



**HAL**  
open science

# Détection et caractérisation d'exoplanètes avec le télescope spatial CoRoT : contributions à la découverte et étude physique de la super-terre CoRoT-7b

Benjamin Samuel

► **To cite this version:**

Benjamin Samuel. Détection et caractérisation d'exoplanètes avec le télescope spatial CoRoT : contributions à la découverte et étude physique de la super-terre CoRoT-7b. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112049 . tel-00603013

**HAL Id: tel-00603013**

**<https://theses.hal.science/tel-00603013v1>**

Submitted on 28 Jul 2011

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

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



**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11**

Spécialité astrophysique  
École doctorale d'astronomie et d'astrophysique d'Île-de-France

Présentée par

**Benjamin Samuel**

Pour l'obtention du grade de  
**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS SUD 11**

# **Détection et caractérisation d'exoplanètes avec le télescope spatial CoRoT**

## **Contributions à la découverte et l'étude physique de la super-terre CoRoT-7b**

Thèse soutenue le 28 avril 2011 devant le jury composé de :

Jean-Pierre Bibring	Président du jury
Annie Baglin	Examinatrice
Olivier Grasset	Examinateur
Suzanne Aigrain	Rapporteur
Pierre Barge	Rapporteur
Alain Lecavelier des Étangs	Invité
Alain Léger	Directeur de thèse
Pascal Bordé	Codirecteur de thèse



# Remerciements

Voici la partie la plus délicate du manuscrit : probablement la seule qui sera lue par tous ceux qui ouvriront ce texte. Aussi, cher lecteur, vous comprendrez que l'écriture de ces lignes revêt un caractère particulièrement périlleux. La tension est d'ailleurs partagée avec vous, qui y chercherez peut-être votre nom, celui de quelqu'un d'autre de votre connaissance ou, à tout hasard, n'importe quel nom qui vous évoque quelque chose.

Quoiqu'il en soit, si pour une raison obscure, je n'ai pas mentionné votre existence dans les lignes qui suivent, n'en soyez pas fâché ! Ce n'est certainement ni un manque de gratitude de ma part, ni (encore moins) un oubli ; l'explication la plus raisonnable est – très probablement – ma volonté de ne pas mettre à mal votre pudeur et votre modestie. Si malgré cela vous persistez dans l'idée que l'absence de votre nom est une erreur, je vous invite cordialement à prendre un crayon, et à ajouter par vous même une ligne ou deux vous adressant les éloges qui vous reviennent de droit.

Pour commencer, je souhaite bien évidemment remercier Pascal et Alain, qui ont encadré ma thèse.

La rigueur scientifique de Pascal, ses qualités de pédagogue et la confiance qu'il m'a faite en m'intégrant dès le début de ma thèse dans l'équipe de détection de CoRoT ont été une aide importante à mon apprentissage et à mon épanouissement dans mon travail.

Les échanges scientifiques répétés sinon continus que j'ai pu avoir avec Alain ont également été stimulants pour moi. J'ai éprouvé beaucoup de plaisir à discuter d'exoplanètes, d'astrophysique en général, comme de pratiquement tous les sujets scientifiques imaginables avec lui, grâce à sa vision extrêmement transversale du monde scientifique.

Pascal et Alain m'ont conseillé et orienté tout au long de ma thèse. La complémentarité de leur approche de l'astrophysique et leur passion commune pour la science a été une source de motivation et d'enseignement.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du jury : les rapporteurs, Suzanne Aigrain et Pierre Barge, pour leur remarques constructives et conseils avisés ayant contribué à l'amélioration de ce manuscrit ; je remercie également les examinateurs, Annie Baglin (la mère de la mission CoRoT) et Olivier Grasset. Je souhaite

également exprimer ma gratitude à Alain Lecavelier des Étangs pour avoir accepté de faire partie de mon jury, mais également pour les conseils qui, il y a quatre ans, m'ont orienté vers cette équipe, alors que je cherchais un bon environnement pour faire une thèse sur la détection des exoplanètes. Je remercie également Jean-Pierre Bibring d'avoir présidé mon jury de thèse.

Je remercie aussi Magali Deleuil et Claire Moutou pour leur accueil au sein de l'équipe CoRoT.

Bien entendu, je remercie tous les membres de l'équipe de l'IAS avec qui j'ai pu travailler ; Marc pour son soutien lors de l'écriture du manuscrit et de la préparation de la soutenance, et pour sa constante bonne humeur, mais aussi Céline (en particulier pour sa correction orthographique expresse du manuscrit), Olivier, Peter, Patrick, Sophie, Pavel, mais aussi Hervé Ballans, qui assure avec brillot et efficacité la partie informatique relative aux données CoRoT, mes colocataires de bureau d'antan : Nicolas, Pierre de M., Hao, et le très bref passage de Pierre G. .

Je salue aussi ceux que j'ai eu l'occasion de rencontrer à l'IAS, qui ont fait partie de mon quotidien et qui auront définitivement marqué ces années : évidemment Nathalie, mais aussi Mathieu V., Marie, Mathieu L., Phillipe, ... La liste serait trop longue pour vous maintenir éveillé, mais les autres se reconnaîtront.

Enfin, je remercie mes indéfectibles soutiens, ceux qui sont et seront toujours là : mes parents, Julie et Barbara qui m'ont enseigné les bases (en commençant par faire mes lacets), Fanny, le bonzaï et la crevette, alias Sacha et Anouck, et toute ma famille (de France, d'Europe... et d'ailleurs).

*À mes grands parents.*



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>xi</b>
<b>1 Les super-terres</b>	<b>1</b>
1.1 Introduction . . . . .	1
1.2 Les super-terres . . . . .	4
1.2.1 La formation des planètes. . . . .	4
De la poussière... . . . .	4
...aux planètes . . . . .	5
Le seuil des dix masses terrestres . . . . .	6
1.2.2 Migration . . . . .	7
1.2.3 Évolution . . . . .	9
1.2.4 Composition des super-terres. . . . .	10
1.2.5 CoRoT-7b : un defi pour la formation planétaire . . . . .	12
1.2.6 Observer des super-terres. . . . .	15
<b>2 La photométrie des transits planétaires avec CoRoT</b>	<b>17</b>
2.1 Introduction . . . . .	17
2.2 La photométrie des transits . . . . .	18
2.2.1 Géométrie et probabilité . . . . .	18
2.2.2 Description qualitative des transits . . . . .	19



2.2.3	Modèle de transit devant un disque stellaire de luminosité uniforme . . . . .	23
2.2.4	Modèles complets . . . . .	24
2.2.5	La détection de transits planétaires . . . . .	25
2.3	La mission CoRoT . . . . .	26
2.3.1	Les enjeux de la mission . . . . .	27
	Contraindre les modèles de formation et de composition planétaires	27
2.3.2	Description du satellite . . . . .	28
	Généralités . . . . .	28
	La charge utile . . . . .	29
2.3.3	Photométrie de haute précision . . . . .	31
	La fonction d'étalement de point de CoRoT . . . . .	32
	La photométrie d'ouverture et la couleur . . . . .	32
	La photométrie de précision . . . . .	34
	Les courbes de lumière . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Détection de planètes avec CoRoT</b>	<b>39</b>
3.1	Introduction . . . . .	39
3.2	Dans les yeux de CoRoT . . . . .	40
3.2.1	Sélection des champs d'observation . . . . .	40
3.2.2	Propriétés des champs . . . . .	43
3.3	Analyse de courbes de lumière . . . . .	45
3.3.1	L'algorithme de détection des transits : Transdet . . . . .	45
	Choix de la méthode . . . . .	45
	Le filtrage adapté . . . . .	47
	Transdet2 : une nouvelle version de Transdet . . . . .	49
	Ré-échantillonnage des données . . . . .	50
	Le préfiltrage . . . . .	51
	Modification du filtrage adapté . . . . .	60
	Le rapport signal sur bruit . . . . .	62
	Le seuil de détection . . . . .	65
3.3.2	Résultats et performances de Transdet . . . . .	67
	Test en aveugle . . . . .	67

	Les données de CoRoT . . . . .	68
3.4	Sélection des candidats . . . . .	71
3.4.1	Sélection des candidats planétaires grâce à la photométrie de CoRoT . . . . .	73
3.4.2	Le suivi au sol . . . . .	78
	La photométrie . . . . .	80
	Spectroscopie des vitesses radiales . . . . .	82
	Observation spectroscopique des étoiles . . . . .	86
3.4.3	Signaux de transit dans les données du LRc02 et statistiques . . . . .	86
<b>4</b>	<b>Caractérisation des transits planétaires</b>	<b>93</b>
4.1	Introduction . . . . .	93
4.2	Détermination des paramètres de transits . . . . .	94
4.2.1	Objectifs . . . . .	94
	Rayon et masse planétaires . . . . .	94
	Paramètres orbitaux . . . . .	94
4.2.2	L'algorithme Extra . . . . .	95
	Filtrage . . . . .	95
	Ajustement d'un modèle trapézoïdal . . . . .	96
	Variations temporelles des paramètres . . . . .	96
	Incertitudes et S/B . . . . .	97
	Autres informations dans la CL . . . . .	99
4.3	Exemple de faible S/B : la première super-terre de rayon mesuré : CoRoT-7b . . . . .	100
4.3.1	Détection . . . . .	100
4.3.2	Analyse photométrique de CoRoT-7b . . . . .	100
	Principe du bootstrap . . . . .	101
	Adaptation pour un bruit corrélé . . . . .	101
	Résultats . . . . .	102
	Retour sur l'incertitude de la période . . . . .	102
	Vers un scénario planétaire . . . . .	103
	L'utilisation de la couleur . . . . .	104

<b>5</b>	<b>Étude physique de la super-terre CoRoT-7b</b>	<b>115</b>
5.1	Introduction : de la détection à l'étude physique d'une super-terre : CoRoT-7b . . . . .	115
5.2	Un modèle physique de CoRoT-7b . . . . .	116
5.2.1	Structure interne, surface et atmosphère de CoRoT-7b . . . . .	117
	Structure interne . . . . .	117
	Surface et température . . . . .	118
	L'atmosphère . . . . .	119
	Modèles avec ou sans atmosphère : discrimination . . . . .	120
5.3	Test du modèle avec le JWST . . . . .	120
5.3.1	Température de CoRoT-7b . . . . .	120
	Émission thermique . . . . .	122
5.3.2	Résultats du modèle . . . . .	123
	Observabilité . . . . .	124
5.4	Conclusion . . . . .	127
<b>6</b>	<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>	<b>129</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>135</b>
	<b>Annexe A. Géométrie d'un système étoile-planète</b>	<b>135</b>
.1	Système à deux corps et orbites . . . . .	135
.2	Coordonnées d'une étoile dans la sphère céleste . . . . .	136
.3	Orientation . . . . .	136
	<b>Annexe B. Les planètes découvertes avec CoRoT</b>	<b>139</b>
	<b>Annexe C. Panorama des méthodes de détection</b>	<b>143</b>
	<b>Annexe D. Publications</b>	<b>145</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>177</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>179</b>

Si quelqu'un aime une fleur qui n'existe qu'à un exemplaire dans les millions et les millions d'étoiles, ça suffit pour qu'il soit heureux quand il les regarde.

Il se dit : «Ma fleur est là quelque part. . .».

*Le Petit Prince (1943) Antoine de Saint-Exupéry*



# INTRODUCTION

La question de la pluralité des mondes occupe l'imaginaire de l'homme depuis l'antiquité. L'éventualité de la vie « ailleurs » dans l'univers nous émeut d'autant plus qu'elle rejoint la problématique de l'origine de la vie. La recherche d'une représentation cohérente de la suite d'évènements ayant mené à l'existence de l'Homme semble être aussi ancienne que l'Homme lui-même. En témoignage, l'ensemble des récits, mythes fondateurs ou textes religieux mettant en scène la création de l'Univers, des astres, de la Terre et de la vie. Les explications proposées afin de répondre à ces questions ont beaucoup évolué au cours du temps.

L'avènement de la science a permis d'aborder la question des origines de notre monde sous un nouvel angle.

Le XXème siècle a vu progresser la science de manière radicale, en particulier avec l'établissement de ce que l'on appelle la physique moderne. En parallèle des avancées théoriques, les techniques d'observation se sont fortement développées, permettant d'appréhender la matière depuis l'échelle sub-atomique jusqu'à celle de l'univers observable. L'étude du complexe – dans lequel la biologie et l'étude de l'évolution du vivant en général occupent une place centrale – ont également pris un essor offrant une nouvelle vision du monde qui nous entoure. Dans ce contexte scientifique large, l'exploration astronomique a été stimulée par l'espoir de voir se croiser les différents objectifs, soit en particulier la découverte de nouveaux mondes réunissant de bonnes conditions pour que la vie puisse y être abritée, voire y émerger.

La possibilité récente d'observer des planètes extrasolaires est un pas crucial vers la compréhension de la formation du système solaire, de la Terre et de l'apparition de la vie. La recherche de planètes telluriques joue un rôle particulier dans cette exploration. Ces planètes appartiennent à une classe plus large d'objets appelés « super-terres » dont je donne une description résumée dans le premier chapitre de ce manuscrit.

Avec le développement des méthodes spatiales, un nouveau pas est franchi dans la qualité des observations possibles. Le télescope spatial CoRoT, dont il est ques-

tion dans cette thèse, constitue la première occasion d’aborder, à grande échelle, la détection de planètes avec la mesure de leur rayon, dans des conditions excellentes, dépourvues des aléas atmosphériques et non soumises aux plages d’observations réduites et cadencées par l’alternance jour-nuit, à l’aide d’un instrument de très grande précision. La méthode utilisée, dite de photométrie des transits, combinée avec d’autres techniques appliquées depuis le sol (la vitesse radiale en particulier sur laquelle nous reviendrons plus loin), permet de mesurer le rayon, la masse et un certain nombre de paramètres orbitaux des planètes découvertes. Le deuxième chapitre est consacré à la description de l’instrument et à la méthode de détection de planètes par photométrie des transits sur lequel repose le principe de CoRoT.

Je détaille ensuite, dans une troisième partie, l’algorithme Transdet que j’ai repris et développé (Transdet2) pour traiter et analyser les données de CoRoT afin d’y détecter les empreintes de très petites amplitudes qui suggèrent la présence de planètes. Le retrait de bruits instrumentaux liés à l’orbite basse de CoRoT, de bruits physiques comme la variabilité stellaire et plus généralement le blanchiment du bruit constituent un traitement nécessaire à l’application de l’algorithme de détection de signaux de transit qui repose sur la méthode du filtrage adapté. L’affinage de ce préfiltrage et du filtrage adapté permettent de rechercher des signaux d’amplitude plus petite ainsi que de traiter des données affectées de bruits corrélés.

Je m’intéresse alors aux techniques permettant de caractériser au mieux les transits détectés, de les discerner des signaux mimant ceux qu’une planète aurait pu produire et de chercher d’autres informations potentiellement présentes dans les données. À l’aide d’un algorithme que j’ai développé à ces fins, je procède à l’estimation des paramètres de transits avec leur incertitude. Je décris en particulier le travail qui a permis de caractériser CoRoT-7b, la première super-terre de rayon mesuré.

Enfin, je discute d’un modèle physique pour CoRoT-7b proposé par Léger *et al.* (2011). Le rayon et la masse de cette planète ainsi que la proximité de son étoile permettent d’établir un scénario qui décrit les propriétés de cet objet d’un type nouveau : une face en permanence soumise à l’insolation de son étoile, par conséquent extrêmement chaude (jusqu’à 2500 K) et possédant un océan de lave, et une face froide dont la température pourrait avoisiner les 50 K. Je propose alors une observation du rayonnement thermique de CoRoT-7b à l’aide du futur télescope spatial américain JWST afin d’apporter une contrainte supplémentaire sur ce modèle qui devra permettre de déterminer si CoRoT-7b dispose d’une atmosphère.

# Chapitre 1

## Les super-terres

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1.2</b>	<b>Les super-terres</b>	<b>4</b>
1.2.1	La formation des planètes.	4
1.2.2	Migration	7
1.2.3	Évolution	9
1.2.4	Composition des super-terres.	10
1.2.5	CoRoT-7b : un défi pour la formation planétaire	12
1.2.6	Observer des super-terres.	15

---

### 1.1 Introduction

Les cinq planètes du système solaire qui nous apparaissent les plus brillantes, Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne, sont mentionnées très tôt dans les écrits, il y a plus de quatre millénaires. Facilement observables à l'œil nu, ces objets se sont distingués du fait de leur mouvement dans le ciel, sur un fond d'étoiles qui semblaient absolument fixes les unes par rapport aux autres. Elles ont alors naturellement été baptisées les « astres errants », soit en grec *πλάνητες ἀστέρες* (<http://atilf.atilf.fr/tlf.htm>) prononcé *planètes astérés* qui donna *planetae* en latin et finalement en français, planètes. Sur ce même critère phénoménologique, le Soleil et la Lune sont également appelés planètes à cette époque.

Beaucoup plus tard, en 1781, l'astronome amateur anglais William Herschel découvre Uranus grâce à son télescope de 120 centimètres de diamètre. L'éclat d'Uranus est à la limite de ce que l'œil humain peut voir, ce qui explique cette découverte tardive. Détail contrariant pour les astronomes de l'époque, l'orbite de cette nouvelle planète



semble échapper aux modèles qui décrivent pourtant très précisément le comportement des autres planètes : on ne parvient pas à prévoir la position d'Uranus sur de longues durées... Deux hypothèses différentes sont avancées : la théorie de la gravitation est fautive aux grandes échelles, ou alors Uranus subit l'influence gravitationnelle d'un astre inconnu.

L'astronome anglais John Couch Adams en 1843 et indépendamment le mathématicien et astronome français Urbain Le Verrier en 1846 lèvent le doute en calculant la position d'un objet perturbant l'orbite d'Uranus et qui pourrait être la huitième planète du système solaire. Moins d'une semaine après l'annonce de Le Verrier et en suivant ses indications, l'astronome allemand Johann Galle fait la première observation de la planète la plus externe du système solaire : Neptune vient d'être découverte.

Fort de sa découverte, Le Verrier décide de s'attaquer à l'orbite de Mercure. Il s'agit alors d'expliquer la précession du périhélie de Mercure. Le Verrier invoque d'abord une ceinture d'astéroïdes placée entre Mercure et le Soleil, qu'il remplace ensuite par une – neuvième – planète, nommée Vulcain. Signalons au passage que l'observation non comprise d'une tache solaire a poussé les scientifiques de l'époque à croire à un objet en transit.

Mais cette fois-ci, la cause du décalage de l'orbite de Mercure est bien due la limite de validité de la gravitation de Newton et non à une planète supplémentaire. La relativité générale reconciliera l'orbite de Mercure avec la théorie un demi-siècle plus tard.

Ainsi, les travaux de Le Verrier nous plongent précocement dans des problématiques qui n'ont jamais été autant d'actualité qu'aujourd'hui : pour la première fois dans l'histoire, une planète a été découverte avant que l'on puisse l'observer ! La présence de cette planète a été décelée grâce à l'influence qu'elle exerce sur son environnement. De la même manière, à l'heure actuelle, la très grande majorité des planètes extrasolaires est détectée par des méthodes indirectes, exploitant les perturbations gravitationnelles ou lumineuses qu'elles engendrent sur leur étoile-hôte. De plus, la possibilité de faux positifs<sup>1</sup> (§3.4.2), comme la confusion du passage d'une tache stellaire dans le disque de l'étoile avec une micro-éclipse due à un transit planétaire, a une nature tout à fait analogue aux difficultés observationnelles auxquelles nous devons faire face au quotidien lors de la recherche de compagnons planétaires.

Pour revenir aux planètes du système solaire : bien qu'appartenant à un seul et même système, ces sept vagabonds de la voûte céleste (auxquels il convient, bien entendu, d'ajouter la Terre !) montrent des propriétés singulièrement différentes. Une approche naturaliste consiste en un classement de ces objets par catégories de taille, masse, densité, composition. On verra plus loin que cette méthode purement descriptive va s'avérer des plus pertinente en terme d'étude de formation, d'histoire et de physique de ces objets.

On constate par exemple (table 3.2) que les quatre planètes les plus proches du

---

1. On appelle faux positifs les signaux analogues à ceux recherchés mais dont la source est d'une autre nature.

Planète	a (UA) <sup>2</sup>	R (R <sub>⊕</sub> )	M (M <sub>⊕</sub> )	ρ	P
Mercure	0,39	0,38	0,055	5,4	88,0 jours
Vénus	0,72	0,95	0,81	5,2	224,7 jours
Terre	1,0	1,0	1,0	5,5	365,3 jours
Mars	1,5	0,53	0,11	3,9	1,88 ans
Jupiter	5,2	11	318	1,3	11,9 ans
Saturne	9,5	9,4	95,1	0,69	29,4 ans
Uranus	19,2	4,0	14,5	1,3	84,3 ans
Neptune	30	3,88	17,1	1,6	165,0 ans

**TABLE 1.1** - Les huit planètes du système solaire et leurs demi-grand axe, rayon, masse, densité moyenne et période orbitale. Un rayon terrestre R<sub>⊕</sub> mesure 6360 km et une masse terrestre M<sub>⊕</sub> vaut 5,97 10<sup>24</sup> kg.

Soleil : Mercure, Vénus, la Terre et Mars, sont *telluriques*, c'est-à-dire possèdent une croûte rocheuse. Elles délimitent le système solaire interne. Relativement aux autres planètes, elles ont un petit rayon (quelques milliers de kilomètres) mais une masse volumique moyenne élevée, comprise entre 3,9 g cm<sup>-3</sup> pour Mars et 5,5 g cm<sup>-3</sup> pour la Terre.

En revanche, les quatre autres sont plus distantes du Soleil, au-delà d'une limite virtuelle appelée ligne des glaces. En deçà de cette frontière, les matériaux volatils présents dans le disque circumstellaire<sup>3</sup> tels que l'eau, le méthane ou l'ammoniac, chauffés par le Soleil voisin, sont vaporisés. Une fois la ligne des glaces franchie, le rayonnement solaire devient suffisamment faible pour que, en l'absence d'autre source de chaleur, ces matériaux puissent y exister à l'état condensé sous forme de glaces. Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune sont qualifiées de géantes, avec des rayons allant de 24 500 km pour Neptune à 71 500 km pour Jupiter. Les plus massives de ces planètes géantes (Jupiter, Saturne) sont majoritairement composées de gaz alors que les autres (Uranus et Neptune) sont essentiellement faites de glaces.

Comme on le montrera plus loin, notre capacité à observer de tels objets en dehors du système solaire est fortement conditionnée par leur taille, leur masse et leur demi-grand axe. Remarquons que la différence fondamentale de nature physique entre les planètes géantes et telluriques trouve sa source dans l'histoire de leur formation et leur évolution.

Ainsi, l'élargissement de l'étude de notre système aux étoiles de notre voisinage galactique constitue un défi dont les aboutissements sont multiples :

- la compréhension des phénomènes physiques ayant donné naissance au système solaire, aux planètes, astéroïdes, comètes et au milieu interplanétaire, qui gra-

3. Les planètes se forment au sein du disque de gaz moléculaire et de poussière qui entoure l'étoile : le disque circumstellaire.

- vitent autour de notre étoile ;
- la généralisation d’une théorie expliquant la formation des systèmes planétaires en fonction des conditions initiales ;
  - une connaissance statistique solide des populations d’étoiles de notre galaxie, ainsi que la fréquence et la diversité des différentes catégories de planètes qui les accompagnent ;
  - l’estimation de la fréquence des cas où les conditions sont réunies pour pouvoir reproduire un scénario analogue à celui qui a donné naissance à notre Terre ;
  - la connaissance des systèmes et des exoplanètes paraissant favorables à l’apparition de la vie afin d’orienter nos observations de manière ciblée vers ceux-ci.

À ce jour, la très large majorité des exoplanètes découvertes sont des géantes gazeuses. Naturellement, l’intérêt porté aux petites planètes, telluriques, de glaces ou d’une autre nature, est d’autant plus important que nous les connaissons peu. De plus, la recherche de mondes analogues au nôtre devrait nous conduire à la découverte de planètes réunissant de bonnes conditions pour abriter la vie. Ceci nous invite à nous intéresser tout particulièrement aux planètes dont la masse est comprise entre une et quelques masses terrestres. Parmi celles-ci se trouvent les planètes telluriques, comme la Terre. Sur ce type d’objets, situés à une telle distance de leur étoile que la température y est modérée, la surface rocheuse pourrait accueillir de l’eau à l’état liquide, ingrédient favorable à l’accueil de la vie telle que nous la connaissons. La première étape consiste en la recherche de ces planètes, dix à cent fois moins massives que les planètes géantes de gaz comme Jupiter.

## 1.2 Les super-terres

La détection de plus en plus fréquente de planètes de quelques masses terrestres par la méthode des vitesses radiales, des micro-lentilles gravitationnelles et très récemment par transits photométriques, nous force à nous questionner sur notre compréhension de ces objets : que sait-on de leur nature ? Sait-on modéliser leur structure interne ?

### 1.2.1 La formation des planètes.

#### De la poussière...

La théorie communément admise actuellement permettant de décrire la formation d’un système stellaire a été élaborée par Safronov durant la deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle. Elle succède à celle de Laplace et Kant qui, au début du siècle précédent, avaient déjà proposé un premier scénario décrivant la formation du système solaire au sein d’un disque de gaz. La description moderne de la formation d’une étoile et de ses planètes suit le modèle suivant.

Environ deux millions d'années après l'effondrement du nuage de gaz qui a donné naissance au système solaire, un disque équatorial de gaz moléculaire et de poussière se forme autour du tout jeune Soleil. Ce dernier a transité par une phase où sa température a été extrêmement élevée : la contraction du gaz qui le compose a libéré beaucoup d'énergie, qui s'est dissipée sous forme de rayonnement thermique. Une grande partie des matériaux du disque a alors été vaporisée avant de se recondenser à des distances de l'étoile où la température l'a permis. Le Soleil est alors devenu plus petit, plus dense et plus froid que précédemment et a initié des réactions thermonucléaires en son cœur. C'est maintenant une étoile au stade T Tauri : adolescence mouvementée que connaissent les jeunes étoiles analogues au Soleil.

Durant cette période, les poussières du disque s'agglutinent entre elles (Weidenschilling et Cuzzi 1993) par le biais des chocs inélastiques et des interactions de Van der Waals. Des grains poreux de structure fractale se forment et croissent jusqu'à atteindre des tailles allant de quelques millimètres à un centimètre de diamètre.

L'étape suivante conduit ces gros grains à devenir des objets de plusieurs centaines de mètres, cela en un temps court. Le ou les processus mis en jeu ici sont encore mal compris. Des modèles récents passés en revue par Youdin (2010) tentent d'expliquer ce passage en invoquant des phénomènes de turbulence au sein du disque et le rôle du champ magnétique de l'étoile.

### **...aux planètes**

Les processus qui dominent la dynamique de ces objets en croissance dépendent de leur taille. Jusqu'ici, c'est le gaz du disque qui contraignait leur mouvement par frottement et limitait donc la vitesse relative entre les différents corps solides (Weidenschilling 2000). On assiste alors à un changement de régime : les planétésimaux, ces nouveaux corps de quelques centaines de mètres de diamètre, atteignent petit à petit des masses suffisantes pour perturber mutuellement leur trajectoire par interactions gravitationnelles. Des collisions successives les font croître (ou parfois les détruisent lors des chocs les plus violents), jusqu'à atteindre des tailles de l'ordre du millier de kilomètres. On parle alors d'embryons planétaires.

En accumulant de plus en plus de masse, ces gros astéroïdes voient la taille de leur sphère de Hill<sup>4</sup> croître : l'influence gravitationnelle de ces corps sur leur entourage est en compétition avec celle de l'étoile. Petit à petit, les embryons planétaires « nettoient » leur orbite par accrétion de la matière à proximité, gaz compris.

La quantité finale de gaz que les planètes peuvent capturer est régulée par plusieurs paramètres entrant en compétition :

---

4. Également appelée sphère de Roche, la sphère de Hill délimite la zone dans laquelle le champ de gravité de l'objet domine sur son environnement et permet de piéger les matériaux s'y trouvant, à condition que ceux-ci se meuvent à une vitesse relative inférieure à la vitesse de libération.

- la densité du disque, à l’endroit de formation de la planète ;
- l’orbite de la planète, balayant un volume de disque proportionnel au rayon orbital ;
- la quantité de matériaux en phase condensée (sous forme de glaces, silicates, CHON<sup>5</sup>, etc.) accumulés par la planète lui conférant sa masse – ou la masse de son noyau pour une planète géante –, autrement dit, la taille du piège gravitationnel qui doit capturer le gaz rencontré. Cette quantité de matière dépend également des deux critères précédents ;
- l’avancement de la dissipation du gaz par les vents de l’étoile, violents au stade T Tauri : pour cette raison les planètes formées tardivement ne pourront pas capturer autant de gaz que celles formées précocement puisqu’il aura déjà été partiellement soufflé.

### Le seuil des dix masses terrestres

On estime (Valencia *et al.* 2007a) ainsi qu’au-delà d’une certaine masse en éléments lourds accrétés (i.e. tous les éléments hors hydrogène moléculaire et hélium), les planètes deviennent rapidement très massives par accumulation du gaz piégé dans leur atmosphère. Plus la planète est massive et plus le rayon de son lobe de Roche est grand. Ainsi, le rayon d’influence gravitationnelle de la planète croît avec sa masse et facilite l’accrétion de gaz. L’effet d’avalanche s’arrête lorsqu’il n’y a plus de matériaux à capturer. Les planètes moins massives n’ont pas suffisamment piégé de matière pour déclencher cet effet d’avalanche. Elles ne peuvent donc pas contenir beaucoup de gaz.

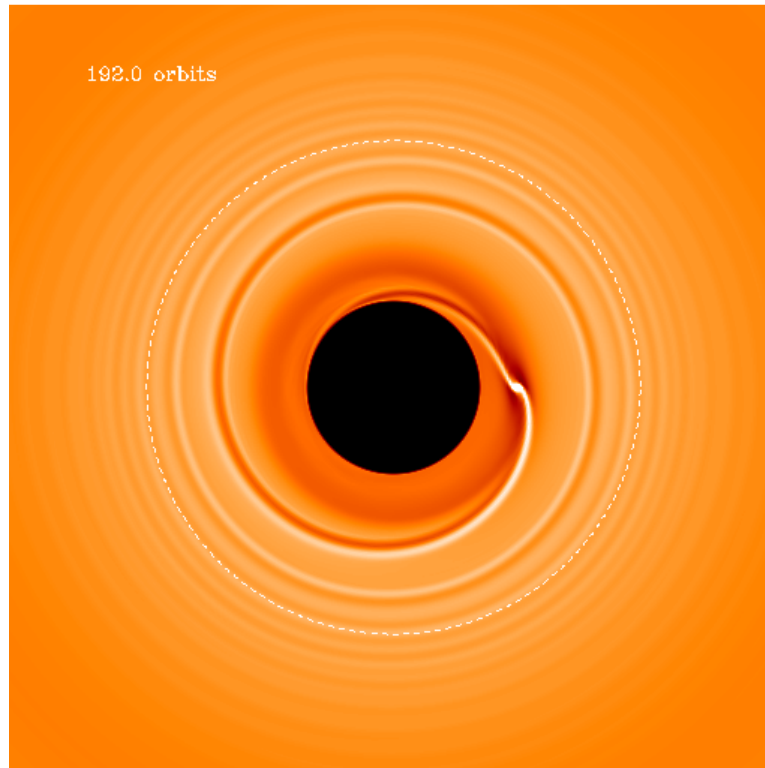
La communauté scientifique tend à s’accorder sur la valeur d’environ  $10 M_{\oplus}$  comme limite entre ces deux situations. On distingue alors deux grandes catégories de planètes : les géantes qui ont une masse supérieure à  $10 M_{\oplus}$  et les autres.

