipolaire magnétique qu'il n'étant pas parfaitement aligné avec l'axe de rotation ; ces rayonnements sont perçus comme des pulses intenses observés à la fréquence de rotation du pulsar , bien sûr les ondes sont interceptées par l'observateur durant sa rotation ; et que la période de rayonnement du pulsar reste en pratique constante si le pulsar est isolé. Alors que dans le cas où le pulsar orbité par une ou plusieurs planètes et à cause de l'effet gravitationnel de ces dernières sur la dynamique du pulsar, l'observateur peut donc détecter des variations temporelles (elles peuvent être périodiques) si petites sur la période des pulses des ondes émises par le pulsar.

Si on suppose que l'orbite est circulaire et perpendiculaire au plan du ciel, l'amplitude de la variation temporelle observée du signal sera donnée par la formule :

$$\tau [\text{ms}] = 1.6 \frac{M_p P^{\frac{2}{3}}}{M_{\text{pulsar}}^{\frac{4}{3}}} \quad (1.4)$$

Où P : est la période orbitale de la planète en année.

M_p : est la masse de la planète en masse terrestre.

M_{pulsar} : est la masse du pulsar en masse solaire.

Cependant, les pulsars ayant une période des pulses de l'ordre de milliseconde, ont une régularité de leur signal qui est en fait de véritables standards temporels pour détecter des exoplanètes d'aussi faible masse que la lune autour de ces objets². En effet, c'est cette méthode qui a permis en 1992, la découverte des trois premières exoplanètes (de faibles masses) en orbite autour du pulsar PSR1257+12 [6]. Nous notons enfin que c'est grâce à cette méthode qu'on est parvenu à détecter 12 exoplanètes autour des pulsars.

¹Notons que ces planètes sont probablement formées petit à petit, après l'explosion en supernova par l'agglomération des résidus de l'explosion, car il est difficile d'imaginer que des planètes classiques puissent survivre à un tel cataclysme.

²Les pulsars émettent les signaux qui sont extrêmement réguliers, avec un taux de changement typique d'une seconde seulement chaque dix millions d'années.

1.2.3 L'analyse du signal photométrique

Deux méthodes de détection basées sur l'analyse de l'évolution temporelle de la magnitude apparente des étoiles existent. Il s'agit de la méthode des microlentilles gravitationnelles, que nous présentons ci-dessous et de la méthode photométrique des transits. C'est cette dernière que nous avons appliqué pour étudier les transits de HD209458b observés par HST/STIS. Une telle étude sera présentée dans les trois derniers chapitres. Ainsi, nous avons consacré un chapitre séparé de notre mémoire aux transits dont une description détaillée sera présentée dans le chapitre suivant.

Méthode des microlentilles

Selon la théorie de la relativité générale, un objet massif courbe l'espace-temps dans son voisinage, par conséquence, il dévie les rayons lumineux qui passent à sa proximité ; un tel objet s'appelle en ce cas "la lentille gravitationnelle"³. Si l'objet est une étoile ou une planète, on l'appelle "la microlentille". Cependant, on peut exploiter le phénomène des microlentilles gravitationnelles pour détecter les exoplanètes, mais dans des conditions très critiques et très particulières. En effet, si une étoile passe juste devant une source lointaine émettant de la lumière dans la direction de l'observateur et si l'étoile est à une position correcte entre la source et l'observateur pour jouer le rôle de lentille, l'observateur verra un accroissement lent de la luminosité de l'objet émetteur, suivi d'une diminution tout aussi lente. Si une planète tourne autour de l'étoile lentille, il peut être dans des cas très critiques que les rayons issus de la source lointaine « ex. étoile » se trouvent « concentrés » par l'exoplanète. Alors qu'il est possible de détecter que l'éclat de l'étoile lointaine a deux pics de luminosité, un est dû à l'étoile "microlentille" et l'autre à l'exoplanète "microlentille". Dans une telle situation, on a alors deux lentilles participantes à la fois et qu'il faut donc être là au bon moment pour observer de tel phénomène. La figure (1.2) représente un exemple de courbe de lumière avec deux pics de luminosité qui indique la présence d'une planète autour de l'étoile lentille.

Les mesures par cette méthode donnent accès au rapport (M_p/M_\star). Plus la masse de la planète décroît, plus le signal devient faible et bref. Les avantages de la méthode sont de

³en principe il y a trois types de lentilles ; lentille forte qui s'applique aux galaxies et aux noyaux des amas, lentille faible qui s'applique aux amas entiers, microlentille : qui s'applique aux petites objets, comme étoiles et planètes.

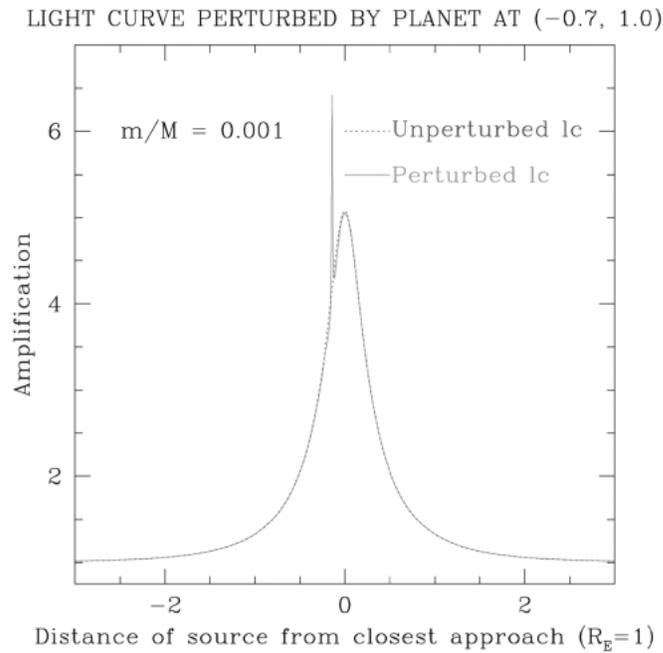


FIG. 1.2 – Courbe de lumière idéale lors d'un événement microlentille, ainsi que l'anomalie engendrée par la présence d'une planète autour de la source [15].

pouvoir détecter des planètes telluriques grâce à sa grande sensibilité et que son efficacité peut atteindre jusqu'à des milliers de parsec. Mais la méthode a un gros inconvénient : une observation ne peut être répétée, ce qui rend l'étude ultérieure du système par une autre méthode nécessaire.

1.3 Panorama des découvertes

Cette dernière section de ce chapitre est consacrée à une synthèse générale des connaissances actuelles acquises grâce aux découvertes atteintes à travers les méthodes de détection.

1.3.1 Résultats

Le dernier résultat des 19 dernières années d'observation est qu'on a identifié 547 exoplanètes distribuées sur 515 systèmes planétaires dont 64 sont des systèmes multiples. Parmi eux, il y a 499 planètes qui sont découvertes par la méthode des vitesses radiales ou par astrométrie. Les trois méthodes : microlentilles, imagerie et chronométrage avaient révélé respectivement : 12, 24 et 12 planètes. Enfin, la méthode des transits avait révélé

ou confirmé la présence de 127 planètes⁴.

Toutes ces planètes se situent à des distances qui varient entre 3.2 persec et 8500 persec. Cependant, la majorité d'entre elles est située relativement proche de nous. Les planètes distantes inférieures aux 500 persec représentent environ 87% parmi toutes les planètes connues. Or, dans la plupart des temps, les méthodes de détection ne peuvent nous servir qu'à détecter les planètes qui sont relativement proches, ce qui nous fait penser qu'il existe peut-être des milliards de planètes dans notre galaxie.

Les histogrammes de distribution en masse (Figure 1.3), montrent que, la majorité des planètes détectées correspond aux masses inférieures au $2.6M_J$ (63%) dans lesquelles les masses inférieures au $1M_J$ représentent parmi ces dernières environ 66%. En outre, si on divise les planètes en deux groupes qui se distinguent en termes de « masse » entre les planètes avec des masses ($< 0.65M_J$) et les planètes avec des masses ($>0.65M_J$), on pourra remarquer que ces dernières représentent la majorité des découvertes (70%).

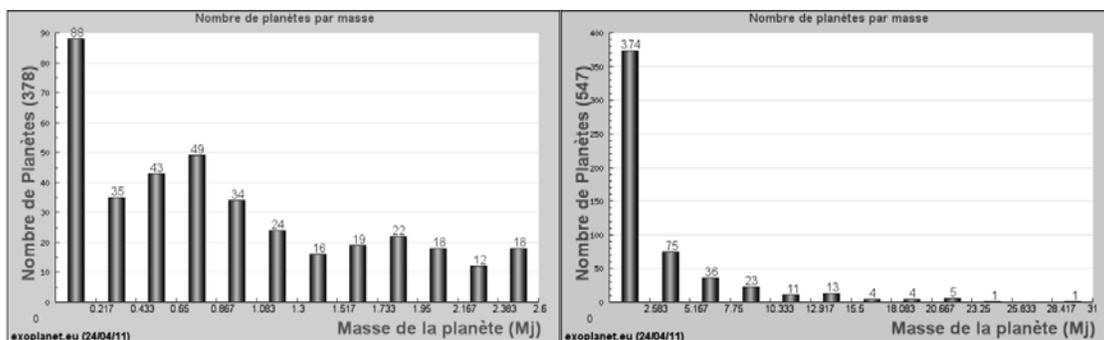


FIG. 1.3 – Histogramme de distribution en masse des planètes extrasolaires connues. A gauche : Distribution concernant les planètes dont la masse est inférieure à $2.6 M_J$. A droite : Distribution concernant l'ensemble de toutes les planètes observées.

L'effet que les petites planètes détectées sont peu nombreuses par rapport aux autres revient au fait que les précisions actuelles concernant les différentes méthodes de détection ne nous permettent pas dans la majorité des cas à détecter des planètes de faible masse et que la méthode qui nous a fourni la majorité des découvertes est celle des vitesses radiales qui est la plus adaptée à la détection des planètes de grosses masses et proches de leurs étoiles. Cependant, la précision améliorée sur les détections, nous a permis récemment de découvrir une planète qui a une masse deux fois seulement celle de la terre, il s'agit de la

⁴(<http://exoplanet.eu/>) consulté le 24 Avril 2011.

5eme planète connue qui orbite l'étoile G1581.

Deux aspects importantes concernant les résultats récents d'observation. La première : les différentes méthodes sont complémentaires entre elles et qu'elles ne donnent pas accès aux mêmes observables et qu'elles ne subissent pas les mêmes biais observationnels. Cela signifie que les exoplanètes découvertes jusqu'ici ne sont pas très représentatives à la population réelle, car les observations sont très affectées par un effet de sélection. A noter par exemple, que d'un point de vue statistique, en prenant en compte cet effet de sélection, il est probable que les planètes de faible masse soient beaucoup plus communes dans la population réelle.

La deuxième est que ces découvertes nous ouvrent de nouvelles portes à une foule de questions liées aux mécanismes de formation des systèmes planétaires. Cependant, les masses et les paramètres orbitaux de planètes connues indiquent que ces objets existent avec une variété énorme de caractéristiques, ainsi très différentes au système solaire. Une différence majeure relativement à notre système, c'est que la plupart des planètes observées ont des orbites excentriques, c'est-à-dire plus elliptiques que circulaires contrairement aux planètes du système solaire où elles se trouvent à des orbites quasi-circulaires (Figure 1.5). Une autre propriété importante liée aux exoplanètes connues, c'est que la majorité des étoiles parentes sont riches en métal, c'est-à-dire que leurs fraction en éléments plus lourds que l'hélium est plus haute⁵. Cette conclusion a été confirmée par beaucoup d'études avec différents échantillons et synthèses spectraux (ex : Santos et autres 2003 [28]).

Signalons que quelques objets sur les listes d'exoplanètes ont des masses supérieures à $13M_J$ (la plus grande jusqu'ici est de $31M_J$). Cependant, une planète se définit comme un objet de masse insuffisante pour subir la fusion du deutérium. Cette masse limite est de $13M_J$ (masse de Jupiter). Au-delà, nous avons affaire à une naine brune, une étoile "ratée", incapable d'initier la fusion de l'hydrogène bien que la fusion du deutérium au sein de son noyau lui assure une certaine luminosité. Le domaine de masse des naines brunes s'étend de 12 à $80M_J$. Néanmoins, que ces objets soient des planètes ou des naines brunes, leur découverte est riche en promesses et en perspectives.

⁵Il est à noter que les planètes extrasolaires qu'on a connues jusqu'ici sont orbitées autour des étoiles appartenant aux types spectraux : F à M dont la majorité est de type G. La plus grande d'entre elles a une masse de $37M_{\odot}$.

1.3.2 Propriétés générales

Dans ce qui suit, nous présentons certaines d'autres propriétés générales des systèmes connus d'après les résultats des découvertes, en regardant d'une façon rapide à certains distributions statistiques et diagrammes associés à la masse, le demi-grand axe, la période et l'excentricité.

La Figure (1.4) montre la distribution de demi-grand axe orbital des planètes connues. Cet histogramme révèle une accumulation de planètes à courte distance (< 0.8 UA) (figure distraхе). Au-delà de 0.8 UA, les planètes semblent relativement peu nombreuses, une distance à partir de laquelle l'échantillon devient très incomplet. La valeur maximale connue actuellement de demi-grand axe est de 2500 UA.

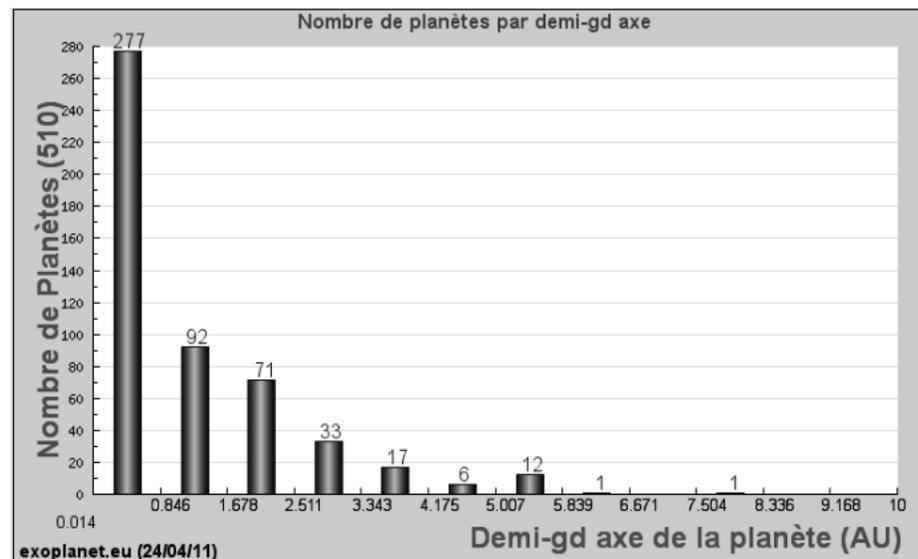


FIG. 1.4 – Histogramme de distribution en demi-grand axe des planètes observées. Cet histogramme montre les planètes dans lesquelles le demi-grand axe est inférieur à 10 AU, il y a 510 sur 535 planètes.

Le diagramme illustré dans la figure (1.5), donne l'excentricité en fonction de la masse. Cela, montre bien la variété énorme concernant l'excentricité orbitale avec différentes valeurs de masse, une propriété très différente à celle du système solaire, ce qui indique l'existence de différents mécanismes de formation des systèmes planétaires. Cette diversité liée à l'excentricité ne concerne pas seulement la masse, mais aussi bien le demi grand axe dans lequel la figure montre le diagramme de corrélation entre ces deux grandeurs. Les

deux diagrammes montrent ainsi que beaucoup d'orbites observées sont très excentriques. La grande dispersion révélée dans ces diagramme pourrait provenir de mécanismes d'interaction avec le disque ou avec d'autre planètes qui accentueraient l'excentricité au cours du temps (Goldreich & Sari, 2003 [29]), *aussi bien de différentes caractéristiques de l'étoile parente (binarité, type spectral, métallicité et âge)*. En revanche, on peut remarquer l'excentricité quasi-nulle pour la majorité de la population à courte distance, le phénomène qui pourrait être expliqué par l'existence de forces de marées qui, par dissipation d'énergie, finissent par rendre les orbites circulaires et les rotations synchrones avec les révolutions.

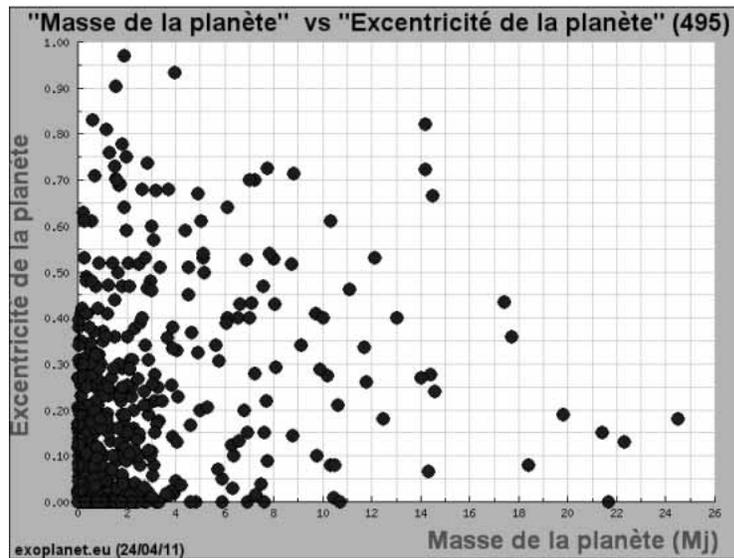


FIG. 1.5 – Diagramme de l'excentricité en fonction de la masse.

1.3.3 Les planètes géantes chaudes

Je me concentre ici sur les connaissances actuelles liées aux exoplanètes géantes chaudes, dont l'exoplanète HD209458b fait partie et dont j'étudierai le transit dans les trois derniers chapitres.

Les deux figures (1.6) et (1.7) représentent respectivement, le diagramme de masse en fonction de demi- grand axe pour les planètes dans lesquelles le demi-grand axe est connu et le diagramme de masse en fonction de période en tenant compte seulement des planètes de masses élevées ($> 0.7M_J$). Il est plus évident d'après ces diagrammes que les planètes

géantes connues existent à des périodes orbitales très petites, aussi courtes qu'un jour et à des périodes orbitales plus longues, ainsi plus que 274 ans. En d'autres termes, les planètes géantes existent à une grande variété de distance de l'étoile parente, de quelques centièmes d'une unité astronomique, à environ quelques centaines d'unités astronomiques. Du fait que la proximité de la planète de son étoile a l'effet d'influencer certaines caractéristiques physiques de la planète, on peut distinguer trois groupes de planètes géantes⁶ : (1) les géantes de longue période, qui sont relativement distantes de l'étoile parente, comme Jupiter et Saturne pour notre système solaire, les orbites dans ce groupe sont presque circulaires; (2) les géantes chaudes et Ultra-chauds, qui sont des planètes surchauffées du fait de leur proximité de l'étoile parente, en fait ce sont des planètes gazeuses, elles sont appelées également : les géantes gazeuses chaudes/ultra-chaudes, ou les « Jupiters chauds/ultra-chauds »; (3) les géants excentriques, qui ont des orbites excentriques, dans la région entre 0.1 et plusieurs AU de l'étoile parente.

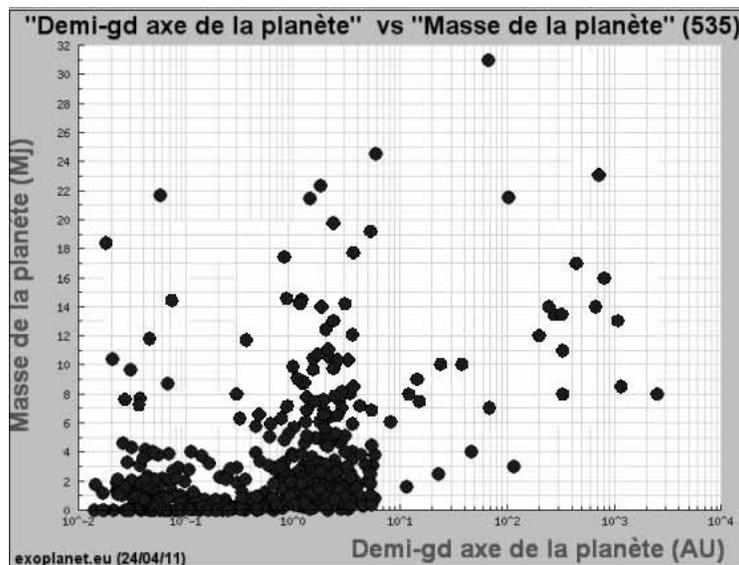


FIG. 1.6 – Diagramme de masse en fonction de demi-grand axe.

Par convention, les Jupiters ultra-chauds sont géants et leurs périodes sont très courtes (inférieures à 2 jours). Alors que les Jupiters chauds sont caractérisés par des périodes orbitales entre 2 et 7 jours.

⁶Or, il y a cinq groupes de planètes : les Jupiters chauds, les Jupiters ultra-chauds, les géants de longue période, les Neptunes chauds et les planètes telluriques.

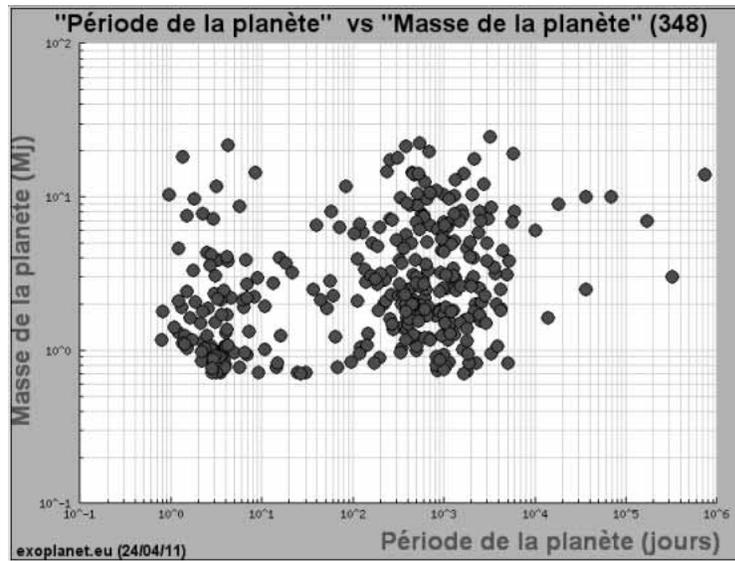


FIG. 1.7 – Diagramme de masse en fonction de la période.