Bien que les planètes de masse inférieure à  $10 M_{\oplus}$  dans le système solaire aient toutes une masse inférieure ou égale à celle de la Terre, aucun argument théorique n’interdit l’existence, dans d’autres systèmes, de planètes de masse comprise entre une et dix masses terrestres, que l’on appelle *super-terres*. Ces planètes, imaginées dès le début des années 1980, ont été observées plus de vingt ans plus tard : GJ876d, avec une masse de  $7,5 M_{\oplus}$  (Rivera *et al.* 2005), OGLE-2005-BLG-390Lb, une planète de  $5 M_{\oplus}$  (Beaulieu *et al.* 2006), CoRoT-7b avec une masse de  $6 M_{\oplus}$  (Léger *et al.* 2009; Queloz *et al.* 2009), GJ 1214b, avec une masse de  $6,5 M_{\oplus}$ , découverte par Charbonneau *et al.* (2009), Kepler-10b, de  $4,6 M_{\oplus}$  (Batalha *et al.* 2011), ou encore très récemment 55 Cnc e,  $8,6 M_{\oplus}$  (Winn *et al.* 2011).

---

5. On trouve fréquemment dans la littérature l’acronyme CHON pour désigner l’ensemble des différents matériaux carbonés contenant de l’hydrogène, de l’oxygène et de l’azote.

## 1.2.2 Migration



**FIGURE 1.1** - Cette image est extraite d'une simulation numérique de migration d'une protoplanète. L'étoile centrale, non représentée, est située au centre de la figure. La simulation a été réalisée sur une échelle de temps correspondant à 200 orbites. Le cercle en pointillés blancs représente l'orbite initiale, la masse de la proto-planète est égale à 40 fois celle de la Terre. Crédit : Frédéric Masset.

Alors que le disque n'est pas encore totalement dissipé, les jeunes planètes – ou protoplanètes – orbitent autour de leur étoile-hôte. Des interactions gravitationnelles disque-planètes peuvent alors avoir lieu. Chaque planète peut échanger du moment cinétique avec le gaz du disque de son voisinage proche (Goldreich et Tremaine 1980) et en conséquence, la planète peut être amenée à migrer dans le système. Par conservation globale du moment cinétique dans le système disque-planète, le transfert de moment cinétique entre la planète et le disque est à l'origine de la migration planétaire. Différents types de modèles de migrations existent et sont résumés par Terquem (2010) :

1. **Migration de type I** : les planètes de masse inférieure à  $10 M_{\oplus}$  interagissent avec le disque en proportion de leur masse et de la densité du disque. On peut exprimer le temps typique de migration  $\tau_I$

$$\tau_I \sim 10^8 \left( \frac{M_{pla}}{M_{\oplus}} \right)^{-1} \left( \frac{\Sigma}{\text{g cm}^{-2}} \right)^{-1} \left( \frac{r}{\text{au}} \right)^{-1/2} \times 10^2 \left( \frac{H}{r} \right)^2, \quad (1.1)$$

où  $\Sigma$  est la densité surfacique du disque,  $r$  la distance au centre de l'étoile et  $H$  la demi-épaisseur du disque.

Le temps caractéristique de déplacement (Ward 1986, 1997) d'une planète d'une masse terrestre en orbite circulaire dans un disque uniforme d'une masse minimum de la nébuleuse solaire<sup>6</sup> est de l'ordre de  $10^6$  années. Cette durée chute linéairement avec l'augmentation de la masse de la planète, ce qui pose une difficulté quant à la durée de vie de planètes plus massives, de quelques masses terrestres... La migration de type I se fait généralement vers l'intérieur du système, mais peut être ralentie, stoppée, voire même inversée dans un certain nombre de cas (Terquem 2010) comme par exemple en présence de turbulence dans le disque, de distorsions de celui-ci liées à une excentricité non nulle, la présence d'un champ magnétique, ou compte tenu d'autres propriétés du disque, décrites par Papaloizou (2002), Terquem (2003), Masset *et al.* (2006). D'autres références sont données dans l'article de Terquem (2010) ;

2. **Migration de type II** : elle concerne les planètes massives, au delà d'une masse jovienne. Celles-ci interagissent avec le disque de manière plus complexe. Le modèle prévoit la création d'un sillon dans le disque, creusé par la planète (Goldreich et Tremaine 1980). La planète migre avec le gaz du disque, car celle-ci est prise dans le processus de transport de moment cinétique au sein du disque. La direction et la vitesse de migration dépendent de la diffusion visqueuse du disque : cette migration est dirigée vers l'intérieur, sauf si elle est située dans la partie la plus externe du disque. Le temps caractéristique de migration peut s'écrire

$$\tau_{II} = \frac{1}{3\alpha} \left( \frac{r}{H} \right)^2 \Omega^{-1} \quad (1.2)$$

où  $\alpha$  est le paramètre de Shakura et Sunyaev caractérisant l'efficacité du transport de moment cinétique au sein du disque (voir les travaux de Shakura et Sunyaev (1973)) et  $\Omega$  la vitesse angulaire au rayon  $r$ .

3. **La migration de type III** : s'applique aux objets de masse intermédiaire : approximativement entre dix masses terrestres et une masse de Jupiter (Masset et Papaloizou 2003). Il s'agit typiquement de planètes analogues à Saturne, prises dans un disque suffisamment massif, de quelques fois la masse minimale de la nébuleuse solaire. Un phénomène d'emballement de l'échange de moment

---

6. Cette quantité est issue des modèles décrivant la masse de la nébuleuse solaire : les estimations sont calculées à partir de la composition solaire actuelle, supposée analogue à celle de la nébuleuse qui a donné naissance au système solaire et des quantités en différents éléments lourds actuellement présents dans le système solaire. Par extrapolation, on peut déduire la masse en éléments légers qui a été soufflée par l'étoile par la suite et on en déduit que la nébuleuse solaire représentait, au minimum, 1 % à quelques % de la masse solaire (Weidenschilling 1977).

cinétique entre le disque et la planète accélère la migration et peut faire évoluer le demi grand-axe de l'orbite de la planète de 50 % en quelques dizaines de révolutions.

Le déplacement des jeunes planètes à un moment où leur formation est déjà très avancée peut donc mener à l'existence d'objets orbitant près de leur étoile, dans des conditions très différentes de celle qui leur a permis d'apparaître. Un grand nombre de planètes géantes gazeuses extrêmement proches (quelques rayons stellaires) de leur étoile ont été observées depuis 1995, soit une quinzaine d'années après l'apparition des modèles de migration. Il est difficile d'expliquer la formation d'objets si massifs et riches en gaz dans de telles conditions. Ces observations semblent confirmer la pertinence des modèles de migration.

L'arrêt de la migration planétaire n'est pas encore totalement comprise. Si certaines planètes finissent probablement par être englouties par leur étoile, un grand nombre de planètes survivent à la migration (au moins celles que l'on observe) : la migration a dû être stoppée. Les mécanismes invoqués actuellement sont divers : des interactions de marées gravitationnelles étoile-planète s'opposant à la migration, l'absence de gaz dans la cavité formée par le champ magnétique l'étoile autour de celle-ci (plus d'interaction planète-disque), ou encore l'effet du champ magnétique de l'étoile qui pourrait engendrer un ralentissement voire l'inversion du sens de la migration (Terquem 2003). Enfin, dans le cas de systèmes planétaires multiples, les orbites des différentes planètes sont fortement contraintes par les perturbations gravitationnelles mutuelles. La stabilité finale des orbites sera assurée par la configuration particulière adoptée par le système.

Ainsi, d'autres mécanismes de migration existent, pouvant être postérieurs à la disparition du disque et résultants des interactions entre planètes ou entre la planète considérée et l'étoile, voire les étoiles, dans le cas de systèmes multiples. Enfin, bien que moins largement admis, certains modèles (Wuchterl 1996) proposent la formation de jupiters chauds *in situ*, à quelques millions de kilomètres de l'étoile-hôte.

### 1.2.3 Évolution

Les jeunes planètes évoluent dès leur formation pour plusieurs raisons.

D'une part, l'énergie potentielle gravitationnelle de la matière accrétée a été convertie en chaleur, l'atmosphère chaude des jeunes planètes de gaz est donc dilatée et va se contracter au cours du temps en libérant de l'énergie par rayonnement. Ainsi, le rayon des géantes de gaz commence à diminuer peu après leur formation.

D'autre part, la migration peut modifier la nature des planètes. Si, dans des conditions données de formation, il est aisé de distinguer une super-terre d'une planète



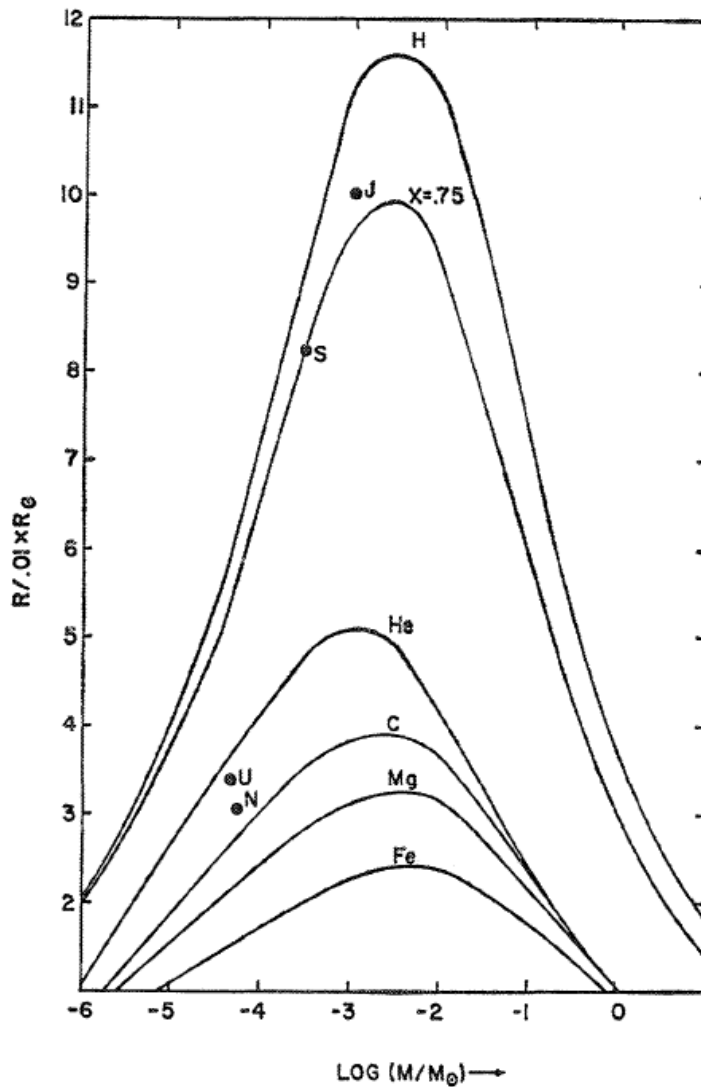
géante par le critère de masse explicité plus haut, on comprend aisément qu'une planète peut, par la suite, subir des transformations radicales lorsque son environnement est modifié. Ainsi, une planète géante de gaz ou de glace, formée au-delà de la ligne des glaces, peut voir sa nature physique se métamorphoser si elle migre à quelques rayons de son étoile. L'insolation extrême ainsi que les forces de marée induites par la proximité de l'étoile vont échauffer significativement la planète, dilater son atmosphère, voire engendrer une évaporation partielle ou totale de celle-ci (Hébrard *et al.* 2004). Le volume qu'occupe l'atmosphère, dilatée sous l'effet de la température élevée, est à comparer avec celui de la sphère de Hill. Le vent stellaire et la pression de radiation exercés par l'étoile emportent les particules qui ont pu s'échapper de l'influence de la planète. Le cas de l'évaporation d'hydrogène atmosphérique a par exemple été observé par Vidal-Madjar et Lecavelier des Etangs (2004) sur HD209458b. De plus Léger *et al.* (2004) et Kuchner (2003) ont montré qu'une planète recouverte de glace – à l'instar d'Uranus ou Neptune, mais éventuellement avec une plus faible masse – est susceptible de voir un océan recouvrir sa surface lors de la fusion superficielle des glaces. En fonction des conditions de température, cet océan pourrait s'évaporer à son tour, enrichissant l'atmosphère, laquelle pourrait dans un cas extrême être progressivement chassée par le vent stellaire. Enfin, dans les conditions les plus extrêmes, on peut aboutir à un corps complètement dépouillé de tout élément volatil, réduit au noyau réfractaire initial de la planète, de quelques masses terrestres. De géante, la planète est devenue une super-terre (très) chaude car très proche de son étoile ; sa masse est réduite à quelques pour-cent de sa valeur initiale et le rayon de son orbite a pu lui aussi chuter d'un facteur cent.

#### 1.2.4 Composition des super-terres.

La modélisation des structures internes a naturellement été abordée dans l'idée de comprendre les planètes du système solaire. La question qui reste centrale pour élaborer un modèle de structure interne est : quelle composition choisir pour représenter correctement tel ou tel objet ? Autrement dit, comment faire un lien entre les paramètres observables et les nombreuses inconnues ?

Zapolsky et Salpeter (1969) proposent de rechercher une relation entre la masse et le rayon des planètes, pour différentes compositions. Il est raisonnable de commencer à l'aide de modèles très simples, bien que peu réalistes en terme de formation et d'évolution, mais qui auront la vertu de donner accès aux valeurs limites de rayons planétaires possibles dans des cas réalistes. On modélise donc une planète hypothétique sphérique, à l'équilibre hydrostatique et *froide* (température de zéro kelvin). Celle-ci est composée d'un élément chimique, deux au maximum : hydrogène, hélium, carbone, magnésium ou fer. L'intégration numérique de l'équation d'état tenant compte de la compressibilité des matériaux considérés, en fonction des différents types de contraintes qui interviennent aux différentes pressions – gravité, répulsion électrostatique, pression de Fermi – permet d'aboutir à la valeur du rayon de l'objet.

On peut alors représenter les courbes associées dans un diagramme masse-rayon et placer des planètes de masse et rayon connus dans ce diagramme comme sur la figure 1.2. Bien que les solutions soient fortement dégénérées, cette approche de planètes froides et faites de corps purs permet d'effectuer une première estimation de la composition des différents objets par interpolation.



**FIGURE 1.2** - Diagramme masse-rayon de planètes hypothétiques de composition pure d'hydrogène, hélium, carbone, magnésium, fer et un mélange de fraction massique en hydrogène de 75 % en ce qui concerne la courbe notée «  $X = .75$  ». Les planètes géantes du système solaire sont également représentées à côté de leur initiale. La pertinence de cette représentation apparaît immédiatement : on comprend que Jupiter et Saturne sont des géantes de gaz, mais Uranus et Neptune possèdent une composition très différente. Extrait de Zapolsky et Salpeter (1969).

Le passage à l'étude de super-terres est beaucoup plus complexe. Il n'est plus question de raisonner à température nulle et encore moins d'encadrer les situations réelles avec des modèles de planètes à un seul élément chimique.

Les proportions des différents types d'éléments entrant dans la composition des super-terres peuvent varier avec les conditions initiales de leur formation dans le disque et leur évolution lors de la migration. Une approche empirique consiste en l'utilisation d'objets de composition connue et l'extrapolation de leurs propriétés à celles des super-terres. Il est courant d'utiliser comme point de départ la composition de la Terre (manteau et noyau), celles de planètes telluriques du système solaire ou encore les satellites de glace de Jupiter ou de Saturne (Sotin *et al.* 2007) puis d'ajuster les proportions des différents composés pour modifier la densité globale dans un sens ou dans l'autre. Par exemple, Valencia *et al.* (2007b) suivent ce type d'approche pour modéliser la composition de GJ876d (voir figure 1.3). De simples lois d'échelle ne permettent pas de modéliser simplement un objet de masse différente de celle de la Terre : l'état physico-chimique des différentes couches qui composent l'intérieur d'une planète (phase, densité, structure chimique) dépend de la composition, mais aussi de la température et de la pression à la profondeur considérée.

Enfin, l'introduction de quantités importantes d'eau dans la composition (liquide et/ou glace) permet de modéliser la structure des planètes-océan. Il est intéressant de noter qu'en fonction de la quantité d'eau et de la température de surface de la planète, on peut obtenir différents profils de structure, avec de la glace en profondeur (glace de type VII et X), de l'eau liquide en surface et/ou une autre couche de glace en surface. Sotin *et al.* (2007) montrent, dans un diagramme représenté sur la figure 1.4, comment la relation masse-rayon permet de séparer une composition de type tellurique d'une composition de planète de glace (ou océan).

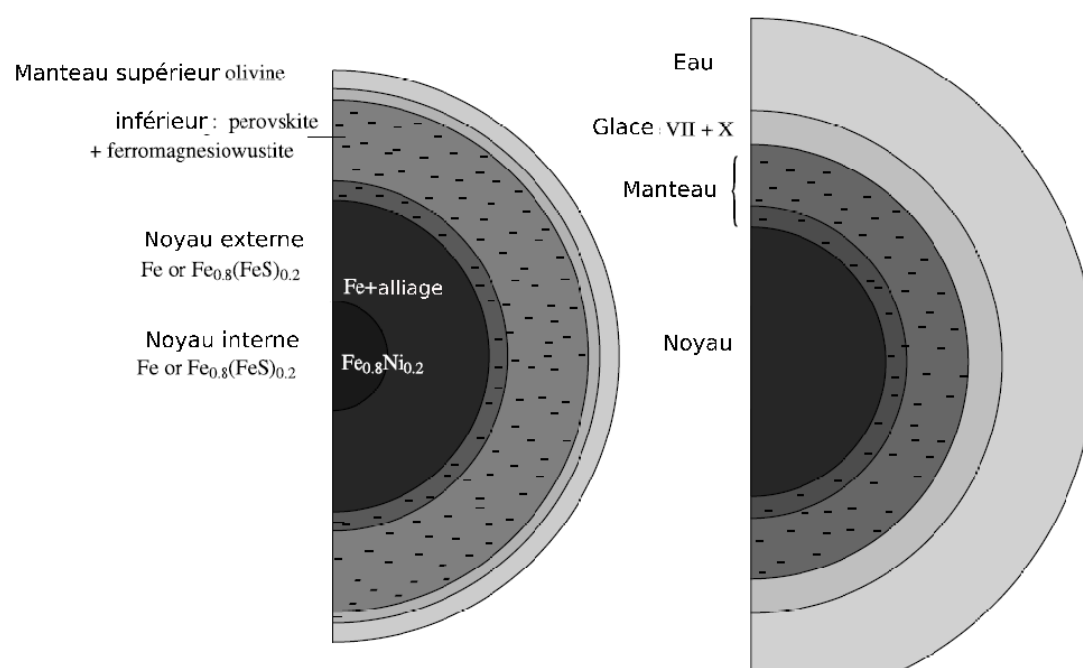
La détection de super-terres offre une opportunité considérable, un laboratoire grandeur nature idéal pour la planétologie comparée. De huit planètes dans le système solaire (dont uniquement quatre rocheuses) l'observation d'autres systèmes nous ouvre la perspective d'une quasi infinité d'objets à découvrir.

### 1.2.5 CoRoT-7b : un défi pour la formation planétaire

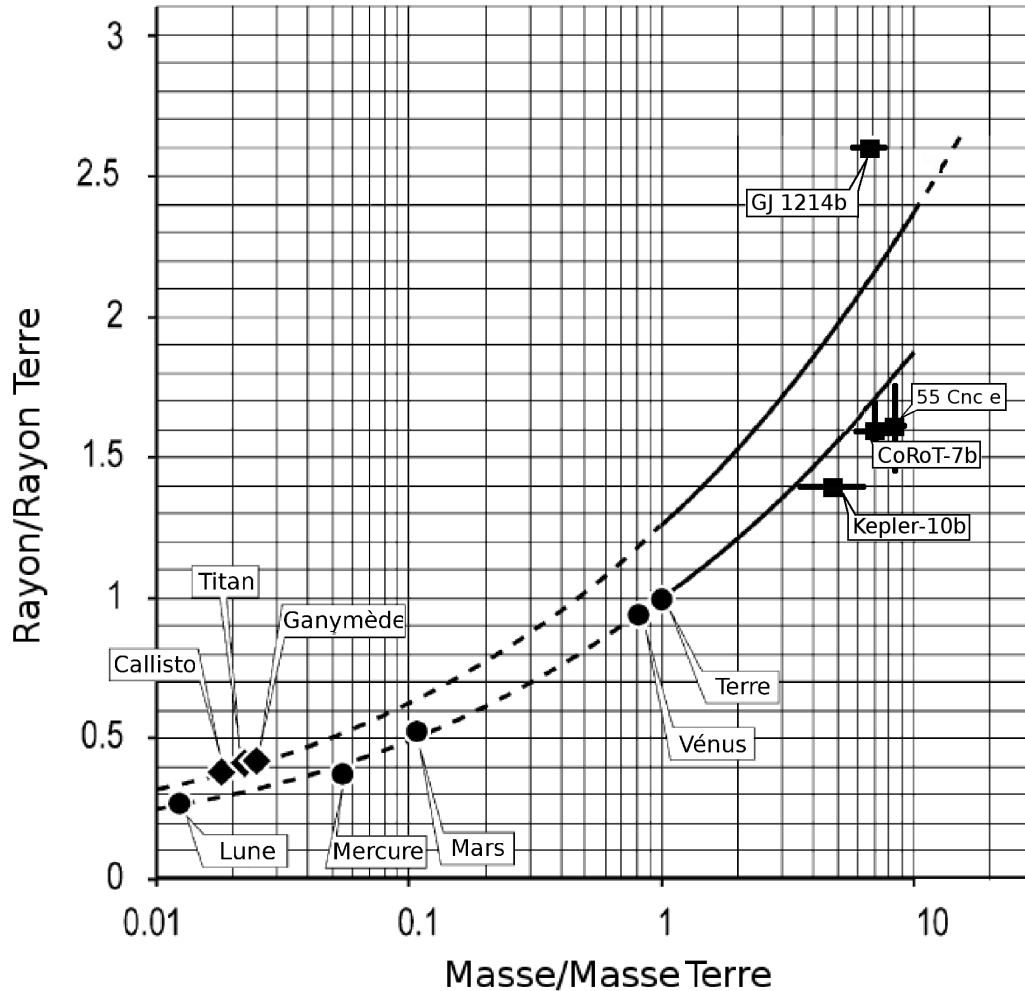
La découverte de la première super-terre de rayon et de masse mesurés, CoRoT-7b ( $1,5R_{\oplus}$  et  $7M_{\oplus}$ ), a soulevé un certain nombre de questions du fait de sa très faible distance à son étoile : le demi grand-axe de son orbite vaut à peine quatre rayons de son étoile hôte. Comment un tel objet a-t-il pu se former ?

Léger *et al.* (2011) répertorient les trois principaux scénarios ayant conduit à CoRoT-7b :

1. La planète pourrait s'être formée par accréation *in situ*, à condition que cette région ait été enrichie en matériaux solides au moment même de la formation.



**FIGURE 1.3** - Modèles d'intérieur planétaire pour deux exemples de super-terres ayant la masse de GJ 876d (Valencia *et al.* 2007b). À gauche, une composition terrestre a été choisie. À droite, le cas d'une planète océan : la même composition que celle de gauche, à laquelle une épaisse couche d'eau (et/ou glace) a été ajoutée.



**FIGURE 1.4** - Diagramme masse-rayon de planètes telluriques (ligne inférieure) ou de glaces (ligne supérieure). Ces dernières ont été modélisées avec une proportion de 50 % d'eau. Les planètes internes du système solaire, la Lune, ainsi que quatre satellites de glace et les deux géantes de glace figurent également sur le graphique, permettant d'évaluer la pertinence du modèle : on voit nettement deux populations d'objets suivre globalement les deux modèles de composition. CoRoT-7b, Kepler-10b, GJ 1214b et 55 Cnc e ont été ajoutées à cette figure extraite de (Sotin *et al.* 2007). Alors que CoRoT-7b, Kepler-10b et 55 Cnc e semblent être proches du modèle tellurique (voire un peu plus dense dans le cas de Kepler-10b), GJ 1214 s'apparente fortement à la population des géantes de glace, avec une masse et un rayon moindre, lui conférant les propriétés d'une « mini-neptune ».

Planète	a (UA)	R ( $R_{\oplus}$ )	M ( $M_{\oplus}$ )	$\rho$	P
CoRoT-7b	0,017	$1,5 \pm 0,1$	$6,9 \pm 1,2$	7,6	0,854 jours
Kepler-10b	0,017	$1,37 \pm 0,003$	$4,5 \pm 1,3$	8,9	0,837 jours
GJ 1214b	0,014	$2,65 \pm 0,006$	$6,4 \pm 0,9$	1,8	1,58 jours
55 Cnc e	0,016	$1,63 \pm 0,16$	$8,57 \pm 0,64$	10,9	0,736 jours

**TABLE 1.2** - Paramètres des quatre super-terres dont le rayon et la masse ont été mesurés.

Un mécanisme invoqué est la migration vers l'intérieur du disque des corps de quelques dizaines de centimètres de diamètres précédemment formés, du fait des frottements importants avec le gaz environnant ;

2. Elle pourrait s'être formé plus loin de l'étoile, puis aurait migré vers sa position actuelle ;
3. Enfin, CoRoT-7b pourrait avoir été une planète de type Neptune ou Saturne, qui aurait migré puis perdu l'essentiel de sa masse par photo-évaporation.

Les découvertes de Kepler-10b et 55 Cnc e montrent que ce type de super-terres très chaudes ne doit pas être rare.

### 1.2.6 Observer des super-terres.

Compte tenu de la grande variété des compositions possibles, la masse volumique globale des objets est une grandeur prioritaire à mesurer pour contraindre les modèles.

En février 2011, le rayon de trois super-terres a pu être mesuré en les détectant par la méthode des transits. Il s'agit de CoRoT-7b Léger *et al.* (2009), GJ 1214b (Charbonneau *et al.* 2009), puis finalement une troisième, Kepler-10b (Batalha *et al.* 2011). La table 1.2 indique leurs caractéristiques principales, permettant de les placer dans le diagramme masse rayon (fig. 1.4). Compte tenu de leur position dans cette représentation, on constate que CoRoT-7b et Kepler-10b pourraient toutes les deux appartenir à une même classe d'objets, des planètes rocheuses (elles sont également très chaudes car très proches de leur étoile). En revanche, GJ 1214b est beaucoup moins dense ; ceci peut s'expliquer par une atmosphère de  $H_2$  dense, une sorte de « mini-neptune ».

Différentes méthodes de détection permettent de mesurer la masse des objets observés, mais la seule à ce jour qui nous donne accès au rayon des exoplanètes est l'observation des transits par photométrie (§2.3.3). Je vais maintenant décrire le principe de la détection de planètes par photométrie des transits et les moyens spatiaux mis

en oeuvre pour la mission CoRoT, conduisant à une précision suffisante pour détecter des super-terres.

# La photométrie des transits planétaires avec CoRoT

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>2.2</b>	<b>La photométrie des transits</b>	<b>18</b>
2.2.1	Géométrie et probabilité	18
2.2.2	Description qualitative des transits	19
2.2.3	Modèle de transit devant un disque stellaire de luminosité uniforme	23
2.2.4	Modèles complets	24
2.2.5	La détection de transits planétaires	25
<b>2.3</b>	<b>La mission CoRoT</b>	<b>26</b>
2.3.1	Les enjeux de la mission	27
2.3.2	Description du satellite	28
2.3.3	Photométrie de haute précision	31

---

## 2.1 Introduction

La mission CoRoT repose sur la mesure des variations d'intensité stellaire au cours du temps. Les transits planétaires peuvent ainsi être détectés et le rayon des planètes découvertes, être estimé. Le chapitre qui suit décrit le principe et la méthode suivie, ainsi que l'instrument spatial CoRoT dont les performances ont permis la découverte de planètes de différentes natures et tailles : des géantes gazeuses à la première super-terre de rayon mesuré.



## 2.2 La photométrie des transits

Il s'agit de mesurer la diminution de flux lumineux provoquée par les micro-éclipses – ou transits – lors du passage d'une planète entre son étoile-hôte et l'observateur.

### 2.2.1 Géométrie et probabilité

Les notations utilisées dans ce chapitre et dans la suite de cette thèse, courantes dans la littérature, sont redéfinies en annexe A. De même, la géométrie générale d'un système à deux corps appliqué à un système planète-étoile et le positionnement d'un tel système dans la voute céleste y sont décrits.

Nous nous intéressons ici au cas particulier où la planète transite devant son étoile. Ce phénomène se produit périodiquement à chaque révolution autour de l'étoile lorsque l'inclinaison du plan orbital avoisine les 90 degrés – c'est à dire lorsque le système est vu par la tranche. Pour une orbite circulaire, la planète transite devant son étoile si :

$$|a_p \cos(i)| < R_p + R_\star \quad (2.1)$$

ou encore, en supposant  $R_p \ll R_\star \ll a$ ,

$$\pi/2 - \frac{R_\star}{a_p} < i < \pi/2 + \frac{R_\star}{a_p}. \quad (2.2)$$

La probabilité  $P$  pour que la géométrie du système soit favorable à l'observation des transits se calcule très simplement : soit  $\Delta\Omega$  l'angle solide balayé par le cône de pénombre de la planète au cours de sa révolution autour de l'étoile ; à l'aide de la figure 2.1, on montre que

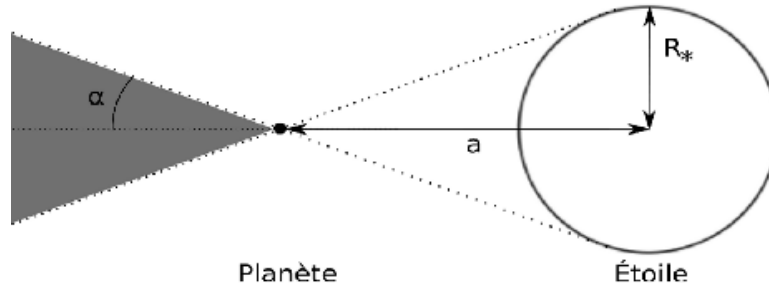
$$\Delta\Omega \simeq 4\pi \frac{R_\star}{a}. \quad (2.3)$$

La probabilité pour que l'observateur se trouve dans la fraction de ciel balayée par le cône de pénombre de la planète vaut donc

$$P = \frac{\Delta\Omega}{4\pi}, \quad (2.4)$$

d'où

$$P = \frac{R_\star}{a}. \quad (2.5)$$



**FIGURE 2.1** - Dans la limite où  $R_* \ll a$ , on assimile  $\tan \alpha = \frac{R_*}{a}$  à  $\alpha$ . Au cours d'une révolution complète, l'angle solide  $\Delta\Omega$  balayé par le cône de pénombre de la planète vaut  $2\pi \times 2\alpha = 4\pi \frac{R_*}{a}$ .

Ainsi, la probabilité de pouvoir observer les transits planétaires d'un système quelconque ne dépend, au premier ordre, que du rayon de l'étoile et de la distance planète-étoile.

Par conséquent, la probabilité qu'un observateur puisse voir un transit de la Terre ( $a = 1$  UA) depuis un point quelconque de l'espace est donc de 0,5%, il est de 0,1% pour un transit de Jupiter ( $a = 5$  UA) et de 10% pour une planète « chaude », avec une orbite de demi-grand axe typique de 0,05 UA.

Le transit de la planète dans le disque de l'étoile provoque une modulation caractéristique du flux lumineux de l'étoile mesuré par l'observateur. C'est ce signal qui permet la détection et l'étude des propriétés observables du système.

## 2.2.2 Description qualitative des transits

On peut séparer plusieurs phases distinctes au cours des variations de flux lumineux induites par ces transits :

1. La planète ne se trouve pas devant le disque de l'étoile. L'observateur mesure un flux lumineux  $F_0$  constant provenant de l'étoile (on néglige ici les fluctuations stellaires) ;
2. La planète se trouve devant l'étoile, le disque de la planète est totalement immergé dans celui de l'étoile. Si l'on suppose l'intensité lumineuse homogène à la surface de l'étoile, le flux lumineux reçu par l'observateur vaut  $F_0$  diminué du flux coupé par la planète  $\Delta F$ , lui même proportionnel à la surface stellaire occultée. Il en résulte que la variation relative de flux, également appelée profondeur du transit, vaut directement le rapport de surface des disques planétaire et stellaire et s'écrit

$$\epsilon = \frac{\Delta F}{F_0} = \left( \frac{R_P}{R_*} \right)^2. \quad (2.6)$$

Le flux parvenant à l'observateur vaut alors  $F_0 - \Delta F = F_0(1 - \epsilon)$ .

$\epsilon$  est la profondeur relative du transit.

Pour une étoile d'un rayon solaire, la profondeur relative du transit  $\epsilon$  d'une planète analogue à Jupiter vaut 1%, il est de 0,13% pour un neptune et de  $0,85 \times 10^{-4}$  dans le cas d'une terre. Enfin, dans le cas d'une orbite circulaire, la durée du transit s'écrit

$$\tau = 2R_{\star} \left( \frac{P}{2\pi GM_{\star}} \right)^{\frac{1}{3}} \sqrt{1 - b^2}, \quad (2.7)$$

où  $b$  est le paramètre d'impact du transit (fig. 2.3). Lors du transit équatorial ( $b = 0$ ) d'une planète devant une étoile analogue au Soleil, la durée d'un transit vaut

- 1,7 heures pour une planète très chaude de période orbitale de 0,85 jours (type CoRoT-7b ou Kepler-10) ;
- 2,8 heures pour une planète chaude de période de 3 jours (type HD 209458b) ;
- 13 heures pour une planète tempérée de période de un an, comme la Terre ;
- 30 heures pour une planète froide de période de 12 ans comme Jupiter.

La durée des transits observés est généralement plus courte d'un facteur  $\sqrt{1 - b^2}$ , puisque les systèmes observés n'ont aucune raison a priori d'être vus à  $b = 0$ .

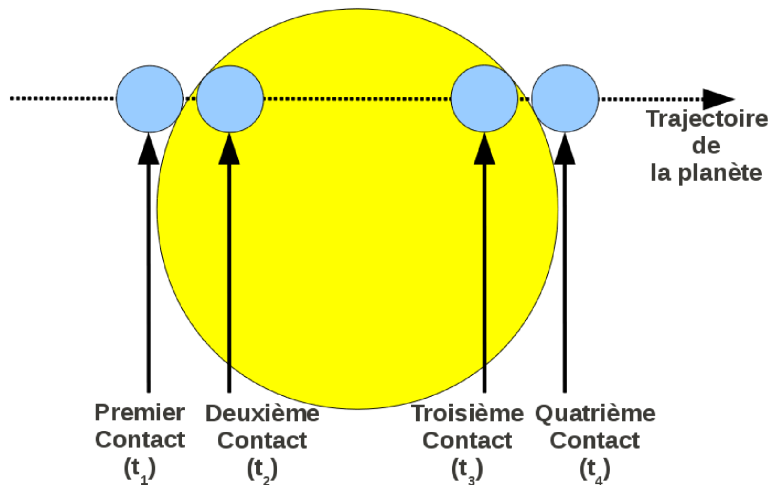
3. Le disque de la planète pénètre (immersion) ou sort (émersion) de celui de l'étoile. La planète se trouve entre l'étoile et l'observateur et les deux disques se recouvrent partiellement. Le flux reçu par l'observateur varie rapidement avec le déplacement de la planète.

La frontière entre ces différentes situations est marquée par quatre instants particuliers, appelés premier, deuxième, troisième et quatrième contacts (notés  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$ ). Ceux-ci correspondent aux quatre instants successifs où les deux disques sont tangents en un point (fig. 2.2).

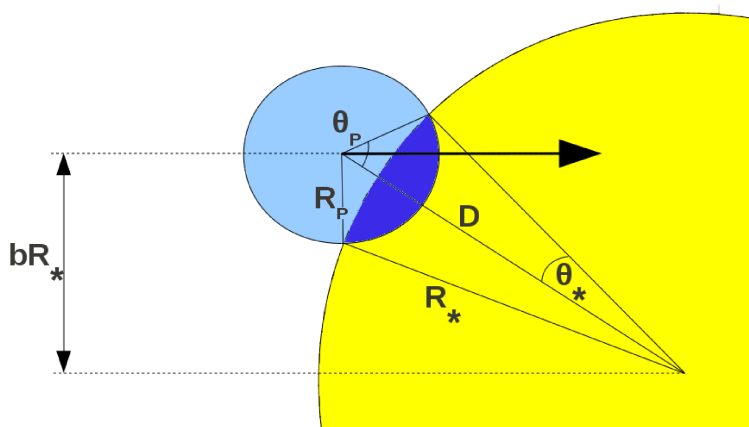
L'observation des transits d'une planète nous permet donc de mesurer directement :

- la profondeur du transit, soit le rayon de la planète si celui de l'étoile est connu ;
- la période du transit, soit le demi grand-axe de l'orbite planétaire si la masse de l'étoile est connue ;
- la durée du transit, soit le paramètre d'impact (ou l'inclinaison) si le rayon et la masse de l'étoile sont connus ;
- la durée d'immersion et d'émersion du disque planétaire dans le disque de l'étoile.

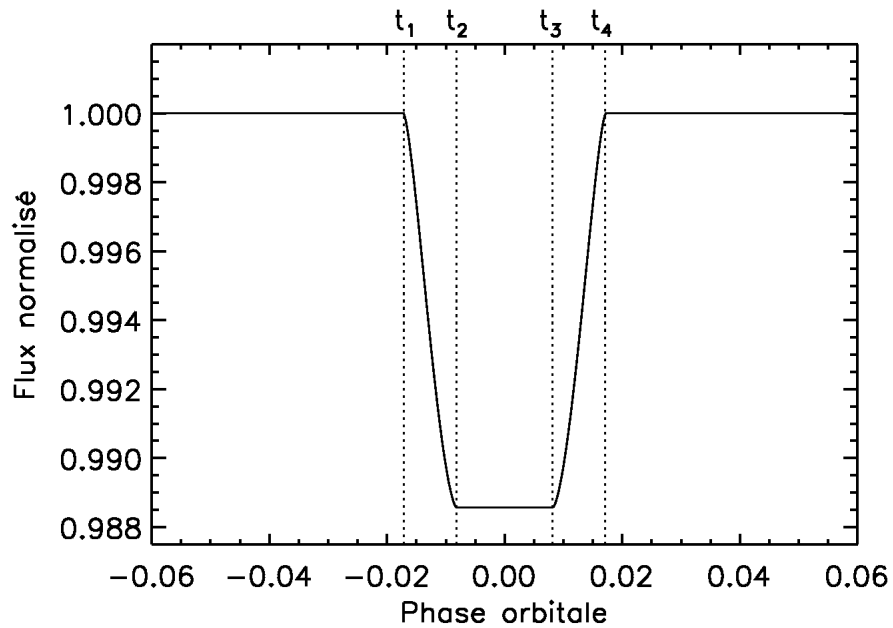
Un modèle de transit judicieusement choisi va donc permettre de mesurer au mieux les paramètres précédents.



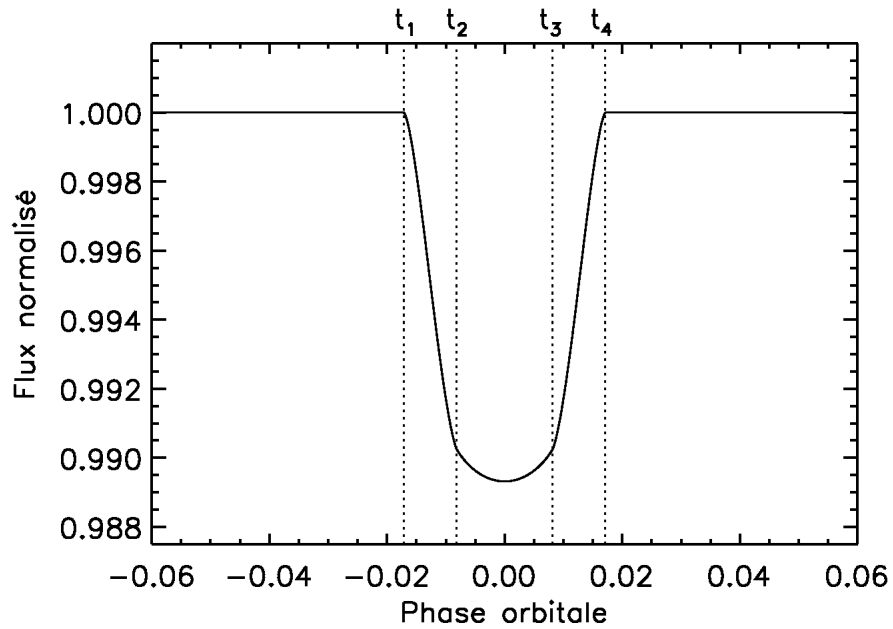
**FIGURE 2.2** - Lors du transit, on distingue les instants qui encadrent le transit ( $t_1$  et  $t_4$ ) et ceux qui marquent le début et la fin de l'immersion totale du disque planétaire  $t_2$  et  $t_3$



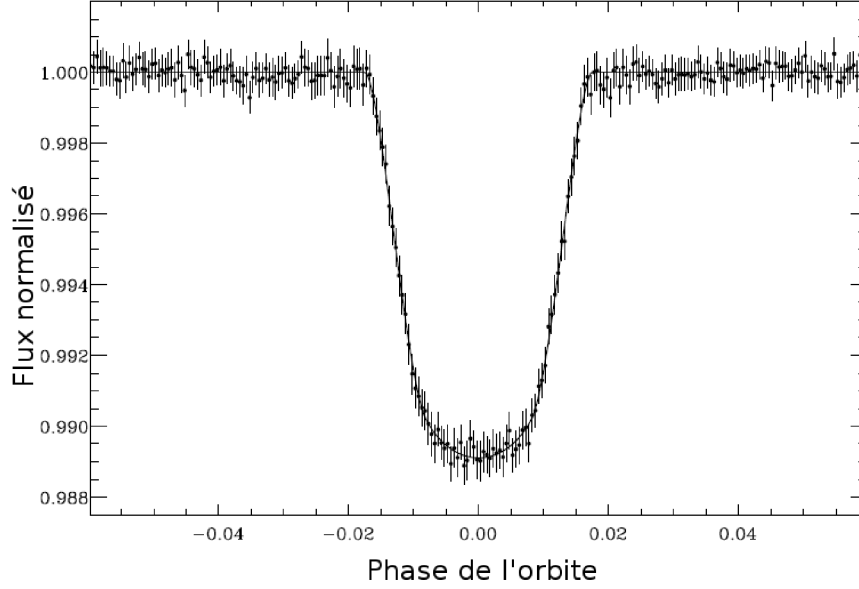
**FIGURE 2.3** - Lorsque le disque planétaire n'est pas totalement immergé dans celui de l'étoile, la surface stellaire masquée se calcule à l'aide des grandeurs représentées sur cette figure : la distance  $D$  séparant le centre de la planète et celle de l'étoile (projetée dans le plan du ciel), le paramètre d'impact  $b$  du transit défini comme la distance entre le centre de la planète et l'équateur stellaire normalisée par le rayon de l'étoile, les rayons des deux astres ainsi que les demi angles  $\theta_p$  et  $\theta_*$  définis par le centre des disques et l'intersection de leurs circonférences.



**FIGURE 2.4** - Modèle de signal de transit de CoRoT-11b. La durée des phases d'immersion et d'émersion est longue comparativement à un transit équatorial du fait de la valeur élevée du paramètre d'impact.



**FIGURE 2.5** - Modèle de signal de transit de CoRoT-11b. L'effet de l'assombrissement centre-bord été ajouté au modèle utilisé sur la figure précédente.



**FIGURE 2.6** - Le transit de CoRoT-11b (Gandolfi *et al.* 2010). Les disques noirs représentent les points de mesures et leur barre d'erreur ; la ligne continue est un modèle ajusté sur ces données.

### 2.2.3 Modèle de transit devant un disque stellaire de luminosité uniforme

La variation du flux au cours des phases d'immersion et d'émergence se décrit à l'aide d'un modèle géométrique qui repose sur le calcul de la surface commune à deux disques se recouvrant partiellement. En utilisant le formalisme présenté sur la figure 2.3, on obtient :

$$D(t) = \sqrt{(bR_{\star})^2 + (v[t - t_c])^2} \quad (2.8)$$

où  $v$  est la vitesse képlérienne de la planète,  $t$  le paramètre de temps et  $t_c$  l'instant où le centre du disque de la planète est au méridien de l'étoile. On peut alors exprimer les angles  $\theta_P$  et  $\theta_{\star}$  :

$$\begin{cases} \theta_P = \arccos\left(\frac{R_p^2 + D^2 - R_{\star}^2}{2DR_P}\right) \\ \theta_{\star} = \arccos\left(\frac{R_{\star}^2 + D^2 - R_p^2}{2DR_{\star}}\right) \end{cases} \quad (2.9)$$

La valeur du flux normalisé à  $F_0$  entre les instants  $t_1$  et  $t_2$  ainsi qu'entre  $t_3$  et  $t_4$  vaut :

$$\frac{F}{F_0} = 1 - \frac{\epsilon(2\theta_P - \sin(2\theta_P)) + (2\theta_{\star} - \sin(2\theta_{\star}))}{2\pi} \quad (2.10)$$

Prenons l'exemple de CoRoT-11b, dont la découverte est décrite par Gandolfi *et al.* (2010) ; cette planète gazeuse de 1,4 rayons de Jupiter orbite en 2,99 jours autour d'une étoile naine de type spectral F6, de 1,27 masses et 1,37 rayons solaires. Un observateur qui voit la planète transiter avec un paramètre d'impact  $b = 0,82$  devrait pouvoir mesurer les variations de flux lumineux modélisées par l'équation 2.10 et représentées sur la figure 2.4.

Les mesures acquises par CoRoT ont permis d'observer le signal de transit présenté sur la figure 2.6.

Le modèle que j'ai présenté ici permet d'évaluer précisément la profondeur, la durée et la période du transit. Cependant, il ne permet pas de décrire la forme arrondie du transit entre les instants  $t_2$  et  $t_3$ , c'est à dire lorsque le disque planétaire est totalement immergé. Cet écart provient de l'hypothèse de disque stellaire uniforme. Dans le cadre d'une modélisation plus fine, il convient de tenir compte de l'assombrissement centre bord (ACB), conséquence de la profondeur variable de la source émettant les photons que l'on reçoit : le rayonnement qui nous parvient des limbes de l'étoile provient d'une couche plus froide (donc moins brillante) que celui qui vient du centre du disque. Le transit paraît donc plus profond lorsque le disque planétaire se rapproche du centre de l'étoile, qui est plus brillant que le bord. J'ai tenu compte de cet effet dans le modèle que j'ai appliqué aux paramètres de transit de CoRoT-11b, sur la figure 2.5, à l'aide d'un modèle d'ACB linéaire à un seul paramètre. En écrivant

$$r = \frac{D}{R_\star}, \quad (2.11)$$

l'intensité lumineuse du disque stellaire en un point distant de  $r \times R_\star$  du centre du disque est proportionnelle à

$$I(r) \propto 1 - \alpha(1 - \mu). \quad (2.12)$$

Il existe d'autres modèles plus fins, quadratiques ou d'ordres supérieurs, prenant en compte la variation de l'amplitude de l'ACB avec la longueur d'onde considérée.

### 2.2.4 Modèles complets

Différents modèles proposés dans la littérature décrivent la forme du signal de transit avec un degré de complexité variable. Mallén-Ornelas *et al.* (2003) donnent une description simple permettant de relier la durée de l'immersion et la durée totale du transit aux autres paramètres du système. Mandel et Agol (2002) puis Giménez (2006) ont proposé des modèles analytiques complets tenant compte de l'ACB de l'étoile. Enfin, dans une description complète d'observations de transits, il est possible de tenir compte de l'activité de l'étoile, en particulier des taches stellaires qui peuvent affecter la forme du transit.

Quel que soit le modèle utilisé, sa complexité doit être justifiée par la précision requise et la qualité des données en terme de rapport signal sur bruit.

Nous verrons dans le chapitre 3 qu'un modèle de transit très simple (rectangulaire) peut être suffisant lors de la phase de détection. De même l'utilisation d'un modèle de transit trapézoïdal avec des phases d'immersion et d'émersion linéaires (voir chapitre 4) peut s'avérer adapté à l'étude des transits lorsque l'étude de l'ACB n'est pas nécessaire.

## 2.2.5 La détection de transits planétaires

À ce stade, nous devons nous interroger sur la stratégie à suivre pour optimiser les chances de détections de planètes.

La probabilité d'observer effectivement le transit d'une planète pouvant être faible, de l'ordre de  $R_*/a$  (§2.2.1), il est nécessaire d'observer une grande quantité d'étoiles pour espérer détecter quelques cas.

Un des objectifs de cette thèse est d'optimiser un algorithme de détection dans le but d'être capable de détecter les transits de planètes et particulièrement de super-terres avec CoRoT. Aucune super-terre n'avait été observée par transit avant le lancement de CoRoT ; le rayon de ces objets n'avait donc pas été mesuré. Le diagramme masse-rayon étant l'outil de base pour déterminer la nature d'une planète, la détection de super-terres par transit est un objectif dont l'enjeu est central pour compléter la description de la diversité planétaire.

Par ailleurs, la détection d'un objet qui transite ne peut être confirmée, en principe, qu'après l'observation de trois transits au minimum, cela afin de garantir la régularité et donc la périodicité des transits. On verra qu'en réalité, lorsque le rapport signal sur bruit de la détection est suffisamment élevé, le suivi depuis le sol des candidats<sup>1</sup> planètes observés par CoRoT peut permettre quelques exceptions, telles que CoRoT-9b, dont deux transits (un et demi pour être précis) ont suffi à initier les observations complémentaires menant à la détection de ce jupiter de 95 jours de période orbitale (Deeg *et al.* 2010).

Pour augmenter significativement la probabilité de détection de transits planétaires, il convient donc d'observer :

- un nombre important d'étoiles simultanément ;

---

1. On parle de candidat lorsque les signaux détectés correspondent à ceux d'une planète, mais la nature planétaire de sa source n'est pas encore avérée. Un certain nombre de tests et d'observations complémentaires permettent de faire le tri.



- sur une durée continue dont l'étendue fixera la période orbitale maximum des planètes détectables ;
- un échantillonnage temporel adapté à la durée du signal recherché (2.2.2).

De plus, la volonté d'observer des planètes telluriques implique une précision de mesure extrême : la micro-éclipse créée par une planète d'un rayon terrestre transitant devant une étoile comme le Soleil induit une variation relative du flux apparent de l'étoile de l'ordre de  $10^{-4}$  (voir §2.3.3).

Une solution technique permettant de surmonter ces contraintes consiste à développer un instrument spatial dédié à l'observation photométrique d'un grand nombre d'étoiles pendant plusieurs mois d'affilée. Observer depuis l'espace offre en effet la possibilité de se débarrasser d'une grande partie des nuisances liées à la Terre et son atmosphère. On profite alors de la possibilité de l'observation continue sans alternance jour/nuit (notamment grâce à l'absence d'atmosphère), de la non contingence des phénomènes météorologiques et on se dédouane également de la turbulence atmosphérique. Tout ceci permet une bien meilleure précision de la mesure du flux lumineux des étoiles cibles (Baglin *et al.* 2006).

## 2.3 La mission CoRoT

La mission CoRoT avait été initialement imaginée afin d'étudier la structure interne des étoiles par l'observation photométrique de leurs pulsations (astérosismologie). Très tôt, l'idée de mettre à profit les capacités du photomètre pour la recherche d'exoplanètes a été proposée. Les spécifications d'un instrument ayant pour vocation d'étudier la variation de flux lumineux d'étoiles au cours du temps sur des durées de quelques dizaines à une centaine de jours, avec une période d'échantillonnage allant de quelques secondes à une dizaine de minutes, sont très similaires pour les deux objectifs scientifiques.

Le projet a finalement été développé dans ce double objectif : étudier les pulsations de certaines étoiles et détecter des planètes par la méthode des transits. Ainsi, la mission CoRoT – pour CONvection, ROTation et Transits planétaires – s'est développée grâce à la collaboration entre deux communautés dont les buts étaient différents mais qui utilisaient la même technique de photométrie de haute précision et donc le même instrument. Nous ne nous intéresserons qu'à la partie détection d'exoplanètes de la mission, qui fait l'objet de cette thèse.

### 2.3.1 Les enjeux de la mission

#### Contraindre les modèles de formation et de composition planétaires

La nécessité de mesurer les rayons planétaires étant de plus en plus évidente pour les raisons données au chapitre 1, un effort tout particulier, porté sur la détection de transits planétaires a été soutenu par la communauté scientifique sous la forme de développement de projet spatiaux, de réseaux de télescopes au sol, etc. En 2006, avant le lancement du satellite CoRoT, seules 18 planètes avaient été observées en transit. Quatre ans plus tard grâce à CoRoT, Kepler ou encore des instruments au sol comme ceux des projets Wasp (Pollacco *et al.* 2006), XO (McCullough *et al.* 2005), HAT (Bakos *et al.* 2004) ou encore TrES (Alonso *et al.* 2004), le nombre d'objets observés en transit a été multiplié par plus de quatre (Schneider). La science des transits a pris beaucoup d'importance ces quelques dernières années, si bien que près de la moitié (48 planètes découvertes sur 106 soit 45%) des planètes découvertes en 2010 l'a été par la méthode de photométrie des transits, comme en attestent les figures 2.7 et 2.8.

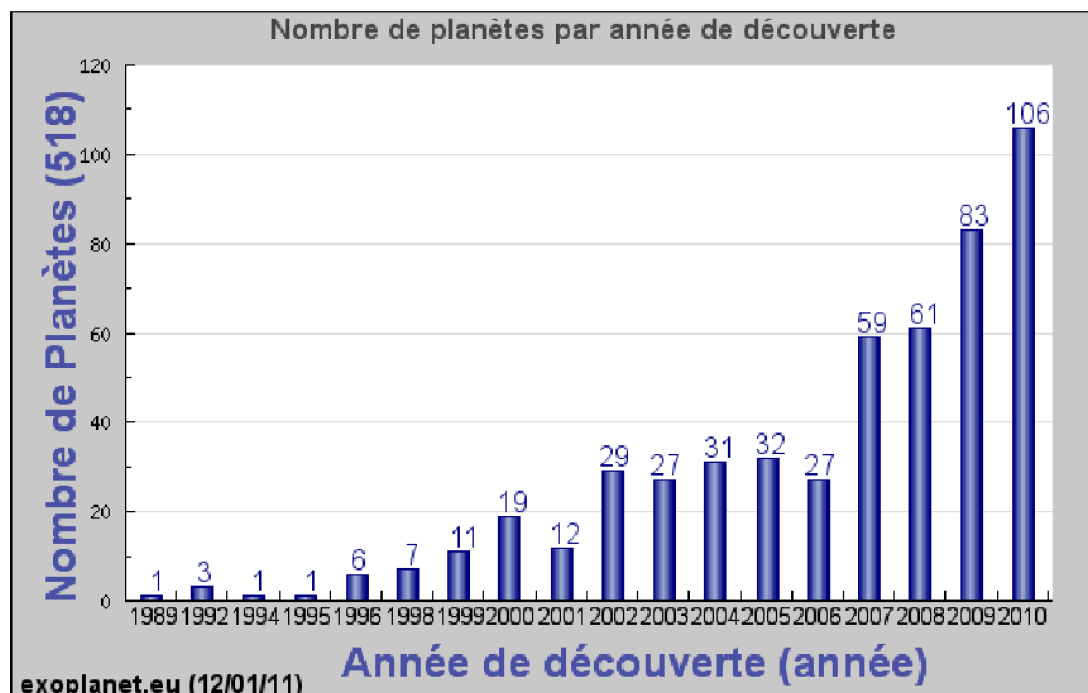


FIGURE 2.7 - Nombre de nouvelles planètes découvertes chaque année.

Le mini satellite CoRoT a été lancée depuis Baïkonour le 27 décembre 2006, par un lanceur Soyouz. La durée nominale de la mission, opérée par le CNES (Centre national d'études spatiales), était de trois ans, mais la qualité des données acquises et les résultats scientifiques en découlant ont décidé le CNES à prolonger la mission de trois ans supplémentaires. Les partenaires du CNES sont l'Allemagne, l'Autriche, la

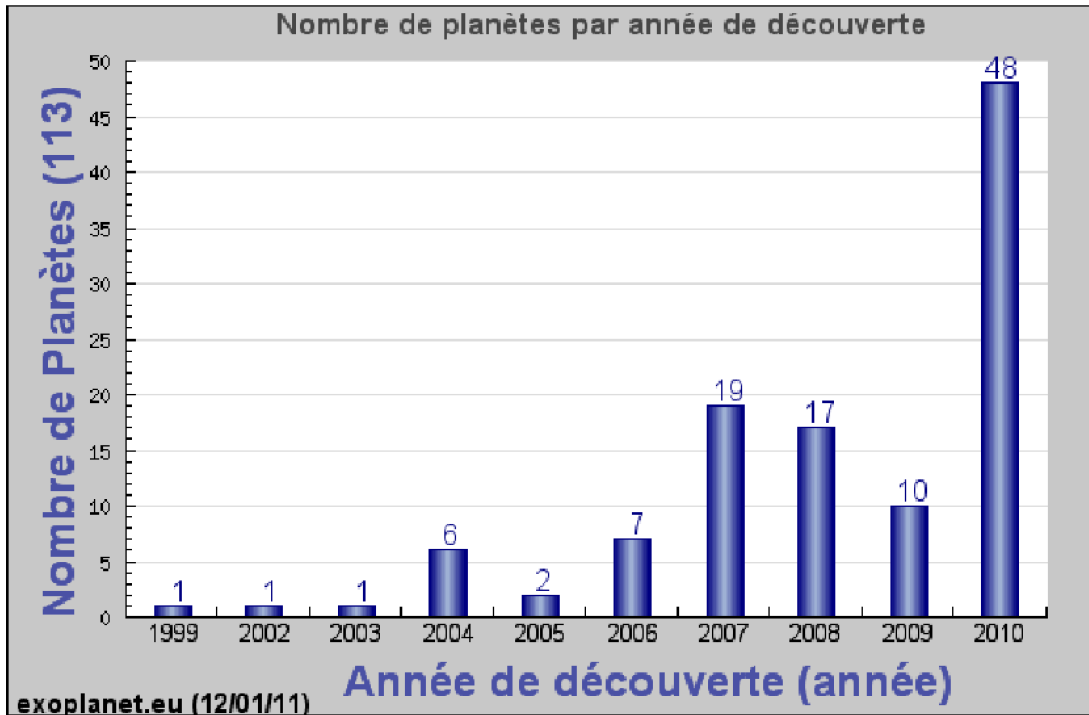


FIGURE 2.8 - Nombre de nouvelles planètes transitantes découvertes chaque année.

Belgique, l'ESA (*European space agency*), l'Espagne et enfin, le Brésil.

### 2.3.2 Description du satellite

#### Généralités

Le satellite CoRoT est construit sur la base d'une plateforme de type Proteus (figure 2.9), développée par le CNES et Alcatel Alénia Space (Boisnard et Auvergne 2006).

À une altitude comprise entre 911 et 888 km, CoRoT est en orbite polaire basse, d'inclinaison  $90,002^\circ$ . Sa période orbitale est de 6 184 secondes (Auvergne *et al.* 2009). Durant la totalité de la mission, son télescope pointe alternativement deux régions du ciel, appelées « les yeux de CoRoT », approximativement situés vers le centre et l'anti-centre galactique. Le choix de ces régions a été principalement déterminé par trois critères :

1. Afin d'observer beaucoup d'étoiles, il est préférable de regarder au voisinage du plan de la galaxie.
2. Pour ne pas être aveuglé par la lumière solaire, le satellite doit être orienté dans une direction qui forme un angle de plus de  $90^\circ$  avec celle du Soleil.

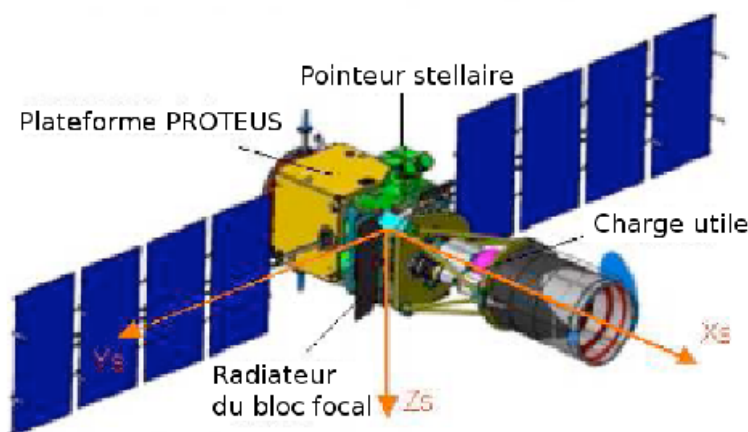


FIGURE 2.9 - Schéma du satellite CoRoT.

3. Pour pouvoir détecter des planètes à grande période orbitale, il est souhaitable de procéder à des observations les plus longues possibles. Du fait du déplacement de la Terre au cours de son orbite, ce dernier critère devient très limitant lorsqu'il est combiné aux deux précédents !

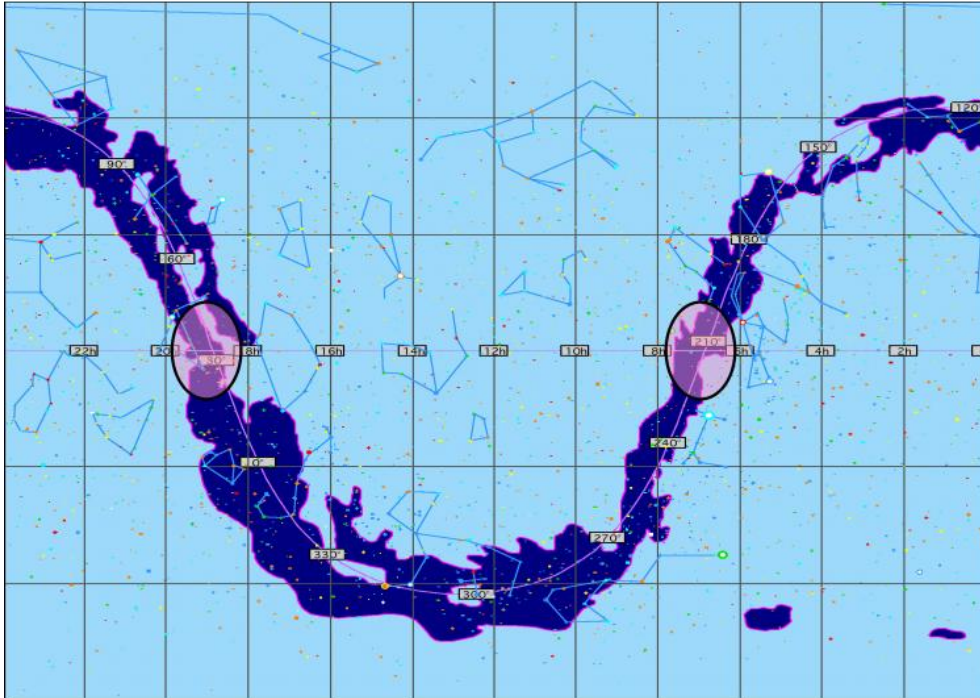
Compte tenu de ces différentes conditions, les champs observables se trouvent au voisinage de l'intersection du plan galactique et celui de l'écliptique, représenté sur la figure 2.10.

En pratique, les observations se font sur des durées qui vont de dix à cent cinquante jours, sans discontinuité. Le nom attribué à chaque campagne d'observation indique la direction d'observation, le type de durée, et le numéro de l'observation. Nous prendrons essentiellement exemple sur le cas de la campagne d'observation du champ LRC02 –*Long Run center 02*–, le deuxième champ en direction du centre galactique à avoir été observé pendant une durée longue de 145 jours environ ; j'illustrerai mes propos à l'aide de cette campagne à laquelle je me suis particulièrement intéressé, pour avoir joué le rôle de coordinateur entre les différentes équipes de détection lors de son analyse (Samuel *et al.*, en préparation).