Comme il est indiqué ci-dessus, les planètes géantes représentent la majorité des découvertes. Or, les Jupiters chauds et ultra-chauds représentent environ 24% parmi les planètes géantes qui ont des masses supérieures à $0.7M_J$ dont on connaît la période. La découverte de ce nouveau type de planètes qui sont de masses élevées et très proches de l'étoile parente présente une contrainte forte sur les mécanismes de formation des systèmes planétaires et la formation des planètes géantes ; puisque on a précédemment pensé que les planètes géantes se forment seulement à des distances de quelques unités astronomiques de leurs étoiles (Pollack et al., 1996 [30]), car la condensation des glaces est impossible dans les régions proches de l'étoile et qu'il n'y a pas assez de matériaux pour constituer le cœur solide d'une planète géante à cet endroit ; de plus si un noyau solide formé de petite taille relativement au noyau d'une planète géante à cet endroit, elle n'y trouvera pas assez de gaz pour acquérir la masse énorme d'une planète géante.

Pour expliquer l'existence de ces planètes très proches de leurs étoiles, il est maintenant clair que les théories de formation et l'évolution des planètes incluent le scénario de la migration orbitale. Ce scénario prévoit que ces planètes se soient formées plus loin du centre de disque, puis elles ont migré vers l'intérieur par dispersion de la gravité dans les systèmes multiples (Marzari et Weidenschilling, 2002 [31]), aussi bien par interaction avec

le disque qu'avec d'autres planètes et planetesimaux (par ex : Murray et autres 1998 [32]) pendant et/ou après leur formation pour des raisons encore obscures.

Notons que dans ce scénario une migration rapide de la planète est prévu, et rien ne peut l'empêcher. Ceci est considéré comme un grand défaut de la théorie, et certaines propositions ont été présentées (par ex : Kuchner & Lecar, 2002 [33]) pour expliquer l'arrêt de cette migration à proximité de l'étoile.

Cependant, on ne s'explique toujours pas pourquoi les planètes géantes à longue période comme Jupiter n'ont pas migré. Des études récentes ont prouvé qu'il y a une relation forte entre la période orbitale et la masse de la planète (Mazeh et al., 2004 [34]). Zucker et Mazeh (2002), ont déjà remarqué d'après une étude statistique concernant les planètes massives ayant une masse plus de $2M_J$, que plus une planète est massive, moins elle migre rapidement [35].

Chapitre 2

Photométrie des transits : Etude théorique

Selon le contexte qui nous intéresse dans ce mémoire, ce chapitre est consacré à l'une des méthodes les plus prometteuses dans la recherche des exoplanètes. C'est la méthode photométrique des transits dont le principe consiste à mesurer la variation de luminosité de l'étoile. En effet, nous avons affaire à un transit lorsque la planète passe devant son étoile. Le flux que l'on mesure de celle-ci diminue alors de quelques pourcents (de l'ordre de 1 à 2%). Afin que le transit planétaire se produise il est nécessaire d'avoir la bonne configuration géométrique : le plan orbital doit être pratiquement perpendiculaire au plan du ciel. Dans ce qui suit nous élaborerons les caractéristiques de la méthode une par une, à commencer par la probabilité géométrique (la caractéristique la plus contraignante).

2.1 La probabilité géométrique d'un transit

Pour détecter un transit, la planète doit s'immerger dans le disque de l'étoile, ce qui exige que (Figure 2.1) :

$$a \cos i \leq R_{\star} + R_p \quad (2.1)$$

où R_{\star} et R_p désignent les rayons respectifs de l'étoile et de la planète. a est le demi-grand axe principal, i est l'inclinaison orbitale (il s'agit de l'angle entre la ligne de visée et la normale sur le plan orbital). Il y a donc une valeur limite de l'inclinaison dont on ne peut jamais détecter un transit en dessous d'elle. La limite sur l'inclinaison est exprimée dans la condition nécessaire d'avoir détecté un transit : $i \geq \arccos((R_{\star} + R_p)/a)$. En

revanche, la probabilité géométrique d'un transit est donnée par :

$$P_r(a \cos i \leq R_\star + R_p) = \frac{R_\star + R_p}{a} \quad (2.2)$$

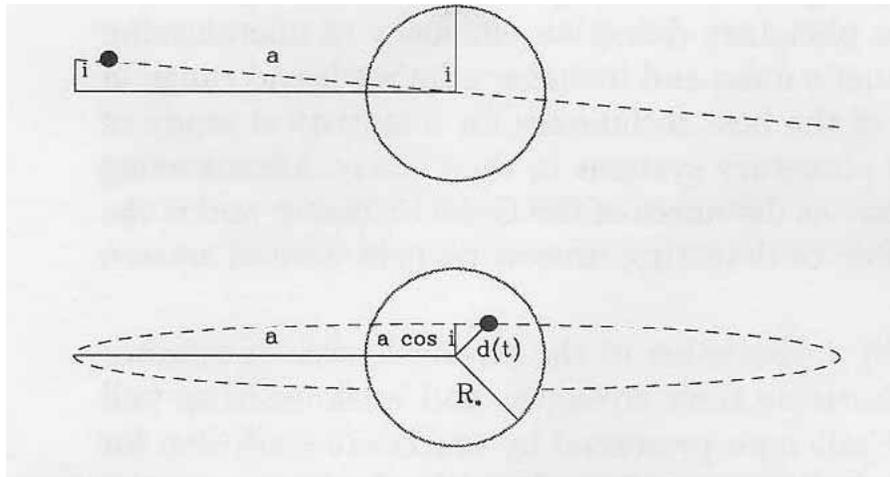


FIG. 2.1 – Géométrie du transit vue de côté (haut) et du point de vue de l'observateur (bas) [9].

Pour les planètes du système solaire, P_r vaut $\lesssim 1\%$ pour les planètes telluriques internes, et elle chute millième pour les planètes géantes externes. Ainsi le principe de la méthode nous contraint à observer un grand nombre d'étoiles afin de maximiser la probabilité d'avoir un nombre relativement important de systèmes étoiles-planètes pour lesquels la configuration géométrique est adéquate. Si par exemple 100000 étoiles surveillées durant la période de 12 et en supposant qu'environ 1% d'étoiles auront un Jupiter, on peut prédire qu'un transit d'un Jupiter peut se produire tous les 12 ans (la période orbitale de Jupiter). Pour une planète à une UA de leur étoile, nous prédirons qu'une fois réalisée la découverte de quelques centaines de planètes pour cette situation, nous pourrions raisonnablement nous attendre à en découvrir une en train de transiter. Enfin, le nombre d'étoiles à surveiller pour détecter un Jupiter chaud par la méthode du transit est d'environ de 1000 étoiles.

2.2 La courbe de lumière lors d'un transit

La courbe qui donne la variation photométrique de l'étoile s'appelle "courbe de lumière". La méthode du transit consiste donc à détecter l'immersion peu profonde dans

une courbe de lumière stellaire. En effet, le phénomène de transit apparaît périodiquement, avec une période égale à la période de révolution de la planète. Cependant, la courbe de lumière stellaire d'une étoile orbitée par une planète est décrite principalement par trois paramètres : sa profondeur, sa durée et sa forme. La profondeur d'un transit est définie comme l'amplitude relative de la chute de luminosité stellaire due au transit du disque planétaire devant le disque de l'étoile, il est donné par la formule suivante :

$$\xi = \frac{\Delta F_{\star}}{F_{\star}} = \left(\frac{R_p}{R_{\star}} \right)^2 \quad (2.3)$$

où F_{\star} désigne le flux stellaire. R_p et R_{\star} représentent respectivement le rayon de la planète et celui de l'étoile. On voit donc que la chute de luminosité (ou de flux) est proportionnelle au carré du rayon planétaire.

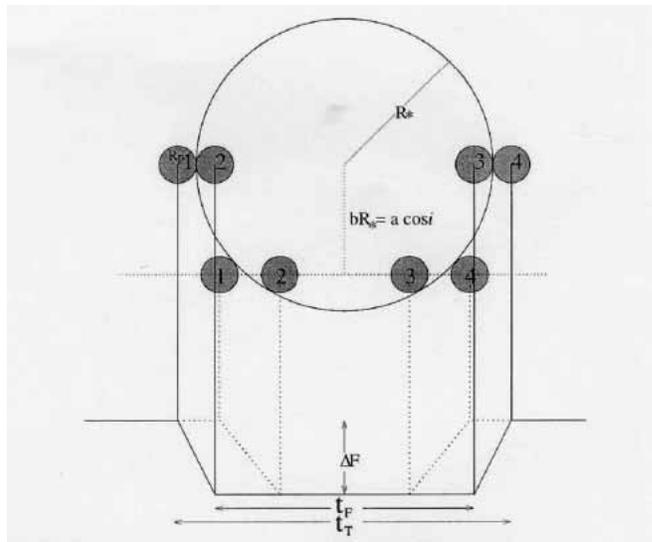


FIG. 2.2 – Illustration d'une courbe de lumière d'un transit. Deux courbes de lumière lors du transit sont représentées en bas (traits plein et pointillés) ainsi que la géométrie correspondante de l'étoile et de la planète (en haut). Des paramètres d'impact (b) différents (ou des inclinaisons différentes (i)) conduiront à des formes différentes de la courbe de lumière illustrées par les deux courbes (traits pleins et pointillés). D'après Seager et Mallén-Ornelas (2003) [8].

La durée totale du transit t_T , qui correspond à la phase entre les deux contacts (1) et (4) (voir Figure 2.2), est donnée par la formule :

$$t_T = \frac{P}{\pi} \arcsin \left(\frac{R_\star}{a} \left[\frac{\left(1 + \frac{R_p}{R_\star}\right)^2 - \left(\frac{a}{R_\star} \cos i\right)^2}{1 - \cos^2 i} \right]^{\frac{1}{2}} \right) \quad (2.4)$$

Où P , a et i sont les paramètres orbitaux du système (la période, le rayon et l'inclinaison respectivement). Si $a \gg R_\star \gg R_p$, la formule (2.4) se simplifie en :

$$t_T = \frac{P}{\pi} \sqrt{\left(\frac{R_\star}{a}\right) - \cos^2 i} \quad (2.5)$$

Ainsi que la durée t_F concernant la partie plate entre les deux contacts (2) et (3), c'est-à-dire la partie correspondant à la superposition totale du disque planétaire devant le disque stellaire, est donnée par :

$$t_F = \frac{P}{\pi} \arcsin \left(\frac{R_\star}{a} \left[\frac{\left(1 - \frac{R_p}{R_\star}\right)^2 - \left(\frac{a}{R_\star} \cos i\right)^2}{1 - \cos^2 i} \right]^{\frac{1}{2}} \right) \quad (2.6)$$

La forme du transit au niveau de la courbe de lumière est caractérisée quant à lui par :

$$\frac{\sin\left(\frac{t_F \pi}{P}\right)}{\sin\left(\frac{t_T \pi}{P}\right)} = \frac{\left(\left[1 - \frac{R_p}{R_\star}\right]^2 - \left[\frac{a}{R_\star} \cos i\right]^2\right)^2}{\left(\left[1 + \frac{R_p}{R_\star}\right]^2 - \left[\frac{a}{R_\star} \cos i\right]^2\right)^2} \quad (2.7)$$

Il est à noter également que le terme $\left(\frac{a}{R_\star} \cos i\right)$ représente la latitude du transit dans le disque stellaire. Si on écrit que $b = \frac{a}{R_\star} \cos i$, on appelle b "le paramètre d'impact". Il prend la valeur 0 dans le cas d'occultation centrale, il est proche de 1 si l'occultation est proche au bord. En effet, plus le paramètre d'impact est grand, plus le temps de transit est petit. Ce paramètre représente également la projection sur le fond du ciel de la distance a qui sépare l'étoile et la planète.

2.3 Caractérisation du système étoile-planète

Dans les études liées au thème des transits, il est habituel en première approche de tirer l'hypothèse que l'orbite de la planète est circulaire, en considérant le modèle d'un disque planétaire noir et opaque qui passe devant un disque stellaire de brillance uniforme,

c'est-à-dire que le phénomène d'assombrissement stellaire centre – bord est négligé, un tel phénomène désigne que les étoiles semblent légèrement plus lumineuses dans le centre que près du bord (Section suivante).

En effet, la courbe de lumière dans le cas d'un transit fournit principalement : la profondeur ξ , les durées t_T , t_F et la période orbitale P . Cependant, l'évaluation de P exige premièrement à observer au moins deux transits successifs. Si la période est mesurée et la masse stellaire dérivée à partir de l'étude fine du spectre de l'étoile et à base des modèles d'évolution stellaire (une telle étude permet également à évaluer le rayon stellaire), on obtient le rayon orbital (demi-grand axe de l'orbite) en appliquant la troisième loi de Kepler ($P^2/a^3 = 4\pi^2/(GM_\star)$) avec l'approximation que M_p est négligeable devant M_\star ($M_p \lll M_\star$). Dans le contexte d'hypothèses présentées dans le paragraphe précédent, la connaissance de t_T , t_F et P , permet donc à déterminer les trois paramètres principaux du système étoile-planète qui sont : le rayon planétaire R_p , l'inclinaison orbitale i et le rayon orbitale a , en utilisant pour chacun les équations (2.3), (2.8) et (loi de Kepler ou 2.9) respectivement [8].

On peut déterminer l'inclinaison i directement à partir de la forme du transit en utilisant les équations (2.3) et (2.7) :

$$b = \frac{a}{R_\star} \cos i = \left[\frac{(1 - \sqrt{\xi})^2 - \left[\frac{\sin^2 \frac{t_F \pi}{P}}{\sin^2 \frac{t_T \pi}{P}} \right] (1 + \sqrt{\xi})^2}{1 - \left[\frac{\sin^2 \frac{t_F \pi}{P}}{\sin^2 \frac{t_T \pi}{P}} \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

La durée totale du transit (équation 2.4) nous permet de dériver le rayon a par :

$$\frac{a}{R_\star} = \left[\frac{(1 + \sqrt{\xi})^2 - b^2 \left[1 - \sin^2 \frac{t_T \pi}{P} \right]}{\sin^2 \frac{t_T \pi}{P}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

2.4 L'effet d'assombrissement stellaire centre- bord

Jusqu'ici, la description que nous avons présentée pour caractériser un système étoile-planète par transit, ne prend pas en compte le fait que les étoiles semblent légèrement plus lumineuses dans le centre que près du bord, c'est-à-dire l'effet d'assombrissement centre – bord stellaire. Ce phénomène s'explique par le fait que la surface stellaire est

sphérique, ce qui signifie qu'à profondeur optique donnée, l'observateur voit des couches plus profondes au centre qu'au bord. Comme la température décroît avec l'altitude dans la photosphère, les couches les plus profondes sont les plus chaudes, par conséquent, la brillance du disque stellaire nous apparaît plus grand dans le centre qu'au près du bord. Cela signifie que l'amplitude de la chute du flux durant le transit va dépendre des couches atmosphériques occultées, donc de l'inclinaison i . En revanche, si l'on veut obtenir une précision importante sur les paramètres issus d'une courbe de transit (le rayon planétaire en particulier), il convient de tenir compte de cet effet.

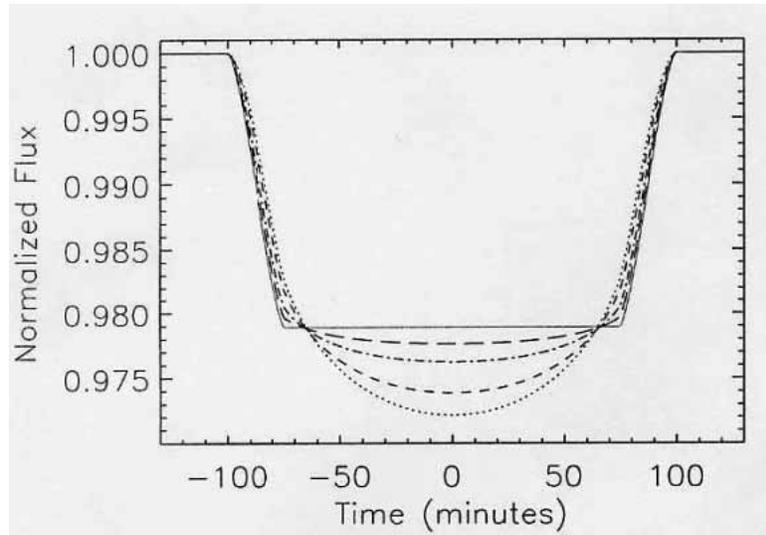


FIG. 2.3 – Courbes de lumière théoriques d'un transit planétaire ($R_p = 1.4R_J$, $R_\star = R_\odot$, $a = 0.05 UA$) pour différentes longueurs d'onde [8]. La courbe solide néglige l'assombrissement centre-bord, tandis que les autres, du haut vers le bas (à $t = 0$) sont calculées respectivement pour des assombrissements solaires à des longueurs d'onde de 3, 0.8, 0.55 et 0.45 μm .

Il est également à faire remarquer qu'à cause de ce phénomène, le fond de la courbe du transit (entre les contacts (2) et (3)) n'est pas d'une forme plate mais plutôt il prend une forme arrondie (ou concave). En outre, si nous ne prenons pas en compte ce phénomène dans l'exploitation d'une courbe de lumière, le rayon de la planète va nous apparaître au cas d'occultation central, distinct, aussi plus grand, que celui qui va nous apparaître au cas où la même planète passe près du bord, tout simplement puisque la planète dans le cas d'un transit central va occulter une quantité de lumière plus grande que celle occultée si la même planète passe près du bord. Dans le même cadre, en prenant le cas d'occultation centrale, on va voir que le rayon planétaire estimé par les mesures de la courbe de lumière

en bande de longueur d'ondes B est plus grand que celui estimé en bande de longueur d'ondes R [26]. L'inverse est vrai si l'on prend le cas d'occultation près du bord. Cela revient au fait que les étoiles apparaissent plus lumineuses dans le bleu que dans le rouge à des régions centrales, tandis que pour les régions proches au bord, l'inverse est vrai. En revanche, la forme détaillée de la courbe du transit est prévue pour changer avec la couleur.

Afin de casser cette dégénérescence et d'estimer le rayon planétaire avec une précision importante, on a besoin d'une loi d'assombrissement centre- bord. Cette dernière consiste à normaliser l'éclat de l'étoile dans une région du centre au bord dans une bande donnée de longueur d'ondes à l'éclat moyen de disque dans une même bande. Cette loi est ainsi paramétrée par, le cosinus de l'angle entre la ligne de visée et la normale à la surface stellaire à la région considérée, noté par le symbole μ . Selon l'affectation souhaitée, un ou plusieurs coefficients sont nécessaires à déterminer pour représenter la forme de cette loi. Ils dépendent également de la bande de couleur considérée et du type spectral de l'étoile. Cette loi en forme quadratique (la forme la plus utilisée) est donnée par la formule :

$$I(\mu) = I(1) \cdot [1 - c_1(1 - \mu) - c_2(1 - \mu)^2] \quad (2.10)$$

I : est l'intensité de l'étoile au point considéré, normalisée à l'intensité moyenne de disque stellaire.

c_1, c_2 : des coefficients constants changent avec la longueur d'onde (λ) et le type spectral de l'étoile.

Cependant, la dépendance de la courbe de lumière, de la bande de longueurs d'ondes considérée, n'est pas due uniquement à l'effet d'assombrissement centre –bord stellaire, mais aussi bien à l'effet de l'opacité dépendante de la longueur d'onde, de l'atmosphère qui peut entourer l'exoplanète. La section suivante présente une description courte sur un tel phénomène qui représente la seule occasion pour rechercher et étudier les atmosphères des exoplanètes (par transits).

2.5 Détection d'exosphères par transits

La méthode du transit représente la seule manière de détecter et d'étudier les at-

mosphères des planètes extrasolaires. Pour cet objectif la comparaison entre le spectre stellaire observé pendant le transit et celui observé en dehors du transit permet d'identifier des molécules ou des gaz qui peuvent exister dans l'atmosphère de la planète suivant la bande de longueurs d'onde dont l'étude est faite. On appelle ainsi le spectre qui désigne l'existence de l'atmosphère *le spectre de transmission*.

En effet, dans le cas où la planète contient de l'atmosphère, il devient que l'intensité stellaire pendant le transit, spécifiquement dans une bande qui contient des longueurs d'ondes relatives à l'un ou plusieurs éléments existants dans l'atmosphère, ne traversent pas totalement vers l'observateur, à cause de l'effet d'absorption atmosphérique. On s'attend ainsi à détecter une signature dans « le spectre de transmission », qui peut être estimée comme le rapport du secteur d'anneau de l'atmosphère de la planète au secteur de l'étoile.

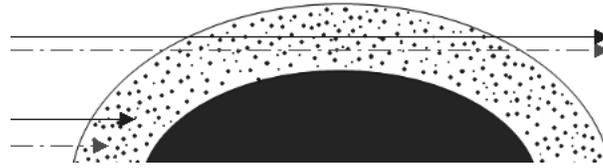


FIG. 2.4 – Détection d'exosphères lors d'un transit. Les flèches (traits pleins et pointillés en haut de la figure) indiquent la lumière stellaire à deux longueurs d'onde différentes traversant l'atmosphère de la planète lors d'un transit vers l'observateur. La planète apparaît plus grande quand elle est observée à une longueur d'onde fortement absorbée par l'atmosphère (la lumière est absorbée en fonction de la longueur d'onde).

Le résultat que l'on peut attendre du phénomène de transmission du à l'existence de l'atmosphère, est que la profondeur du transit, dépend de la longueur d'onde, par conséquence, le rayon de la planète que l'on estime va être changée avec la couleur, il s'appelle également dans ce cas *le rayon efficace*. La comparaison entre les valeurs estimées du rayon planétaire à différentes bandes de longueurs d'ondes peut donc être employée pour mesurer la signature d'absorption par un élément spécifique contenu dans l'atmosphère.