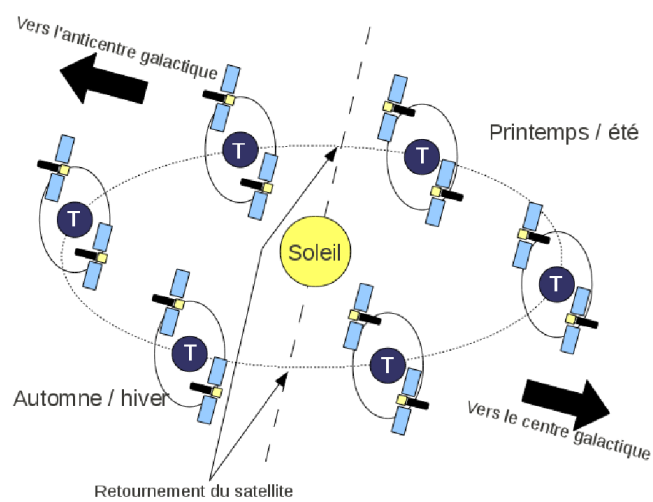
Sur l'ensemble des deux matrices à dispositifs à transfert de charges – ou CCD pour *Charge-Coupled Device* – du programme Exoplanètes, jusqu'à 12 000 étoiles environ, de magnitude comprise entre 11 et 16 sont observées simultanément, à tout instant.

### La charge utile

Sur les 626 kg du satellite, la charge utile, autrement dit l'instrument en lui-même, représente 300 kg. Elle est constituée de :



**FIGURE 2.10** - Les yeux de CoRoT : les deux régions du ciel accessibles à l'observation ont un diamètre angulaire de  $24^\circ$ . Crédit : CNES LESIA OBSPM CNRS



**FIGURE 2.11** - Le pointage de CoRoT au cours de l'année et son orbite polaire.

- un télescope de pupille équivalente de 27 cm de diamètre, CoRoTel, lui même composé d'un système afocal à deux miroirs paraboliques et d'un baffle cylindrique qui réduit d'un facteur  $10^{12}$  la lumière diffusée par la Terre. La combinaison optique est représentée sur la figure 2.12 (Boisnard et Auvergne 2006; Auvergne *et al.* 2009) ;
- une caméra large champ, CoRoTcam, à objectif dioptrique ; l'unité focale compte quatre matrices CCD de 2048 par 2048 pixels. Un biprisme dispersif est intercalé avant les deux matrices dédiées au champ exoplanète (Léger *et al.* 2006). Son rôle est d'apporter une information sur les variations chromatiques du flux lumineux durant les transits observés, facilitant la discrimination des mauvais candidats planétaires. Cela sera détaillé plus loin, en particulier lors de l'étude de CoRoT-7b au §4.3.2 ;
- enfin, CoRoTcase est une baie accueillant l'ensemble des équipements électroniques de gestion des données scientifiques (vidéo, unités d'extraction et traitement des données) et de maintenance de l'instrument (distribution de l'énergie, contrôle fin de la température, étalonnages, unité de synchronisation).

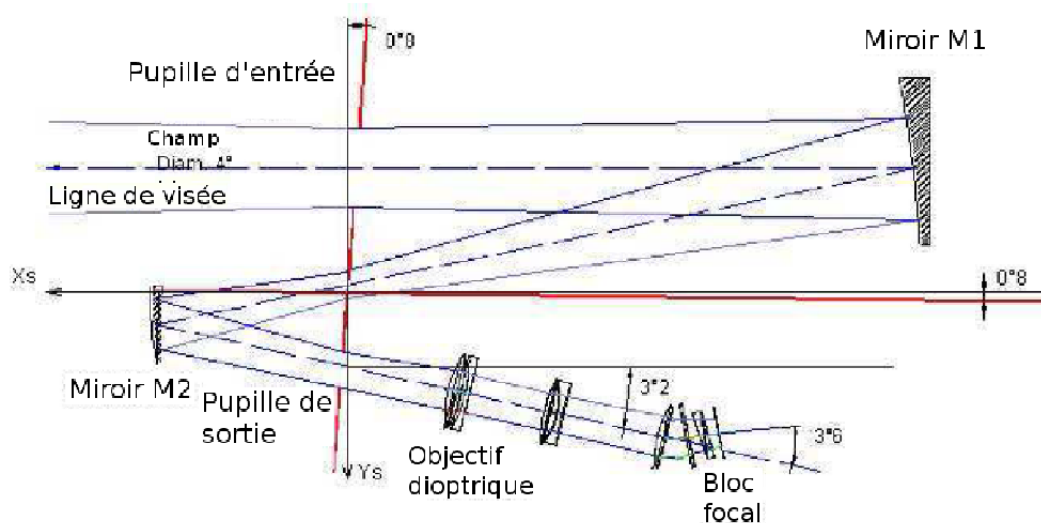


FIGURE 2.12 - Schéma du montage optique du télescope et de la caméra

### 2.3.3 Photométrie de haute précision

La résolution d'un système étoile-planète à l'aide d'un télescope, voire d'un très grand télescope, n'est réalisable que dans de très rares cas, réunissant un certain nombre de conditions favorables. En particulier, l'écart angulaire étoile-planète doit être suffisant pour que le télescope puisse les résoudre (fonction de la longueur d'onde observée, de la taille et de la qualité du télescope ainsi que du contraste) ce qui nécessite une distance typique de quelques dizaines de parsecs du Soleil au maximum et des orbites

planétaires de demi grand-axe important – supérieur à 5 UA en général.

Un des points forts de la méthode de photométrie des transits repose sur le fait qu'elle ne nécessite pas une résolution angulaire élevée, tant que le flux de l'étoile n'est pas confondu avec celui d'une autre. Il faut donc s'assurer que la contamination de la tache image de l'étoile décrite par la fonction d'étalement de point de l'instrument (notée plus loin FEP) par la superposition de la l'image d'un autre objet ne soit pas critique pour acquérir et traiter le signal de la cible. Pour cela, il convient d'être capable d'estimer la participation du (ou des) contaminants au flux mesuré sur la cible, afin de s'assurer que le signal de transit observé ne provienne pas de ces contaminants.

### **La fonction d'étalement de point de CoRoT**

L'importance mineure de la résolution angulaire autorise certaines libertés : le signal est contenu dans les variations temporelles du flux lumineux de l'objet observé et non dans sa répartition sur le CCD. Si les bruits de lecture, les bruits d'obscurité et la contribution du fond du ciel ne sont pas trop importants, on peut se permettre de légèrement défocaliser l'instrument ; le flux lumineux associé à l'image de la cible est en quelque sorte étalé. Un plus grand nombre de pixels de la caméra est éclairé avec une intensité proportionnellement réduite. Finalement, le flux total mesuré est inchangé, mais l'intensité lumineuse moyenne dans la FEP est moindre. Cela permet d'augmenter la dynamique de l'instrument : des étoiles ayant des éclats différents pourront être suivies avec un temps de pose identique, sans saturation.

Il y a deux causes possibles de saturation :

- la profondeur des puits quantiques qui caractérisent chaque pixel de la matrice de CCD 120 000 électrons dans le cas de CoRoT ;
- la limite de l'espace mémoire alloué à la valeur du signal numérisé lorsque le convertisseur analogique numérique (CAN) converti le nombre de photo-électrons piégés par chaque pixel sous forme d'un signal numérique. Ici, le CAN code le signal sur 16 bits pour une tension comprise entre 0 et 5 volts.

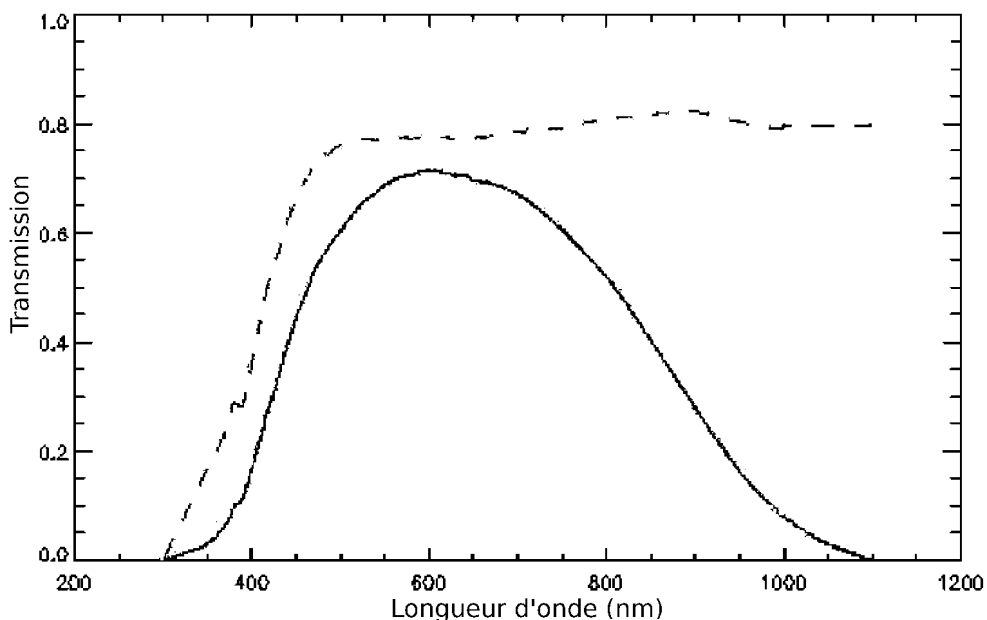
Comme en atteste la figure 2.15, la FEP de CoRoT n'est pas circulaire dans la voie exoplanète : l'adjonction du biprisme en amont de la matrice de CCD permet en effet de disperser les couleurs suivant un axe défini par leur orientation relative. La FEP d'une étoile dépend à la fois de sa magnitude visuelle, de son type spectrale et de la position de la FEP sur la matrice de CCD du fait des aberrations optiques de l'instrument.

### **La photométrie d'ouverture et la couleur**

La photométrie d'ouverture est une méthode adaptée à la mesure du flux d'un objet : il s'agit de sommer le nombre de photo-électrons piégés par l'ensemble des pixels éclairés par l'étoile-cible, pendant la durée de l'acquisition.

La figure 2.13 représente la fenêtre de transmission spectrale de l'instrument, comprise

entre 400 et 1000 nm, soit dans le domaine visible et proche infra-rouge (IR).



**FIGURE 2.13** - La transmission optique de la voie exoplanète de CoRoT est représentée en fonction de la longueur d'onde. La courbe pointillée symbolise la transmission du système optique et la courbe pleine tient compte du rendement quantique de la matrice de CCD ; ces mesures ont été prises avant le lancement de l'instrument (Auvergne *et al.* 2009).

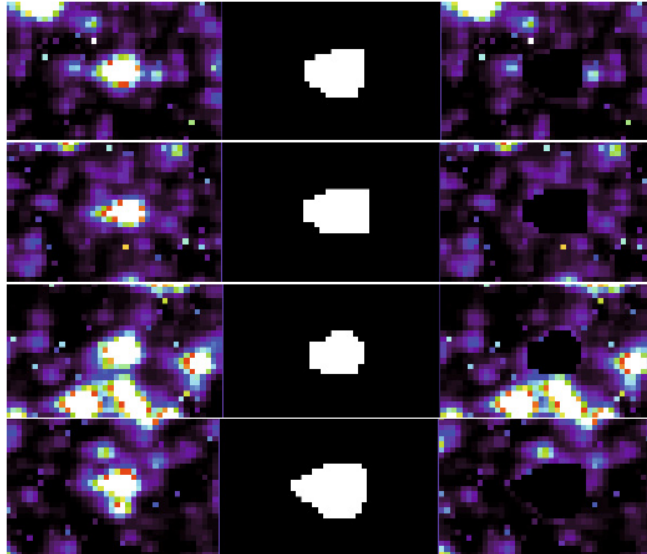
Deux cent cinquante six masques différents par CCD sont prédéfinis et un masque est affecté à chaque étoile de manière à s'ajuster au mieux à la forme de la FEP. Le choix de la taille et de la forme du masque est un processus complexe qui dépend de :

- la magnitude de la cible ;
- son type spectral ;
- sa position sur le CCD ;
- les étoiles proches (contamination) ;
- le fond de ciel dans la région qui l'entoure ;
- les bruits instrumentaux.

La figure 2.14 donne un exemple de quatre masques optimisés en fonction des paramètres précédents.

Afin de pouvoir exploiter l'information chromatique donnée par le prisme, les étoiles les plus brillantes du champ (environ la moitié) possèdent un masque qui est lui même divisé en trois régions. Le flux de photo-électrons est alors mesuré séparément sur chacune des trois régions, appelées bleue, verte et rouge. En réalité, la séparation entre les trois bandes spectrales n'est pas définie par une limite en longueur d'onde mais par la proportion de flux dans chaque région :





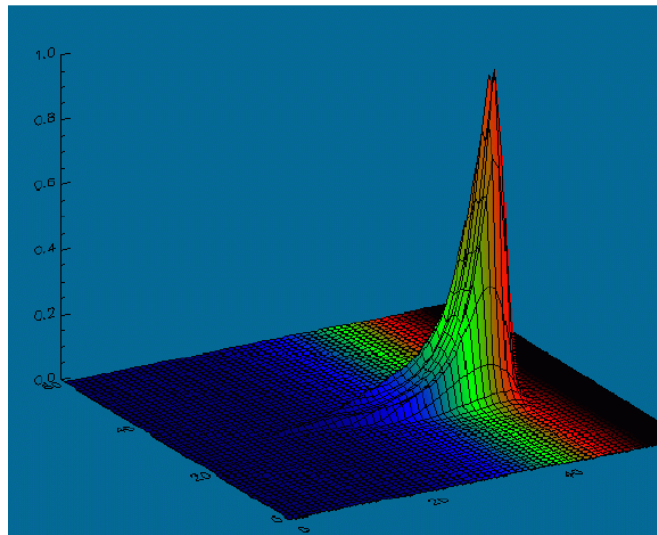
**FIGURE 2.14** - Sur la colonne de gauche, les taches images de quatre étoiles cibles. Au centre, les masques associés et à droite, le champ environnant ces étoiles, hors du masque (Auvergne *et al.* 2009). On remarque que le masque de l'étoile du haut a permis d'exclure les deux étoiles voisines (à gauche et à droite) alors que celui de l'étoile du bas inclut totalement le contaminant qui se trouve juste en dessous.

- la zone bleue est définie de manière à recevoir les  $30\% \pm 8\%$  de photo-électrons les plus dispersés ;
- la zone rouge reçoit les  $40\% \pm 15\%$  de photo-électrons les moins dispersés ;
- la zone verte reçoit le reste et s'étend au minimum sur une colonne de pixels.

Il n'y a pas de frontière nette en longueur d'onde : la tache image ne serait pas ponctuelle, même en l'absence du prisme ; de plus, la contribution à l'étalement de la FEP est fonction de la longueur d'onde. Par conséquent, les couleurs sont partiellement mélangées dans chaque région du masque. L'information que l'on peut extraire des couleurs des courbes de lumière n'est donc pas un spectre à proprement parlé, mais donne une indication chromatique très utile sur la nature des transits observés. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans le chapitre dédié à la discrimination des candidats planétaires.

### La photométrie de précision

La précision photométrique de l'instrument va définir le seuil de détection en terme de rapport signal sur bruit (S/B), autrement dit la taille minimum des planètes détectables, la période orbitale la plus grande et plus généralement, la quantité de planètes détectables. Il s'agit donc de réduire au maximum toutes les sources potentielles de bruit (Auvergne *et al.* 2009), telles que :



**FIGURE 2.15** - La fonction d'étalement de point de CoRoT dans la voie *Exoplanètes*. Le biprisme disperse la lumière. Les couleurs symbolisent la répartition spectrale du flux dans la fonction d'étalement de point. Crédit : LESIA, Observatoire de Paris-Meudon.

- le bruit quantique de fond du ciel ;
- la lumière résiduelle provenant de la Terre et du Soleil ;
- le bruit de gigue résiduel du satellite (*jitter* en anglais) qui, bien que très faible, joue encore un rôle : la plateforme elle même assure une précision de pointage autour de  $16''$  , mais un système de calcul d'écartométrie basé sur la mesure de la position de deux étoiles a été intégré à l'asservissement du pointage, augmentant la précision en réduisant le bruit de gigue à moins de  $0,15''$  par axe en valeur efficace, soit  $0,06$  pixel sur la CCD.

Les grandeurs correspondantes sont données dans la table 2.1.

### Les courbes de lumière

Les données sont recueillies sous forme de séries temporelles appelées courbes de lumière, contenant la valeur du flux provenant de la cible quantifiée en nombre de photo-électrons par unité de temps. Une horloge indique précisément la date associée à chaque mesure, lesquelles sont échantillonnées à une cadence de 32 secondes. Cependant, du fait des limitations de la télémétrie<sup>2</sup>, les courbes de lumière de la majorité des cibles sont échantillonnées à 512 secondes ; la valeur de flux est obtenue à bord du satellite en calculant la valeur moyenne sur seize acquisitions de 32 secondes.

2. Le flux d'information échangeable entre le satellite et la Terre est limité par les capacités de l'instrument et la fréquence de passage de CoRoT dans le lobe des antennes réceptionnant le du satellite signal au sol.

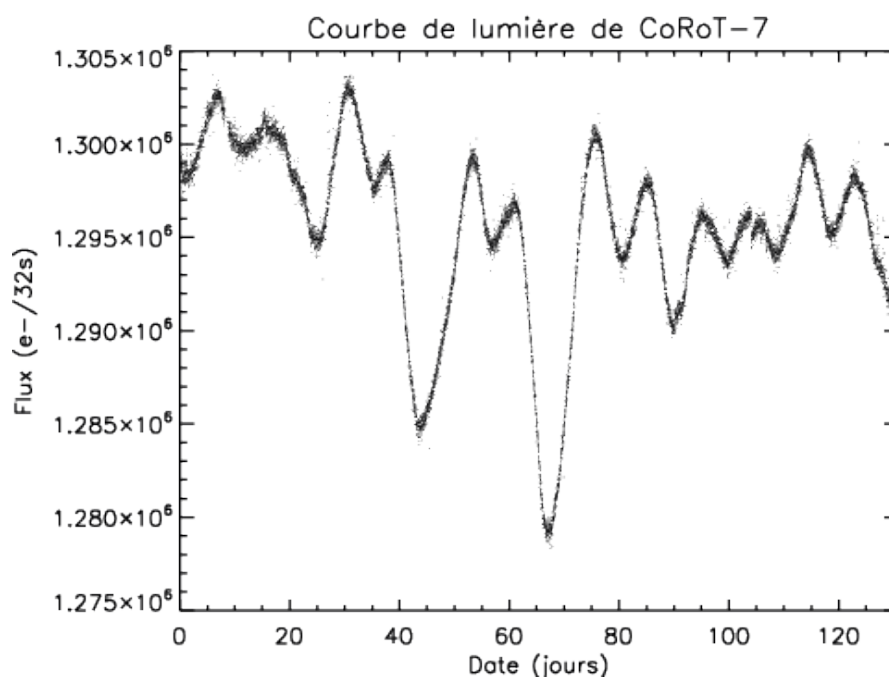
Paramètre	Valeur
Champ de vue	$2,7^\circ \times 3,05^\circ$
Surface collectrice du miroir primaire	590 cm <sup>2</sup>
Stabilité du pointage (par axe)	0,16''
Bruit quantique du fond de ciel, moyen :	$20 \text{ e}^{-\text{s}^{-1}\text{pix}^{-1}}$
Bruit quantique du fond de ciel, valeur efficace :	$0,6 \text{ e}^{-\text{s}^{-1}\text{pix}^{-1}}$
Bruit de lecture	$8 \text{ e}^{-\text{pix}^{-1}\text{lecture}^{-1}}$
Dimension des matrices	2048 × 2048 pix
Taille des pixels	$13,5 \times 13,5 \mu\text{m}$
Champ de ciel par pixel	2,32''
Courant d'obscurité (théorique)	$0,6 \text{ e}^{-\text{s}^{-1}\text{pix}^{-1}}$

**TABLE 2.1** - Caractéristiques photométriques notables de l'instrument

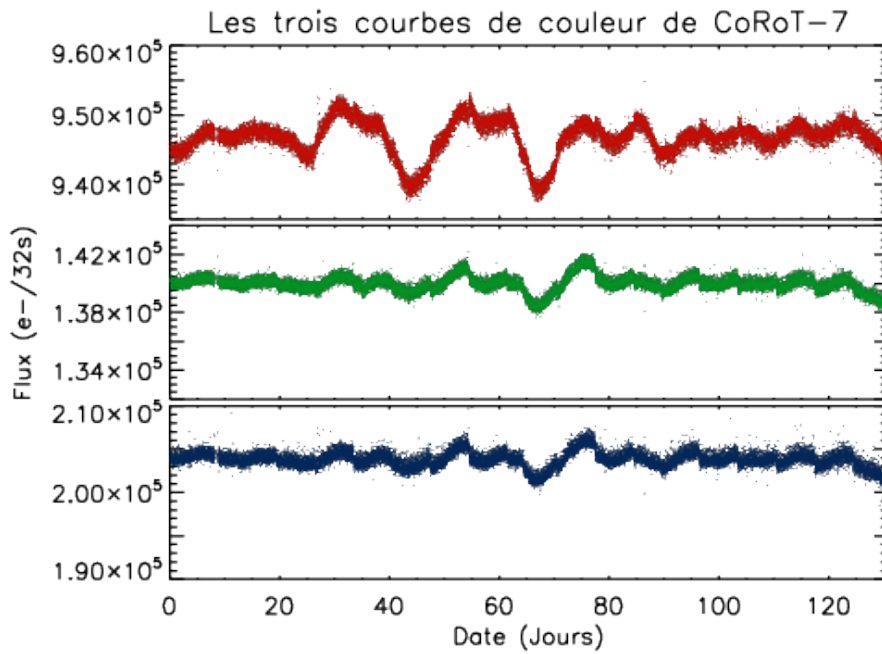
Une surveillance en temps réel des données acquises, appelée « mode alarme », est réalisée depuis le sol pendant les campagnes d'observation. Ce travail est effectué à l'Observatoire d'astrophysique de Marseille-Provence et décrit par Surace *et al.* (2008). Ainsi, lorsque une étoile cible semble montrer des transits, il est possible d'augmenter la cadence d'acquisition des données en n'effectuant plus la moyenne sur seize mesures consécutives : on obtient ainsi une courbe de lumière échantillonnée à 32 secondes, ce qui augmente la résolution temporelle du signal. Deux mille courbes sont ainsi sur-échantillonnées.

Comme expliqué plus haut, dans le cas des étoiles suffisamment brillantes et en l'absence de contraintes liées à la forme de la FEP ou de superposition de deux FEP, trois courbes de lumière sont obtenues au lieu d'une, correspondant au flux de la cible dispersé par le prisme et mesuré dans les trois régions contiguës du masque (§2.3.3). La figure 2.17 montre la courbe de lumière de CoRoT-7, dans les trois canaux colorés.

Ce sont ces courbes de lumière qui seront systématiquement étudiées afin d'y déceler la signature de transits planétaires. Nous allons maintenant nous intéresser à l'objectif scientifique de la mission : des cibles observées à la détection de planètes extrasolaires transitant devant celles-ci, par l'analyse des leur courbe de lumière.



**FIGURE 2.16** - La courbe de lumière de CoRoT-7 : cette étoile de magnitude 11 présente une activité très visible : on attribue les variations photométriques à l'apparition et la disparition de taches et de facules à la surface de l'astre.



**FIGURE 2.17** - Les trois régions du masque permettent l'acquisition de trois courbes de lumière d'une même cible, centrées sur des bandes spectrales décalées. L'ensemble du spectre comprend le rayonnement visible et très proche IR. On constate que les variations photométriques liées à l'activité de l'étoile sont fortement chromatiques, ce qui peut être interprété comme des variations de températures à la surface de l'étoile en rotation.

# Chapitre 3

## Détection de planètes avec CoRoT

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>39</b>
<b>3.2</b>	<b>Dans les yeux de CoRoT</b>	<b>40</b>
3.2.1	Sélection des champs d'observation	40
3.2.2	Propriétés des champs	43
<b>3.3</b>	<b>Analyse de courbes de lumière</b>	<b>45</b>
3.3.1	L'algorithme de détection des transits : Transdet	45
3.3.2	Résultats et performances de Transdet	67
<b>3.4</b>	<b>Sélection des candidats</b>	<b>71</b>
3.4.1	Sélection des candidats planétaires grâce à la photométrie de CoRoT	73
3.4.2	Le suivi au sol	78
3.4.3	Signaux de transit dans les données du LRc02 et statistiques	86

---

### 3.1 Introduction

La quantité de détection de transits planétaires va dépendre de deux facteurs : d'une part, le rapport de l'amplitude du signal mesurable et du bruit altérant la qualité de la mesure ; d'autre part, la fréquence des planètes en orbite autour des étoiles cibles. Ce deuxième aspect étant indépendant de l'observateur, l'ensemble des efforts va porter sur l'optimisation du rapport signal sur bruit de la mesure :

1. Les choix pris lors du développement de l'instrument (§2.3.2) vont déterminer les capacités et les limites instrumentales : sensibilité, stabilité, dynamique, linéarité...

2. La sélection des étoiles cibles et des champs en général est un autre élément clef pour optimiser les chances d'observer un grand nombre de transits ; en particulier, l'étude d'étoiles naines est plus favorable à la détection de transits planétaires puisque l'amplitude du signal est inversement proportionnelle au carré du rayon stellaire (§2.3.3).
3. L'analyse proprement dite des données de l'instrument est précédée d'une phase de prétraitement destinée à retirer un grand nombre d'effets instrumentaux. L'exploitation des données consiste ensuite en la recherche du signal parmi une multitude de sources de bruits résiduels de caractéristiques et d'origines variées.

## 3.2 Dans les yeux de CoRoT

### 3.2.1 Sélection des champs d'observation

Au sein des zones du ciel accessibles à l'observation par CoRoT (cf :§2.3.2), le choix précis des champs d'étoiles à observer repose (outre les priorités du programme d'astérosismologie) sur la densité d'étoiles et leur richesse en étoiles naines. Il s'agit également de repérer ces étoiles naines individuellement, qui seront les cibles privilégiées pour rechercher des transits planétaires.

Plusieurs méthodes permettent d'estimer la proportion relative d'étoiles naines (Deleuil *et al.* 2006). La méthode principale est décrite ici ; elle repose sur l'utilisation des propriétés chromatiques du milieu interstellaire.

La lumière qui nous parvient des étoiles a voyagé sur une distance plus ou moins importante avant de nous parvenir. Elle a traversé une quantité variable de milieu interstellaire (MIS) : nuages de gaz atomique, moléculaire et poussières qui occupent l'espace galactique, fig. 3.1. Une partie de la lumière y est absorbée. L'extinction de la lumière qui en résulte montre une forte dépendance en longueur d'onde, comme le décrit Ryter (1996). La cause est une combinaison d'absorption par les espèces qui composent le MIS et des diffusions de Rayleigh et de Mie – en fonction de la taille des grains de poussière rencontrés. Dans l'infrarouge et le visible, les composantes à courtes longueurs d'onde sont plus fortement filtrées, ce qui produit un rougissement relatif du spectre lumineux (figure 3.2).

Ainsi, si deux étoiles identiques sont à des distances différentes de la Terre, mais visibles sous un écart angulaire faible, l'étoile la plus éloignée aura bien sûr un éclat plus fortement altéré du fait de la distance et de l'extinction par le MIS ; elle apparaîtra également plus rouge que l'autre. Pour chiffrer cet effet, il nous faut connaître la densité de colonne et la composition du MIS traversé par les rayons lumineux. Ceci dépend bien entendu de la direction dans laquelle on regarde, autrement dit de la portion d'es-



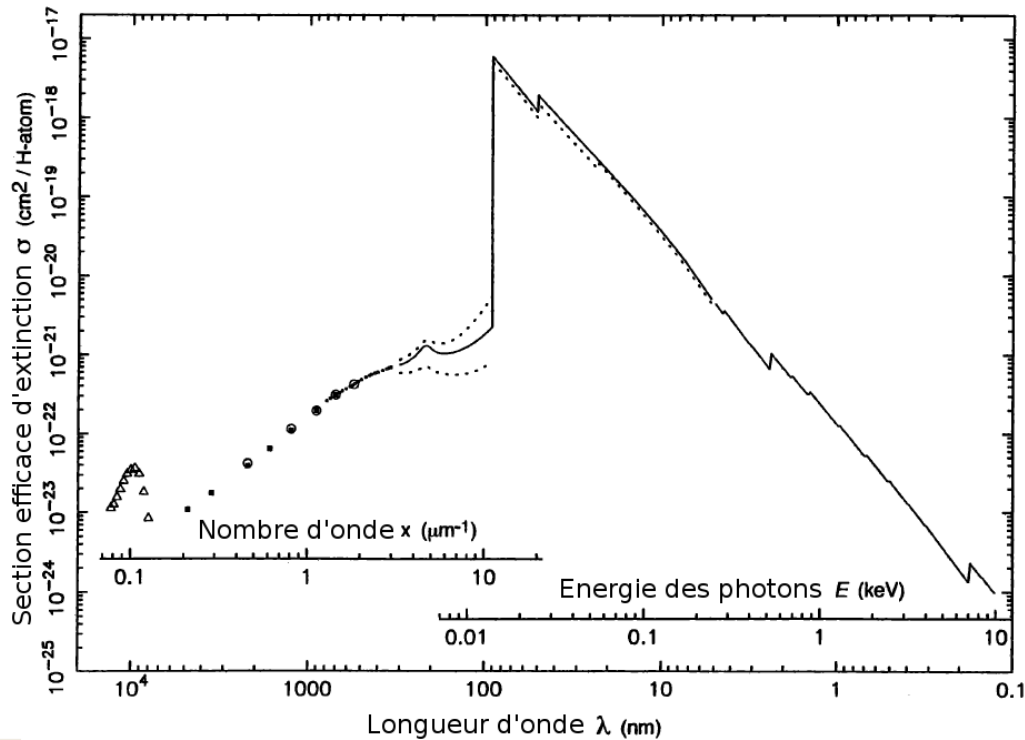
**FIGURE 3.1** - Le milieu interstellaire fait subir à la lumière un rougissement : les étoiles d'arrière plan dont la lumière traverse le bord du nuage Barnard 68 nous apparaissent fortement rougies. Là où la densité de colonne devient trop importante, la lumière est totalement absorbée, donnant cet aspect noir au nuage dans le visible.

pace traversé.

Sans connaître précisément la nature et la densité du MIS traversé, on peut extraire une information, non pas sur le MIS en lui-même – qui n'est pas l'objet de notre étude – mais sur les étoiles angulairement proches : deux étoiles également éloignées de la Terre subiront le même rougissement puisque leur lumière aura approximativement suivi le même chemin et donc traversé la même quantité de MIS. En revanche, deux étoiles de même éclat apparent ne sont pas nécessairement équidistantes de la Terre : une étoile géante par exemple, est beaucoup plus brillante qu'une naine. Aussi, à magnitude visuelle égale, les géantes sont en fait plus loin de nous que les étoiles naines et par conséquent plus rougies.

On peut tirer profit de cet effet pour distinguer, sur des critères statistiques, les

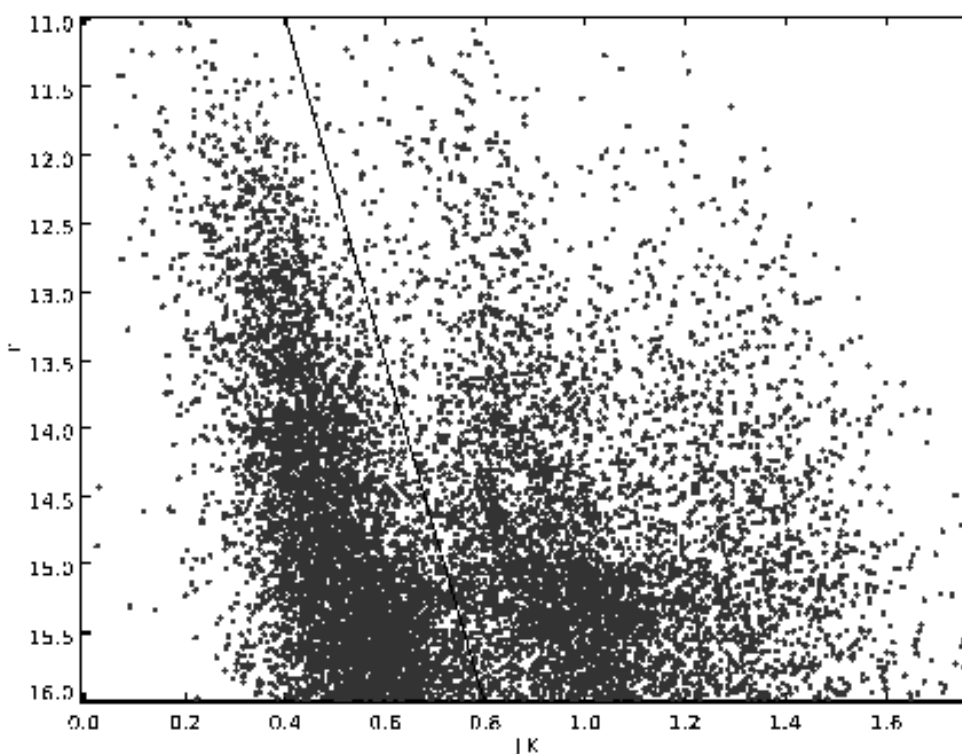




**FIGURE 3.2** - Spectre d'extinction du milieu interstellaire neutre diffus (Ryter 1996) : composition normalisée à celle de l'hydrogène : 95% de HI, 5% de HII et 10% de HeI. La ligne continue représente la section efficace d'extinction normalisée par atome d'hydrogène en fonction de la longueur d'onde. On remarque sur cette figure que le rougissement n'a lieu qu'en deçà de l'UV. Pour des énergies de photons supérieures à la transition  $Ly - \alpha$ , l'effet est dans l'autre sens : les composantes les plus rouges sont les plus éteintes. Les mesures (symboles) et conditions particulières d'ionisation du MIS (pointillés) sont décrites par Ryter (1996)

populations d'étoiles géantes des populations de naines : sur un diagramme opposant couleur et magnitude visuelle, les populations de géantes apparaîtront plus lumineuses que les autres à couleur équivalente et plus rouges à magnitude équivalente. La figure 3.3 rend compte de cet effet. Elle représente les étoiles d'un champ observé par CoRoT, le LRC02 (voir plus bas), qui nous servira d'exemple au cours de ce chapitre.

Conclusion : l'étude des couleurs des étoiles, c'est à dire de l'intensité lumineuse différentielle dans différentes bandes spectrales vues à travers un télescope donné, peut nous permettre de séparer deux groupes d'étoiles de natures différentes : les géantes et les naines. Si l'utilisation de cette information est statistiquement peu fiable pour l'étude individuelle des cibles, l'application de cet outil à une dizaine de milliers d'étoiles nous donne une idée précise de la richesse en cibles intéressantes dans un champ d'étoiles donné. Cette méthode permet donc d'éliminer les zones du ciel trop



**FIGURE 3.3** - Les étoiles du champ LRC02 de la mission CoRoT. On représente ici la magnitude visuelle  $r'$  en fonction de la différence de magnitude à travers un filtre J et de celle à travers un filtre K. On peut ainsi séparer les populations d'étoiles : à magnitude  $r'$  égale, un ensemble d'étoiles apparaît plus bleu à gauche, et à droite : des étoiles plus rouges et par conséquent plus loin de nous. Comme nous comparons des magnitudes égales, on peut en déduire que le groupe de droite est – globalement – constitué d'astres plus brillants que celui de gauche. On a donc à gauche du diagramme, une majorité d'étoiles naines et à droite, une majorité de géantes.

pauvres en étoiles naines et de sélectionner des champs dont la nature des populations stellaires est optimum compte tenu des autres contraintes. C'est principalement par cette méthode que les champs exoplanètes CoRoT sont déterminés au cours de la mission.

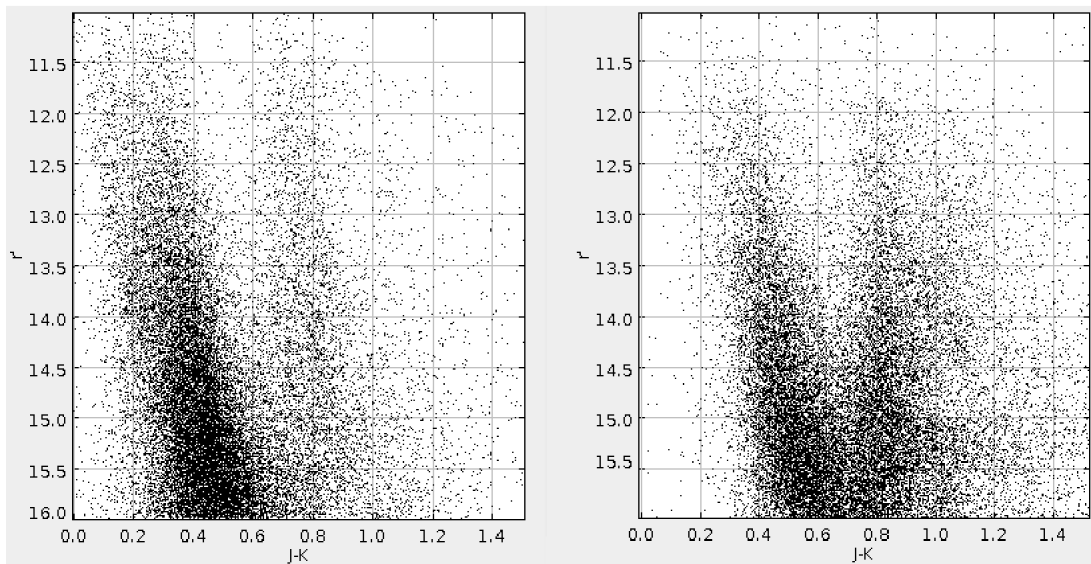
### 3.2.2 Propriétés des champs

En s'appuyant sur le champ du LRC02, on peut ainsi estimer que 52 % des 11 500 étoiles du champ sont des naines (voir la figure 3.3). Tous les champs n'ont pas les

mêmes proportions d'étoiles. Cabrera *et al.* (2009) montrent par exemple que le champ d'étoiles de la campagne d'observation LRc01 présente un ratio de 42 % d'étoiles naines.

Lorsque l'on s'intéresse aux champs d'étoiles situés dans la direction opposée au centre galactique (voir figures 2.10 et 2.11) la différence est encore plus flagrante : dans la gamme de magnitude observée par CoRoT, le ratio en étoiles naines est beaucoup plus élevé dans la direction de l'anticentre de la Galaxie que vers le centre ; la figure 3.4 permet de comparer la répartition en naines et géante dans les deux directions observée par le télescope.

Plus généralement, le taux d'étoiles naines présentes dans les champs observés excède rarement 50 %, ce qui limite d'autant le nombre des cibles les plus pertinentes pour la recherche de planètes.



**FIGURE 3.4** - Diagramme couleur–magnitude des cibles des trois premières campagnes d'observation de durées longues : à gauche, vers l'anticentre galactique (LRa01, LRa02 et LRa03) et à droite vers le centre (LRc01, LRc02 et LRc03). Alors que les régions observées par CoRoT vers l'anticentre galactique contiennent près de 75 % d'étoiles naines, les régions dans la direction du centre galactique en contiennent à peine 50 %.

On remarque par ailleurs que l'ensemble des étoiles subit un décalage vers le rouge – c'est à dire vers la droite dans cette représentation – plus important dans la direction du centre galactique que vers l'anticentre : la cause de cet effet est le profil de densité en MIS de la galaxie, croissant vers le centre galactique.

Une fois le satellite orienté vers l'un des champs sélectionné, des masques photométriques sont associés à chacune des 12 000 étoiles étudiées (voir §2.3.3). Le signal

porté par les variations du flux lumineux de ces cibles contient toute l'information que l'on va tenter d'extraire au mieux : la signature de transit planétaires...

### 3.3 Analyse de courbes de lumière

#### 3.3.1 L'algorithme de détection des transits : Transdet

L'algorithme Transdet, pour *Transit detector*, a été développé et utilisé à l'IAS pour détecter les signaux de transits dans les données photométriques de CoRoT. La première version de cet algorithme a été réalisée par Bordé *et al.* (2007) (voir aussi Bordé (2003); Bordé *et al.* (2003)) dans le cadre de la préparation de la mission ; il repose sur une méthode de filtrage adapté.

#### Choix de la méthode

Notre problématique est la détection de transits planétaires. Quel outil de traitement est le plus efficace face à ce type de signal ? Intéressons nous alors à la nature de celui-ci.

Au premier ordre, on peut modéliser un transit réel par un transit rectangulaire de profondeur relative  $\epsilon$ , de durée  $\tau$  et de périodicité  $P$  (§2.2.4). Tentons de tirer profit du caractère périodique de ce signal : est-il pertinent de chercher à faire une détection à l'aide d'une méthode basée sur le spectre de Fourier ? Le signal tel qu'il est décrit ici est une fonction porte (à une constante additive et une constante multiplicative près) convoluée avec un peigne de Dirac. Sa transformée de Fourier n'est autre que le produit d'un sinus cardinal et d'un peigne de Dirac.

$$\mathcal{F}(\epsilon\Pi_\tau * \text{comb}_P)(\nu) = \text{comb}_{1/P}(\nu) \frac{\epsilon\tau}{P} \text{sinc}(\nu\tau)$$

où  $\text{comb}_P(t)$  est le peigne de Dirac défini par  $\text{comb}_P(t) \triangleq \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t + kP)$ ,

$\delta(t)$  est la distribution de Dirac,

sinc est défini par

$$\text{sinc}(x) \triangleq \frac{\sin(\pi x)}{\pi x},$$

et  $\Pi_\tau$  est la fonction porte de largeur  $\tau$  :

$$\Pi_\tau(t) \triangleq \Pi\left(\frac{t}{\tau}\right) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \in \left[-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}\right] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}.$$

Autrement dit, l'énergie du signal de transit dans l'espace de Fourier est diluée dans de nombreuses raies spectrales (fig. 3.5). Bordé (2003) montre que seulement 7 % de

l'énergie se trouve dans la fondamentale et qu'il faut inclure 23 harmoniques pour reconstruire 90 % de la puissance du signal. On comprend donc que ce type d'analyse n'est pas le plus efficace pour la recherche de transits.

Il faut cependant noter que ce modèle rectangulaire présente une très forte discontinuité au début et à la fin du transit. Un transit réel possède des phases d'immersion et d'émersion beaucoup plus douces, ce qui réduit le nombre d'harmoniques nécessaires à leur reconstruction.

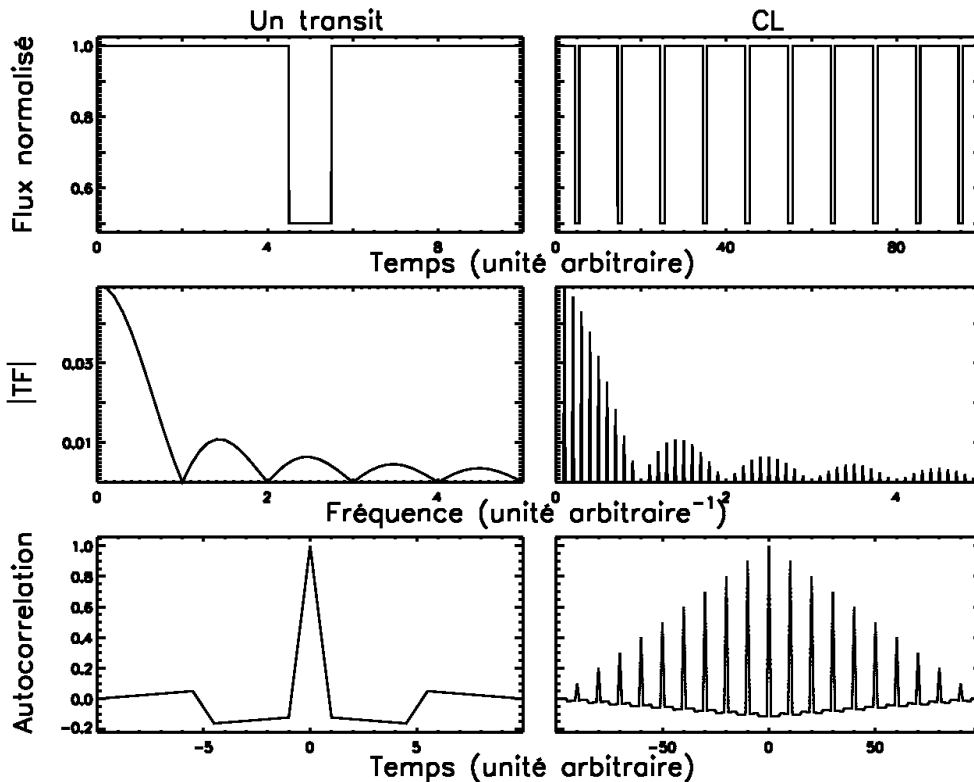


FIGURE 3.5 - Sur la colonne de gauche, sont représentés de haut en bas : un signal de transit approximé par une fonction porte, dont la durée vaut une unité (arbitraire) de temps, le module de sa transformée de Fourier et enfin l'autocorrélation du signal. À droite, les trois mêmes représentations dans le cas de la répétition d'un transit avec une périodicité de dix unités de temps, modélisant une courbe de lumière.

En revanche, lorsque l'on trace l'auto-corrélation du signal de transit (fig. 3.5), l'énergie reste concentrée dans le pic principal : pour la détection de transits, l'espace direct semble mieux adapté au problème que l'espace de Fourier car l'énergie du signal n'y est pas diluée.

Compte tenu de la forme connue du signal (à la valeur des paramètres près, que sont sa durée, sa profondeur, sa période et la date du premier transit) il est judicieux d'ex-

exploiter cette information connue *a priori* afin de faciliter la détection du signal souhaité.

Lors du développement de Transdet, Bordé *et al.* (2007) ont ainsi opté pour une solution reposant sur le principe du filtrage adapté.

Il existe bien entendu d'autres techniques de détections comme celles décrites par Defaÿ *et al.* (2001), Aigrain et Irwin (2004) ou encore Kovács *et al.* (2002). Ce dernier a proposé une technique basée sur la minimisation des moindres carrés appliquée à un signal rectangle – BLS pour *Box Least Square* – qui est maintenant couramment utilisée et dont l'esprit est proche de celui du filtrage adapté qu'exploite Transdet.

En effet, le filtrage adapté qu'utilise Transdet consiste en la recherche du maximum de corrélation entre une courbe test et la CL, ce qui est équivalent à la minimisation d'une fonction  $\chi^2$  entre ces deux séries temporelles<sup>1</sup>. La méthode suivie par Transdet a cependant l'avantage d'être très rapide car elle ne nécessite pas de passer par une étape d'ajustement d'un modèle sur les données.

### Le filtrage adapté

Le filtrage adapté est un filtrage optimal au sens du rapport signal sur bruit, dans le cas particulier de bruit non corrélé. Il convient donc de procéder au préalable à un blanchiment du bruit lors du préfiltrage des CL. Le retrait des composantes à basses et hautes fréquences permet de travailler avec un bruit « localement » blanc. En pratique, il suffit que la bande du bruit reste significativement plus large que celle du signal (Max 1986).

Le filtrage adapté permet de faire apparaître la similitude entre un signal mesuré et un modèle de signal connu. L'intercorrélation entre ces deux signaux atteint un maximum lorsque le signal modélisé est identique à celui présent dans les mesures.

L'algorithme Transdet calcule la corrélation entre une CL préfiltrée et une courbe-test (CT). En notant  $S$  le signal physique,  $T$  le signal test et  $t_0$  la date du premier transit, l'intercorrélation vaut

$$C(P, \tau, t_0) = \sum_{i=1}^n S_i \times T_i(P, \tau, t_0)$$

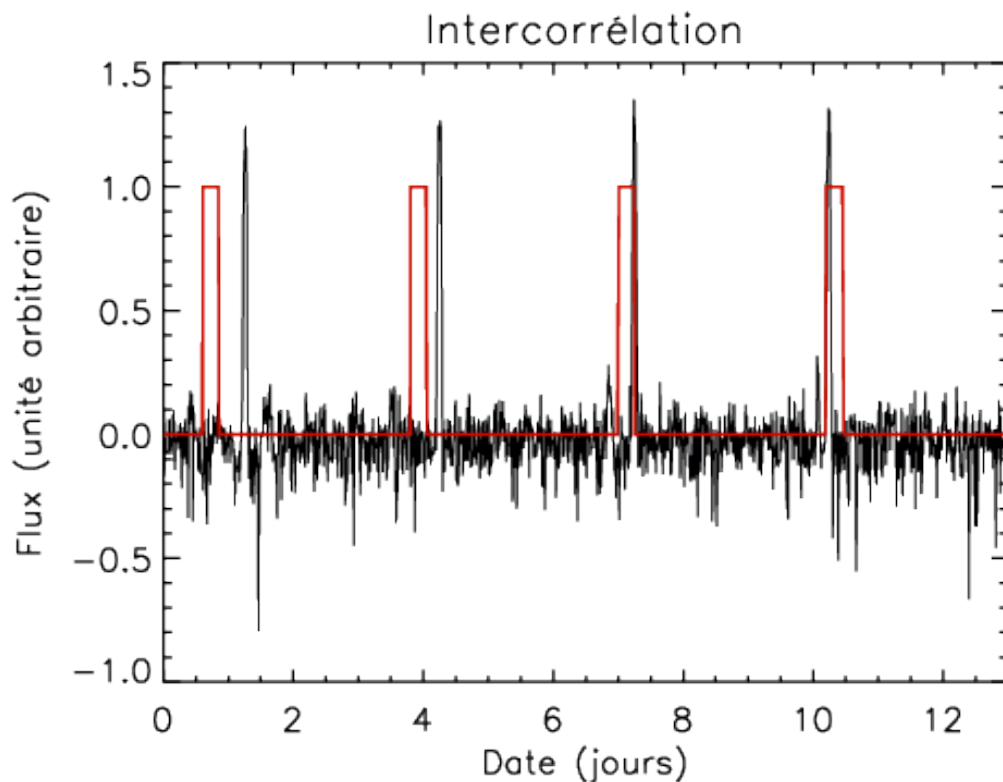
pour une CL contenant  $n$  points de mesure.

---

1. La fonction  $\chi^2$  est définie de la manière suivante : soit un signal  $S$  et soit  $M(p_1, p_2, \dots, p_k)$  le modèle à  $k$  paramètres que l'on souhaite ajuster à  $S$ . Supposons enfin que chacune des  $n$  mesures  $S_i$  dont on dispose soient affectées d'un bruit  $\sigma_i$ , alors  $\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{S_i - M_i}{\sigma_i} \right)^2$

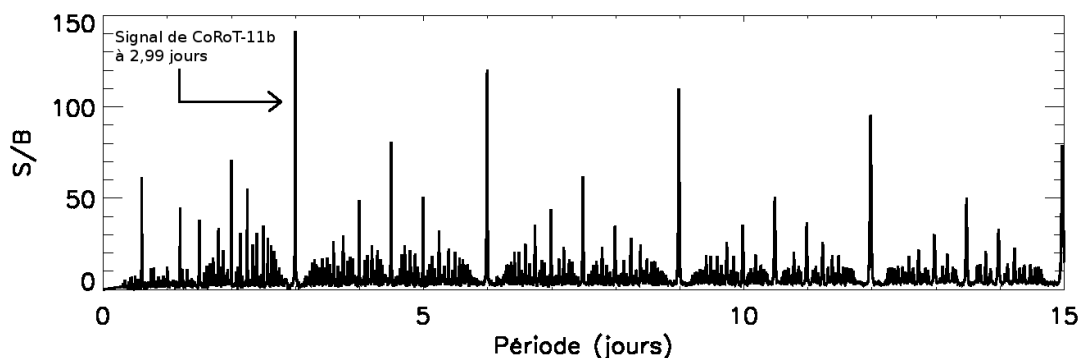
Dans le problème qui nous intéresse, on oppose la courbe de lumière réelle à une courbe idéale, contenant un signal de transit périodique (fig.3.6). Afin de trouver le « bon » jeu de paramètres, i.e. celui qui décrit au mieux le signal observé, on sonde l'ensemble de l'espace des paramètres pour y chercher les régions où la corrélation est la plus forte.

Les valeurs prises par l'intercorrélation entre les données et la famille de courbes synthétiques forment une hypersurface dans l'espace des paramètres. Un corrélogramme représenté sur la figure 3.7 est une projection particulière de cette hypersurface, sur l'axe des périodes. Il s'agit ici de la CL de CoRoT-11, contenant le signal de transit planétaire de CoRoT-11b. Le maximum global correspond à une période de 2,99 jours. Les autres maxima locaux sont des harmoniques et sous harmoniques de cette période. Ce cas particulier est associé à une détection avec un excellent rapport signal sur bruit, ce qui apparaît très nettement dans le corrélogramme.



**FIGURE 3.6** - La corrélation entre la courbe de lumière de CoRoT-11 (retournée et de moyenne soustraite) en noir et une courbe-test en rouge contenant un modèle de transit. Par soucis de clarté, le flux a été divisé par un facteur arbitraire et seuls les treize premiers jours d'observation ont été représentés.

Le maximum de la corrélation correspond aux « meilleurs » paramètres du signal



**FIGURE 3.7** - Corrélogramme de la CL de CoRoT-11. Pour permettre une représentation à deux dimensions, la durée des transits de la courbe-test est fixée et la date du premier transit est choisie telle qu'elle donne la plus forte valeur de la corrélation à chaque valeur de période explorée. Les pics secondaires correspondent aux harmoniques et aux sous harmoniques de la période du signal.

modèle au sens du maximum de vraisemblance, en présence d'un bruit blanc gaussien.

On synthétise une famille de courbes de transits idéales, chacune définie par un jeu de paramètres  $(P, \tau, t_0)$ , et on calcule l'intercorrélation entre celles-ci et la CL considérée. La figure 3.7 est une représentation de la valeur de la corrélation en fonction de la période testée, pour la meilleure valeur de phase. La durée du transit-test est fixée.

Cette méthode ne nécessite pas de chercher la profondeur du transit : le choix d'une profondeur pour le modèle de transit est arbitraire et ne modifie la valeur de la corrélation que d'un facteur multiplicatif constant. On peut donc fixer la profondeur du transit synthétique à une valeur unité. Ceci nous permet de réduire à trois dimensions l'espace des paramètres à explorer – la période orbitale, la durée du transit et date du premier transit – et donc de gagner un temps de calcul important.

### **Transdet2 : une nouvelle version de Transdet**

Transdet a été conçu quelques années avant le lancement de CoRoT. Au cours du stage qui a précédé ma thèse, puis pendant ma thèse elle-même, j'ai pu tester les performances de Transdet sur des données simulées, puis sur les données réelles de CoRoT. Il est ainsi apparu que les capacités de détections de Transdet pouvait être significativement améliorées, en particulier en adaptant au mieux le préfiltrage à la nature des différentes sources de bruit ainsi qu'à la forme du signal recherché.



**Le développement d'une nouvelle version de l'algorithme – Transdet2 – basée sur la première, a constitué le premier pan du travail auquel je me suis attelé durant ma thèse.** Les principaux apports de cette nouvelle version sont :

- l'ajout d'un module de ré-échantillonnage temporel des données ;
- la modification dynamique des paramètres de pré-filtrage ;
- l'optimisation du filtrage adapté ;
- la production automatique de nombreuses représentations graphiques afin de faciliter une première sélection de courbes lorsque le S/B indique que la CL contient potentiellement un transit.

Nous allons maintenant décrire chacune de ces étapes.

### Ré-échantillonnage des données

Les données ne sont pas régulièrement échantillonnées pour les raisons suivantes :

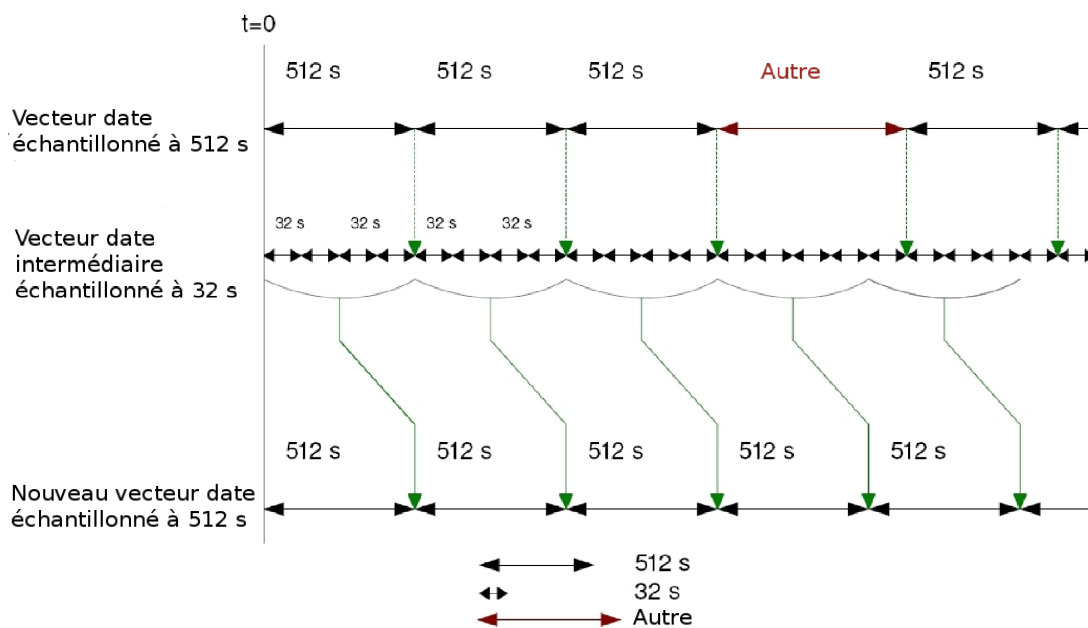
- en fonction de la cible observée, la cadence d'acquisition des données dans une CL peut être d'une mesure toutes les 512 secondes ou 32 secondes. La période d'échantillonnage peut également changer en cours d'observation, lorsque le mode alarme a pu détecter un signal jugé suffisamment intéressant pour passer en mesures sur-échantillonnées ;
- certains évènements, tels que le repositionnement des panneaux solaires du satellite, engendrent un dépointage momentané du télescope et imposent une suspension des mesures pendant une durée variable ;
- le déplacement de la Terre au cours de sa révolution autour du Soleil fait varier la distance qui sépare le satellite des cibles observées, modifiant le temps de parcours des photons. Un retard variable entre les phénomènes physiques observés et leur mesure doit donc être corrigé. Cette correction consiste en un changement de référentiel : de la date dans le référentiel géocentrique, on passe à une date dans un référentiel héliocentrique. Bien que régulièrement échantillonnées à bord du satellite, les données ne le sont plus après correction de cet effet.

Procéder systématiquement au ré-échantillonnage des données réduit considérablement le temps de calcul à différents niveaux de l'algorithme de détection. La quantité importante de CL à traiter pour chaque campagne d'observation justifie les différentes démarches consistant à limiter le temps de calcul. Transdet2 inclut donc un module de ré-échantillonnage des données qui suit le processus suivant (fig. 3.8) :

1. Dans un premier temps, un vecteur de flux échantillonné à 32 secondes est créé. Chaque composante de ce vecteur va contenir la valeur du flux moyen à une date donnée ;
2. On remplit ce vecteur point par point à l'aide des valeurs du flux mesuré aux dates qui correspondent. Les mesures acquises en 512 secondes donneront donc 16 points de mesure de 32 secondes. Lorsqu'une mesure manque, nous laissons,

un vide plutôt que d'introduire une information obtenue par interpolation ;

3. Une fois le flux régulièrement échantillonné à 32 secondes, on ré-échantillonne les données à 512 secondes, en effectuant la moyenne sur les 16 mesures identiques de 32 secondes correspondantes, trouvées à l'étape précédente. Parfois, il manque une ou plusieurs des 16 mesures (absence de donnée à l'instant correspondant). Dans ce cas, la moyenne est effectuée sur le nombre de points valides dans l'intervalle de 512 secondes correspondant. Il faut noter que dans un tel cas, la barre d'erreur sur la valeur obtenue est alors légèrement affectée.



**FIGURE 3.8** - Ce graphique est une représentation des étapes de ré-échantillonnage des données : en haut, le vecteur flux tel que l'instrument le transmet au sol. Au milieu, un vecteur de flux échantillonné à 32 secondes artificiellement créé. Enfin, le vecteur de flux régulièrement échantillonné à 512 secondes est représenté en bas.

### Le préfiltrage

Cette étape sert à nous ramener à une situation de bruit quasi-blanc. C'est une condition essentielle pour rendre le filtrage adapté optimal.

Dans les données, certaines sources de bruit sont connues et identifiées ; je vais m'attacher dans ce paragraphe à la leur description ainsi qu'à leur traitement.

#### • La variabilité stellaire

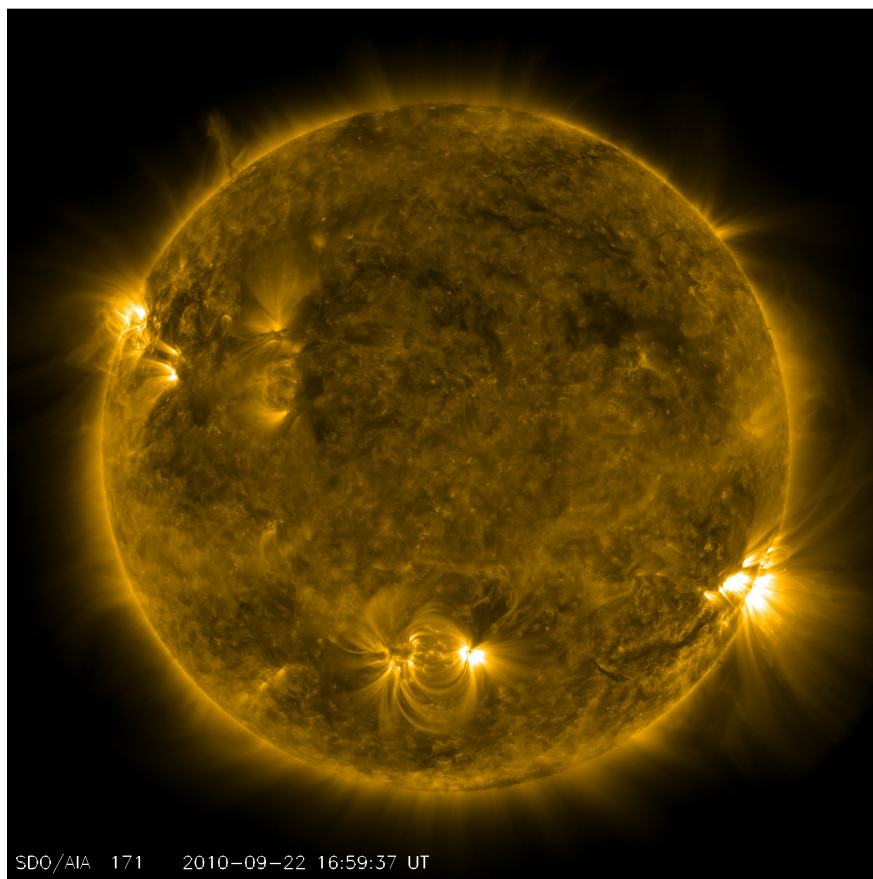
Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine de la variabilité du flux stellaire :

- les modes de pulsation acoustique ou de gravité des étoiles, qui sont l'objet d'étude des astérosismologues, mais peuvent être considérés comme une source de bruit lors de la recherche de transits ;
- les taches et facules : la convection dans les couches externes de certaines étoiles tend à abaisser le profil radial du gradient de température de l'étoile, en assurant un transport de chaleur vers l'extérieur. Des échanges permanents de matière entre la surface et des couches plus profondes de l'étoile font apparaître des cellules de convection de tailles variables. Le champ magnétique de l'étoile est couplé au plasma en mouvement (fig. 3.9). À la surface de l'étoile, les pieds des lignes de champs s'enfoncent dans les zones de forte activité magnétique et contraignent les mouvements du plasma, modifiant localement les échanges thermiques : ces régions ont des températures différentes du reste de la surface stellaire ; ce sont les taches et les facules. Par conséquent, la surface de l'étoile présente des zones d'émission lumineuse hétérogènes, dont la position dérive à la vitesse de rotation de l'étoile. Ces structures ont un temps de vie limité, de quelques périodes de rotation stellaire typiquement. Elles apparaissent et quittent la face visible de l'astre au cours du temps, voient leur surface apparente varier avec leur position sur le disque stellaire et induisent ainsi une modulation du signal photométrique ;
- la granulation et la super-granulation : signature directe des mouvements de convection ayant lieu à la surface de l'étoile ;
- un système d'étoiles binaires serrées peut montrer une modulation du flux lumineux observé ; outre la possibilité de transiter l'une devant l'autre, les deux étoiles peuvent réfléchir la lumière de l'autre ou encore être déformées par les effets de marée. Une variation périodique de leur luminosité est alors perçue à la période double de la rotation orbitale.