Cependant, la dépendance de la courbe de lumière de la bande de longueurs d'ondes est due à une combinaison entre l'effet de la transmission atmosphérique et celle d'assombrissement stellaire centre- bord. Toutefois, s'il y a vraiment une absorption relativement considérée dans l'atmosphère, ce dernier effet devient en pratique négligeable devant l'effet de transmission [2].

Nous allons décrire dans le dernier chapitre d'autres détails sur cette technique, ainsi sur les procédures de détection de l'atmosphère de l'exoplanète HD209458b dont une forte absorption par le sodium a été mesurée. La découverte d'une absorption par le sodium (Charbonneau et al., 2002 [2]) dans l'étude du transit de cette exoplanète était la première détection d'une atmosphère relative à une planète extrasolaire, il s'agit de mesurer que la profondeur du transit dans une bande de sodium pré-choisie est un peu plus grand que celui dans des bandes adjacentes bien déterminées (de l'ordre de 0.02%). Les études qui ont suivi celle de cet exoplanète ont permis à découvrir l'existence de l'hydrogène, du carbone et de l'oxygène dans l'atmosphère de l'exoplanète [10].

2.6 Succès et ambitions de la photométrie des transits

Deux missions spatiales principales ont été lancées pour la recherche des exoplanètes par transits. La première est le satellite Corot du CNES (centre national d'études spatiales) qu'a été lancé avec succès en décembre 2006. Corot est destiné à l'étude de la structure interne des étoiles et à la recherche d'exoplanètes autour de 12000 étoiles, il pourra ainsi détecter des planètes de rayon égal à 1.5 fois le rayon terrestre. Corot est le premier télescope en orbite destiné à la recherche d'exoplanètes. La deuxième mission est le satellite Kepler de la NASA, lancé en mars 2009 et placé en orbite héliocentrique (son télescope mesure 95 cm d'ouverture). Cette mission a permis alors la détection de la plus petite exoplanète connue (10 janvier 2011), Kepler-10b, une planète tellurique.

Chapitre 3

Observations des transits et traitement de données

Après avoir passé en revue la théorie des transits, ce chapitre sera consacré surtout, à décrire les données de l'étoile HD209458 et des transits observés. Nous présenterons également les principales étapes de traitement de données afin d'obtenir des données exploitables.

3.1 L'exoplanète HD209458b

Notre étude des transits dans ce mémoire concerne l'étoile HD209458 dont sa planète HD209458b était pour la première découverte par la méthode de transit. C'était également la première exoplanète dont on a détecté la présence d'une atmosphère.

HD209458 est une étoile semblable au soleil. Elle est une sous-géante de type spectrale $G0V$ (séquence principale) ($v = 7.65$), distante de nous à environ 50 parsecs, située dans la constellation de Pégase.

La découverte de l'exoplanète HD209458b a eu lieu le 15 Novembre 1999 par la méthode de transit, avec deux télescopes de 0.6m et de 2.2m à l'université d'Hawaï à l'altitude la plus élevée. Différentes techniques ont été utilisé pour observer cette planète, ce qui nous a permis de connaître beaucoup d'informations (Charbonneau et al., 2000 [11]; Henry et al., 2000 [12]). La photométrie à plusieurs couleurs (Jha et al., 2000 [13]) a permis la mesure de l'assombrissement centre - bord. La spectroscopie a permis de savoir que les sens de rotation de l'étoile et de révolution de la planète sont identiques et que le plan orbital n'est pas incliné de plus de 30° sur le plan équatorial de l'étoile (Queloz et al.,

2000 [25]). En Avril - Mai 2000, le télescope spatial Hubble a observé quatre nouveaux transits de cet exoplanète (Brown et al., 2001) [1]. Grace au gain en S/B apporté par ces dernières observations, la recherche d'anneaux et de satellites autour de la planète a été possible, ainsi que la démonstration de la présence du sodium atomique dans son atmosphère (Charbonneau et al., 2002) [2]. En 2006 Richardson et al., ont mesuré le transit de HD209458b dans l'infrarouge à l'aide du télescope spatial Spitzer [27]. Ces résultats ont confirmé que HD209458b est une planète géante chaude.

Comme on a vu donc, plusieurs projets au sol ainsi que dans l'espace sont consacrés à l'étude du transit de l'exoplanète HD209458b et à la détermination des paramètres du système. Particulièrement, les observations photométriques de l'étoile HD209458 dans le domaine visible, qui ont eu lieu en Avril-Mai 2000, à l'aide de l'instrument STIS du télescope spatial Hubble, sont suffisamment précises pour briser la dégénérescence entre les évaluations du rayon stellaire, du rayon planétaire, de l'inclinaison orbitale et des paramètres d'assombrissement (Brown et al., 2001 [1]). A partir des données de ces observations, il faudra effectuer tout le traitement nécessaire pour obtenir les courbes de transits exploitables.

3.2 Les observations

Les données relatives à l'exoplanète HD209458b traitées dans ce travail concernent les quatre transits qui ont été observés depuis l'espace à l'aide du spectrographe STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) du télescope spatial Hubble aux dates 2000 Avril 25, Avril 28/29, Mai 5/6 et Mai 12/13 (Brown et al., 2001 [1]). En effet, depuis le sol il est difficile d'obtenir une précision photométrique meilleure que 1% (c'est-à-dire $\Delta F_{\star}/F_{\star} = 10^{-3}$) en raison de l'agitation atmosphérique. Les observations depuis l'espace, en revanche, permettent d'atteindre une précision aussi bonne que 10^{-4} , suffisante pour détecter des planètes de type tellurique.

Les observations ont été effectuées à l'aide du module G750M du STIS dans la bande de longueurs d'onde entre 581.3 et 638.2 nm avec une résolution spectrale $R = 5540$ correspondant à un élément de résolution 0.11nm/2pixels. Ceci afin de collecter au maximum le nombre de photoélectrons sur le détecteur CCD dont la sensibilité instrumentale et

le flux stellaire seraient optimisés autour de 600 nm. Il est également à noter, que cette région de longueurs d'onde a été choisie afin de couvrir les deux longueurs d'onde doublet sodium, où il est plus probable de détecter une signature de transmission par l'atmosphère planétaire [2].

Les données sont disponibles sur le site web d'archive du télescope spatial Hubble (<http://archive.stsci.edu/hstonline/search.php> : le programme "science" 8789). Il s'agit d'une série temporelle régulière d'images spectrales calibrées stockées dans des fichiers au format FITS. La figure (3.1) représente un exemple de ces images. Le temps d'exposition est de 60 seconds et le temps de lecture du CCD après acquisition est de 20 seconds¹. On a donc un échantillon chaque 80 secondes. Cela permet de collecter environ de 1.55×10^8 photoélectrons dans le détecteur CCD pour chaque spectre, avec une précision optimale bruit de photons limitée de 8.0×10^{-5} , ou encore $87 \mu mag$.

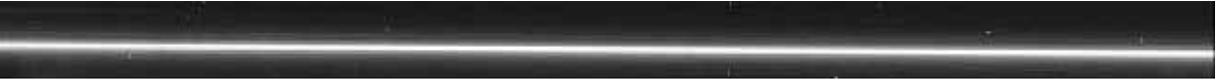


FIG. 3.1 – Un exemple d'images spectrales de HD209458 (prétraitées) contenues dans les données HST/STIS.

Il est également important de noter que l'instrument STIS peut collecter 2.5×10^8 photoélectrons avant la saturation des pixels (avec un gain de 4 e (ADU)). La sommation photométrique par échantillon à travers tous les pixels de la matrice CCD (1024×64 *pixels*), fournit alors un rapport signal sur bruit (SNR) de plus de 10^4 .

Chaque transit observé contient 5 orbites (de 96.5 minutes chacune) du télescope spatial Hubble. La première orbite de chaque groupe de 5 orbites (HST) a un nombre réduit de spectres dû au temps passé pendant le pointage et à la stabilisation du HST avant le début des observations critiques. La mise en phase orbitale était telle que, chaque transit observé contient 02 orbites initiales qui étaient complètement en dehors du transit, 02 orbites pendant lesquelles la planète est en plein transit et une orbite finale après le transit. Pour chaque transit, il y a 28 spectres pendant la première orbite, 36 spectres

¹Le temps d'exposition dépend de la magnitude de l'objet et de la qualité (mesurée par le rapport signal sur bruit) recherchée. Ce temps dépend bien sur des performances du télescope (taille de la surface collectrice, efficacité quantique du CCD et de l'ensemble du dispositif optique).

pendant chacun des trois orbites suivantes et 35 spectres pendant la dernière orbite. Soit un total de 171 spectres. Les données globales contiennent alors $4 \times 171 = 684$ spectres de l'étoile HD 209458.

Toutefois, le premier transit (UT 2000 Avril 25) contient des erreurs puisque le spectre n'a pas été entièrement contenu dans la matrice CCD, surtout pour la moitié rouge de longueurs d'onde (Figure 3.2). Dans l'analyse de données présentée dans ce travail, cette partie de longueurs d'ondes pour le premier transit a été ignorée. La source de ce problème a été identifiée et une correction a été effectuée avant la visite du 28 Avril, de sorte que les spectres pour les transits suivants ont été correctement placés sur la matrice CCD.



FIG. 3.2 – Un exemple d'images pour le premier transit indiquant le dépointage des spectres au sens de la fente dont les spectres ne sont pas entièrement contenus dans la matrice CCD.

3.3 Pré-Traitement de données

Avant d'être utilisées, les données enregistrées par l'instrument STIS/HST doivent être réduites afin de ne garder que l'information pertinente pour notre application et éliminer toute autre contribution due soit à l'instrumentation utilisée (CCD et autre...), soit à l'environnement où l'observation est effectuée. Certaines de ces étapes de réduction ont d'ores et déjà été effectuées. Il s'agit notamment de tout ce qui concerne la caméra CCD. Nous nous contenterons d'en faire une brève description dans cette section. La réduction des données CCD consiste premièrement à éliminer l'ensemble des contributions liées au système d'acquisition du signal, au détecteur et à l'électronique de contrôle, afin d'extraire les images physiquement exploitables. Pour cela, on doit faire une soustraction du niveau de base du détecteur, une correction d'offset, une élimination du courant d'obscurité et finalement appliquer un champ plat haute-fréquence pour uniformiser la sensibilité des pixels. Les processus de prétraitement et de calibration sont décrits en détail par Browns et al., 2001 [1]. Les données de calibration sont disponibles dans l'archive de HST (Le programme 8797).

Niveau de base

On doit obtenir le niveau de base "biais" à partir de poses à temps d'intégration nulle, auquel il faut tout de même ajouter le temps de lecture. Cette quantité est relativement stable sur les instruments de détection (377 ADU pour l'instrument STIS de HST). Habituellement, la stratégie consiste à prendre une série de poses de biais (entre 5 et 10) puis d'en faire la médiane. Cette pose de biais médian est ainsi soustraite à toutes les autres images du set.

Correction d'offset

L'offset est exprimé en électrons ou ADU, c'est le niveau zéro du CCD, présent en l'absence de signal lumineux. Celui-ci est le bruit de l'électronique de l'ensemble CCD. Sa valeur ne dépend ni du temps d'exposition ni de la température du capteur CCD, elle est constante. Afin de corriger l'*offset* on calcule d'abord, pour chaque ligne dans le sens de la lecture, la valeur médiane des pixels. Ensuite, dans l'autre sens, celui de la dispersion croisée (le sens de l'image de la fente), on effectue un ajustement polynomial de faible degré pour déterminer le gradient existant dans le sens de la lecture. Comme ça, cette fonction polynomiale est soustraite aux autres colonnes de la CCD ce qui remplit l'objectif de supprimer l'ensemble des photons virtuels et de corriger du gradient de lecture. Après que la correction soit effectuée, la bande d'*offset* devient inutile et elle est supprimée de toutes les images.

Courant d'obscurité

C'est de la valeur des charges thermiques accumulées au sein du substrat de la CCD pendant le temps d'exposition. Le taux d'accumulation est proportionnel au temps d'exposition et sensible à la température. Dans la majorité des cas, la génération de ces charges est relativement faible (quelques électrons par heure). Ce courant est considéré homogène sur l'ensemble du détecteur. Pour éliminer le courant d'obscurité, on prend une série de poses avec un temps d'intégration qui devrait être le même que celui des poses effectuées sur les images de "science". Enfin, on soustrait au reste du set, la médiane de cette série. Pratiquement, le courant d'obscurité est négligeable. Dans la majorité des cas, la soustraction de ce courant serait ignorée.

Correction de courant plat haute-fréquence

Cette correction est connue aussi par "Flat Field" en anglais. Il s'agit de compenser les variations de sensibilité d'un pixel à l'autre au sein de la matrice CCD. En pratique, on doit illuminer la caméra CCD par une lampe dont le spectre est uniforme. Ensuite, on doit ajuster le profil dans le sens de la dispersion par un polynôme, puis on divise l'image initiale par cette fonction polynomiale. Le reste des images est alors divisé par cette pose de "courant plat" pour appliquer la correction de fluctuations de sensibilité pixel à pixel.

3.4 Traitement de données HST/STIS

Les données des transits de HD209458b avec la configuration instrumentale HST/STIS/G750M du programme 8789, sont des images spectroscopiques bidimensionnelles "courant plat" (2D Flat Field), qui ont déjà subi un prétraitement tel que précisé dans la section précédente (soustraction de biais, d'offset, de courant d'obscurité, et correction de courant plat haute-fréquence).

Il reste à éliminer les impacts de rayons cosmiques, qui créent une quantité importante de charges sur la surface et du substrat du capteur CCD. C'est la première étape de traitement que l'on va effectuer dans cette section. Il s'agira ensuite d'extraire les spectres et les séries temporelles photométriques et corriger les variations systématiques dues à la phase orbitale du télescope spatial Hubble. Avant de décrire ces étapes, nous parlerons du format FITS utilisé pour le stockage des données.

3.4.1 À propos des fichiers Fits

Le mot "FITS" est un acronyme pour : Flexible Image Transfert System. Ce format de fichier est dédié au stockage et à la manipulation de données scientifiques, couramment employé en astronomie. Un fichier de données au format FITS est constitué d'un HDU primaire (Primary Header Data Unit) et d'une ou plusieurs HDUs qui suivent la HDU primaire, appelées "extensions".

Chacune de ces HDUs comporte deux parties : Une entête (header) qui contient des mots-clefs (keywords) indiquant les informations sur les données, telles que la date d'observation, le télescope utilisé, l'observateur, l'unité de l'image, la taille de l'image, la

taille sur le ciel de chaque pixel, le filtre utilisé, le nom de l'objet pointé, les coordonnées célestes,... etc. Cette entête est écrite en caractères ASCII. Et un corps qui contient les données en format binaire non compressé. Il peut s'agir d'une image, ou de plusieurs images et/ou vecteurs, de cube de données spectrales etc. Il peut y avoir une grande variété de types de données, le principal étant qu'elles soient identifiées dans l'entête.

Il existe plusieurs logiciels d'astrophysique manipulant les fichiers FITS, en particulier IDL que nous avons utilisé pour manipuler les données de HST/STIS.

Nous présentons ci dessous un extrait de l'entête primaire d'un fichier "fits" relatif aux données HST/STIS. Cet extrait contient certaines informations sur les données, tels que le nom de la cible, donné par le mot clé "TARGNAME", il s'agit bien sur de l'étoile HD209458, la date d'observation par "TDATEOBS", les temps exacts en "MJD" du début et de la fin (des observations contenant dans le fichier), par "TEXPSTRT" et "TEXPEND" respectivement et la bande de longueurs d'onde disponible dans les observations par "MINWAVE" et "MAXWAVE" ...etc.

```

NEXTEND = 432                / Number of standard extensions
DATE     = '2006-12-25T14:14:51' / date this file was written (yyyy-mm-dd)
FILENAME= 'o63302020flt.fits' / name of file
FILETYPE= 'SCI'              / type of data found in data file

TELESCOP= 'HST'              / telescope used to acquire data
INSTRUME= 'STIS'             / identifier for instrument used to acquire data

TARGNAME= 'HD209458          ' / proposer's target name
RA_TARG  = 3.307949166667E+02 / right ascension of the target (deg) (J2000)
DEC_TARG = 1.888430555556E+01 / declination of the target (deg) (J2000).....

      / SUMMARY EXPOSURE INFORMATION

TDATEOBS= '2000-04-28'       / UT date of start of first exposure in file
TTIMEOBS= '19 :45 :47'       / UT start time of first exposure in file
TEXPSTRT= 5.166282346902E+04 / start time (MJD) of 1st exposure in file
TEXPEND  = 51663.0915131 / end time (MJD) of last exposure in the file
TEXPTIME= 8640. / total exposure time (seconds) .....

      / ARCHIVE SEARCH KEYWORDS

BANDWID = 572.0 / bandwidth of the data
SPECRES = 5540.0 / approx. resolving power at central wavelength
CENTRWV = 6094.0 / central wavelength of the data
MINWAVE = 5808.0 / minimum wavelength in spectrum
MAXWAVE = 6380.0 / maximum wavelength in spectrum
PLATESC = 0.05078 / plate scale (arcsec/pixel) .....

```

End

3.4.2 Élimination des impacts de rayons cosmiques

Les rayons cosmiques sont des particules de haute énergie créées par des événements cosmiques majeurs (explosion de supernovas, éjection d'étoiles à neutrons,... etc.). Ils peuvent créer, par photo-ionisation de la surface et du substrat, du capteur CCD, une quantité importante de charges.

Chaque signal de rayon cosmique peut affecter un ou plusieurs pixels contigus. La quantité d'événements attendus, dépend de la localisation du capteur (sol/espace) et du temps d'exposition. Par exemple, pour le capteur CCD de l'instrument STIS/HST, avec un temps d'exposition typique de 1000 seconds, on estime qu'environ 2.5% des pixels (64×1024 pixels) seraient affectés par les rayons cosmiques.

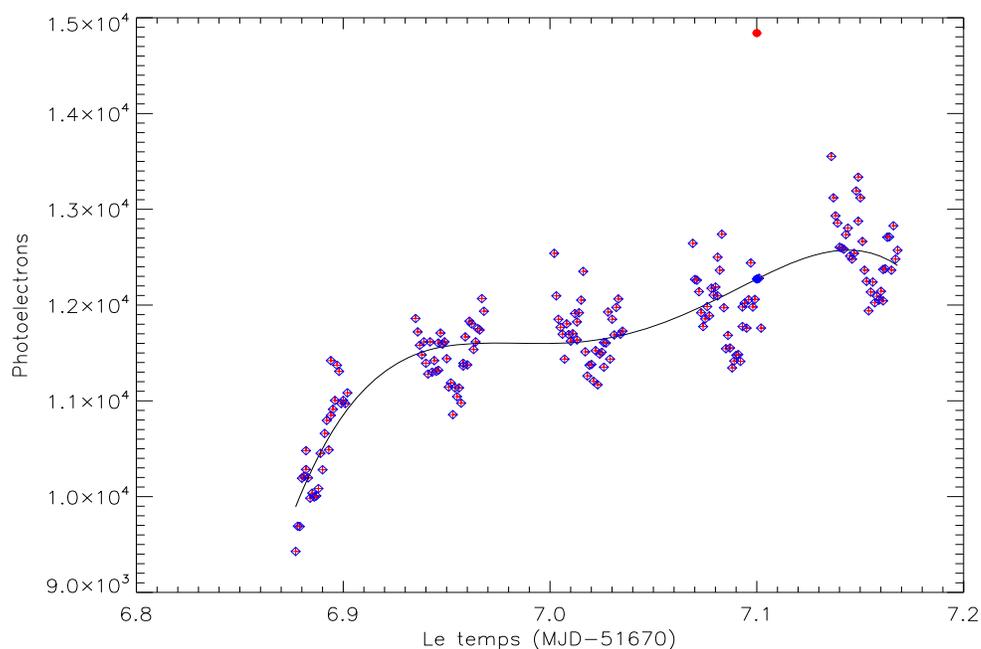


FIG. 3.3 – Un exemple représentant la variation de la valeur d'un pixel (dans la matrice CCD) en fonction du temps (hors et pendant le transit). Si une valeur (le cercle plein en rouge) est affectée par un rayon cosmique (par conséquent elle est considérablement plus grande aux autres, le seuil de rejection a été fixé à 5σ), elle doit être supprimée et remplacée par la valeur (le cercle plein en bleu) de la fonction polynomiale d'ajustement (traits pleins).

Dans la grande majorité d'études, l'élimination des impacts de rayons cosmiques est une partie nécessaire dans le traitement de données. Pour cela, et afin d'obtenir des mesures photométriques les plus précises possible sur les données STIS/HST, on doit procéder à la correction des valeurs des pixels affectées par les rayons cosmiques. La

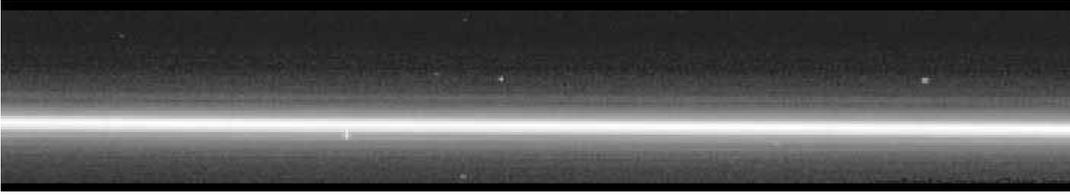


FIG. 3.4 – Un exemple d'une partie d'une image avant réjection des rayons cosmiques.