### ► Filtrage

Un filtrage passe-haut permet, dans la plupart des cas, de retirer une partie importante de ces variations. Une courbe basse-fréquence est calculée à l'aide d'une moyenne (ou d'une médiane, voir plus loin) sur une fenêtre glissante. En divisant la CL par la courbe basse-fréquence on retire les composantes de périodes caractéristiques supérieures à la taille de la fenêtre glissante, comme l'illustre la figure 3.10. Bien que l'utilisation d'une médiane glissante, ou encore la division du signal par une courbe basse fréquence rende ce filtrage non linéaire, je me permettrai dans ce qui suit d'utiliser (abusivement) les termes de filtrage passe-haut, passe-bas, passe-bande etc. pour simplifier le texte.

Le calcul d'une courbe basse fréquence, à l'aide de la médiane sur une fenêtre



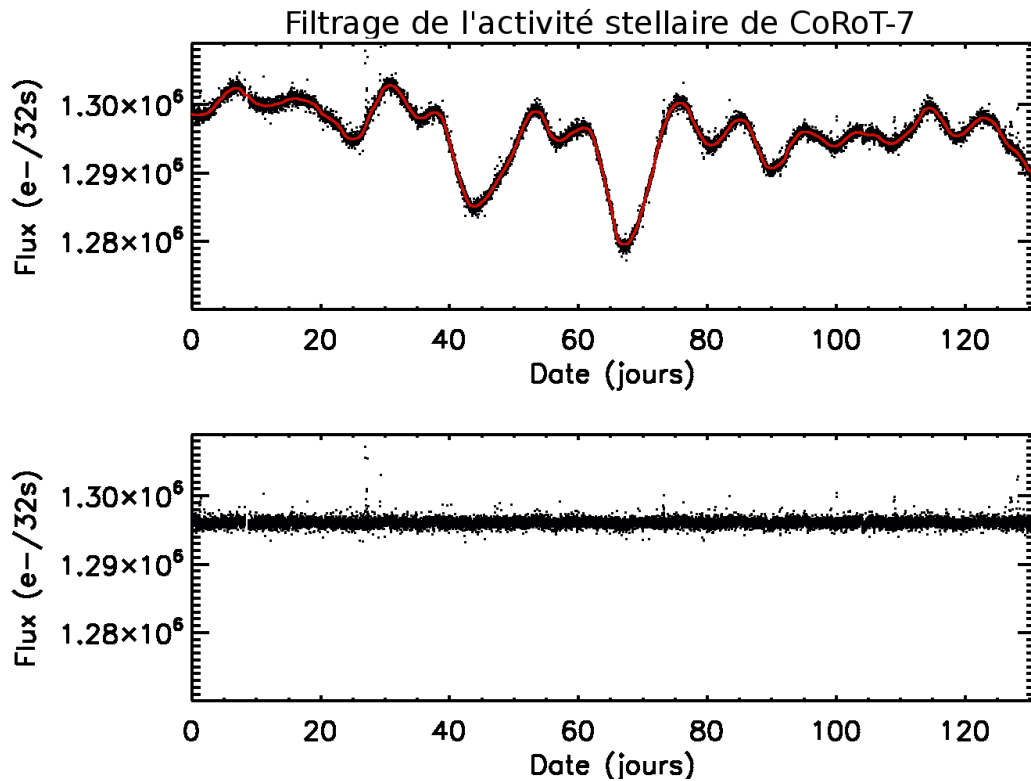
**FIGURE 3.9** - Cette image en fausses couleurs représente le Soleil vu en extrême ultra-violet (EUV). On observe ici le rayonnement du fer très ionisé dans le plasma. On remarque particulièrement bien les lignes de champs reliant les zones actives de la surface solaire. À l’instar du Soleil, l’activité magnétique de la plupart des étoiles crée des hétérogénéités à leur surface. Le temps de vie limité de ces structures (15 jours environ pour le Soleil) et leur rotation avec leur étoile (la période de rotation du Soleil est de 28 jours en moyenne, plus rapide à l’équateur qu’aux latitudes élevées) engendrent des variations temporelles de l’éclat stellaire. Crédit : NASA, Goddard, équipe SDO AIA

glissante de largeur  $\tau$  s’écrit :

$$S_{BF}(i) = \text{median}(S(j))$$

où  $j = [i - \tau/2, i + \tau/2]$ .

La première version de Transdet utilise une fenêtre de 50 heures de durée. Au début de ma thèse, en attendant la livraison des données de CoRoT, je me suis intéressé à la taille de cette fenêtre de filtrage. En soumettant à Transdet un jeu de CL simulant des



**FIGURE 3.10** - En haut : la courbe de lumière de CoRoT-7. La courbe rouge est obtenue en calculant la médiane sur une fenêtre glissante de 50 heures. En effectuant le rapport de la CL et de cette courbe basse-fréquence et en multipliant par le flux moyen, on obtient une courbe nettoyée de l'activité de l'étoile, représentée sur le bas de la figure.

données réelles<sup>2</sup> et comportant des signaux de transits planétaires modélisés, j'ai testé l'influence de la durée de la fenêtre de filtrage sur l'efficacité du préfiltrage.

Vingt et une planètes transitant étaient simulées dans un jeu de 100 CL. Avec une fenêtre de filtrage de 50 heures, Transdet détectait 5 planètes. Le fait de réduire la taille de cette fenêtre à 8,5 heures a permis de trouver 10 planètes supplémentaires dont deux ont été rejetés du fait du S/B trop faible.

J'ai ainsi mis en évidence le fait qu'un filtrage trop « doux » réduit l'efficacité de l'algorithme. La nécessité de filtrer les périodes plus courtes s'explique par la grande variété de périodes d'activité stellaire. Il faut cependant noter qu'en deçà d'une certaine taille de fenêtre, le filtrage déforme et réduit la profondeur du transit, faisant chuter le S/B de la mesure. Outre les propriétés du bruit, la taille optimale de fenêtre de filtrage à

2. Il s'agit des données synthétisées pour le deuxième test en aveugle (BT2), développé pour tester et comparer les performances des différents algorithmes des équipes de détection de CoRoT. (Moutou *et al.* 2005)

utiliser dépend par conséquent de la durée du transit recherché.

J'ai alors implémenté dans Transdet2 un filtrage passe-haut dont la taille de la fenêtre est fonction de la durée du transit de la courbe-test. En appliquant ce nouveau filtre à un autre test en aveugle (BT4) j'ai pu paramétrer cette durée en recherchant la valeur conduisant au plus haut taux de détection. Il est apparu qu'une taille de la fenêtre de filtrage passe-haut égale à 6 fois la durée du transit recherché apportait le plus grand nombre de détections.

On peut noter que la valeur limite inférieure de la durée de la fenêtre de filtrage est de deux fois la durée du transit. En dessous de cette valeur, le transit est très affecté par le filtrage.

### • Évènements ponctuels

La présence de sursauts ponctuels dans les CL trouve différentes sources, comme la réflexion de lumière sur des débris spatiaux (dans 80 % des cas selon le CNES) ou encore l'impact de particules cosmiques sur la matrice de CCD.

### ► Filtrage

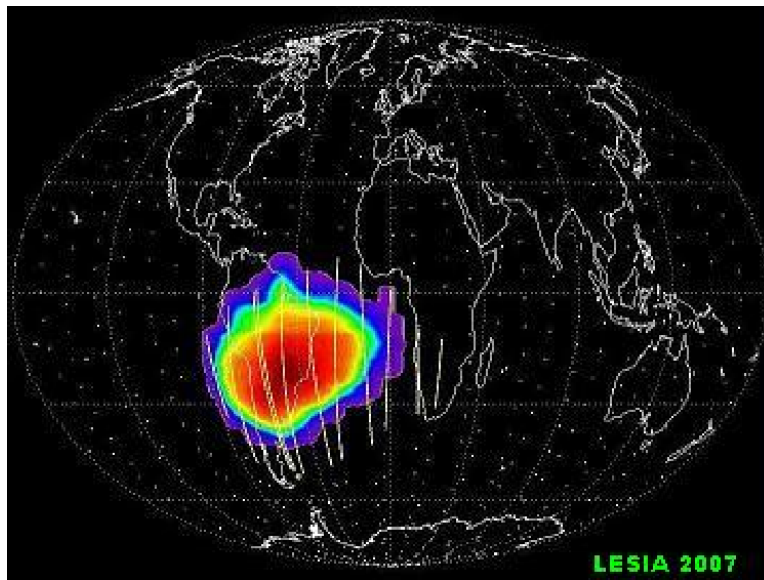
Un filtrage passe-bas est appliqué aux CL. Transdet utilisait une médiane calculée sur une fenêtre glissante de 1 h 15 de durée. En suivant le même protocole que dans le paragraphe précédent et en utilisant le BT4, j'ai trouvé une taille de fenêtre de filtrage optimale valant  $2/3$  de la durée du transit-test.

Finalement, le pré-filtrage tel qu'il est décrit ici revient à un filtrage passe-bande dont la bande passante est ajustée aux paramètres du transit recherché. La description analytique d'un filtrage passe-bande avec un filtre reposant sur des moyennes glissantes (Annexe C fig. .3) permet une certaine analogie avec le filtrage décrit au-dessus, mais l'utilisation de médianes glissantes n'est pas aisément traitable de cette façon. C'est pourquoi j'ai suivi la méthode empirique décrite précédemment afin d'ajuster les paramètres de ce filtre.

Notons que l'algorithme proposé par Jenkins (2002) qui repose sur la décomposition du signal dans l'espace des ondelettes, s'appuie sur le principe du filtrage adapté et utilise également un filtrage de bande-passante variable. Bien que l'espace des paramètres parcouru est différent de celui de Transdet2, on trouve ainsi une certaine analogie dans l'esprit des deux algorithmes. Cependant, l'espace des ondelettes à explorer est plus grand et que l'espace des paramètres balayé par Transdet2, ce qui doit changer d'autant le temps de traitement d'une courbe de lumière.

### • Les protons du vent solaire

L'orbite basse de CoRoT lui permet d'être relativement protégé par le bouclier que forme le champ magnétique terrestre. La pluie de protons du vent solaire qui bombarde la magnétosphère terrestre est en grande partie piégée autour des lignes de champ magnétique et rabattue vers les pôles, formant les ceintures de Van Allen. Le satellite est donc globalement protégé des chocs avec les protons, sauf lorsqu'il traverse une zone particulière : une anomalie du champ magnétique située au-dessus de la région sud de l'atlantique (anomalie de l'atlantique sud – AAS –, fig.3.12) concentre les protons qui viennent alors rencontrer l'instrument. Lorsque la matrice de CCD est impactée, un nombre important d'électrons est alors arraché et vient couvrir le signal photométrique. Le satellite passe environ 7 % de son temps dans l'AAS, ce qui réduit d'autant le taux de données utilisables.

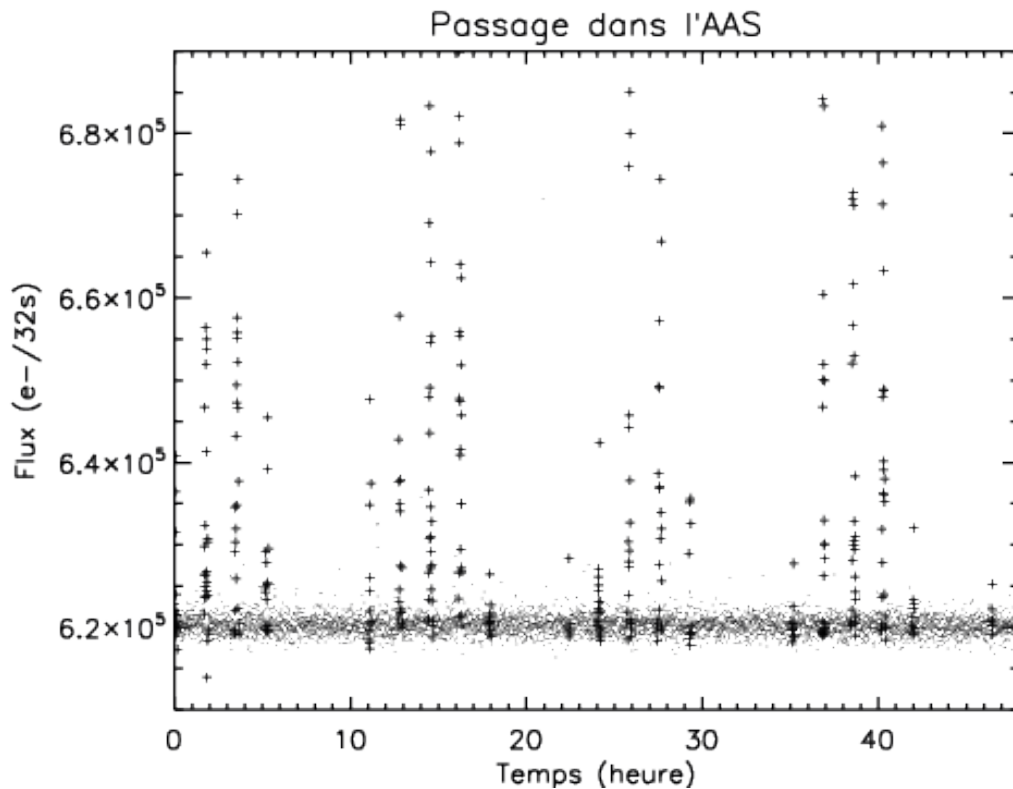


**FIGURE 3.11** - Le satellite traverse régulièrement l'anomalie magnétique de l'atlantique sud où le champ magnétique terrestre piège les protons du vent solaire.

Le flux de protons venant impacter la matrice de CCD peut atteindre  $3500 \text{ protons cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  avec une énergie variant entre 10 KeV et 300 MeV (Auvergne *et al.* 2009).

Cependant, l'AAS est bien localisée spatialement et les dates de traversée sont précisément connues. Lors du pré-traitement des données, un marquage particulier est affecté à chaque point de mesure. Ceci permet d'adjoindre une liste d'informations<sup>3</sup> à

3. Ces informations ne se limitent pas au marquage du passage dans l'AAS, mais peuvent également indiquer la présence d'une discontinuité dans les données, un point obtenu par interpolation, la présence d'un nouveau pixel chaud et d'autres informations relatives à la nature du point de mesure.



**FIGURE 3.12** - Le passage du satellite dans l'AAS : sur cet échantillon de courbes de 48 heures, les données acquises durant le passage dans l'anomalie de l'atlantique sud sont marquées du symbole +. On constate la régularité des passages qui est donnée par la période de l'orbite du satellite et la rotation de la Terre. Le bombardement de protons provoque des sauts dans le nombre d'électrons décomptés, dont la valeur n'a pas de sens en terme de signal photométrique. Sur ce graphique, l'origine de l'axe du temps est arbitraire.

propos de la mesure.

L'opération de pré-filtrage des données acquises pendant le passage dans l'AAS est donc facilitée par le travail fourni en amont par les équipes chargées du traitement des données avant la distribution aux équipes de détection. Nous retirons systématiquement les points concernés pendant la phase de détection, sans les remplacer (par des points obtenus par interpolation par exemple), afin de ne pas modifier l'information contenue dans les données.

#### • Impacts de particules cosmiques et conséquences

En dehors du passage dans l'AAS, des particules cosmiques peuvent tout de même atteindre la matrice de CCD à tout moment, dégradant le signal en faisant apparaître



un point aberrant dans les données. Comme expliqué plus haut, l'utilisation d'un filtre de type médiane glissante sur une fenêtre de quelques points permet de se dédouaner de ces sauts ponctuels de flux. Malheureusement, les chocs avec des particules énergétiques peuvent causer plus de dégâts, en particulier pendant la traversée de l'AAS.

Le réseau cristallin de la matrice peut s'en trouver altéré pendant une durée aléatoire. Par conséquent, on observe des discontinuités dans le signal, plus ou moins violentes, amenant certains pixels appelés « pixels chauds » à un état d'excitation qui nécessite un temps variable avant le retour au niveau normal. Il arrive aussi qu'un pixel se trouve dans un état bistable entraînant des allées et venues brutales entre deux niveaux de flux d'électrons mesurés ; on parle de « pixels fous », responsables de bruits télégraphiques sur les CL.

Il est beaucoup plus délicat de traiter ce type d'artefacts dont la morphologie est variée. Dans le cas d'une discontinuité consistant en un simple saut entre un niveau initial et un niveau final, le filtre passe-haut précédemment décrit peut constituer une correction efficace grâce au calcul de la médiane, à condition que deux discontinuités successives soient séparées par une durée supérieure à la moitié de la taille de la fenêtre glissante. Transdet effectuait initialement le filtrage passe-haut à l'aide du calcul de la moyenne sur une fenêtre glissante. Le passage au calcul d'une médiane a été choisi afin de pouvoir retirer plus aisément ce type de discontinuité. La figure 3.13 montre l'effet de la moyenne et celui de la médiane sur un exemple de pixel chaud apparu dans une CL du LRc02.

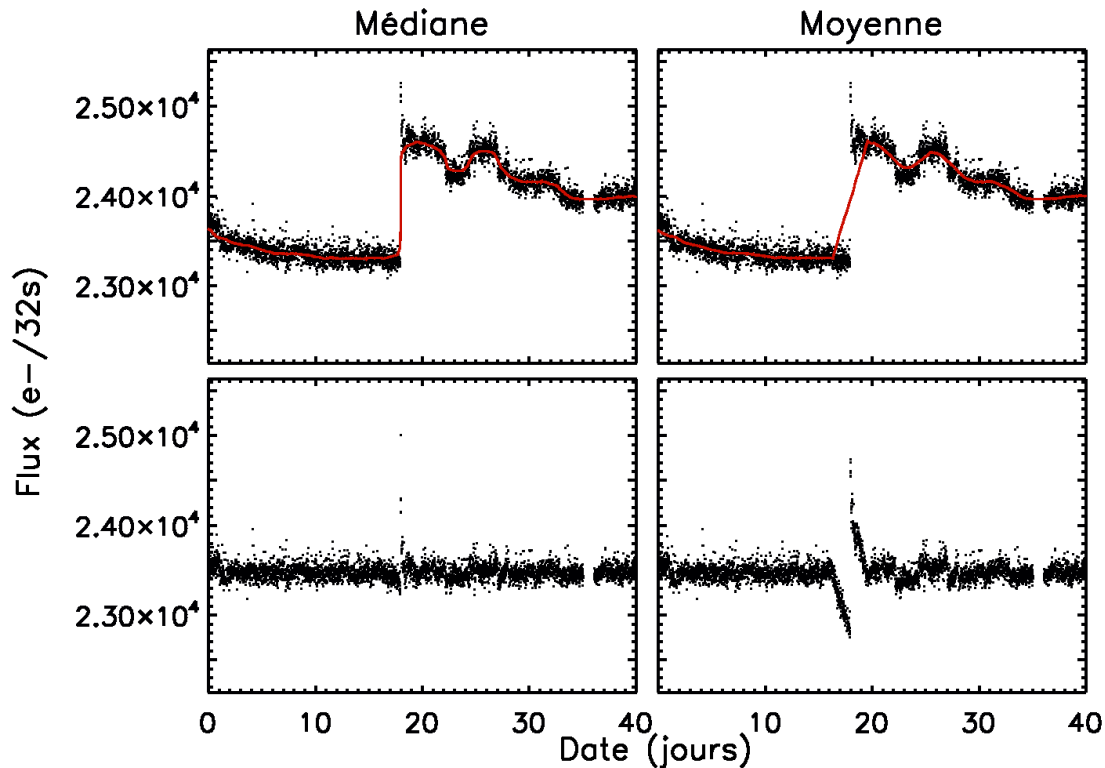
Malheureusement, dans un grand nombre de cas, les discontinuités sont suivies d'un retour à la valeur de flux initial par une décroissance de type exponentielle dont la durée est aléatoire. Lorsque la durée de décroissance est petite devant la taille de la fenêtre de filtrage, l'utilisation du calcul d'une médiane peut s'avérer inefficace.

#### ► **Retrait des discontinuités**

Dans de tels cas, j'ai fait le choix de retirer les points qui incluent la discontinuité. Ceci évite toute opération plus lourde en temps de calcul, comme l'ajustement et le retrait d'une exponentielle par exemple, qui risque par ailleurs de s'avérer inefficace dans les cas où le retour à la normale est trop erratique.

La détection de ces discontinuités est faite de la manière suivante : après les différents filtres décrits plus haut, Transdet2 calcule la médiane et la valeur de la dispersion sur une fenêtre glissante de 50 heures. Si une discontinuité est mesurée, c'est-à-dire des points s'écartant de plus de 4 fois l'écart-type local de la valeur médiane des 50 heures de données qui le précèdent, alors les dix points de données qui l'entourent sont retirés.

#### • **L'orbite de CoRoT**



**FIGURE 3.13** - La courbe de lumière représentée en haut (gauche et droite) est affectée par un pixel chaud. La courbe rouge de gauche est obtenu par le calcul d'une médiane sur une fenêtre glissante de 50 heures. Sur le panneau de droite, il s'agit d'une moyenne glissante. En bas, les courbes filtrées obtenues après le retrait de la courbe médiane (resp. moyenne). Alors que l'utilisation d'une médiane glissante permet de suivre les discontinuités et donc de les retirer, le filtrage à l'aide d'une moyenne glissante s'avère très mal adapté au problème des pixels chauds et des discontinuités en général.

L'orbite de CoRoT est à l'origine d'une autre catégorie de perturbations du signal : survolant la Terre à une altitude peu élevée, CoRoT subit des alternances de températures induites par des passages dans le cône d'ombre de la Terre, à raison de deux fois toutes les cent trois minutes. Un cycle de dilatation/contraction en découle, la respiration du satellite, qui a un léger impact sur les données. De plus, bien que très efficacement coupé par le baffle (§3.4), un résidu de lumière diffusé par la Terre vient s'ajouter au flux des étoiles observées.

Cependant, la correction du fond de ciel qui précède la distribution des données aux équipes de détection réduit cet effet, qui ne semble pas avoir d'incidence forte sur la détection. Lors d'un traitement plus fin des données, cette correction peut en revanche compliquer l'estimation des paramètres mesurés.

### Modification du filtrage adapté

La version originale de Transdet calcule l'intercorrélation entre la courbe de lumière et une courbe-test de profondeur unité dans les transits et de valeur nulle en dehors. La corrélation atteint une valeur maximale lors de la détection de tout phénomène périodique dont l'amplitude domine les autres signaux. La présence d'un ou deux minima de grande amplitude dans la courbe, peut faire apparaître un maximum de la corrélation lors de la superposition des transits-tests et de ces signaux, masquant la présence éventuelle des signaux physiques d'amplitude plus faible que nous recherchons.

Dans Transdet2, j'ai souhaité exploiter au mieux l'information sur la forme du signal recherché afin de limiter l'influence des autres signaux – dont la morphologie ne correspond pas à celle d'un transit – sur la corrélation. Pour ce faire, j'ai choisi d'effectuer le calcul de la corrélation sur des durées plus larges que celles des transit-tests (fig. 3.14). Ceci diminue donc le S/B de signaux périodiques ayant une forme trop différente de celle d'un transit.

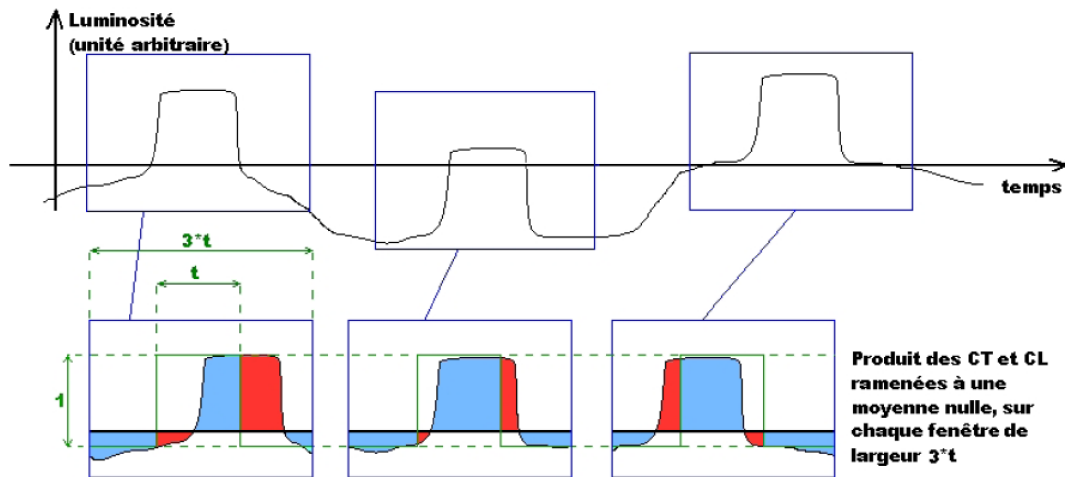
Ces nouvelles CT conservent des transits de profondeur unité, mais comprennent également le voisinage proche qui les encadre. Les CT sont de moyenne nulle. Elles sont intercorrélées avec la portion locale de la CL correspondante, elle-même de moyenne nulle. Cela revient finalement à calculer la covariance entre les deux courbes sur les portions considérées.

La taille des fenêtres prises en compte encadrant le transit est de  $\Delta$  fois la durée du transit (fig. 3.14). En supposant  $k$  transits dans la courbe-test, l'intercorrélation vaut

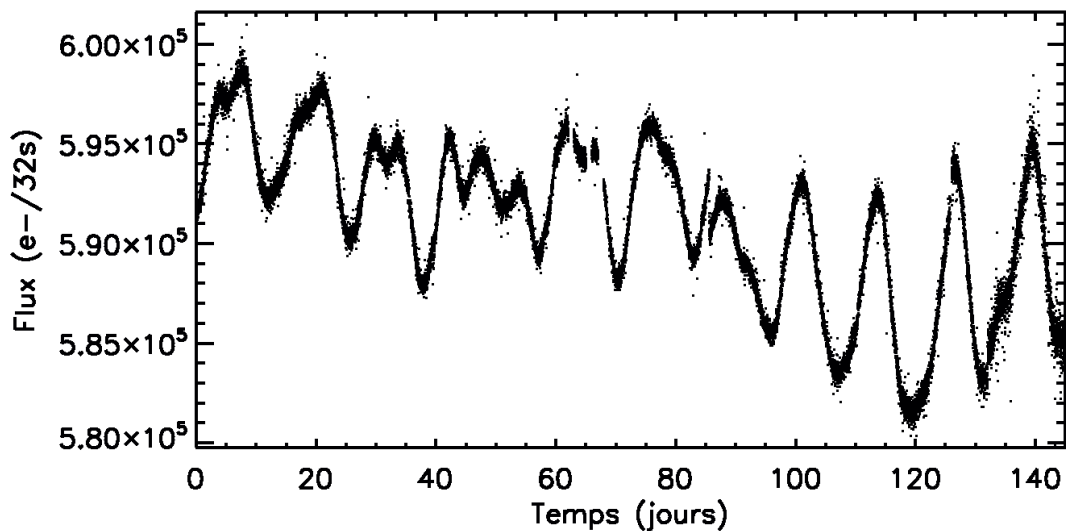
$$C(P, \tau, t_0) = \sum_{j=1}^k \sum_{i=-\frac{\Delta}{2}\tau}^{i=+\frac{\Delta}{2}\tau} S_{t_0+j\times P+i} \times S_{t_0+j\times P+i}(P, \tau, t_0)$$

Le choix de la valeur de  $\Delta$  est une fois de plus un paramètre difficile à estimer analytiquement compte tenu de la nature du bruit. C'est toujours à l'aide du BT4 que j'ai cherché la durée la plus adaptée en terme de taux de détection. La valeur optimale trouvée est de 6 fois la durée du transit, soit trois fois avant et trois fois après le transit-test.

Afin de chiffrer l'apport de cette modification dans le calcul de la corrélation, j'ai effectué un test comparatif. En reprenant une CL du LRc02 représentée sur la figure 3.15 et en y injectant des transits simulés de profondeurs et de périodes variables, j'ai comparé les résultats obtenus avant et après cette modification. J'ai choisi une cible brillante, avec une activité importante mais qui n'est pas affectée par la présence de pixels chauds. Le résultat est présenté dans la table 3.1.



**FIGURE 3.14** - Dans cet exemple, la corrélation entre la courbe-test et la courbe de lumière se fait sur des fenêtres de durées égales à trois fois celle du transit recherché. L'algorithme est ce de fait moins sensible aux éventuelles discontinuités et autres résidus de bruits corrélés restant après filtrage.



**FIGURE 3.15** - Courbe de lumière de LRC02-E1-0126. Cette étoile brillante ( $R=12,4$ ) présente une activité à 12 jours et une discontinuité vers le 86ème jour. En revanche, aucun pixel chaud n'altère la CL.

Dans le cas d'un candidat de plus faible rayon, d'une étoile moins brillante ou de bruit corrélé persistant malgré l'étape de pré-filtrage, le corrélogramme peut être bien plus bruité. Cela nous amène à nous poser la question suivante : quand y a-t-il détection ? En d'autres termes, comment estimer l'amplitude du signal et du bruit et

Période (jours)	0,7	1	2	5	10
Transdet	0,1%	0,1%	0,1%	0,1%	0,1%
Transdet2	0,02%	0,015%	0,02%	0,03%	0,05%

**TABLE 3.1** - Cette table indique la plus petite profondeur de transit détectée par chaque méthode de filtrage adapté, en fonction de la période des transits simulés. La courbe de lumière utilisée est celle de E1-0126, une étoile *K2V* brillante du L<sub>Rc02</sub> ( $R = 12,14$ ).

quel seuil le  $S/B$  associé doit-il dépasser pour permettre le plus de détections pertinentes et le moins de fausses détections ?

### Le rapport signal sur bruit

Dans des conditions idéales, on peut décrire la courbe de lumière comme la somme d'un signal de transit  $S$  et d'un bruit blanc centré  $b$  d'écart-type  $\sigma_b$ . Pour calculer le rapport signal sur bruit ( $S/B$ ) on définit :

- l'amplitude du signal qui est ici la profondeur du transit  $\Delta F$  ;
- l'amplitude du bruit,  $\sigma_b$ .

En considérant la moyenne de  $\Delta F$  mesurée sur  $k$  transits de durée  $\tau$  (exprimée en nombre de points mesurés), on obtient

$$S/B = \frac{\frac{1}{k\tau} \sum_{i=1}^{k\tau} \Delta F}{\frac{1}{k\tau} \sigma_b \sqrt{k\tau}} = \frac{\Delta F}{\sigma_b / \sqrt{k\tau}}, \quad (3.1)$$

soit

$$S/B = \frac{\Delta F}{\sigma_b} \sqrt{k\tau} \quad (3.2)$$

### S/B et corrélation

#### • Cas de Transdet

L'inter-corrélation de la CL retournée et de moyenne nulle hors transit avec une courbe-test  $M$  dont la valeur est fixée à 1 dans les transits et nulle ailleurs vaut

$$C = S * M = \Delta F k \tau. \quad (3.3)$$

En tenant compte du bruit,

$$C = \Delta F k \tau + \sum_{i=1}^{k\tau} b_i \quad (3.4)$$

et l'espérance de  $C$  vaut

$$E[C] = E[\Delta F k \tau] + E\left[\sum_{i=1}^{k\tau} b_i\right], \quad (3.5)$$

soit

$$E[C] = E[\Delta F k \tau] = \Delta F k \tau, \quad (3.6)$$

le bruit est par hypothèse centré, son espérance est nulle. Par ailleurs, le bruit n'est pas corrélé ; son écart type vaut donc

$$\sigma = \sigma_b \sqrt{k\tau}. \quad (3.7)$$

Finalement, en utilisant la mesure de  $C$  comme l'estimateur de  $E[C]$ , il découle de 3.6 et 3.7

$$\frac{C}{\sigma} = \frac{\Delta F k \tau}{\sigma_b \sqrt{k\tau}} = \frac{\Delta F}{\sigma_b} \sqrt{k\tau} = S/B. \quad (3.8)$$

On remarque alors que les définitions du S/B dans 3.2 et 3.8 sont équivalentes.