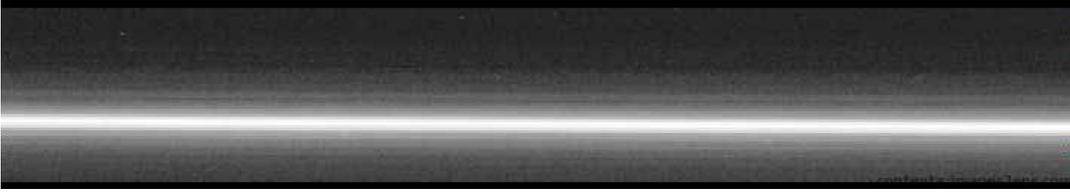


FIG. 3.5 – La partie d'image présentée dans la figure précédente. Ici après avoir éliminé l'effet des rayons cosmiques.

méthode utilisée pour cela, consiste à comparer entre les valeurs d'un pixel donné au cours du temps, séparément pour chaque transit. Si une valeur est considérablement plus grande aux autres, elle doit être remplacée. Ceci consiste à former une série temporelle d'intensité pour chaque pixel, puis à ajuster cette série par une fonction temporelle polynomiale d'ordre 4 et finalement, chaque valeur représentant une élévation statistiquement considérable par rapport à la fonction polynomiale, sera supprimée et remplacée par la valeur donnée par la fonction polynomiale (Figure 3.3). Les deux figures (3.4) et (3.5) représentent respectivement, un exemple d'une partie d'une image, avant et après réjection des rayons cosmiques. Le seuil de rejection a été fixé à 5σ . Le choix de ce seuil est un bon compris et peut être modifié si nécessaire directement depuis l'interface graphique (par illustration des courbes de lumière). La comparaison entre les courbes de lumière avant et après l'élimination indique bien l'efficacité de traitement réalisée (Sous-section (3.4.4) : figures (3.7) et (3.8)).

Le nombre médian de pixels ainsi corrigés est de 48 par image (sur les 65536 pixels). Environ 19% de ces pixels corrigés (09 par image), ont contribué dans la sommation photométrique finale de l'image (Section suivante).

3.4.3 Extraction des spectres

Les images (en pixels) obtenues après le traitement précédant sont des spectres à deux dimensions, où l'axe des " x " représente la longueur d'onde et l'axe des " y " la dispersion. Il s'agit maintenant de passer à des spectres monodimensionnels $I(\lambda)$, où λ est la longueur

d'onde du spectre. On doit d'abord trouver la position de la ligne médiane de la dispersion, le long de l'axe y pour toutes les longueurs d'onde. Cette ligne médiane est également appelée dispersion croisée. On a pu vérifier que pour les trois derniers transits la position de celle-ci était la même. Elle est située au 23^{ème} pixel. Pour le premier transit et à cause du problème de fente évoqué plus haut, celle-ci est située au 4^{ème} pixel. L'amplitude du dépointage spectrale typique a été estimée à environ 0.05 pixels entre les visites.

Il faudrait également choisir la largeur de la fente adaptée. Il s'agit de déterminer le nombre de pixels de part et d'autres de la position de la dispersion croisée afin de choisir la zone de dispersion qui contribuera au signal. Ce nombre de pixels doit être suffisamment grand pour inclure tout le signal, mais aussi le plus petit possible afin de ne pas ajouter trop de bruit de lecture et de fond de ciel. La largeur sélectionnée dans l'extraction des spectres a été choisie à "21 pixels" (10 pixels de part et d'autres). C'est la largeur de fente qui donne le minimum dans la variation RMS pour l'ensemble des séries prises en dehors du transit. Il reste à sommer le signal entre ces zones d'extraction dans le sens de la fente, puis à passer d'un spectre où l'échelle dans le sens de la dispersion est exprimée en pixel à une échelle avec des unités en longueur d'onde. La figure (3.6) représente un exemple des spectres extraits.

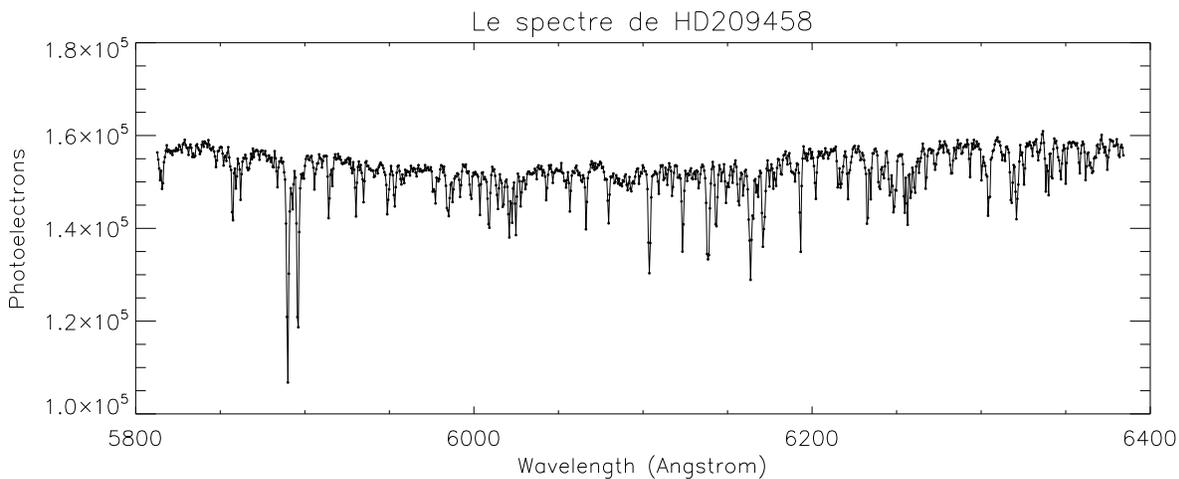


FIG. 3.6 – Un exemple des spectres extraits de HD209458 (684 spectres) montrant le nombre de photons détectés pour chaque longueur d'onde dans une intégration de 60 secondes qui est le temps d'exposition.

3.4.4 Les courbes de lumière

Dans cette section on va déterminer les courbes de lumière en sommant le signal spectral précédemment construit dans la bande de longueurs d'onde disponible (de 581.9 à 637.6 nm pour les trois derniers transits et de 581.9 à 614.6 nm pour le premier transit). Le temps correspondant à chaque échantillon est considéré comme le médian entre le temps de début et celui de la fin d'exposition.

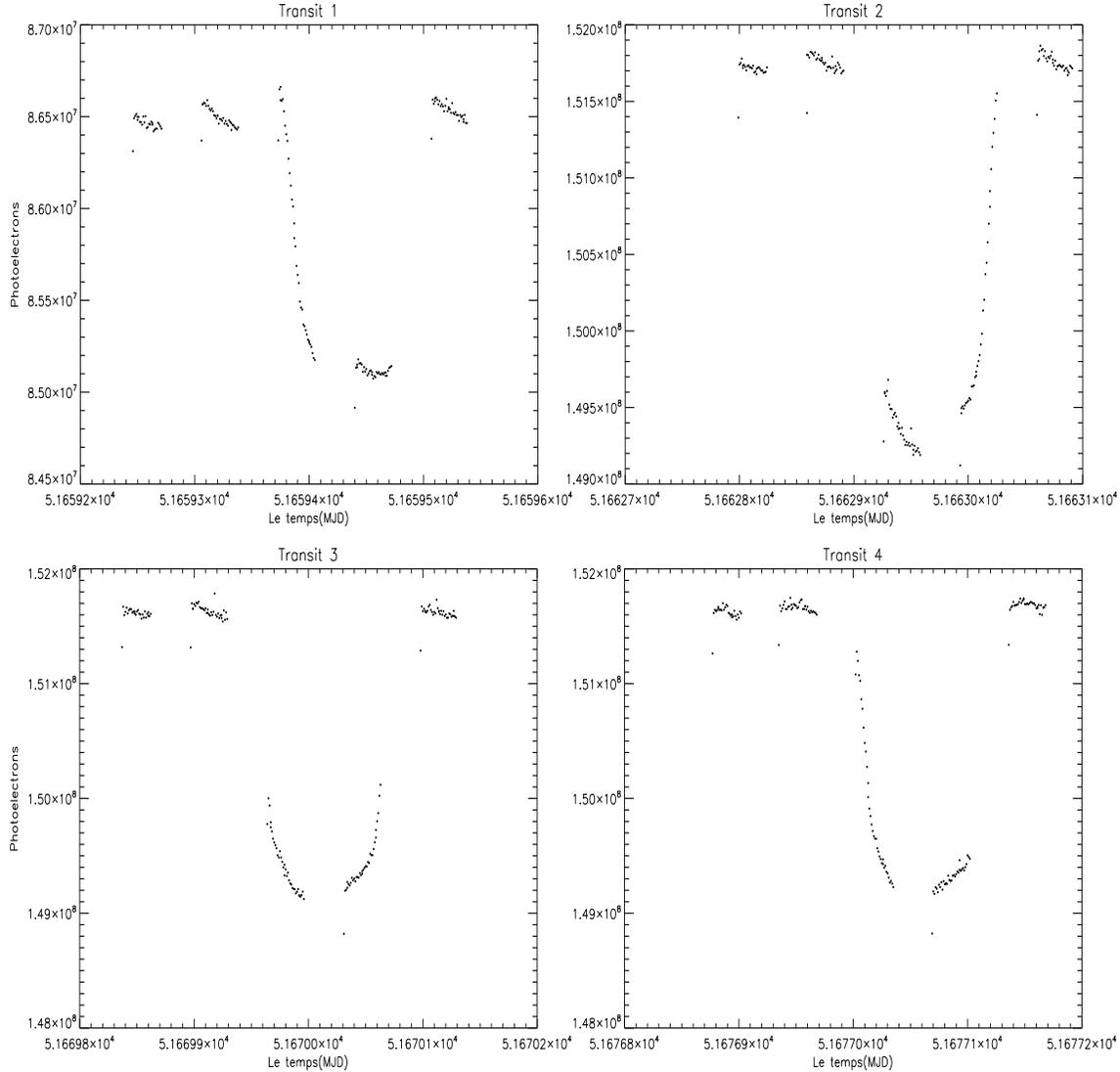


FIG. 3.7 – Les courbes de lumière des transits obtenues sans élimination de rayons cosmiques.

La figure (3.7) représente les courbes de lumière sans élimination de rayons cosmiques, pour présenter plus de clarification sur notre procédé décrit dans la sous-section (3.4.2), en les comparant avec celles obtenues après avoir retiré l'effet des rayons cosmiques (Fig(3.8)).

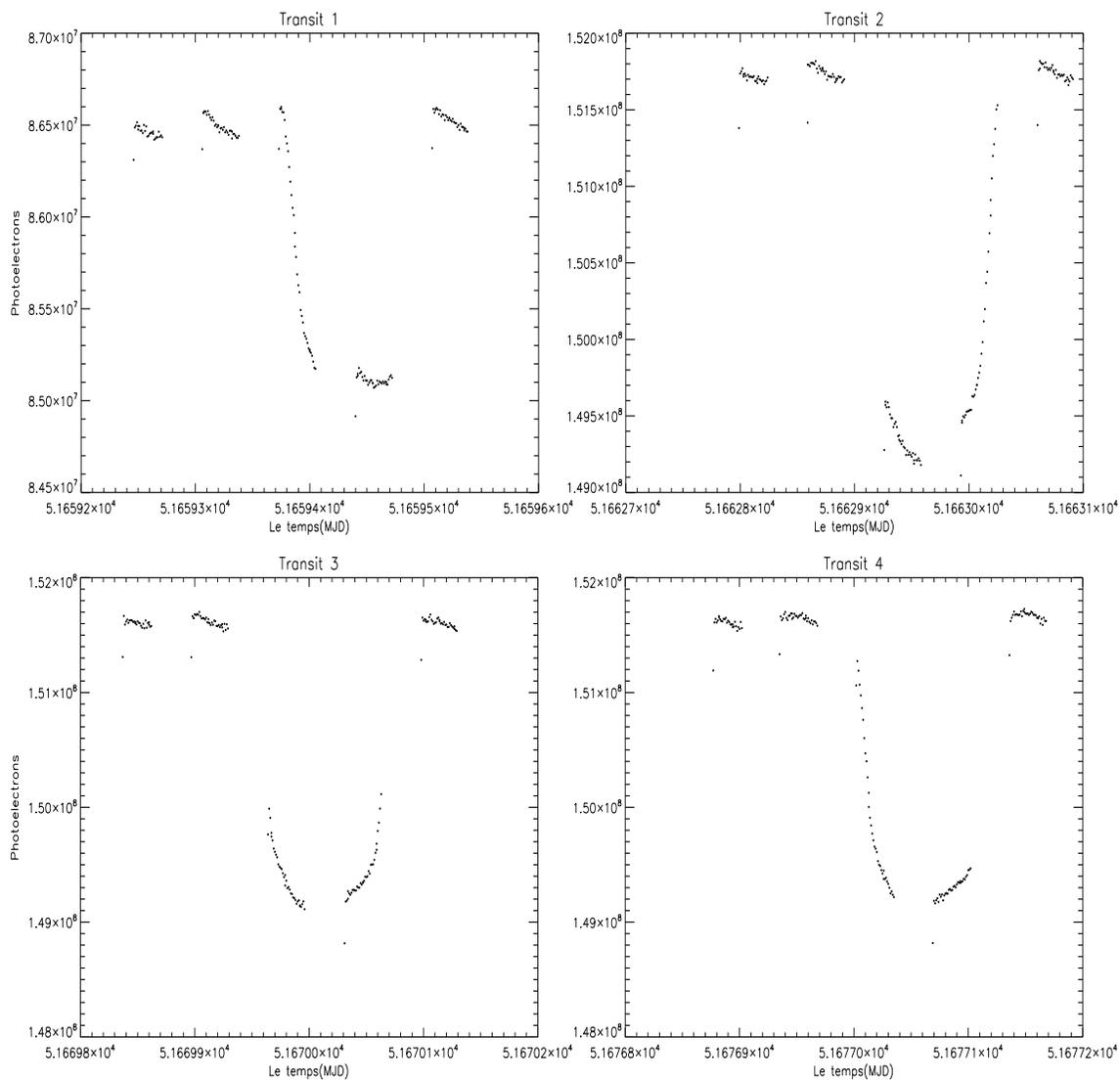


FIG. 3.8 – Les courbes de lumière des transits obtenues après avoir retiré l'effet des rayons cosmiques.

3.4.5 Correction des variations systématiques

On peut aisément observer que les courbes de lumières obtenues présentent les courbures dépendant de la phase orbitale du télescope spatial Hubble. L'origine de ces variations systématiques n'est pas bien connue, bien que l'on suspecte que celles-ci soient reliées aux variations de sensibilité du détecteur dues aux changements de température du télescope, qui sont à leur tour dues à l'occultation périodique du télescope par la terre. Ces variations peuvent être assimilées à une diminution linéaire d'une amplitude de 0.1% dans un intervalle de temps de 48 minutes, avec des courbures entre le commencement et la fin de chaque phase orbitale.

La correction de ces variations consiste, pour chaque transit, à prendre les séries en dehors du transit concernant la deuxième et la cinquième orbite, à les mettre en phase avec la période orbitale du télescope spatial Hubble. On ajuste la série résultante par une fonction polynomiale d'ordre 4, puis on divise chacune des cinq séries orbitales du transit par cette fonction. Le résultat de ce procédé pour chaque transit est illustré dans la figure (3.9). Le premier échantillon de chaque orbite est considérablement plus petit relativement aux autres, il est rejeté de la série.

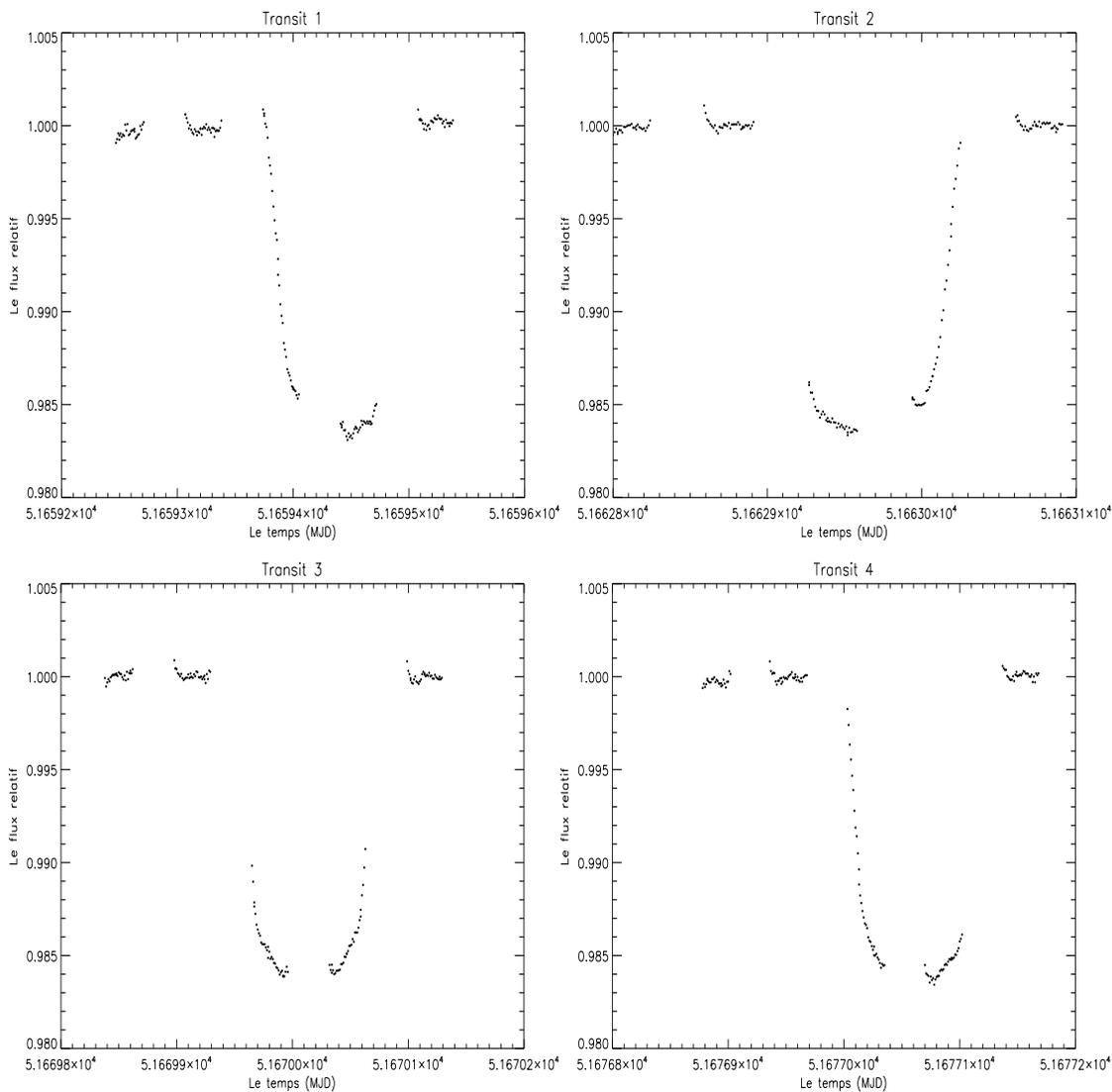


FIG. 3.9 – Les courbes des transits dont on a réduit les variations systématiques dues à la phase orbitale de HST en divisant (pour chaque transit) chacune des cinq séries orbitales par la fonction polynomiale d’ajustement mesurée d’après les séries en dehors du transit mises en phase (la 2ième et la 5ième orbite). Les courbes obtenues sont également présentées en terme de flux relatif.

Malgré ce traitement les courbures ne sont pas corrigées d'une façon suffisante. Ceci est dû à l'absence d'une étoile de référence ou d'une source de calibration externe, qui nous aurait permis de voir la contribution de l'étoile et celle de l'instrumentation du télescope. Toutefois cela n'a pas un grand impact vis-à-vis de notre objectif vu que l'on ne s'intéresse qu'aux variations à courte échelle de temps (minutes ou heures) et non pas en semaines. Les variations restantes ont été corrigées, par la même méthode décrite dans le paragraphe précédent. Les résultats finaux de traitement sont illustrés dans la figure (3.10). Ils représentent le flux relatif de l'étoile HD209458 en fonction du temps, avec une valeur moyenne de 1 pour les parties en dehors du transit (la 2ième et la 5ième orbite de HST) et une valeur minimale à environ de 0.9836 proche du centre du transit.

La précision de mesure estimée à l'aide des données en dehors du transit, est de 1.1×10^{-4} pour les trois derniers transits et de 2.9×10^{-4} pour le premier transit (le bruit concernant ce transit est plus grand d'un facteur de 2.6 par rapport aux autres, en raison de la sensibilité accrue qui est due au mouvement transversal des spectres comme expliqué plus haut).

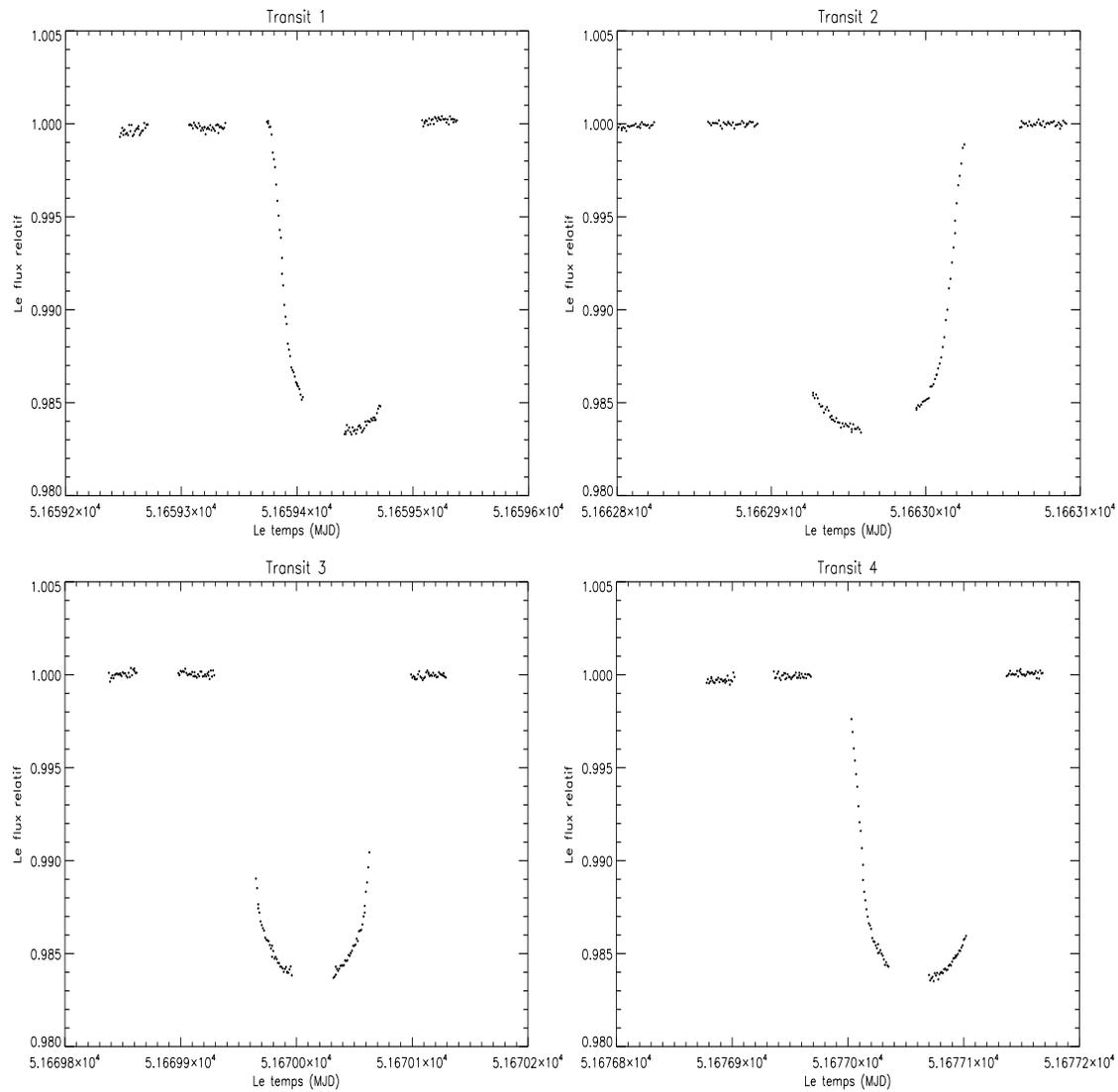


FIG. 3.10 – Les résultats finaux de traitement représentant les courbes de lumière (en flux relatif) concernant les quatre transits de l'exoplanète HD209458b. La valeur moyenne du flux relatif pour les parties en dehors du transit (la 2ième et la 5ième orbite) a été mesurée pour avoir 1. Les transits montrent une valeur minimale du flux relatif d'environ 0.9836 proche du centre du transit.

Chapitre 4

La caractérisation de l'exoplanète HD209458b

Dans ce chapitre, nous établirons les équations du modèle théorique du transit. Ce modèle sera ensuite confronté aux données obtenues précédemment en vue d'estimer les paramètres du système étoile-planète qui nous intéressent à savoir : le rayon de la planète, le rayon de l'étoile, l'inclinaison orbitale et les coefficients d'assombrissement.

4.1 Description du modèle

La simulation théorique du transit, consiste à formuler à partir des considérations géométriques, la variation relative du flux de l'étoile en fonction du temps, pendant le passage du disque de la planète devant le disque stellaire d'une brillance non uniforme. Cette variation est donnée par :

$$\frac{\Delta F(t)}{F_{\star}} = \begin{cases} 0 & \text{si } |t - t_c| \geq \frac{t_T}{2} \\ I(\mu) \cdot \left(\frac{R_p}{R_{\star}}\right)^2 & \text{si } |t - t_c| \leq \frac{t_F}{2} \\ \frac{A_{cov}(t)}{\pi R_{\star}^2} & \text{si } \frac{t_F}{2} \leq |t - t_c| \leq \frac{t_T}{2} \end{cases} \quad (4.1)$$

Où R_{\star} et R_p représentent respectivement le rayon de l'étoile et celui de la planète. t_c est le temps correspondant au centre du transit. t_F et t_T chacun représente respectivement, la durée concernant le parcours entre les deux contacts (2) et (3) et celui entre les contacts (1) et (4) (Figure 4.1). Ces durées sont données par les formules (2.4) et (2.6) présentées dans la section (2.2) :

$$t_T = \frac{P}{\pi} \arcsin \left(\frac{R_\star}{a} \left[\frac{\left(1 + \frac{R_p}{R_\star}\right)^2 - \left(\frac{a}{R_\star} \cos i\right)^2}{1 - \cos^2 i} \right]^{\frac{1}{2}} \right)$$

$$t_F = \frac{P}{\pi} \arcsin \left(\frac{R_\star}{a} \left[\frac{\left(1 - \frac{R_p}{R_\star}\right)^2 - \left(\frac{a}{R_\star} \cos i\right)^2}{1 - \cos^2 i} \right]^{\frac{1}{2}} \right)$$

$I(\mu)$: est l'intensité de l'étoile au point considéré, normalisée à l'intensité moyenne de disque stellaire. Habituellement, elle est donnée par le formalisme quadratique de la loi d'assombrissement, présentée par la formule (2.10), (Section 2.4) :

$$I(\mu) = I(1) \cdot [1 - c_1(1 - \mu) - c_2(1 - \mu)^2]$$

où c_1 et c_2 sont les coefficients d'assombrissement. μ est le cosinus de l'angle d'incidence de la ligne de visée sur la surface locale du disque stellaire. Il est relié à la séparation r_\star au centre du disque par la relation suivante (Figure (4.2)) :

$$\mu = \sqrt{1 - \left(\frac{r_\star}{R_\star}\right)^2} \quad (4.2)$$

La séparation r_\star est reliée avec les paramètres orbitaux : l'inclinaison i , le rayon a et la vitesse v_{orb} par :

$$r_\star^2 = (a \cdot \cos i)^2 + (v_{orb} \cdot (t - t_c))^2 \quad (4.3)$$

Le rayon a et la vitesse v_{orb} , doivent être estimés par l'application de la troisième loi de Kepler ($P^2/a^3 = 4\pi^2/(GM_\star)$) après avoir connu la période orbitale P (la masse stellaire M_\star est estimée, séparément, à partir du modèle stellaire et du spectre de l'étoile).

En première approximation, on considère le cas d'un disque stellaire uniforme, avec l'hypothèse que $R_p \lll R_\star$ dont le segment entre les intersections du cercle stellaire avec le cercle planétaire, est considéré comme une ligne droite (Figure 4.2). Dans ce cas, le terme $A_{cov}(t)$ dans l'équation (4.1), représente la surface du disque stellaire occultée par celui de la planète pendant l'émersion ou l'immersion de la planète, il prend la formule approximative suivante :

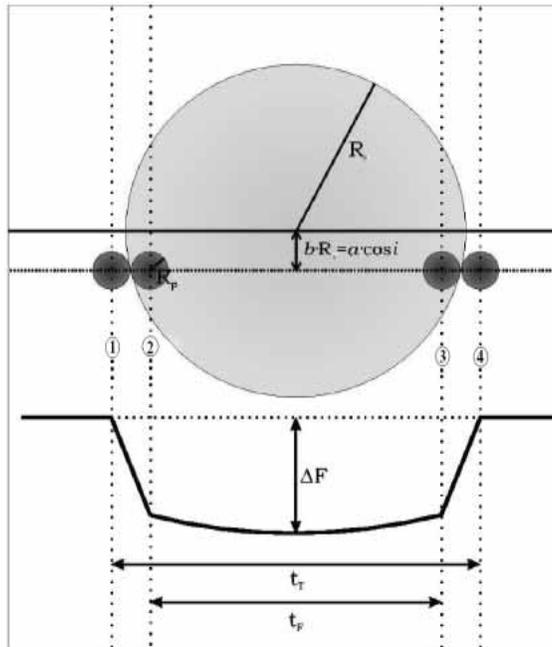


FIG. 4.1 – Illustration géométrique d'une étoile et sa planète lors de transit de cette dernière du point de vue de l'observateur (en haut) ainsi que la courbe de lumière correspondante représentée en bas (traits pleins).

$$\begin{aligned}
 A_{cov} &\approx 2 \cdot \left(\frac{1}{2} \alpha R_p^2 - \frac{1}{2} x \sqrt{R_p^2 - x^2} \right) \\
 &= R_p^2 \arccos \left(\frac{x}{R_p} \right) - x \sqrt{R_p^2 - x^2}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

où $x \equiv d - R_\star$ dans lequel d est la distance projetée entre les centres des deux disques.

La dépendance en temps de la distance d est donnée par :

$$d(t) = a \sqrt{\sin^2 \left(\frac{2\pi}{P} (t - t_c) \right) + \cos^2 i \cos^2 \left(\frac{2\pi}{P} (t - t_c) \right)} \tag{4.5}$$

Il est à noter que pendant la phase d'émergence ou d'immersion $-R_p \leq x \leq R_p$.

Si la planète ne peut pas être considérée plus petite par rapport à l'étoile, et si l'effet d'assombrissement est pris en compte, il faut alors effectuer une intégration sur la partie occultée du disque stellaire (en coordonnées polaires). Donc, l'objectif est de faire l'intégration le long de l'arc (avec des points dans la figure 4.2), de $d - R_p$ à R_\star . La longueur de cet arc est égale à $r_\star \beta$. L'application de la loi de cosinus sur le triangle formé par R_p , d et r_\star donne :

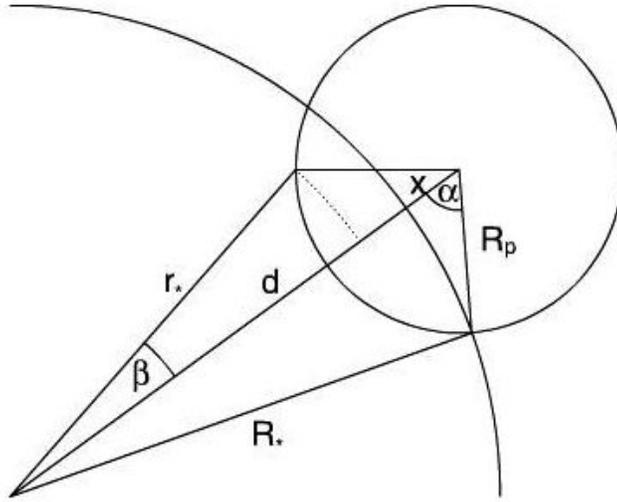


FIG. 4.2 – Illustration indiquant la surface de l'étoile occultée par la planète lors de la phase d'émerision ou d'immersion ainsi les grandeurs géométriques utilisées pour mesurer la forme de la courbe de lumière correspondant à ces deux phases [15].

$$R_p^2 = d(t)^2 + r_*^2 - 2r_*d(t) \cos \beta \quad (4.6)$$

On peut ainsi écrire le terme $A_{cov}(t)$ par :

$$A_{cov}(t) = 2 \int_{\max(0, d(t) - R_p)}^{\min(R_*, d(t) + R_p)} r_* I(\mu) \arccos[\Theta(t)] dr_* \quad (4.7)$$

Où

$$\Theta(t) \equiv \begin{cases} \frac{d^2(t) + r_*^2 - R_p^2}{2r_*d(t)} & \text{pour } r_* > R_p - d(t) \\ -1 & \text{autrement} \end{cases} \quad (4.8)$$

Avec ces considérations, la forme de la courbe de lumière concernant ces phases d'entrée et de la sortie de la planète, peut être calculée numériquement.

Toutefois, le modèle qui sera utilisé par la suite prend en compte l'approximation $R_p \ll R_*$, et l'effet d'assombrissement stellaire. Par conséquent, le terme $A_{cov}(t)$ est donné par :

$$A_{cov}(t) = I(\mu) \cdot \left[R_p^2 \arccos\left(\frac{x}{R_p}\right) - x\sqrt{R_p^2 - x^2} \right] \quad (4.9)$$

En conclusion, le modèle du transit est décrit principalement par sept paramètres : le rayon de la planète R_p , le rayon stellaire R_* , l'inclinaison orbitale i , les coefficients d'assombrissement (c_1, c_2), la période orbitale P et le centre du transit t_c .

4.2 Paramètres stellaires

Les paramètres stellaires contribuant au modèle sont : le rayon, la masse et les coefficients d'assombrissement stellaires. Ces paramètres peuvent être identifiés à partir de l'étude du spectre et à base des modèles stellaires. Or, les paramètres stellaires calculés par les modèles stellaires ne sont pas assez précis et sont entachés d'erreurs et peuvent avoir une influence sur les autres paramètres du système. Les paramètres du système qui restent à estimer à partir du modèle du transit, sont le rayon planétaire et l'inclinaison orbitale (la période orbitale et le centre du transit peuvent être estimés séparément). Le paramètre le plus intéressant à estimer dans l'étude du transit est le rayon planétaire. L'incertitude de mesure de ce paramètre dépend largement de l'incertitude du rayon stellaire et faiblement de celle de la masse stellaire ($R_p \propto M_*^{\frac{1}{3}}$). Aussi, afin de réduire l'incertitude de mesure sur le rayon planétaire, on va considérer le rayon stellaire comme paramètre à déterminer par le modèle du transit et prendre la masse stellaire $M_* = 1.1 \pm 0.1 M_\odot$ obtenue par Mazeh et al. (2000) [14].

Les coefficients d'assombrissement, peuvent être également obtenus à partir des modèles d'atmosphères stellaires (par exemple : Claret et al., 1995 [16] ; Van Hamme, 1993 [41]). En ce qui concerne l'étoile HD209458, on a extrait ces coefficients à partir des données tabulées (<http://phoebe.fiz.uni-lj.si/?q=node/110>) dans la bande r' de système "Sloan" centré à 6250 Ang avec une largeur de 1400 Ang. Le modèle stellaire considéré est celui de Castelli & Kurucz's (2004) [17], en prenant les paramètres stellaires suivants : température effective $T_{eff} = 6100K$, $\log(g) = 4.38$ et métallicité $[m/H] = 0.014$ qui ont été estimés par Valenti, J et Fisher, D.A, (2005) [18]. Les coefficients de la formule quadratique de la loi d'assombrissement, qu'on a obtenus sont : $c_1 = 0.50$, $c_2 = 0.18$. Ces deux valeurs n'ayant pas donné un bon ajustement, nous avons considéré ces coefficients comme

inconnues dans le modèle du transit.

4.3 Paramètres orbitaux

L'observation de plusieurs transits nous permet d'évaluer la période orbitale de l'exoplanète, indépendamment des temps absolus des transits. Notre estimation de ce paramètre, consiste à mettre en phase les trois derniers transits par rapport au premier, avec une valeur donnée de P (choisie dans un intervalle entourant une première estimation de 3.5 jours). Il s'agira de rechercher la valeur de P ayant la dispersion minimale, au sens des moindres carrés, dans la courbe de lumière mise en phase. Il est également à noter que les durées séparant entre le 1^{ier} transit et les autres sont : $1 \times P$, $3 \times P$, et $5 \times P$ pour les 2^{ime}, 3^{ime} et 4^{ime} transit respectivement. Les flux des trois derniers transits sont réévalués par rapport aux abscisses temporelles du premier transit par interpolation linéaire. La période recherchée, est celle qui minimise la somme pondérée des carrées des différences entre les flux des séries interpolées et celui du premier transit (Figure 4.3). Le résultat ainsi obtenu est $P = 3.52449$ jours.

Ce qui nous permet d'évaluer le rayon orbital par l'application de la troisième loi de Kepler ($P^2/a^3 = 4\pi^2/(GM_*)$). Le résultat obtenu est $a = 0.0468$ UA. La vitesse orbitale est obtenue par l'application de $v_p = 2\pi a/P \equiv 144.2$ km s⁻¹.

Nous allons maintenant déterminer le centre du transit à partir de la courbe mise en phase après avoir calculé la valeur optimale de P . Avec une méthode similaire à celle décrite dans le paragraphe précédent, on doit chercher la valeur de t_c qui produit la dispersion minimale entre "l'avant" et "l'après" t_c . Après avoir plié la courbe de lumière à une valeur donnée de t_c , on recalcule les flux de « l'avant t_c » par rapport aux abscisses de « l'après t_c » par interpolation linéaire. La valeur optimale du centre du transit est celle qui minimise la somme pondérée des carrées des différences entre le flux interpolé, et celui de "après de t_c " (Figure 4.4). La valeur qu'on a obtenue est $t_c = 51659.440$ MDJ.

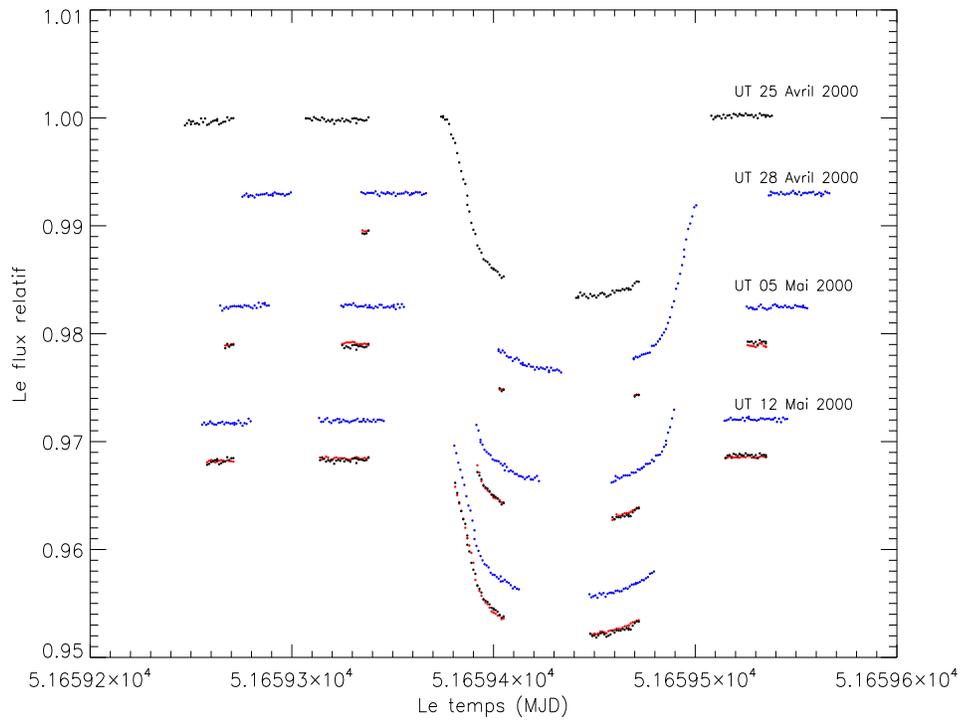


FIG. 4.3 – Détermination de la période de révolution de HD209458b. La courbe en noir en haut de la figure, représente le premier transit. Les courbes en bleu de haut en bas sont respectivement : les 2^{iem}, 3^{iem} et 4^{iem} transits. En rouge, les courbes résultantes par interpolation à partir du premier transit, qui concernent de haut en bas : les 2^{iem}, 3^{iem} et 4^{iem} transits. Le flux du premier transit à travers les zones d'entrecroisement temporelles sont également illustrées en noir avec celles en rouge qui leur correspondent dans les trois derniers transits pour la valeur estimée de la période : $P = 3.52449$ jours.

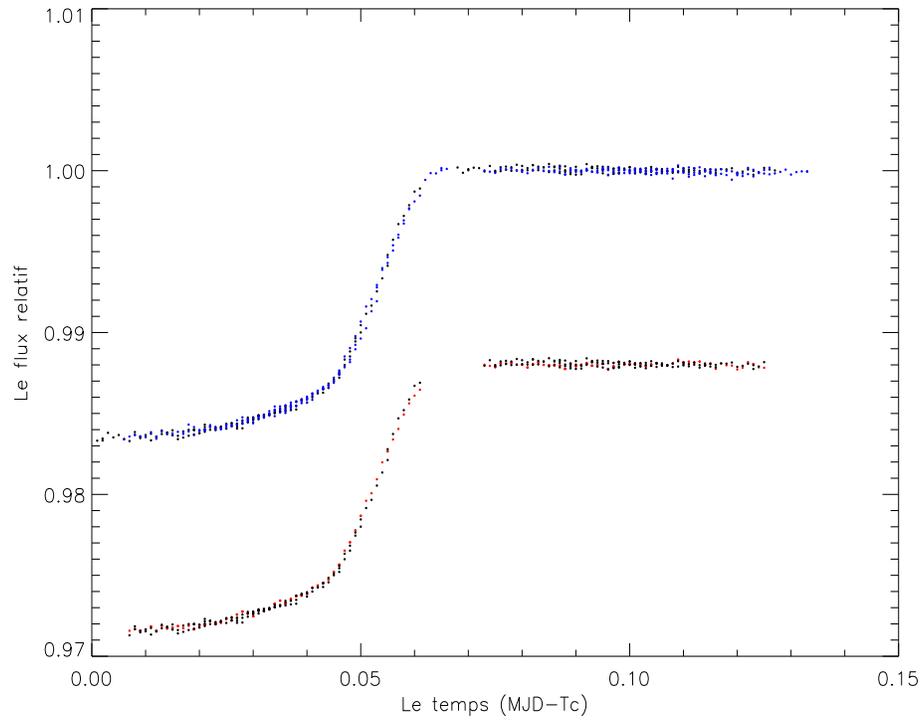


FIG. 4.4 – Détermination du centre du transit. En haut de la figure : les deux flux, en noir et en bleu, qui représentent respectivement, "l'après et l'avant de t_c ". En bas : le flux en rouge représente le flux "avant t_c " résultant de l'interpolation à partir de l' "après t_c " pour la valeur optimale du centre du transit ($t_c = 51659.440$ MJD).

4.4 L'ajustement de modèle avec l'observation

Après avoir estimé la période orbitale et le centre du transit dans la section précédente, on va maintenant estimer les autres paramètres à partir de la courbe de lumière obtenue.

Pour atteindre cet objectif, nous allons confronter notre modèle aux observations à l'aide de la méthode du Chi-square.

Soient F_{obs} le flux relatif observé et F_{the} le flux relatif prédit par le modèle du transit,

$$F_{the} = 1 - \frac{\Delta F(t)}{F_{\star}} \quad (4.10)$$

où $\frac{\Delta F(t)}{F_{\star}}$ est donné par la formulation (4.1).

La fonction chi-square (χ^2) à minimiser est donnée par :

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \frac{(F_{obs(n)} - F_{the(n)})^2}{\sigma^2} \quad (4.11)$$

où σ représente l'incertitude de mesure. Il s'agit de l'écart type mesuré à partir des observations en dehors du transit ($\sigma = 1.57 \times 10^{-4}$). N est le nombre d'observations.

On définit également le chi-square réduit χ_{red}^2 par :

$$\chi_{red}^2 = \frac{\chi^2}{dg}$$

où dg est le nombre de degrés de liberté, dans notre cas elle est égale à $N - 1 = 555$.