### • Cas de Transdet2

Dans Transdet2, la corrélation est calculée sur des fenêtres de  $n$  fois la durée du transit, dans lesquelles la CL et la CT sont ramenées à une moyenne nulle. Les deux courbes sont également retournées (i.e. multipliées par  $-1$ ).

Les valeurs prises par la CL sont

$$S = \begin{cases} -\Delta F/n & \text{hors des transits} \\ \Delta F(n-1)/n & \text{dans les transits} \end{cases} \quad (3.9)$$

Par le même raisonnement, la profondeur du transit de la CT étant de 1, les valeurs prises par la CT sont

$$M = \begin{cases} -1/n & \text{hors des transits} \\ (n-1)/n & \text{dans les transits} \end{cases} \quad (3.10)$$

En tenant toujours compte du bruit, l'inter-corrélation s'écrit

$$C = (S + b)M,$$

soit

$$C = \frac{n-1}{n^2} \Delta F k \tau + \frac{(n-1)^2}{n^2} \Delta F k \tau + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{k\tau(n-1)} b_i + \frac{n-1}{n} \sum_{j=1}^{k\tau} b_j, \quad (3.11)$$

où l'indice  $i$  parcourt les  $k\tau$  points dans le transit et  $j$  les  $k\tau(n-1)$  points à l'extérieur du transit.

$$C = \frac{n-1}{n} \Delta F k \tau + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{k\tau(n-1)} b_i + \frac{n-1}{n} \sum_{j=1}^{k\tau} b_j. \quad (3.12)$$

où l'indice  $i$  parcourt les  $k\tau$  points dans le transit et  $j$  les  $k\tau(n-1)$  points à l'extérieur du transit.

L'espérance de  $C$  vaut

$$E[C] = \frac{n-1}{n} \Delta F k \tau. \quad (3.13)$$

Dans la suite, on utilise  $C$  comme estimateur de  $E[C]$ .

Le bruit étant non corrélé, on peut écrire la variance de  $C$

$$\sigma^2 = \left(\frac{n-1}{n}\right)^2 \sigma_b^2 k \tau + \left(\frac{1}{n}\right)^2 \sigma_b^2 k \tau (n-1), \quad (3.14)$$

soit

$$\sigma = \sqrt{\frac{n-1}{n}} \sigma_b \sqrt{k\tau}. \quad (3.15)$$

On obtient alors

$$\frac{C}{\sigma} = \frac{C}{\sigma_b \sqrt{k\tau}} \sqrt{\frac{n}{n-1}} = \frac{\Delta F}{\sigma_b} \sqrt{k\tau} \sqrt{\frac{n-1}{n}}, \quad (3.16)$$

et en comparant avec 3.8, il vient

$$\frac{C}{\sigma} = S/B \sqrt{\frac{n-1}{n}}. \quad (3.17)$$

On remarque ici que la modification de la courbe test de Transdet2 n'affecte la valeur de  $C/\sigma$  que d'un facteur  $\sqrt{(n-1)/n}$  constant, ne dépendant que de la taille  $n$  de la fenêtre utilisée.

#### • Choix des S/B utilisés

Nous définissons deux S/B différents. Le premier, noté  $S/B_1$ , est celui décrit juste au dessus, le rapport entre la valeur de la corrélation et le bruit  $\sigma_b$  estimé en pratique à l'aide de la variance des résidus après filtrage, hors transit.

$$S/B_1 = \frac{C}{\sigma} \sqrt{k\tau}$$

La définition du  $S/B_1$  est adaptée au cas où la CL n'est composée que de signaux de transit et d'un bruit blanc. En pratique, certains signaux périodiques liés à l'objet observé (transit secondaire, variabilité de l'étoile...) peuvent affecter l'évolution en  $1/\sqrt{n}$  du bruit (en ajoutant un bruit corrélé). L'introduction d'un deuxième estimateur du  $S/B$  peut permettre de tirer profit de cela dans le tri des candidats planétaires.

Le  $S/B_2$  est défini sur la courbe repliée : le signal de transit est périodique ; sa forme moyenne est obtenue en « repliant » la courbe à la période orbitale, c'est à dire en calculant la courbe de lumière moyenne sur une période, calculant la moyenne du flux sur des paquets de points de même phase.

$$S/B_2 = \frac{\Delta F}{\sigma_{repli}}$$

En présence de bruit blanc,  $\sigma_{repli} = \sigma_b / \sqrt{k\tau}$ .

Ces deux définitions du  $S/B$  seraient donc équivalentes si nous nous trouvions effectivement en présence de bruit blanc. Pourtant, on remarque que les valeurs de ces deux estimateurs du  $S/B$  ne sont pas parfaitement corrélées. En effet, toute modulation périodique du signal à la période du transit détecté provenant d'un transit secondaire, de modulations liées aux forces de marées (caractéristique d'étoiles binaires proches) ou autres, ne voit pas son amplitude réduire d'un facteur  $\sqrt{k}$  lors de repliement de la CL. Ainsi, le  $S/B_1$  peut atteindre une valeur élevée alors que le  $S/B_2$  reste faible en présence d'un bruit corrélé de période incluse dans la bande passe-bande du préfiltrage (fig. 3.16). Une différence notable entre les deux valeurs de  $S/B$  peut donc apporter une indication pertinente sur les modulations de la CL à la période du transit et permettre de reconnaître la signature de transits de binaires ou de signaux dont l'origine n'est pas planétaire.

### Le seuil de détection

Connaissant l'expression du  $S/B$ , nous devons faire un choix raisonnable quant à la valeur limite en deçà de laquelle nous estimerons que la détection n'est pas significative. Cela revient à poser la question suivante : combien de fausses détections sommes nous prêts à tolérer afin de manquer le moins de détections possibles ?

Compte tenu du pas de la grille de paramètres parcourue dans Transdet et pour des CL acquises sur une durée d'observation de 150 jours, Bordé (2003) estime que, le nombre  $N_C$  de jeux de CT inter-corrélées à la CL avoisine  $10^8$ . En supposant les  $N_C$  mesures



de corrélations indépendantes<sup>4</sup>, on peut estimer le taux de fausses détections sur une CL considérant une valeur seuil  $S/B_s$ .

On suppose toujours le bruit blanc. En vertu du théorème central limite, la corrélation, calculée sur un très grand nombre de mesures affectées de bruits divers, suit une distribution qui doit tendre vers une loi normale.

La probabilité pour que la mesure  $X$  d'un S/B atteigne ou dépasse une valeur  $A$  du simple fait du bruit se calcule par intégration de la fonction de répartition de la loi normale centrée réduite sur toutes les valeurs inférieures à  $A$ .

$$P(X \geq A) = 1 - \int_{-\infty}^A \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-t^2/2) dt, \quad (3.18)$$

ou de manière plus compacte,

$$P(X \geq A) = \frac{1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{A}{\sqrt{2}} \right) \right). \quad (3.19)$$

où

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

Ainsi, nous pouvons préparer un test d'hypothèse pour disqualifier les détections dues au bruit dans la courbe. Nous définissons un seuil  $\beta$  en dessous duquel nous estimons que la détection n'est pas significative. Nous pouvons choisir par exemple de tolérer une seule fausse détection par courbe de lumière. La valeur de  $\beta$  associée nous permettra alors de différencier un S/B indiquant une détection significativement hors du bruit. La probabilité d'une fausse détection sur les  $N_C$  corrélations d'une seule CL s'écrit

$$P(X \geq \beta) = \frac{1}{N_C}. \quad (3.20)$$

En résolvant cette équation, je trouve  $\beta = 5,6$ . Pour un seuil de une seule fausse détection sur l'ensemble des 12 000 étoiles observées par campagne d'observation,  $\beta$  atteint la valeur de 7,2. Nous verrons dans la partie suivante qu'en analysant les données, un seuil de détection apparaît naturellement avec une valeur plus élevée que celle trouvée ici, ce qui peut indiquer que le bruit dominant n'est pas le bruit de photons.

---

4. Cette assertion est exagérée, puisque le maillage du réseau de paramètres exploré est construit pour que deux courbes-tests voisines dans cet espace aient un coefficient de corrélation de 75%. On note également que le bruit réel n'est pas blanc. Ce calcul ne nous autorise qu'à estimer une valeur approximative de seuil de S/B dans un cas idéal. Cependant, la précision de la valeur obtenue s'avère suffisante lors de son utilisation sur les CL.

### 3.3.2 Résultats et performances de Transdet

#### Test en aveugle

Les performances de Transdet ont été estimées à différentes reprises, à l'aide des tests en aveugle. Ces exercices ont permis d'améliorer et de paramétrer les modules de pré-filtrage et de filtrage adapté. Ces tests ont été créés par différentes équipes travaillant sur le projet CoRoT, dans le but de tester et d'améliorer les performances des algorithmes des différentes équipes de détection. Les premiers tests en aveugle, BT 1 et 2 pour *blind test* 1 et 2, ont été soumis au groupe de détection avant le lancement de CoRoT, sur des données partiellement ou totalement synthétiques (Moutou *et al.* 2005). Par la suite, les BT 3 et 4 ont permis d'évaluer nos capacités à détecter des transits en nous confrontant à des conditions réelles, puisque les signaux de transit ont été injectés sur des CL acquises par le télescope. Les résultats nous ont permis d'avoir une évaluation des performances de la chaîne de détection complète : depuis l'acquisition des mesures par l'instrument jusqu'à la production de candidats planétaires par les équipes de détection. Nous allons nous intéresser au dernier test en aveugle, le BT4. C'est lors de ce test que j'ai paramétré le module de filtrage décrit en §3.3.1.

Le quatrième test en aveugle :

Deux cent cinquante courbes de lumière provenant du LRA01 réparties par magnitude en cinq paquets de 50 CL couvrant la gamme dynamique de CoRoT. 55 courbes de lumière contenaient un signal planétaire, parmi lesquelles 10 simulaient des planètes de rayon analogue à Jupiter, 25 de type Neptune et 20 Terre.

#### • Les résultats :

Après optimisation des paramètres de filtrage, Transdet2 a permis la détection de neuf planètes de type Jupiter sur dix, quatorze neptunes sur vingt-cinq et une planète de rayon terrestre sur vingt. Bien qu'à la limite de détection, on remarque ici que l'objectif de détecter des planètes de petit rayon – compatibles avec un modèle de super-terre en particulier – est atteint.

On remarque par ailleurs la complémentarité des algorithmes des différentes équipes : la proportion de candidats détectés est importante grâce à la diversité des méthodes de filtrage et de détection. Par exemple, deux planètes de rayons analogues à la Terre ont été détectées, chacune par une équipe différente.

	Jupiter	Neptune	Terre	Fausse alarmes
LUTH	90%	40%	5%	4,7%
DLR	80%	36%	–	15%
LAM	90%	48%	–	–
<b>IAS</b>	<b>90%</b>	<b>56%</b>	<b>5%</b>	<b>7,7%</b>
ESTEC	100%	52%	–	–
KOLHN	80%	32%	5%	5,9%
GRAZ	70%	44%	–	50%
IAC	70%	32%	–	–
Tous	100%	56%	10%	

**TABLE 3.2** - Ce tableau présente les détections effectuées par chaque équipe du groupe de détection, en fonction du type de planètes simulées. Le taux de fausse alarme est défini comme le rapport du nombre de détections ne correspondant pas à un signal planétaire sur le nombre total de détections de l'équipe considérée. Les résultats de Transdet2 apparaissent en gras.

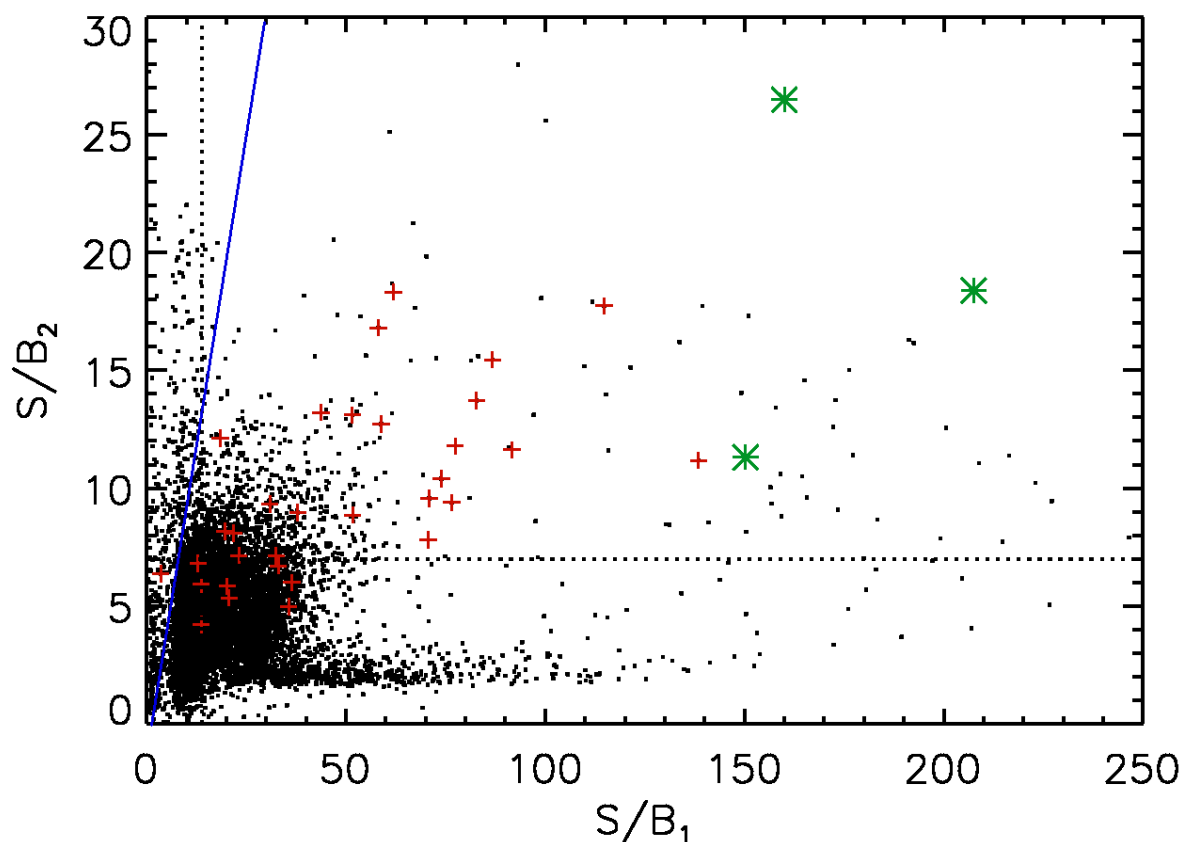
### Les données de CoRoT

J'ai appliqué Transdet2 à l'ensemble des CL acquises par CoRoT depuis sa première campagne d'observation. Entre janvier 2007 et mai 2010, j'ai pu ainsi participer à l'analyse d'une dizaine de campagnes d'observation dont les champs contenaient environ douze mille cibles<sup>5</sup> à chaque fois (table 3.3). Le classement de celles-ci par ordre d'intérêt décroissant s'est fait en s'appuyant sur la valeur des S/B décrits plus haut.

En étudiant les candidats par ordre d'intérêt décroissant (S/B décroissants), j'ai pu constater que très peu de détections sont pertinentes en dessous de la valeur de 12-14 pour le  $S/B_1$  et de 6-7 pour le  $S/B_2$ . Le diagramme 3.16 et les histogrammes 3.17 et 3.18 permettent d'estimer ces valeurs expérimentales de seuil.

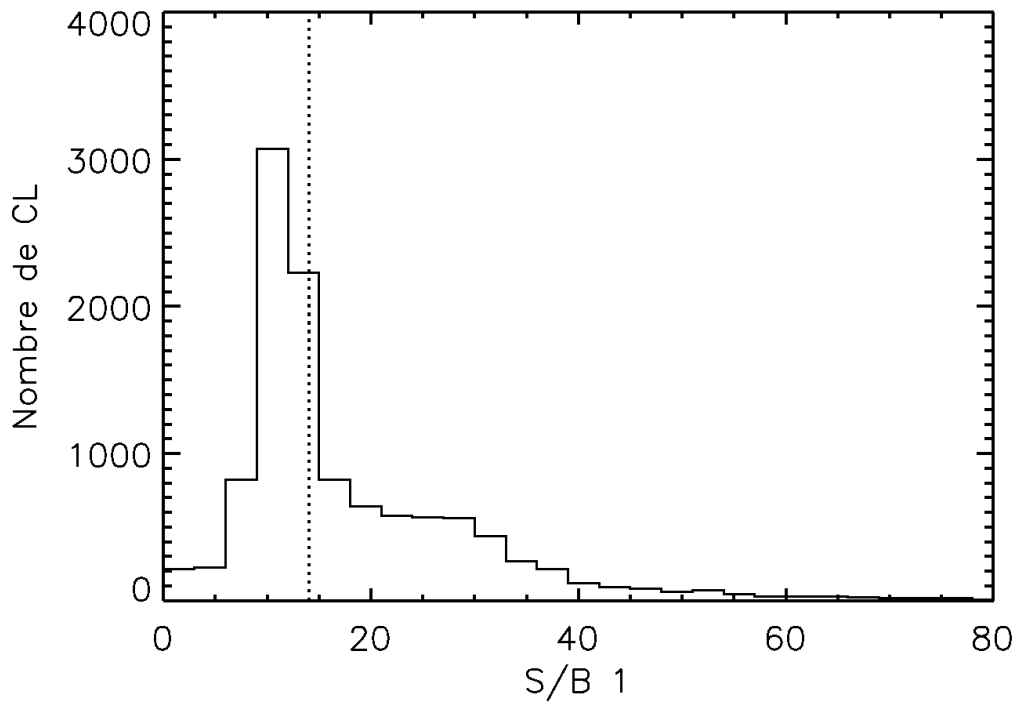
L'utilisation des deux estimateurs du S/B permet ainsi un tri efficace aboutissant à l'exclusion de la très large majorité (92% dans le cas présent) des détections ne pouvant pas correspondre à un signal planétaire. Dans les 8% de CL restantes, seules 36 CL (42 avec le mode alarme) ont été sélectionnées pour suivi au sol, soit moins de 5%. Si cette sélection basée sur un seuil empirique de S/B est efficace, il reste cependant un taux de fausse alarme très important tant lié aux nombreuses binaires à éclipses qu'à la présence de bruit rouge dans les données. La différence entre les valeurs de  $S/B_1$  et  $S/B_2$  s'expliquent par l'existence d'un bruit corrélé de périodicité proche du signal trouvé et de durée analogue à celle du transit, donc non retiré lors du préfiltrage.

5. Depuis le mois de mars 2009, un des deux processeurs à bord de l'instrument est défectueux. Seule une matrice de CCD reste utilisée pour l'exoplanétologie, réduisant de moitié la taille du champ. Le problème est le même pour la voie d'astérosismologie.

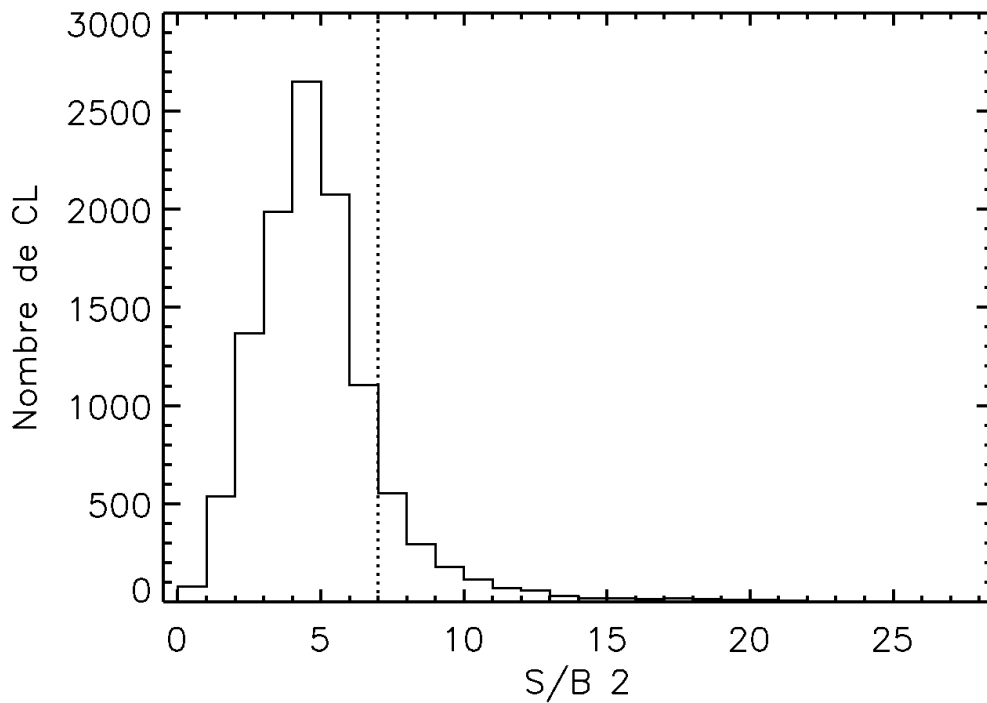


**FIGURE 3.16** - Les valeurs du  $S/B_2$  en fonction du  $S/B_1$  pour les CL du LRC02. Les pointillés symbolisent la position des seuils expérimentaux de 14 et 7 (resp.  $S/B_1$  et  $S/B_2$ ). La zone de grande densité centrée autour de (10; 4,5) correspond à l'absence de détection de signal. Les candidats recommandés pour le suivi au sol sont représentés par les croix rouges et les trois planètes confirmées, par les astérisques verts. Les croix rouges situés en dessous des seuils correspondent à des cas limites en terme de  $S/B$ , ayant été détectés par d'autres équipes, utilisant différents algorithmes de détection et techniques de filtrage. La complémentarité des différentes méthodes est un point essentiel qui permet d'optimiser le nombre de détections. On note qu'il existe une population importante de points en bas à droite du graphique : il s'agit essentiellement de binaires à éclipses et d'étoiles pulsantes : le  $S/B_1$  y est très sensible, mais le  $S/B_2$  reste faible du fait des variations hors transits à la même période que le signal comme cela est expliqué au §3.3.1. La ligne bleu symbolise à l'égalité entre le  $S/B_2$  et le  $S/B_1$ .

En procédant ainsi, j'ai pu isoler les CL susceptibles de contenir la signature d'un



**FIGURE 3.17** - La distribution des valeurs de  $R/B_1$  (ci-dessus) et  $R/B_2$  (ci-dessous) permet d'estimer les seuils (représentés en pointillés) séparant les CL sans signaux des CL potentiellement porteuses de signaux de transits.



**FIGURE 3.18** -

Campagne	Nombre d'étoiles observées			Suivis	Détections
	MON	CHR	Total		Planètes / Naines brunes
IRa01	5973	4704	10677	42	2
SRc01	5706	1269	6975	57	-
LRc01	7689	3719	11408	64	4
LRa01	3938	7470	11408	53	3
SRa01	5468	2682	8150	12	-
LRc02	7585	3823	11408	43	3
SRc02	7560	3848	11408	16	-
SRa02	6585	3680	10265	21	1
LRa02	7283	4125	11408	41	2
LRc03	2558	3103	5661	45	2
Total	60345	38423	98768	394	17

**TABLE 3.3** - Nombre d'étoiles observées, de cibles suivies au sol suite aux suggestions du groupe de détection ou du mode alarme, et de planètes confirmées au cours des dix premières campagnes d'observation de CoRoT. Sur les 394 étoile suivies ou devant être suivies, 5% ont abouti à la détection d'une planète ou d'une naine brune.

transit planétaire ; j'ai ensuite analysé ces candidats planétaires un par un, les ai classés par ordre de pertinence en leur attribuant une note basée sur des critères décrits plus loin.

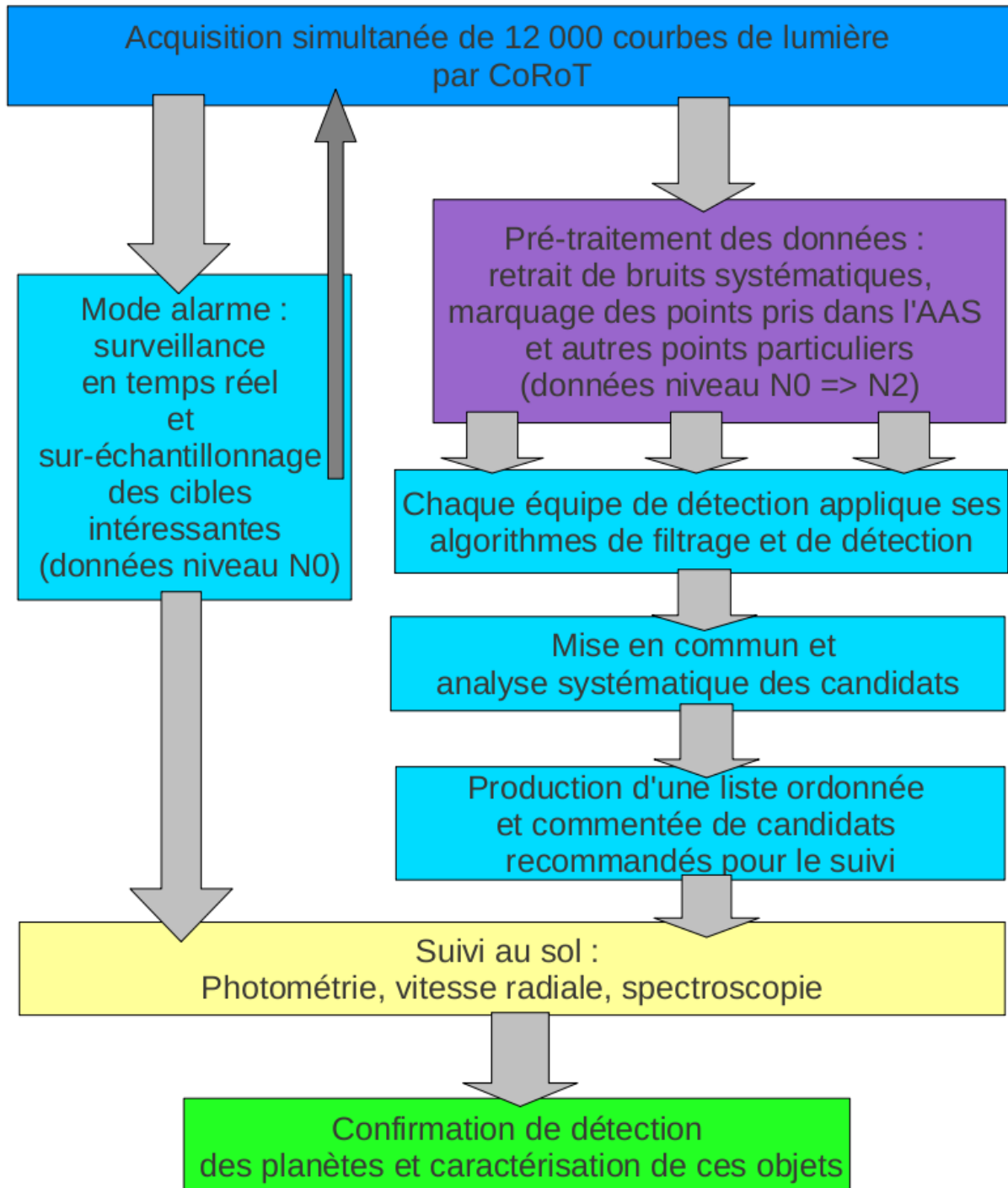
Enfin, j'ai confronté la liste des candidats à celles des autres équipes de détection. Un classement et une note finale a été établie par l'ensemble du groupe de détection. La liste des candidats planètes a été confiée aux équipes de suivi au sol, dont le rôle est d'effectuer des observations de différentes natures afin de confirmer, de réfuter ou d'attribuer un degré de confiance au scénario planétaire. Une description plus détaillée de ce travail est faite au §3.4.2.

### 3.4 Sélection des candidats

Nous allons dans cette partie décrire le travail de sélection et de suivi des candidats détectés, amenant à la confirmation de leur nature planétaire.

Le diagramme présenté sur la fig.3.4 résume l'ensemble du processus de détection.

## Le processus de détection de planètes



### 3.4.1 Sélection des candidats planétaires grâce à la photométrie de CoRoT

L'utilisation des données photométriques de CoRoT ne se limite pas à la détection de transits, mais joue également un rôle important lors de l'analyse des candidats. Une grande quantité d'informations relatives à la nature des objets observés peut être extraite des CL. La méthode de sélection des candidats décrite dans les lignes qui suivent se fait grâce à l'étude précise des paramètres de transits et plus généralement de la CL. Une description de l'outil d'analyse que j'ai développé à ces fins est donnée au chapitre 4.

Il s'agit d'effectuer différents tests d'hypothèses permettant de répondre à la question : peut-on exclure un scénario planétaire, et avec quel degré de confiance ?

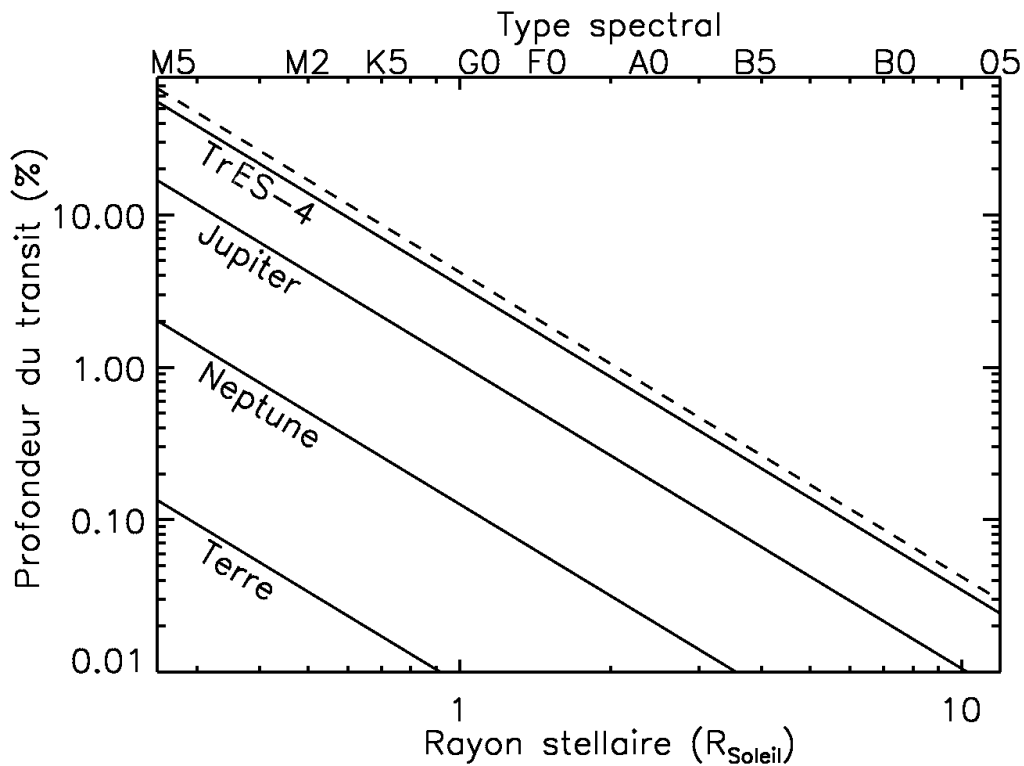
L'élimination systématique des binaires dites « évidentes » se fait grâce aux critères suivants :

1. **La profondeur** d'un transit planétaire ne peut pas excéder quelques pourcents. TrES-4, dont la détection est rapporté par Mandushev *et al.* (2007) est la planète de plus grand rayon mesuré à ce jour ( $1,81 R_J$ ). Ainsi, aucune des plus de cents planètes de rayon mesuré (connues à ce jour) n'a un rayon supérieur à  $1,81 R_J$  (Schneider). Si l'on choisi une limite plus large de deux rayons joviens, on peut raisonnablement éliminer tout scénario planétaire conduisant à un transit plus profond. Le type spectral des cibles que l'on observe est connu grâce aux observations photométriques préparatoires à la mission et à l'ensemble des informations collectées et thésaurisées dans une base de donnée dédiée à la mission CoRoT : Exo-Dat (Meunier *et al.* 2007a, 2009; Deleuil *et al.* 2006; Meunier *et al.* 2007b). On peut alors estimer le rayon de ces cibles et en déduire le rayon des objets qui transitent. À l'aide d'un diagramme comme celui de la figure 3.19, on peut ainsi rejeter les candidats peu pertinents, ou recommander une observation de spectroscopie stellaire afin de s'assurer de la compatibilité du type spectral de l'étoile avec l'hypothèse planétaire ;
2. **La durée des transits** dépend de l'inclinaison de l'orbite : en fonction de la longueur de l'arc de disque stellaire coupé, le transit peut durer un temps quasi nul (transit rasant) ou maximal si le transit est équatorial. En supposant une orbite circulaire, on peut calculer la durée maximale de la traversée du disque compte tenu des paramètres stellaires :

$$\tau_{eq} = R_{\star} \left( \frac{4P}{\pi GM_{\star}} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.21)$$

où le rayon et la masse du compagnon sont négligés devant ceux de l'étoile. Tout excès de durée par rapport à la valeur donnée par ce calcul peut avoir pour origine :





**FIGURE 3.19** - Pour un type spectral stellaire donné, on peut estimer le rayon de la planète à l'origine de la micro-éclipse observée en fonction de l'amplitude du signal. On ne s'intéresse ici qu'à des étoiles naines. Les lignes continues représentent la valeur de la profondeur relative d'un transit de planète d'un rayon terrestre, de Neptune, de Jupiter et de TrES-4, en fonction du rayon de l'étoile hôte. La ligne pointillée représente un cas limite d'une planète de deux rayons de Jupiter. Au delà de cette ligne, l'interprétation planétaire d'un transit est peu probable et n'a jamais été observée.