Les paramètres de modèle à ajuster par la minimisation de cette fonction sont : le rayon planétaire R_p , le rayon stellaire R_{\star} , l'inclinaison orbitale i et les coefficients d'assombrissement c_1 et c_2 . Le tableau (4.1) donne un tel set de paramètres qui correspond au meilleur ajustement au modèle (best fit). La figure (4.5) représente une illustration de la courbe modelée du transit (best fit) avec celle obtenue à partir de l'observation. Le chi-square réduit χ_{red}^2 du meilleur ajustement est égal à 1.27, ce qui indique que le modèle est bien ajusté aux données.

Pour estimer l'incertitude de mesure sur chacun des paramètres ajustés, on fait varier la valeur de tel paramètre (en ajoutant une valeur σ à la valeur obtenue par le fit) et on recherche les autres paramètres ainsi que la masse stellaire M_{\star} (dans l'intervalle 1.0 et

$1.2M_{\odot}$) par la méthode du Chi-square. Le χ_{red}^2 réduit est alors calculé pour chaque valeur de σ jusqu'à atteindre ou dépasser la valeur 1.27. La valeur σ obtenue est l'incertitude de mesure du paramètre considéré. Les incertitudes calculées par cette méthode sont également indiquées dans le tableau (4.1).

Paramètre	Symbole	Valeur obtenue	Incertainude
Rayon planétaire	R_p	$1.416 R_J$	$0.06 R_J$
Rayon stellaire	R_{\star}	$1.154 R_{\odot}$	$0.05 R_{\odot}$
Inclinaison de l'orbite	i	85.53°	0.28°
Assombrissements	c_1	0.33	0.09
	c_2	0.27	0.15

TAB. 4.1 – Set de paramètres de système HD209458 du meilleur ajustement avec les incertitudes correspondantes.

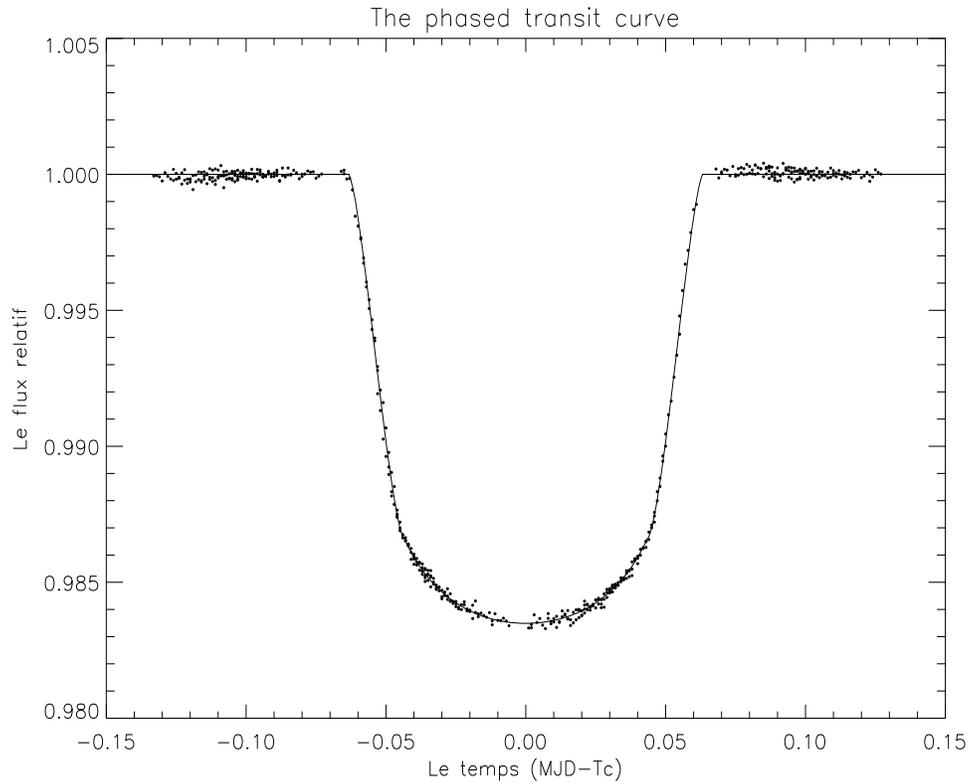


FIG. 4.5 – Le transit mesuré de l'exoplanète HD209458b avec le meilleur modèle ajusté.

4.5 Discussion et interprétation

Les résultats obtenus confirment que HD209458b est une planète géante chaude ($R_p = 1.416 R_J$, $a = 0.0468$ UA, $P = 3.52449$ jours). Les paramètres du système (en particulier : le rayon de la planète, le rayon stellaire, l'inclinaison orbitale) sont proches des estimations publiées par les autres chercheurs (par ex : $R_p = 1.42R_J$ par Cody et Sasselov, 2002 à partir des mêmes données HST/STIS [19]; $R_p = 1.40R_J$ par Mazeh et al., 2000 [14]). Et un peu plus petite que la valeur $R_p = 1.55R_J$ estimée à partir des données multicolores (Jha et al., 2000 [13]).

L'erreur dans le rayon planétaire a été réduite de $0.17R_J$ à $0.06R_J$, en comparant avec les résultats obtenus par (Mazeh et al., 2000 [14]). En effet, notre résultat sur le rayon planétaire inclut l'incertitude de 10% sur la masse stellaire. Toutefois, le rayon planétaire dépend faiblement de la masse stellaire.

Pour ce qui est du Rayon stellaire, le résultat obtenu est proche (voire plus précis) de celui calculé à partir des données d'Hipparcos $R_p = 1.18 \pm 0.09R_\odot$ (voir Jha et al., 2000 pour plus de détails [13]).

L'évaluation de l'inclinaison orbitale ($i = 85.53^\circ$) nous a permis d'évaluer la masse réelle de la planète ($M_p = 0.692 M_J$) à partir de celle de la valeur obtenue par la méthode des vitesses radiales correspondant à $M_p \sin i = 0.69M_J$ (Mazeh et al., 2000 [14]). On a également estimé la densité de la planète, la gravité de la surface et la vitesse de libération : $\rho = 0.30 \text{ g cm}^{-3}$, $g=853 \text{ cm s}^{-1}$, et $v_{lib} = 42 \text{ km s}^{-1}$ *respectivement*.

Le rayon de la planète $R = 1.416R_J$, relativement important, semble difficile à expliquer à partir des modèles standards d'évolution (ex : Guillot et Showman, 2002 [21]). C'est également la seule exoplanète géante chaude connue à avoir un rayon aussi grand par rapport au rayon de Jupiter ($R = 1.416R_J$, 40% plus grand que celui de Jupiter, avec une masse de $0.69M_J$ seulement). HD209458b semble ouvrir la voie à un nouveau type de planète avec un rayon plus grand que ce qui est prévu par les modèles d'évolution standard.

Les modèles existants ne reproduisent pas parfaitement le grand rayon observé pour HD 209458b. Une source d'énergie supplémentaire est nécessaire. La prise en compte des

forces de marée n'offre pas non plus une solution satisfaisante du fait qu'elles n'affectent pas l'évolution durablement. Showman et Guillot (2002) ont proposé qu'une faible fraction du flux stellaire (1%), convertie en énergie cinétique, soit transportée par la circulation atmosphérique vers les couches internes pour y être transformée en énergie thermique, ce qui va produire une augmentation considérable du rayon de la planète [21].

Chapitre 5

La détection de l'atmosphère dans le doublet sodium

Dans ce chapitre nous allons décrire en détail la méthode utilisée pour vérifier les prédictions théoriques de Seager et Sasselov (2000) [36] et plus tard Brown (2001) [38] et Habbard et al. (2001) [37], de l'existence de Sodium dans l'atmosphère de l'exoplanète HD209458b. Il s'agit de détecter, à partir des données HST/STIS, une signature qui signifie l'existence du sodium dans l'atmosphère de HD209458b. La méthode consiste à rechercher une augmentation supplémentaire dans la profondeur du transit de HD209458b, dans une bande de longueurs d'onde spécifique, très étroite, centrée à la longueur d'onde 589.3 nm du "doublet sodium". Si tel est le cas, cela prouvera la présence du sodium dans l'atmosphère de HD209458b.

5.1 Spectroscopie stellaire en absorption pendant les transits

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la mesure du transit, (le passage de l'exoplanète devant son étoile) permet la détection de l'objet et la mesure de son rayon. Quand l'objet est entouré d'une enveloppe de gaz volumineuse (atmosphère), il est devenu possible d'en détecter certains éléments par spectroscopie d'absorption devant le flux stellaire. Afin de détecter les atmosphères entourant les exoplanètes on peut avoir recours à plusieurs techniques, soit au moment des transits en observant le spectre de l'étoile à travers l'atmosphère ou l'exosphère de la planète (transit primaire), soit directement en effectuant la spectroscopie de la lumière réfléchi et/ou émise par la planète

(transit secondaire, c'est-à-dire le passage de l'exoplanète derrière son étoile). Cependant, l'observation du transit primaire étudié dans ce mémoire, semble être la technique la plus prometteuse. D'autres explications sur le phénomène de transmission sont déjà présentées dans le chapitre 2 (Section (2.5)).

En ce qui concerne l'exoplanète HD 209458b, une forte signature spectrale à 589.3nm due à une absorption du sodium dans l'atmosphère de la planète, a été déjà prévue théoriquement pour la première fois par Seager et Sasselov (2000) [36], puis par Brown (2001) [38] et Hubbard et al. (2001) [37]. Les observations précises des transits de cet exoplanète par HST/STIS dans la région 581.3nm-638.2nm contenant le doublet sodium, avec une très bonne résolution ($R=5540$), permettent de vérifier ces prédictions, en mesurant les différences des flux entre la bande spectrale contenant le doublet du sodium et les bandes adjacentes pendant et hors du transit. Une diminution sensible du flux de l'étoile lors du passage de la planète dans la ligne de visée, sera interprétée comme une absorption due à l'atmosphère de la planète contenant du sodium.

5.2 La bande du sodium en trois largeurs

La signature spectroscopique pendant le transit, qui indique l'existence d'un élément dans l'atmosphère de l'exoplanète, est tellement faible, qu'un tel objectif (détecter une atmosphère), exige d'abord une résolution spectrale très élevée (dans le cas de HST/STIS : $R=5540$), un rapport signal/bruit sur les données assez haut (voir chapitre 3). Les étapes de traitement réalisées sur les données HST/STIS nous ont permis d'atteindre un rapport signal/bruit de plus de 10^4 . Par ailleurs il est également nécessaire que les mesures soient effectuées dans une région étroite pré-choisie de longueurs d'onde. Dans notre cas il s'agit de l'intervalle 581.8nm-596.8nm centré autour du doublet du sodium.

Pour estimer la contribution du sodium lors du transit, nous allons diviser l'intervalle défini ci-dessus en trois sous-bandes (r), (c), et (b), selon trois scénarios différents (n), (m) et (w). Pour chaque scénario, on désigne la sous bande centrale (c) par "la bande du sodium" (celle qui contient les longueurs d'onde de doublet du sodium) et les deux bandes (r) et (w) par "bandes adjacentes".

Le tableau (5.1) spécifie les bornes en longueur d'onde de chaque sous bande pour

chaque scénario. Par ailleurs, la figure (5.1) représente une partie du spectre observée concernant la région 581.8nm-596.8nm, en spécifiant ainsi les bornes des sous bandes pour les différents scénarios considérés. La bande centrale (c) pour le scénario (n) représente la bande de sodium la plus étroite des trois et la plus large pour (w) et finalement, (m) correspond au cas où la largeur de la bande de sodium représente la moyenne entre les deux largeurs extrêmes.

Scénario	Bande b (nm)	Bande c (nm)	Bande r (nm)
n	$n_b : 581.8 - 588.7$	$n_c : 588.7 - 589.9$	$n_r : 589.9 - 596.8$
m	$m_b : 581.8 - 587.4$	$m_c : 587.4 - 591.2$	$m_r : 591.2 - 596.8$
w	$w_b : 581.8 - 584.3$	$w_c : 584.3 - 594.3$	$w_r : 594.3 - 596.8$

TAB. 5.1 – Les bornes en longueur d'onde des sous bandes pré-choisies en trois scénarios.

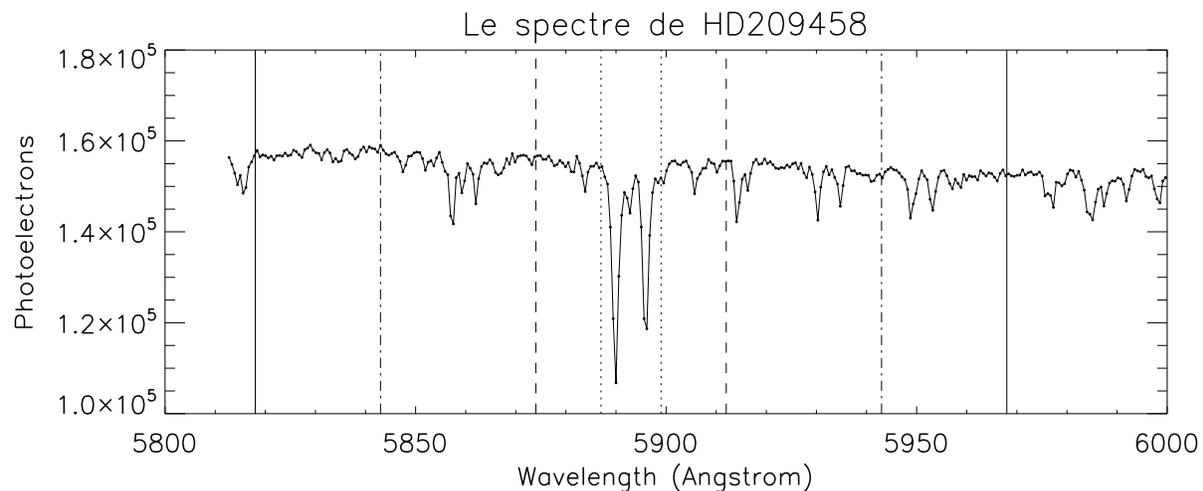


FIG. 5.1 – Une partie de spectre de HD209458 concernant l'intervalle 581.8nm-596.8nm. Les lignes verticales indiquées représentent les bornes en longueur d'onde des sous bandes (r), (c) et (b), pour les trois scénarios différents (n), (m) et (w). La bande " c " - scénario " n " (ou n_c) : entre les deux lignes en trait pointillé. La bande " c " - scénario " m " (n_m) : entre les deux lignes en tirets. La bande " c " - scénario " w " (n_w) : entre les deux lignes en point-tirets. Chacune des bandes correspondantes aux (n_b, m_b , ou w_b) : entre la ligne en trait continu à gauche et la ligne représentant la frontière gauche de la bande centrale c (c'est-à-dire n_c, m_c , w_c , respectivement). Chacune des bandes correspondantes aux (n_r, m_r , ou w_r) : entre la ligne en trait continu à droite et la ligne représentant la frontière droite de la bande centrale c .

Comme indiqué dans ce mémoire (Section 3.2), les mesures effectuées sur le transit du 25 avril 2000 (1^{er} transit) ne sont pas assez précises. De même, la première orbite de HST de chaque transit est considérée comme une étape de préparation avant le début

des observations critiques. Pour la détection du sodium on ne prendra pas en compte ces données. Ce qui nous laisse 417 spectres parmi les 684 observées.

En suivant les mêmes étapes décrites dans le chapitre 3, on va produire, pour chaque transit (2^{iem} , 3^{iem} et 4^{iem} transits), neuf séries temporelles en flux relatif, pour chaque bande parmi les neuf qui sont indiquées dans le tableau (5.1). Ensuite, pour chaque série, on met en phase les trois transits par rapport au temps du premier selon la période orbitale estimée auparavant. On a donc un nombre réduit de séries de 9 au lieu de $3 \times 9 = 27$. Au cours des investigations décrites dans les sections suivantes, on désignera chaque série temporelle par une lettre indiquant le scénario (n , m , ou w) avec un indice indiquant la bande considérée (r , c , ou b), par exemple $w_r(t)$.

5.3 Influence de l'effet d'assombrissement stellaire

Comme il a été vu auparavant, la dépendance de la courbe de lumière de la bande de longueurs d'ondes, n'est pas due uniquement au phénomène de la transmission atmosphérique, mais aussi à l'effet d'assombrissement stellaire centre- bord. Dans cette section, on va étudier l'amplitude de cet effet sur la courbe de la lumière dans la région 581.8nm-596.8nm, pour prendre en compte son influence. Il est d'abord important de confirmer l'influence de l'effet d'assombrissement sur les courbes des transits. Pour cela, nous allons diviser la région entière (581.9-637.6 nm) en deux parties : la partie "bleue" de 581.9 à 598.3 nm et la partie "rouge" de 598.3 à 637.6 nm. En procédant de la même façon que dans le chapitre 3, nous déterminons pour chaque bande la courbe de lumière pour chaque transit et nous les mettons en phase selon la période orbitale estimée préalablement. Nous allons ensuite rééchantillonner les courbes de lumière avec une période de 5 min (à l'aide d'une fonction d'interpolation linéaire). Nous obtenons ainsi deux courbes de lumière : une pour la bande bleue et une pour la bande rouge. Nous allons ensuite faire la différence des deux courbes (Bleue – Rouge). Cette différence est illustrée dans la figure (5.2) et on peut observer que le transit est plus profond dans le bleu que dans le rouge proche du centre du transit et plus profond dans le rouge que dans le bleu proche au bord, ce qui nous confirme les prévisions explicitant cette effet, présentées par Rosenblatt (1971) [23] et Sackett (1999) [22], relatif à l'influence de l'assombrissement centre-bord.

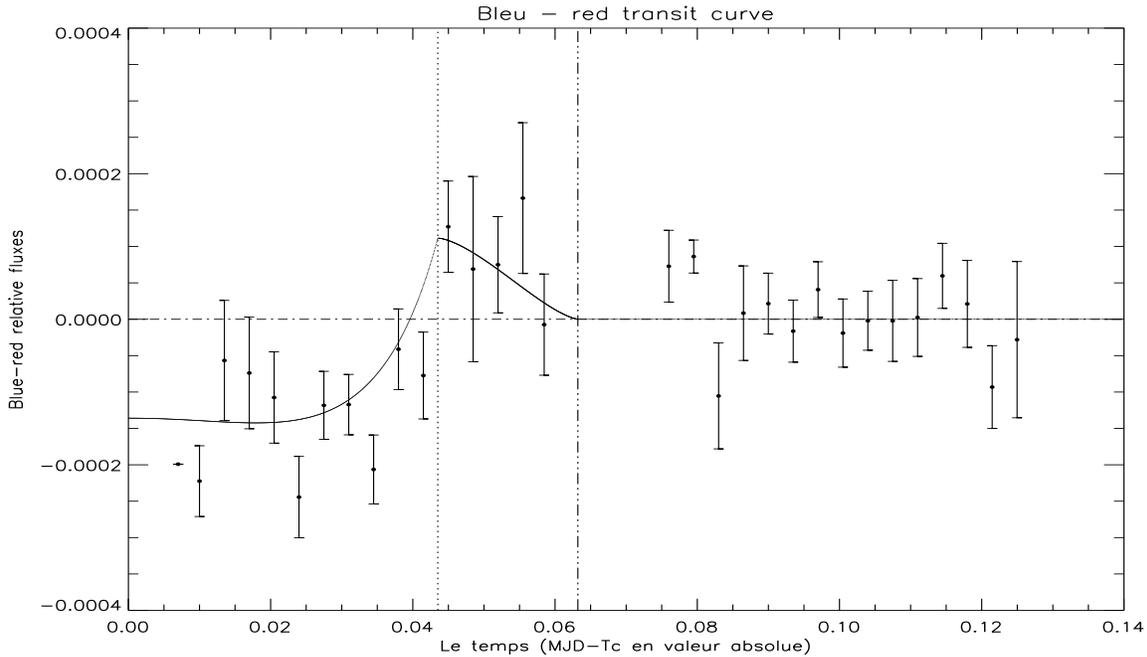


FIG. 5.2 – La différence des deux courbes (*Bleue*(581.9nm – 598.3nm) – *Rouge*(598.3nm – 637.6nm)) indiquant l'influence de l'assombrissement sur les courbes des transits. La barre d'erreur pour chaque échantillon indique l'écart type de la moyenne. Le trait continu correspond au meilleur modèle ajusté : on a produit le modèle qui représente la différence entre les deux courbes théoriques concernant les deux régions "bleue" et "rouge" et on a fixé les paramètres R_p , R_* , i et (c_1, c_2) aux valeurs estimées dans le chapitre précédent. Les paramètres ajustés sont ($\alpha = 0.035$) et ($\beta = -0.081$) dont les assombrissements pour les parties "rouge" et "bleue" sont respectivement : $(c_{1_{rouge}} = c_1 + \alpha, c_{2_{rouge}} = c_2 + \beta)$, $(c_{1_{bleu}} = c_1 - \alpha, c_{2_{bleu}} = c_2 - \beta)$.

Après avoir constaté l'influence de l'assombrissement sur les courbes des transits, on va maintenant étudier son effet sur la courbe de lumière, mais seulement dans l'intervalle 581.8nm-596.8nm, en produisant premièrement pour chaque scénario (n , m et w) la série temporelle représentant la différence entre les deux séries correspondant aux bandes adjacentes (r) et (b) :

$$\begin{aligned}
 n_d(t) &= n_b(t) - n_r(t) \\
 m_d(t) &= m_b(t) - m_r(t) \\
 w_d(t) &= w_b(t) - w_r(t)
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Les écarts types mesurés à partir des observations en dehors du transit concernant ces séries sont : $\sigma[n_d(t_{out})] = 3.5 \times 10^{-4}$, $\sigma[m_d(t_{out})] = 3.9 \times 10^{-4}$ et $\sigma[w_d(t_{out})] = 6.1 \times 10^{-4}$. Ces valeurs sont similaires à celles prédites par le bruit de photons [2].

On peut estimer l'amplitude de la variation de la profondeur du transit due à l'effet d'assombrissement, en calculant pour chaque cas (n , m , et w) la différence entre la valeur moyen des flux relatifs pris pendant le transit (entre les contacts 2 et 3 : $|t_{in} - t_c| < 62.6$ min) et celle des flux relatifs pris en dehors du transit ($|t_{out} - t_c| > 91.0$ min). Les résultats obtenus concernant ces différences, ainsi que les écarts types de la moyenne correspondants sont :

$$\begin{aligned}\Delta n_d &= \overline{n_d(t_{in})} - \overline{n_d(t_{out})} = (-5.9 \pm 3.8) \times 10^{-5} \\ \Delta m_d &= \overline{m_d(t_{in})} - \overline{m_d(t_{out})} = (-4.4 \pm 4.4) \times 10^{-5} \\ \Delta w_d &= \overline{w_d(t_{in})} - \overline{w_d(t_{out})} = (-9.4 \pm 6.4) \times 10^{-5}\end{aligned}\tag{5.2}$$

D'après ces valeurs (avec les écarts types correspondants), il n'y a pas de variation significative indiquant un effet d'assombrissement sur la courbe de lumière entre les deux bandes adjacentes sur environ 15 nm. Par conséquent, l'amplitude de cet effet dans la région 581.8nm-596.8nm est négligeable.

5.4 La profondeur du transit dans la bande de sodium

Pour étudier les variations en flux pendant le transit, dans la bande du sodium par rapport aux bandes adjacentes, on a produit pour chaque scénario (n , m et w), la série temporelle représentant la différence entre la série correspondant à la bande du sodium " c " et celle qui correspond à la moyenne des deux séries des bandes adjacentes " r " et " b " :

$$\begin{aligned}n_{Na}(t) &= n_c(t) - \frac{[n_b(t) + n_r(t)]}{2} \\ m_{Na}(t) &= m_c(t) - \frac{[m_b(t) + m_r(t)]}{2} \\ w_{Na}(t) &= w_c(t) - \frac{[w_b(t) + w_r(t)]}{2}\end{aligned}\tag{5.3}$$

Cette procédure va également minimiser les variations dues à l'effet d'assombrissement stellaire qui ne sont d'ailleurs pas significatives comme on l'a vu dans la section précédente. La figure (5.3) montre les trois séries temporelles données par les formules (5.3), en fonction des valeurs absolues des temps par rapport au centre du transit.

Les écarts types de ces séries ($\sigma[n_{Na}(t_{out})] = 5.0 \times 10^{-4}$, $\sigma[m_{Na}(t_{out})] = 3.8 \times 10^{-4}$ et $\sigma[w_{Na}(t_{out})] = 3.6 \times 10^{-4}$) correspondent également aux valeurs prédites par le bruit de photons [2].

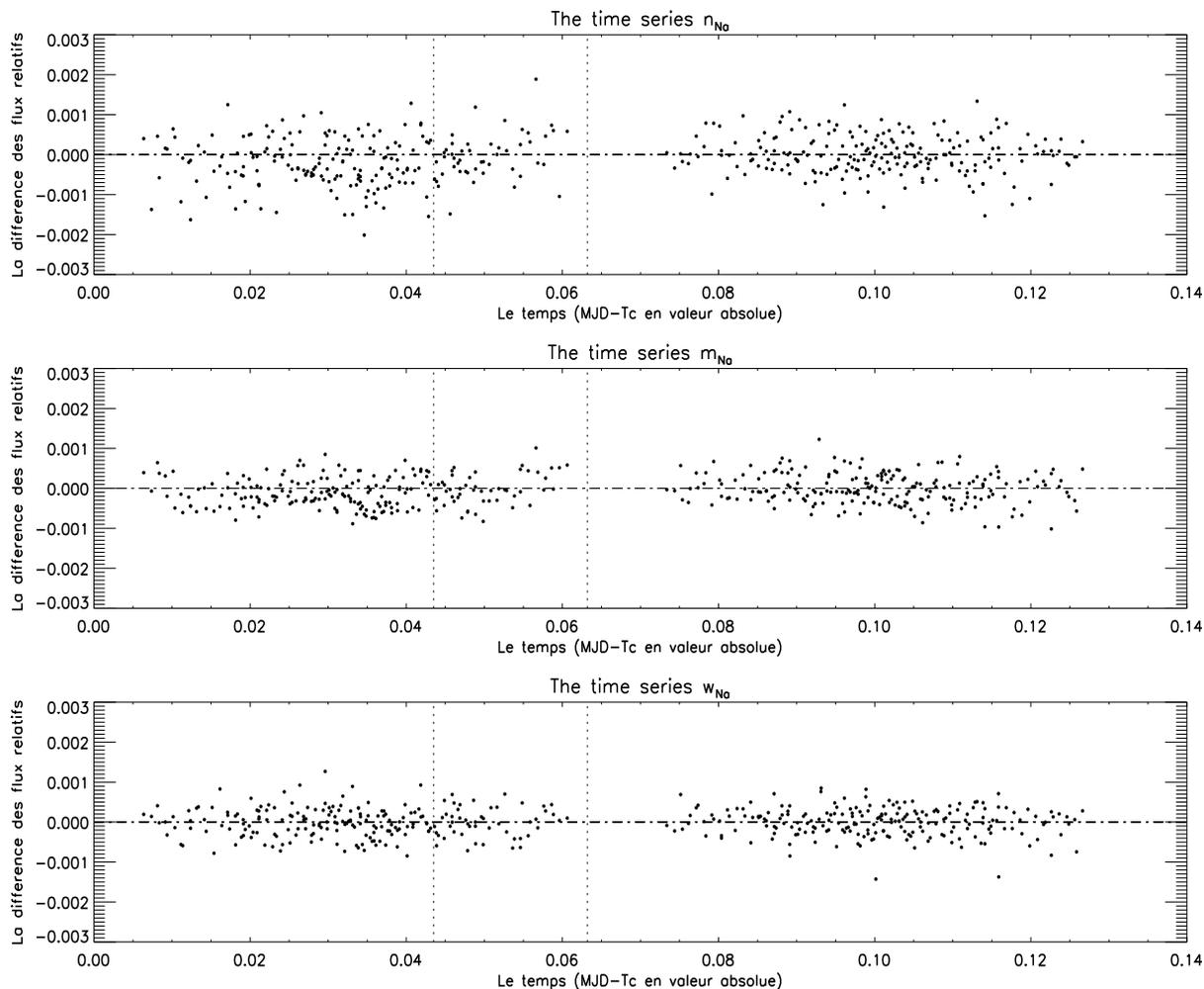


FIG. 5.3 – Les séries (de haut à bas) : n_{Na} , m_{Na} et w_{Na} en fonction des temps absolus par rapport au centre du transit t_c . Les deux lignes verticale pointillées indiquent les temps en valeur absolue qui correspondent de (gauche) à (droite) aux : (2^{eme} et 3^{eme} contacts) et (1^{ier} et 4^{eme} contacts). On peut observer pour les séries n_{Na} et m_{Na} que la moyenne des valeurs pendant le transit est significativement décalée au-dessous de 0.

Maintenant et afin de comparer la profondeur du transit pour la bande du sodium avec celle des bandes adjacentes, on doit calculer pour chacune des séries (5.3), la différence des moyennes entre les flux observés pendant et en dehors du transit. Les différences obtenues, ainsi que leurs écarts types de la moyenne, sont :

$$\begin{aligned}
 \Delta n_{Na} &= \overline{n_{Na}(t_{in})} - \overline{n_{Na}(t_{out})} = (-23.1 \pm 5.9) \times 10^{-5} \\
 \Delta m_{Na} &= \overline{m_{Na}(t_{in})} - \overline{m_{Na}(t_{out})} = (-11.5 \pm 3.9) \times 10^{-5} \\
 \Delta w_{Na} &= \overline{w_{Na}(t_{in})} - \overline{w_{Na}(t_{out})} = (-2.3 \pm 3.8) \times 10^{-5}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Ces résultats indiquent que nous avons détecté un transit plus profond dans la bande de sodium dans le cas des deux scénarios (n) et (m) avec des valeurs significatives de 3.9σ et 2.9σ respectivement. Nous ne trouvons aucune excentration significative pour le cas (w). Nous avons procédé de la même manière pour les 3 transits pris séparément et nous sommes arrivés à la même conclusion que la profondeur est toujours plus grande dans la bande de sodium que dans les bandes adjacentes, ce qui confirme bien les résultats obtenus.

Les séries temporelles $n_{Na}(t)$ et $m_{Na}(t)$ sont illustrées dans les deux figures (5.4) et (5.6) respectivement, après avoir été moyennées sur 42 échantillons. Elles montrent clairement la petite augmentation supplémentaire dans la profondeur du transit dans la bande du sodium (-2.31×10^{-4} dans le cas (n) et -1.15×10^{-4} dans le cas (m)). Les deux figures (5.5) et (5.7) représentent respectivement les histogrammes des valeurs des séries $n_{Na}(t)$ et $m_{Na}(t)$ pendant le transit et en dehors du transit. Pour chaque série, les deux histogrammes (pendant et en dehors du transit), peuvent être comparées à une distribution normale dont l'écart type est celui qui est prédit par le bruit de photons. La différence majeure entre les deux pour chaque série, est que la valeur moyenne qui concerne la distribution durant le transit, est décalée considérablement par rapport à la moyenne de la distribution en dehors du transit.

Tous ces résultats qui montrent un transit plus profond dans la bande du sodium, nous permettent finalement de conclure sur l'existence du sodium dans l'atmosphère de l'exoplanète HD209458b.

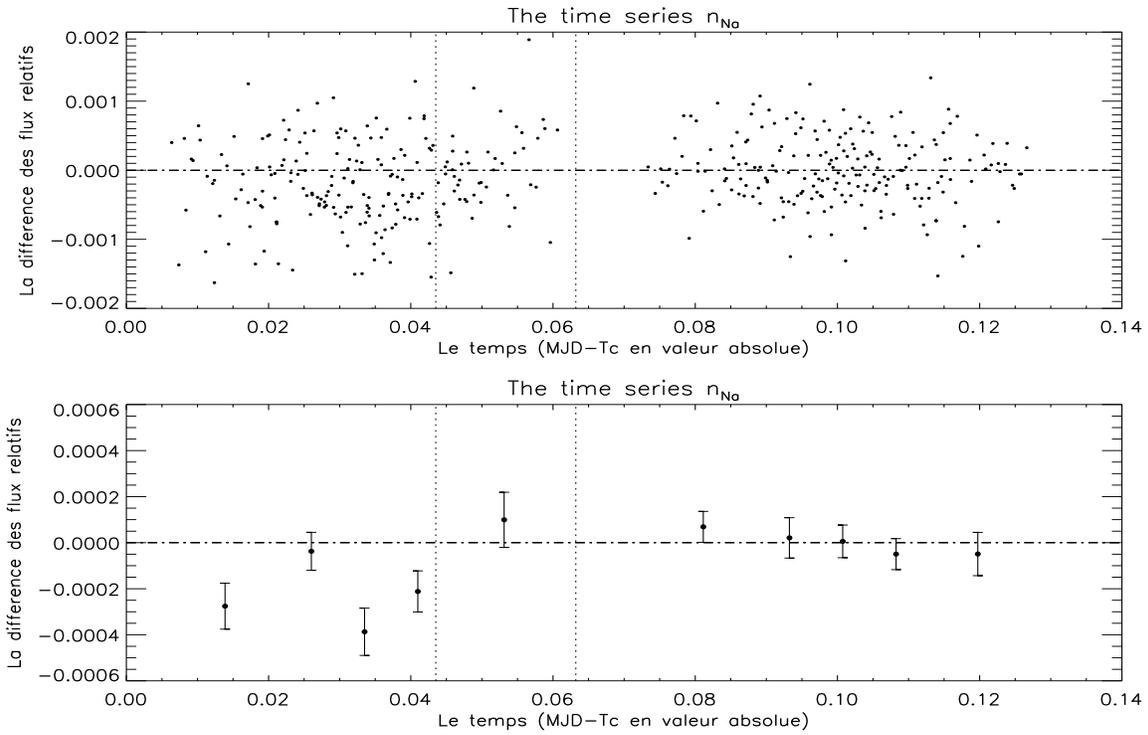


FIG. 5.4 – Le panneau en haut représente la série n_{Na} (montrée ainsi en haut de la figure (5.3)). Le panneau en bas représente cette série après avoir été moyennée sur 42 échantillons. La barre d'erreur pour chaque échantillon indique l'écart type de la moyenne.

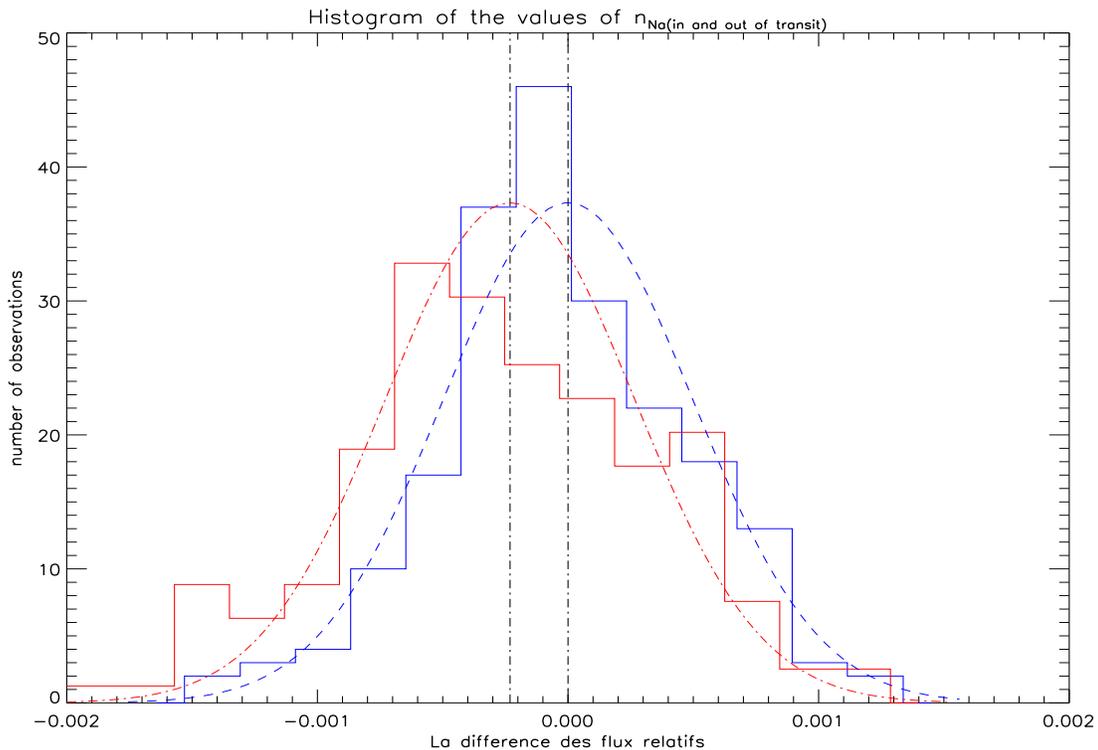


FIG. 5.5 – Les histogrammes des valeurs de la série n_{Na} (pendant) et en (dehors) du transit indiqués respectivement en (bleu) et en (rouge) . L’histogramme en rouge (pendnant le transit) est normalisé pour avoir le même nombre d’observations que l’histogramme en bleu (hors du transit). Les deux courbes en tirets indiquées en (bleu) et en (rouge) chacune représente respectivement la distribution normale correspondante aux valeurs de n_{Na} (pendant le transit) et celle (en dehors du transit) dont les moyennes sont celles obtenues (0.0 hors du transit et -2.31×10^{-4} pendant le transit) et l’écart type est celui qui est prédit par le bruit de photons $\sigma = 5.0 \times 10^{-4}$. Chacune de ces distributions est normalisée pour avoir la même valeur de la surface que l’histogramme en bleu (hors du transit).

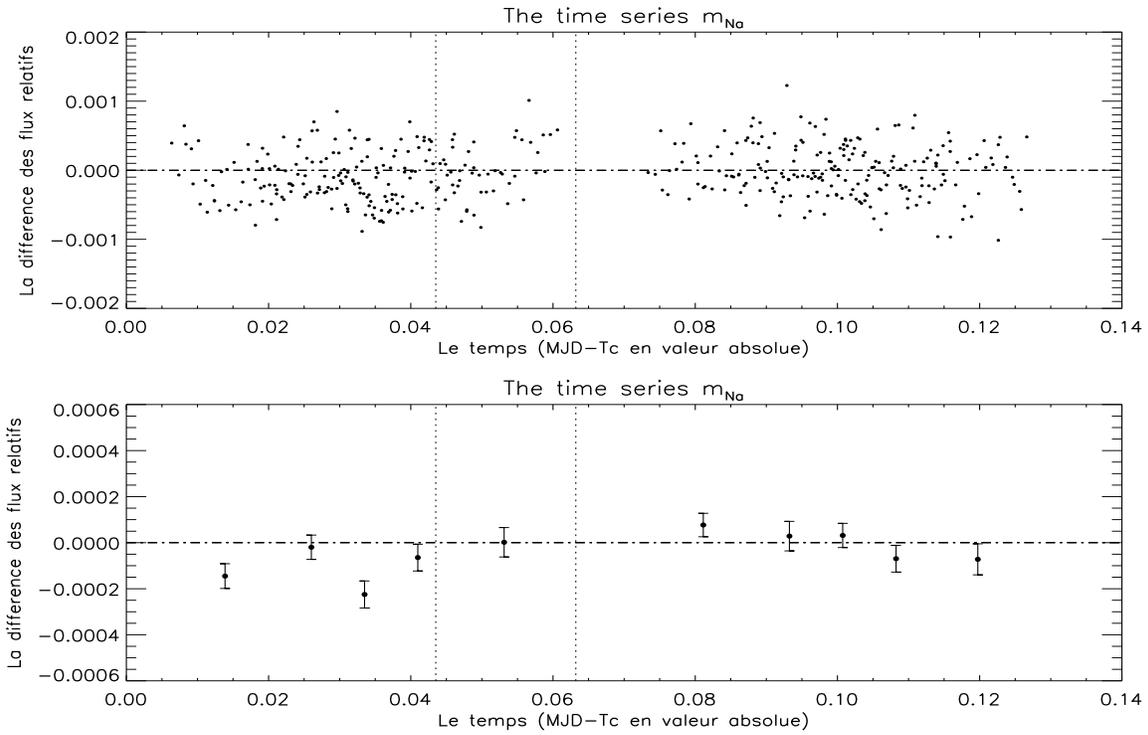


FIG. 5.6 – Le panneau en haut représente la série m_{Na} (montrée ainsi en milieu de la figure (5.3)). Le panneau en bas représente cette série après avoir été moyennée sur 42 échantillons. La barre d'erreur pour chaque échantillon indique l'écart type de la moyenne.

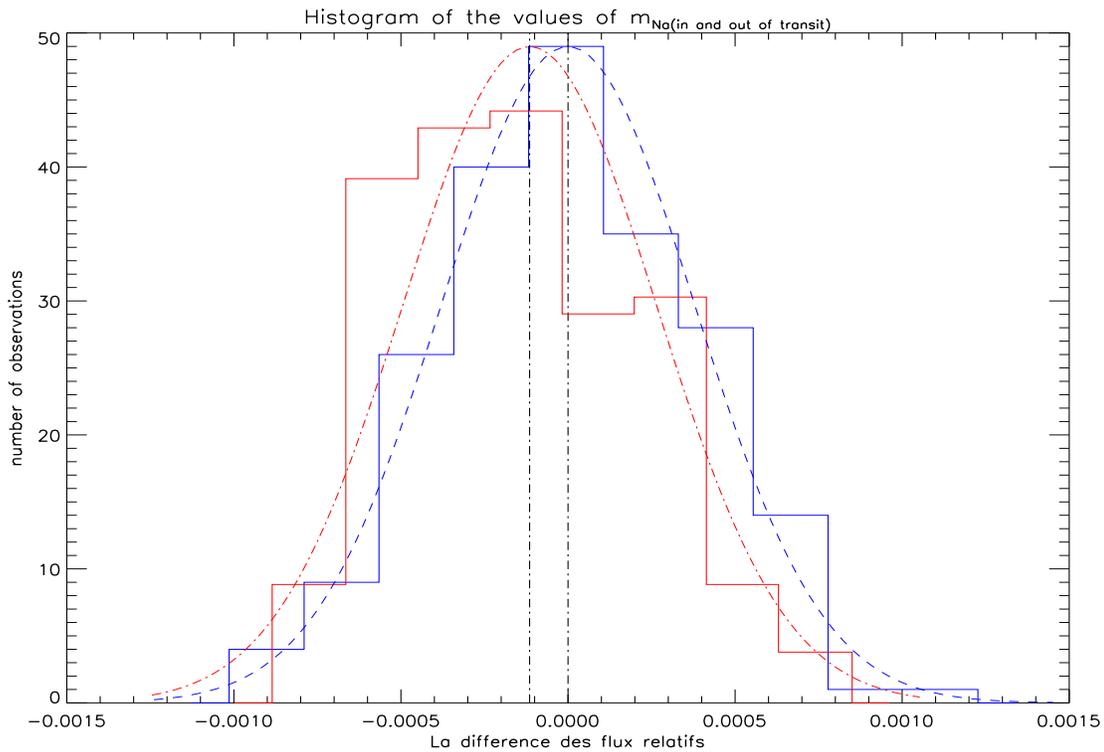


FIG. 5.7 – Les histogrammes des valeurs de la série m_{Na} (pendant) et en (dehors) du transit indiqués respectivement en (bleu) et en (rouge) . L'histogramme en rouge (pendant le transit) est normalisé pour avoir le même nombre d'observations que l'histogramme en bleu (hors du transit). Les deux courbes en tirets indiquées en (bleu) et en (rouge) chacune représente respectivement la distribution normale correspondante aux valeurs de m_{Na} (pendant le transit) et celle (en dehors du transit) dont les moyennes sont celles obtenues (0.0 hors du transit et -1.15×10^{-4} pendant le transit) et l'écart type qui est prédit par le bruit de photons $\sigma = 3.8 \times 10^{-4}$. Chacune de ces distributions est normalisée pour avoir la même valeur de la surface que l'histogramme en bleu (hors du transit).

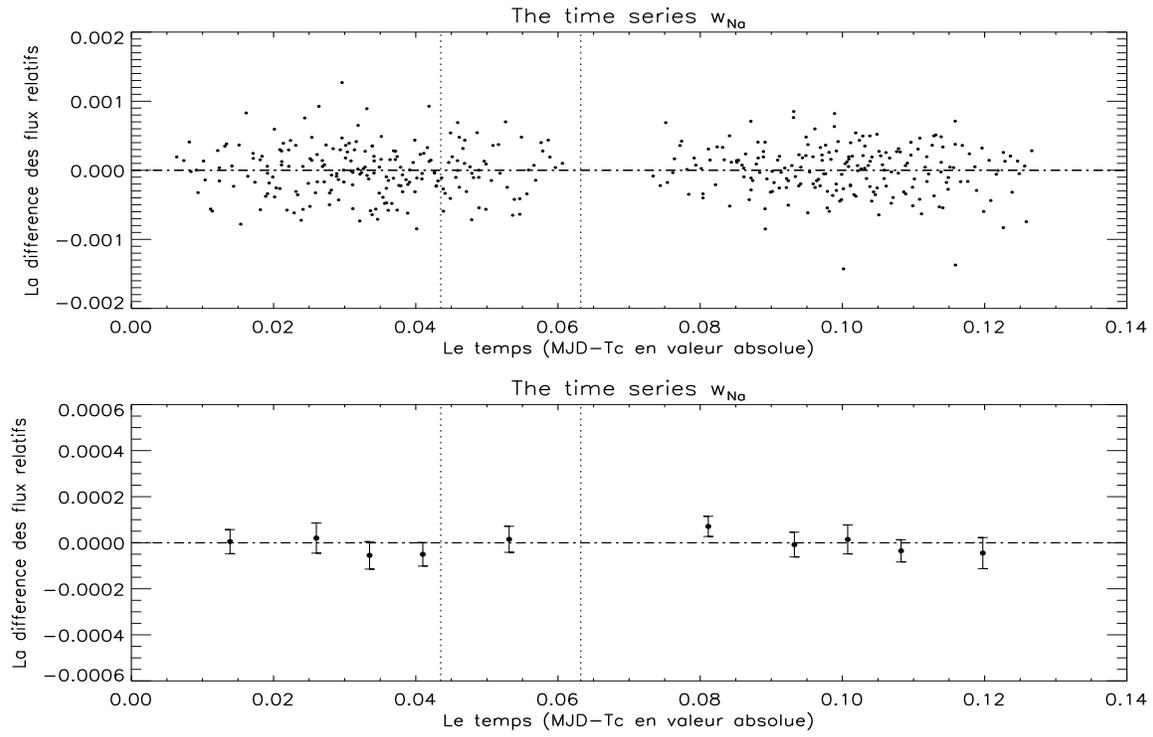


FIG. 5.8 – Le panneau en haut représente la série w_{Na} (montrée ainsi en bas de la figure (5.3)). Le panneau en bas représente cette série après avoir été moyennée sur 42 échantillons. La barre d'erreur pour chaque échantillon indique l'écart type de la moyenne.

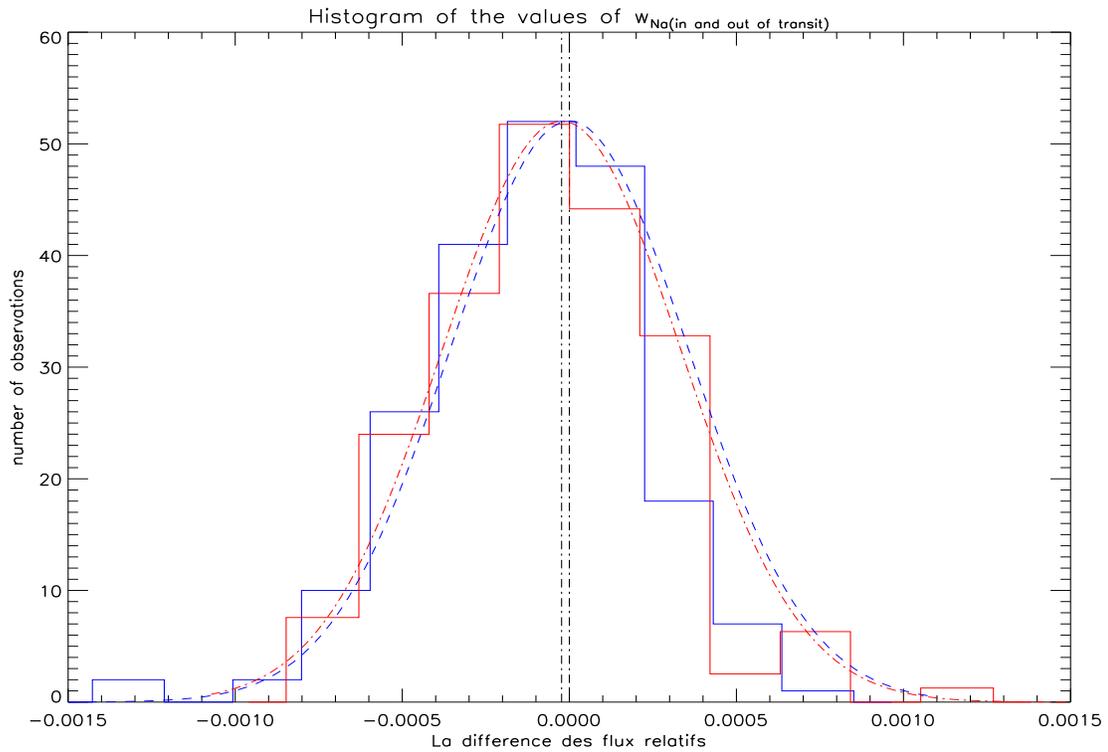


FIG. 5.9 – Les histogrammes des valeurs de la série w_{Na} pendant et en dehors du transit.

5.5 Discussion et interprétation

Nous avons donc montré une augmentation supplémentaire dans la profondeur du transit dans la bande de sodium pour les deux cas (n) et (m) dont notre mesure signifie l'existence du sodium dans l'atmosphère de HD209458b. Cependant, comme il a été ainsi obtenu avant par (Charbonneau et al., 2002 [2]), notre mesure est aussi moins importante que celle prévue par les prédictions théoriques d'un facteur trois. Cela représente ainsi une contrainte forte sur les modèles atmosphériques des planètes géantes.

Afin d'expliquer l'absorption faible par le sodium prévue par les études théoriques (Hubbard et al., 2001 [37]; Brown, 2001 [38]), différentes possibilités ont été déjà présentées (Charbonneau et al., 2002 [2]), telles que :

- La condensation du sodium, en particulier sous forme de Na_2S réduirait l'abondance atmosphérique du sodium atomique. Cependant, selon leur modèle, une très grande fraction (99%) du sodium devrait être condensée pour expliquer à elle seule une absorption aussi faible ;

- L'ionisation du sodium par le fort flux stellaire incident sur l'atmosphère de la planète. C'est un effet du second ordre qui ne peut expliquer à lui seul la faible absorption, comme le confirme Fortney et al. (2003) [39] ;

- La formation de nuages dans l'atmosphère peut réduire l'absorption due au sodium. Dans leur modèle, Charbonneau et al. (2002) [2] introduisent des nuages pour reproduire cet effet. Ils ont besoin pour cela que la couche nuageuse s'étende très haut dans l'atmosphère (0.4 mbar). Cette possibilité reste difficile à contraindre au vu des progrès à réaliser sur la modélisation des brumes photochimiques ;

- Une sous-abondance du sodium dans l'étoile HD209458. En effet, les modèles actuels de formation des planètes géantes prédisent une métallicité de la planète égale ou supérieure à celle de son étoile-parente. Cette explication n'est pourtant pas convaincante car il apparaît que les étoiles- parentes des planètes proches ont généralement une métallicité élevée (González, 1997 [40]), bien que le lien entre la métallicité de l'étoile et la présence d'une exoplanète ne soit pas bien clair.

Conclusion

Quand la première exoplanète effectuant un transit devant son étoile (HD209458b) a été découverte, et que différentes techniques liées aux méthodes d'observation ont été développées, ceci a initié l'étude de ces objets et la détermination de leurs paramètres physiques. Toutefois, les transits représentent la seule occasion pour évaluer le rayon de la planète et d'étudier les caractéristiques de l'atmosphère qui peut entourer l'objet. C'est dans ce contexte que nous avons étudié dans ce mémoire le transit de l'exoplanète HD209458b à partir des données on-line concernant les observations précises (dans le visible) par HST/STIS, de l'étoile HD209458, qui ont lieu en Avril-Mai 2000, dont l'objectif est d'estimer les paramètres de système étoile-planète, en particulier le rayon de HD209458b, et de mesurer une signature qui montre l'existence du sodium dans l'atmosphère entourant cet objet.

Nous avons d'abord procédé à la réduction de ces données (qui sont des images spectrales FLT prétraitées), en commençant en premier par éliminer l'effet des impacts des rayons cosmiques sur les images. Ensuite, nous avons extrait les spectres en une seule dimension, puis les séries temporelles photométriques de l'étoile. Ces séries ont été trouvées affectées par des variations systématiques qui sont dues à la phase orbitale de HST, nous avons également réduit l'imprécision sur les séries en flux qui est due à ces variations.

Après avoir estimé la période orbitale et le centre du transit à partir des quatre transits obtenus, et spécifié les paramètres à estimer par la méthode de χ^2 , nous avons confronté la courbe du transit obtenue de HD209458b avec le modèle théorique du transit construit à partir des considérations géométriques en tenant compte de l'effet d'assombriement stellaire centre - bord. Cela nous a permis d'estimer les valeurs du meilleur ajustement qui sont : le rayon de HD209458b, le rayon d'étoile, l'inclinaison orbitale, et les paramètres

d'assombrissement stellaire centre –bord. Le Chi-Square χ^2 réduit obtenu (1.27) indique que le modèle est bien ajusté aux données. Nos résultats confirment que HD209458b est une planète géante chaude ($R_p = 1.416 R_J$, $a = 0.0468$ UA, $P = 3.52449$ jours), ainsi que les paramètres qu'on a obtenus (en particulier : le rayon de la planète, le rayon stellaire, l'inclinaison orbitale) sont rapprochés aux estimations faites par les autres (par ex : Cody et Sasselov (2002) à partir des mêmes données HST/STIS, et par Mazeh et autres (2000)...etc.).

Les observations de HST/STIS indiquées en haut, concernent une région de longueurs d'ondes contenant le doublet du sodium (589.3 nm), ce qui représente une occasion pour vérifier les prédictions théoriques présentées par Seager et Sasselov (2000) et plus tard, par Brown (2001), et Habbard et autres (2001) indiquant la présence du sodium dans l'atmosphère de HD209458b. Nous avons mesuré une petite augmentation supplémentaire dans la profondeur du transit dans une bande du sodium, relativement aux bandes adjacentes (-2.31×10^{-4} avec une appréciation de 3.9σ concernant la bande la plus étroite), nous avons également montré que l'influence d'assombrissement sur cette mesure est négligeable, ce qui nous a indiqué finalement que nous avons confirmé d'après l'observation sur les prédictions théoriques que le sodium existe dans l'atmosphère de l'exoplanète HD209458b. Cependant, comme il a été obtenu avant par (Charbonneau et autres (2001)...), notre mesure est aussi moins importante que celle prévue par les prédictions d'un facteur trois. On a ainsi présenté certaines propositions explicitant la sous abondance du sodium dans l'atmosphère de HD209458b.

Bibliographie

- [1] T.M. Brown, D. Charbonneau, R.L. Gilliland, R.W. Noyes & A. Burrows., *Astrophys. J.*, 552, 699-709 (2001)
- [2] D. Charbonneau, T.M. Brown, W. N. Robert & R.L. Gilliland., *Astrophys. J.*, ApJ, 568, 377 (2002)
- [3] P. Van de Kamp, *Astron. J.*, 68, 515 (1963)
- [4] P. Van de Kamp, *Astron. J.*, 74, 757 (1969)
- [5] A. Wolszczan & D.A. Frail., *Nature*, 355, 145 (1992)
- [6] S.J. Peale., *AJ*, 105, 1562 (1993)
- [7] M. Mayor & D. Queloz, *Nature*, 378, 355 (1995)
- [8] S. Seager & G. Mallén-Ornelas., *ApJ*, 585, 1038 (2003)
- [9] P.D. Sackett., eds J.M. Mariotti and D'Alloin (Dordrecht : Kluwer), 189 (1999)
- [10] A. Vidal-Madjar, J.M. Dsert, A.L. Etangs, G. Hbrard, G.E. Ballester, D. Ehrenreich, R. Ferlet, J.C. McConnell, M. Mayor, & C.D. Parkinson., *Astrophys.J*, 604 :L69 (2004)
- [11] D. Charbonneau, T.M. Brown, D.W. Latham, & M. Mayor., *Astrophys. J.*, 529, L45-L48 (2000)
- [12] G.W. Henry, G.W. Marcy, R.P. Butler, & S.S. Vogt., *Astrophys. J.*, 529, L41-L44 (2000)
- [13] S. Jha, D. Charbonneau, P.M. Garnavich, D.J. Sullivan, T. Sullivan, T.M. Brown & J.L. Tonry., *Astrophys. J.*, 540, L45-L48 (2000)
- [14] T. Mazeh & al., *Astrophys. J.*, 532, L55-L58 (2000)
- [15] P. Cassen, T. Guillot & A. Quirrenbach., *Swiss Society for Astrophysics and Astronomy*, Volume 31 (2006)

- [16] A. Claret, J. DiazCordoves & A. Gimenez., *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, 114, 247-252 (1995)
- [17] F. Castelli & R.L. Kurucz., *astro-ph/0405087v1* (2004)
- [18] J. Valenti & D.A. Fisher., *apj*, 159, 141 (2005)
- [19] A.M. Cody & D.D. Sasselov., *Astrophys. J.*, 569, 451-458 (2002)
- [20] I. Barae, G. Chabrier, T.S. Barman, F. Allard & P.H. Hauschildt., *Astron. & Astrophys.*, 402, 701-712 (2003)
- [21] A.P. Showman & T. Guillot., *Astron. & Astrophys.*, 385, 166-180 (2002)
- [22] P.D. Sackett., ed. J.-M. Mariotti & D. M. Alloin (NATO/ASI Ser C ; Dordrecht : Kluwer), 189 (1999)
- [23] F.Rosenblatt., *Icarus*, 14, 71 (1971)
- [24] W.B. Hubbard, J.J. Fortney, J.I. Lunine, A. Burrows, D. Sudarsky & P. Pinto., *Astrophys. J.*, 560, 413-419. (2001)
- [25] D. Queloz, A. Eggenberger, M. Mayor, C. Perrier, J.L. Beuzit, D. Naef, J.P. Sivan & S. Udry., *arXiv :astro-ph/0006213v1* (2000)
- [26] S.M. Marley, J. Fortney, S. Seager & T. Barman., *arXiv :astro-ph/0602468v1* (2006)
- [27] L.J Richardson, J. Harrington, S. Seager, D. Deming., *arXiv :astro-ph/0606096v1* (2006)
- [28] N.C. Santos & al., 110, 32-38 (2002)
- [29] P. Goldreich & R. Sari., *Astrophys. J.*, 585, 1024-1037 (2003)
- [30] J.B. Pollack & al., *Icarus*, 124, 62-85, (1996)
- [31] F. Marzari & S.J. Weidenschilling., *Icarus*, 156, 570 (2002)
- [32] N. Murray , B. Hansen , M. Holman & S. Tremaine., *Science*, 279, 69-72 (1998)
- [33] M.J. Kuchner, & M. Lecar., *ApJ*, 574, L87 (2002)
- [34] T. Mazeh, S. Zucker & F. Pont., *MNRAS*, 671 (2004)
- [35] S. Zucker & S. Mazeh., *ApJ*, 568, L113 (2002)
- [36] S. Seager & D. Sasselov., *ApJ*, 537, 916 (2000)

[37] W.B. Hubbard, J.I. Lunine & J. Liebert., *Rev. Mod. Phys.*, 73, 719 (2001)

[38] T.M. Brown., *ApJ*, 553, 1006 (2001)

[39] J.J. Fortney & al., *ApJ*, 589, 615 (2003)

[40] G. Gonzalez., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 285, 403 (1997)

[41] W. Van Hamme., *AJ*, 106, 2096 (1993)

Detection and characterisation of the exoplanet HD209458b using the photometric transit method

Abstract

There are many methods to detect exoplanets. However, the only method to evaluate the radius of the planet and study the atmospheres of these objects is the photometric transit because it is based on tracking the temporal variations in photometric flux from the star which can be explained as the result of the passage of planetary disk to the stellar disk.

The observations in the visible (April-May 2000) of the star HD209458, made by the Hubble Space Telescope (HST) by using the STIS instrument, permitted to evaluate the radius of the exoplanet HD209458b and other parameters of star-planet system using the photometric transit method which we compared the theoretical model of transit with the data we have obtained after treatment. The reduced Chi-Square for best-fit (1.27) indicating that the model is a good fit to the data. Our results confirm that HD209458b is a hot giant planet. The planetary radius is close to estimates made by others (eg, Cody and Sasselov, 2002).

The observations HST/STIS of HD209458 concern a region of wavelengths containing the sodium doublet which permitted to verify the theoretical predictions made by Hubbard et al. (2001) indicating the presence of sodium in the atmosphere of HD209458b. A small additional increase in the depth of the transit in a band of sodium, relative to adjacent bands was measured by showing also that the influence of limb darkening on this measure is negligible. This indicates the presence of sodium in the atmosphere of HD209458b.

Key words: Exoplanets, Photometric Transit, Stellar Spectroscopy on Absorption, Exospheres, HD209458b, Sodium, Hubble Space Telescope.

اكتشاف واستخلاص خصائص الكوكب الخارجي HD209458b عن طريق تقنية العبور الفوتومتريّة

ملخص

توجد عدة طرق غير مباشرة تسمح باكتشاف الكواكب التابعة لأنظمة غير شمسينا. على أن الطريقة الوحيدة التي تسمح بتقدير قطر الكوكب ودراسة غلافه الجوي المحيط به هي تقنية العبور الفوتومتريّة باعتبارها مرتكزة على قياس مقدار التغير المرتبط بالزمن في تدفق كمية الضوء الآتية من النجم والذي يمكن تفسيره في واقع الأمر إلى مرور قرص الكوكب بحذو قرص النجم بالنسبة إلى الراصد.

الرصد في المجال المرئي (ابريل- مايو 2000) للنجم HD209458 عن طريق المقراب الفضائي هابل باستخدام الآلة STIS سمحت لنا بتحديد قطر الكوكب HD209458b و معلمات أخرى للنظام نجم-كوكب بتطبيق تقنية العبور الفوتومتريّة حيث أننا قابلنا النموذج النظري للعبور بالمعطيات التي حصلنا عليها بعد المعالجة. التنشي مربع مختزل (1.27) المتعلق بأفضل توافق يدل على أن النموذج متوافق بشكل جيد مع المعطيات. نتيجتنا أكدت أن الكوكب HD209458b هو كوكب عملاق ساخن و التقديرات المتعلقة بأفضل توافق خصوصا فيما يتعلق بقطر الكوكب هي قريبة جدا من التقديرات التي قدمها آخرون (مثلا Cody et Sasselov, 2000).

هذه الأرصاد التي اعتمدنا عليها في دراستنا متعلقة بمنطقة أطوال الموجة تحتوي على "دوبلات" صوديوم مما يسمح بالتحقق من التنبؤات النظرية التي قدمت من قبل (مثلا Hubbard et al., 2001) والتي أدلت بوجود الصوديوم في الغلاف الجوي للكوكب HD209458b. زيادة طفيفة إضافية في عمق العبور في منطقة أطوال الموجة تحتوي على "دوبلات" صوديوم، نسبة إلى مناطق الأطوال المجاورة قد حسبت مبينين أن حجم التأثير الناتج عن مفعول العنابية النجمي على الزيادة المحسوبة في عمق العبور يمكن إهمالها. هذا دل لنا على وجود الصوديوم في الغلاف الجوي للكوكب HD209458b.

كلمات مفتاحية

كواكب خارج النظام الشمسي, العبور الفوتومتريّة, الطيفية النجمية أثناء الامتصاص, الأغلفة الجوية للكواكب خارج النظام الشمسي HD209458b, الصوديوم, المقراب الفضائي هابل.

Détection et caractérisation de l'exoplanète HD209458b par photométrie des transits

Résumé

La détection des exoplanètes fait appel à de nombreuses méthodes. Toutefois, la photométrie des transits est la seule méthode permettant d'évaluer le rayon planétaire et d'étudier les atmosphères de ses objets puisqu'elle consiste à suivre des variations temporelles en flux photométrique provenant de l'étoile, s'expliquant comme le résultat du passage du disque planétaire devant le disque stellaire.

Les observations dans le visible (Avril - Mai 2000) de l'étoile HD209458 réalisées par le télescope spatial Hubble (HST) et à l'aide de l'instrument STIS ont permis d'évaluer le rayon de l'exoplanète HD209458b et d'autres paramètres de système étoile- planète en appliquant la méthode photométrique des transits dont nous avons confronté le modèle théorique du transit avec les données qu'on a obtenues après le traitement. Le Chi-Square réduit du meilleur ajustement (1.27) indique que le modèle est bien ajusté aux données.

Nos résultats confirment que HD209458b est une planète géante chaude. Le rayon planétaire est bien rapproché aux estimations faites par les autres (par ex : Cody et Sasselov, 2002.).

Les observations HST/STIS de HD209458 concernent une région de longueurs d'ondes contenant le doublet du sodium ce qui a permis de vérifier les prédictions théoriques présentées par exemple par Hubbard et al. (2001) indiquant la présence du sodium dans l'atmosphère de HD209458b. Une petite augmentation supplémentaire dans la profondeur du transit dans une bande du sodium, relativement aux bandes adjacentes a été mesurée en montrant également que l'influence d'assombrissement sur cette mesure est négligeable. Cela indique la présence de sodium dans l'atmosphère de HD209458b.

Mots clés : Exoplanètes, Photométrie des Transits, Spectroscopie Stellaire en Absorption, Exosphères, HD209458b, Sodium, Télescope Spatial Hubble.