- une orbite excentrique. D'après l'Encyclopédie des planètes extrasolaires (Schneider), seule 7% des orbites planétaires connues ont une excentricité supérieure à 0,5. La probabilité d'observer un planète dont le transit est supérieur à  $1,5 \tau_{eq}$  est inférieure à 7%. De plus, dans un tel cas, la probabilité de transit est plus importante aux abords du périastre qu'à l'apoastre, puisque la probabilité géométrique de transit évolue en  $r/R_*$ , où  $r$  est la distance planète étoile. Statistiquement, on s'attend donc à voir beaucoup plus souvent des transits « trop courts » dans le cas d'orbites non circulaires ;
- le rayon de l'objet qui transite n'est pas négligeable devant celui de l'étoile : il s'agit peut-être d'une étoile double ;
- le transit ne provient pas de la cible, mais d'une binaire de fond ou d'un contaminant ;

- le type spectral de la cible n'est pas celui que l'on pense.
3. **La forme du transit** nous indique s'il existe une phase où l'objet qui transite dans le disque stellaire est totalement immergé ou non. Dans le premier cas, le fond du transit doit être relativement plat, aux effets d'ACB près. On parle de transit en forme de U ; sinon, le transit se limite à une phase d'immersion puis d'émersion de l'objet, au cours desquelles la photométrie enregistre une baisse puis une augmentation du flux lumineux, conférant au transit une forme en V.

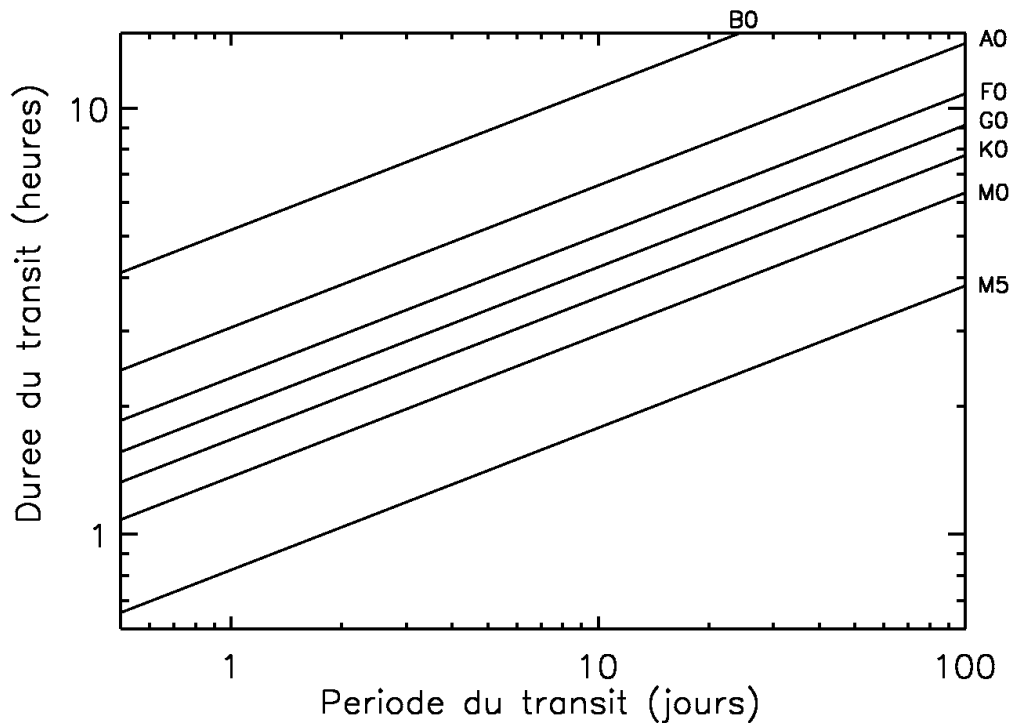
Pour un transit, la probabilité d'être rasant vaut

$$\mathcal{P} = \frac{2R_C}{R_C + R_\star}$$

où  $R_C \leq R_\star$  est le rayon du compagnon transitant.

Dans le cas d'une étoile binaire, les rayons des deux astres sont souvent comparables : une immersion totale est peu probable, ou du moins très courte comparée à la durée totale du transit : une binaire M2-G2 a par exemple 67% de chances de montrer un transit rasant. Au contraire, pour une planète, il est moins probable que le transit soit rasant car  $R_C \ll R_\star$  : pour un jupiter autour d'une étoile solaire, la probabilité est inférieure à 20%.

4. **La présence d'un transit secondaire** : d'une profondeur différente du transit principal, il signe très généralement la nature stellaire du candidat. À l'instar du transit primaire, si l'occultation du compagnon de l'étoile-cible s'accompagne d'une diminution du flux lumineux du même ordre de grandeur que le transit primaire, on peut légitimement conclure à sa nature stellaire. La bande spectrale de CoRoT s'étalant sur le visible et le proche IR, le rayonnement thermique d'une planète n'est pas suffisant pour être mesurable, sauf si la température de la planète devient comparable à celle de l'étoile et l'on ne peut donc pas observer de transit secondaire de cette nature. En revanche, la lumière stellaire réfléchie par la planète peut, dans de rares cas, être responsable de la détection d'un transit secondaire, mais d'une profondeur inférieure au primaire de plusieurs ordres de grandeur. On cherche donc à détecter la présence d'un transit secondaire (fig. 3.24) et en l'absence de détection, on attribue donc un niveau de confiance à la présence d'un transit secondaire à la phase 0,5 (soit une demi-période après le transit primaire) ;
5. **La variabilité ellipsoïdale** : dans un système binaire d'étoiles proches, les deux astres exercent l'un sur l'autre des forces de marées importantes, au point qu'ils peuvent subir des déformations significatives leur conférant une forme allongée (Sirko et Paczyński 2003). Leur projection sur le plan du ciel n'est plus un disque mais une ellipse, dont la taille varie au cours de l'orbite, induisant une modulation périodique du flux lumineux à un rythme deux fois plus élevé que la révolution orbitale. Les masses mises en jeu doivent être considérables pour donner ce genre d'effet, ce qui élimine toute possibilité de scénario planétaire.



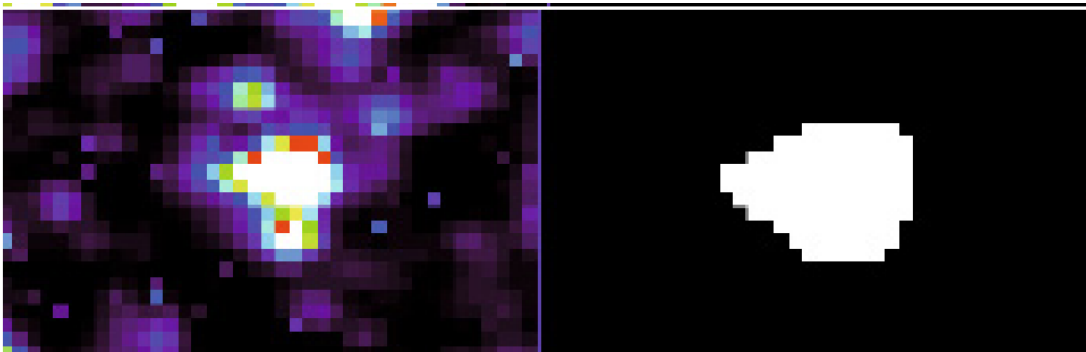
**FIGURE 3.20** - Le graphique ci-dessus représente la durée de transits équatoriaux en fonction de la période orbitale. Les orbites sont supposées circulaires. Sept cas différents sont représentés, correspondant à sept étoiles hôtes de type spectral différent. Un transit planétaire peut être plus court si l'inclinaison n'est pas de 90 degrés, mais ne peut pas être plus long, hormis pour une orbite excentrique.

6. **La couleur du transit** : un transit planétaire peut être assimilé au passage d'un disque opaque dans toutes les longueurs d'ondes devant le disque d'une étoile. Par conséquent, la diminution relative de flux lumineux doit être achromatique. En revanche, plusieurs scénarios ne faisant pas intervenir de planète donnent lieu à des transits chromatiques : comme un système binaire d'arrière plan qui ne viendrait affecter qu'une partie du masque de la cible, un mélange de deux taches images, un système binaire d'étoiles de types spectraux très différents... La figure 3.23 montre le transit primaire dans les trois couleurs et de LRC02-E2-0274. L'écart de profondeur entre chaque canal et la courbe blanche est extrêmement significatif, dépassant  $30\sigma$ . Enfin, un transit planétaire peut paraître chromatique si une partie de la FEP de la cible est affectée par la présence d'un contaminant (fig. 3.21). Le flux de l'étoile cible dans la voie concernée sera alors dilué par le flux du contaminant et la profondeur relative du transit sera inférieure dans cette

couleur. Par exemple, si seule la zone rouge est contaminée on aura :

$$\epsilon_{bleu} = \frac{\Delta F_{\star,bleu}}{F_{\star,bleu}} \neq \epsilon_{rouge} = \frac{\Delta F_{\star,rouge}}{F_{\star,rouge} + F_{conta}}. \quad (3.22)$$

On ne peut donc pas rejeter le scénario planétaire pour la seule raison que le transit est significativement chromatique. La chromaticité des transits est un argument parmi d'autres, permettant de s'orienter vers une interprétation du transit, la plus probable. Un exemple détaillé s'appuyant sur le cas de CoRoT-7b est donné au §4.3.2.



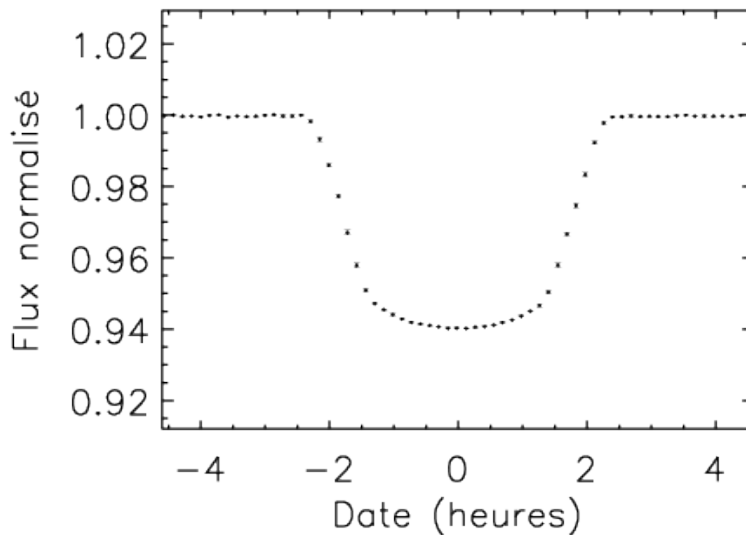
**FIGURE 3.21** - Ici, on constate que le contaminant situé juste en dessous de la cible a été inclus dans le masque d'ouverture. Par conséquent, le flux ajouté à la CL impactera différemment les trois canaux colorés.

7. **La régularité** de la profondeur des transits : on s'attache en particulier à la mesure de la différence de profondeur entre les transits pairs et impairs. Un écart relatif significatif (de quelques pourcents à plusieurs dizaine de pourcent) peut traduire le fait qu'il s'agit en réalité des transits primaires et secondaires d'un système de deux étoiles de rayons et de types spectraux voisins.
8. **Les discontinuités** : dans le cas de candidats à grande période orbitale, où peu de transits sont détectés, on s'assure que le signal de transit n'est pas une accidentelle superposition de quelques discontinuités régulièrement espacées dans le temps, sans rapport entre elles. Bien que cela puisse paraître peu probable, il faut garder à l'esprit le fait que les algorithmes de détection sont conçus pour être des outils performants de recherche de signaux périodiques !

L'exemple qui suit est présenté à titre illustratif.

La figure 3.22 montre le transit moyen – c'est-à-dire une moyenne sur chaque valeur de la phase de l'ensemble des transits de la CL– de LRc02-E2-0274, une des cibles du LRc02. Un grand nombre d'arguments permet d'affirmer qu'il ne s'agit pas d'un candidat planétaire, nous allons donc nous appuyer sur cet exemple pour illustrer quelques uns des critères précédents.

La durée du transit est de  $4\text{ h }36\text{ min} \pm 4\text{ s}$  et sa période de  $6\text{ j }3\text{ h }18\text{ min }3\text{ s} \pm 10\text{ s}$ . D'après la figure 3.20, l'étoile hôte (supposée naine) doit être une F0 ou de plus grand rayon pour expliquer un tel transit avec une orbite circulaire. Mais si l'on se réfère à la figure 3.19, une profondeur de transit de  $5,84 \pm 0,02\%$  devant une étoile F0, ou plus grande, correspondrait à un objet d'environ 4 rayons joviens ou plus, ce qui est exclu pour une planète.



**FIGURE 3.22** - La profondeur du transit de « *LRc02 – E2 – 0274* » avoisine les 6 % et sa durée dépasse les quatre heures et demi. Ces arguments tendent à montrer la nature stellaire de l'objet qui transite.

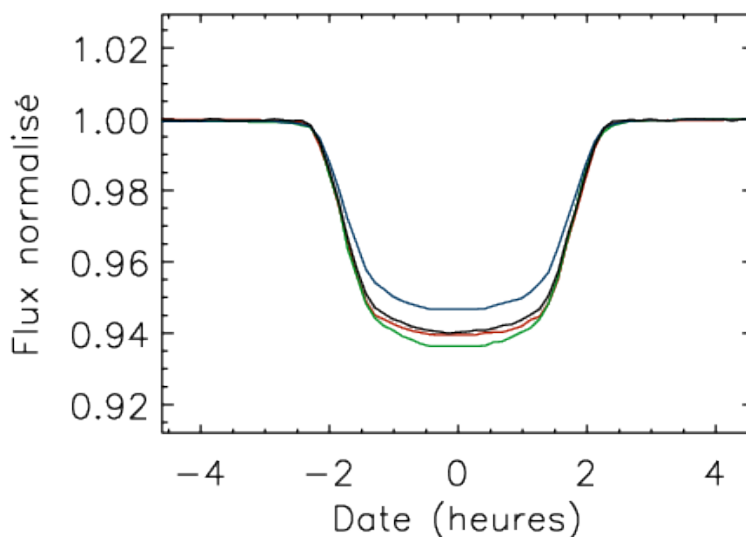
Par ailleurs, la figure 3.23 montre que le transit est chromatique, ce qui appuie encore le scénario de transit d'étoiles binaires.

Enfin, la recherche de transit secondaire fait apparaître la présence d'une deuxième micro-éclipse avec un S/B supérieur à 20 (fig. 3.24). Le compagnon est donc bien une autre étoile. La profondeur de ce transit secondaire est d'environ 0,1% soit inférieure à celle du transit primaire d'un facteur 60. Il se trouve à la phase 0,67, ce qui indique une orbite excentrique.

L'outil développé pour l'étude quantitative de tous ces différents critères et pour caractériser les paramètres de transit des candidats, est décrit dans le chapitre 4.

### 3.4.2 Le suivi au sol

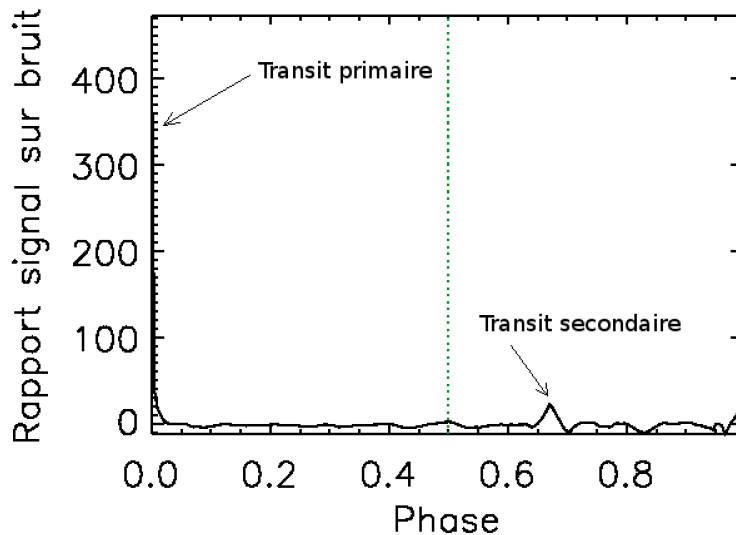
Avant le lancement de CoRoT, un important travail de préparation scientifique de la mission a permis de rassembler dans Exo-Dat un ensemble considérable d'informations sur les étoiles susceptibles d'appartenir aux champs d'observations, lesquels



**FIGURE 3.23** - Le transit moyen dans les trois couleurs et la courbe blanche (représentée en noir) de « *LRC02 – E2 – 0274* » sont représentés ici. La profondeur du transit dépend clairement de la bande spectrale considérée. Ce qui apporte une preuve supplémentaire de la nature stellaire de l'objet qui transite. Les barres d'erreur sont trop petites pour être représentées ici.

n'étaient pas totalement définis à ce stade. Les données provenant de différents catalogues y sont thésaurisées, tels que 2MASS, USNO-A2, DENIS ; des données astrométriques, de photométrie en large bande (UBVri), des estimations des types spectraux, classes de luminosité, et rougissement y sont proposées. Enfin, les températures effectives, gravités de surface et métallicités des étoiles dérivées de spectres de moyenne résolution ont été ajoutées aux informations précédentes. Pendant la mission, un certain nombre d'informations complémentaires doit être obtenu afin de tester le caractère planétaire des candidats issus de l'analyse des données de CoRoT et d'affiner les connaissances sur les cibles observées.

Dans le paragraphe qui suit, nous ferons une revue succincte des moyens au sol et du travail de suivi des candidats planétaires détectés grâce à la photométrie de CoRoT. Je n'ai pas personnellement participé à ce travail durant ma thèse, mais il me semble important, pour la compréhension globale du processus de détection, d'en décrire les grandes lignes.



**FIGURE 3.24** - Le rapport signal sur bruit de détection de transit en chaque point de la phase de la courbe moyenne. Ici, la courbe de lumière est celle de la cible LRC02-E2-0274. On distingue un pic à la phase nulle, d'une amplitude de 350 environ, qui correspondant au transit principal ; un autre pic beaucoup plus petit se trouve à la phase de 0,67 pour une S/B de 20 environ. Cela atteste de la présence d'un transit secondaire, signature de la nature stellaire du compagnon de l'étoile principale. La ligne pointillée verte indique la phase moitié où se trouverait le transit secondaire si l'orbite était circulaire.

### La photométrie

Les principales causes de faux positifs, c'est-à-dire de signaux analogues à ceux d'un transit planétaire mais dont la source est d'une autre nature, sont les systèmes d'étoiles doubles qui transitent, se trouvant en arrière-plan de la cible. Plus éloignés ou moins brillants que l'étoile étudiée, ces objets ont un éclat moindre et se fondent parfois dans la FEP de la cible (fig 3.25). Des observations photométriques à plus haute résolution angulaire que celles de CoRoT permettent :

- de connaître le champ d'étoiles voisin et d'en déduire une possible contamination qui n'aurait pas été observable dans le jeu de données regroupées dans Exo-Dat ;
- de rechercher la source du transit en effectuant des observations hors et pendant les transits. Les variations photométrique de la cible et des étoiles voisines sont analysées et l'origine du signal de transit est déterminée.

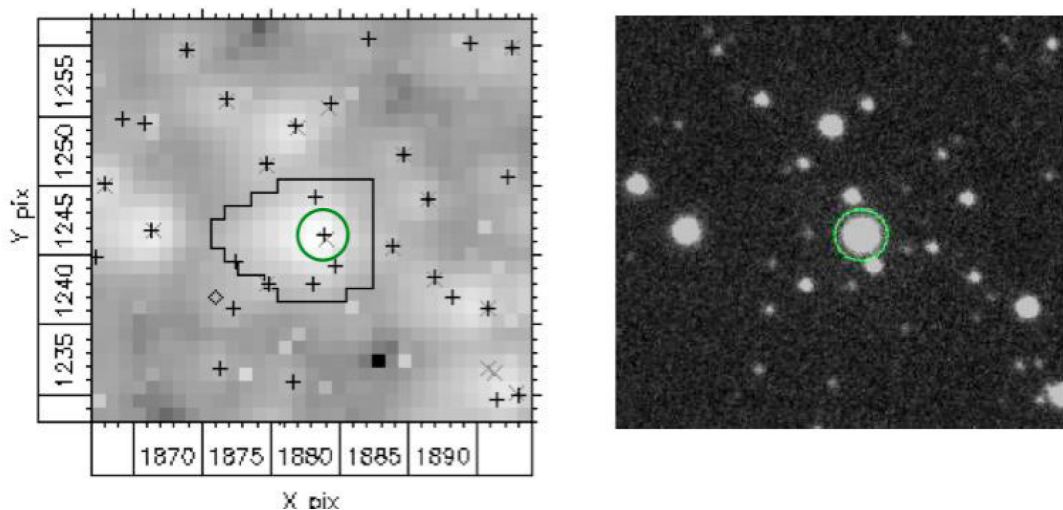
L'objectif de ce travail est d'éliminer les candidats dont les variations de flux ne proviennent pas de la cible, ou de définir une probabilité d'erreur sur l'origine de la source des transits.

La liste complète des moyens instrumentaux de l'équipe de suivi CoRoT pour l'obser-

Instrument	Observatoire
BEST 20-cm	Observatoire de Haute Provence, France
BESTII 25-cm	Cerro Armazones, Chili
TEST 30-cm	Thüringer Landessternwarte, Allemagne
Vienna 80-cm	Vienna Observatory, Autriche
IAC 80-cm	Observatorio del Teide, Îles des Canaries, Espagne
WISE 47-cm, 1-m	WISE Observatory, Israël
OHP 1 2-m	Observatoire de Haute Provence, France
Euler 1 2-m	La Silla, Chili
Tautembourg 2-m	Thüringer Landessternwarte, Allemagne

**TABLE 3.4** - Les instruments au sol utilisés pour le suivi photométrique des candidats.

vation photométrique est donnée dans le tableau 3.4. Pour plus d'information, une description détaillée du suivi photométrique depuis le sol est faite par Deeg *et al.* (2009).



**FIGURE 3.25** - CoRoT-7 et son voisinage. À gauche : image prise par le télescope CoRoT. Le cadre noir représente la limite du masque qui a été utilisé pour la photométrie d'ouverture. Les croix indiquent la position des étoiles catalogués dans Exo-Dat. À droite, le cliché à été pris avec le télescope de 80 cm de l'IAC aux Canaries. La limite de la résolution angulaire imposée par les turbulences atmosphériques (*seeing*) est de 1,5".

Le travail d'élimination des scénarios de transits liés à un contaminant est brièvement décrit pour le cas de CoRoT-7b au §4.3.2.



## Spectroscopie des vitesses radiales

### • Principe et méthode

Il s'agit de mesurer la vitesse de déplacement de l'étoile au cours de son orbite autour du centre de gravité du système étoile-planète. Ceci permet de s'assurer de la nature planétaire de l'objet étudié et de mesurer sa masse, en supposant connue celle de l'étoile.

Si la vitesse radiale est utilisée ici lors du suivi des candidats, la détection de planètes par cette méthode a permis la découverte de la majorité des exoplanètes connues à ce jour. La première planète extra-solaire orbitant autour d'une étoile de type solaire, 51-Peg b, a été découverte de cette manière par Mayor et Queloz (1995).

La composante normale au plan du ciel de la vitesse de l'étoile est appelée « vitesse radiale » ; elle est par convention comptée positivement lorsque l'étoile s'éloigne de l'observateur (fig. 3). L'utilisation des variations périodiques de vitesse radiale des étoiles a été proposée dès la fin du XIXe siècle, en particulier pour l'étude des systèmes binaires d'étoiles mais également dans l'espoir de détecter des compagnons planétaires. Dès le début du XXe siècle, des observations de systèmes multiples d'étoiles sont faites (Berman 1931). Struve (1952) propose par exemple de développer des méthodes de mesure de vitesses radiales de haute précision afin de détecter des planètes proches de leur étoile hôte. Il souligne par ailleurs le fait que dans les cas favorables, des transits planétaires pourraient également y être observés.

Le principe physique repose sur l'effet Doppler-Fizeau : la mesure du décalage des raies spectrales de l'étoile induit par le mouvement de celle-ci.

### • Cas d'une orbite circulaire

Le rayon  $a_*$  de l'orbite stellaire est directement proportionnel au rapport de la masse de l'étoile sur la masse du système  $\frac{M_P}{M_* + M_P}$  et à la distance  $d$  qui sépare l'étoile de son compagnon (eq. 3.23).

$$a_* = d \frac{M_P}{M_* + M_P} \quad (3.23)$$

Si on néglige la masse de la planète devant celle de l'étoile, la vitesse de déplacement de l'étoile sur son orbite supposée circulaire vaut :

$$V_* = \frac{2\pi}{P} a_* \quad (3.24)$$

où  $P$  est la période orbitale ; la composante de la vitesse de l'étoile parallèle à la ligne de visée, appelée vitesse radiale, est la grandeur mesurée par la méthode que nous allons décrire dans ce paragraphe. En reprenant 3.24, on obtient la valeur de vitesse radiale à l'instant  $t$  :

$$V_{rad\star} = K \cos\left((t - t_{Na})\frac{2\pi}{P}\right) \text{ avec } K = V_{\star} \sin(i) \quad (3.25)$$

$K$  est l'amplitude des variations de la vitesse radiale et vaut directement la vitesse orbitale de l'étoile réduit d'un facteur  $\sin i$  ;  $i$  est l'inclinaison du plan orbital et  $t_{Na}$  l'instant où l'étoile franchit le nœud ascendant de son orbite.

Pour une étoile d'une masse solaire, l'amplitude du mouvement attendu a les caractéristiques décrites dans la table 3.4.2

Conditions thermiques	$d$ (UA)	Masse planétaire	$a_{\star}$ (km)	$V_{\star}$ (m s <sup>-1</sup> )
Planète chaude	0,05	1M <sub>⊕</sub>	45	0,40
	0,05	1M <sub>N</sub>	771	6,8
	0,05	1M <sub>J</sub>	14 300	126
Planète tempérée	1	1M <sub>⊕</sub>	450	0,09
	1	1M <sub>N</sub>	7 710	1,5
	1	1M <sub>J</sub>	142 500	28
Planètes froide	10	1M <sub>⊕</sub>	4 500	0,03
	10	1M <sub>N</sub>	77 100	0,5
	10	1M <sub>J</sub>	1 420 000	8,9

**TABLE 3.5** - Les valeurs de l'amplitude et de la vitesse du mouvement d'une étoile d'une masse solaire sont tabulées dans le référentiel d'inertie du système planète-étoile. La valeur du demi grand-axe  $a_{\star}$  de l'orbite de l'étoile et sa vitesse orbitale  $V_{\star}$  y sont données en présence d'un compagnon planétaire d'une masse terrestre, une masse de Neptune et une masse jovienne et une distance  $d$  planète-étoile.

### • Cas d'une orbite elliptique

On utilise le formalisme donné en 6.

Des lois de Kepler, on déduit l'expression 3.26 qui exprime la valeur de la vitesse radiale de l'étoile (Bordé 2003) en fonction des paramètres de l'orbite.

$$V_{rad\star} = K (\cos(v_{\star} + \omega) + e \cos \omega) \text{ avec } K = \frac{2\pi a_{\star} \sin(i)}{P \sqrt{1 - e^2}} \quad (3.26)$$

Nous sommes placés dans le référentiel d'inertie du système.  $K$  est l'amplitude des

variations de la vitesse radiale au cours de l'orbite par la planète. Lors d'observations depuis le sol, trois composantes supplémentaires sont à considérer :

1. La vitesse radiale moyenne, provenant du mouvement de dérive du système cible par rapport au système solaire. L'ordre de grandeur est de la centaine de kilomètres par seconde.
2. Les modulations induites par la rotation de la Terre autour d'elle, à une vitesse d'environ  $450 \text{ ms}^{-1}$  (à l'équateur), avec une période d'un jour sidéral (23h 56min 45sec).
3. La révolution de la Terre autour du Soleil, à la période de 365,25 jours induisant un signal d'amplitude  $30 \text{ kms}^{-1}$  environ.

#### • La mesure du décalage Doppler

L'amplitude des vitesses recherchées est comprise entre quelques dizaines de centimètres et quelques centaines de mètres par seconde (tab. 3.4.2). Le décalage relatif des raies spectrales vaut

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{V_{\star}}{c} \quad (3.27)$$

et est par conséquent de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-10}$ .

Les quelques centimètres à quelques centaines de mètres par seconde de la vitesse de l'étoile sont à comparer à la largeur caractéristique des raies stellaires observées, qui sont de plusieurs kilomètres par seconde.

La précision requise est atteinte grâce à la mesure d'un grand nombre de raies d'émission de l'étoile observée, à l'aide de spectrographes à haute résolution spectrale. La mesure de la position des raies stellaires est estimée au mieux par la corrélation du spectre de l'étoile avec des masques numériques ou des spectres stellaires synthétiques. L'étalonnage est effectué à l'aide d'un spectre de référence. Principalement, deux techniques différentes aux avantages complémentaires existent :

- le faisceau lumineux collecté par le télescope traverse une cellule à gaz contenant de l'iode (Marcy et Butler 1992; Butler *et al.* 1996). Les raies d'absorption se superposent alors au spectre stellaire. Cette méthode permet de limiter efficacement les erreurs systématiques, mais réduit le flux de l'étoile de moitié environ et augmente donc le bruit de photons. Elle est utilisée dans différents instruments comme UVES au VLT, HIRES au Keck ou encore Hamilton au Lick. La précision sur les vitesses mesurées peut atteindre les  $3 \text{ ms}^{-1}$  ;
- un faisceau lumineux issu d'une lampe thorium-argon est injecté dans le spectromètre, superposé à celui de l'étoile. Le flux stellaire n'étant pas absorbé, le bruit de photons est moindre, mais des instabilités liées aux variations de positions du faisceau de l'étoile au cours du temps viennent détériorer la qualité de la mesure. Les spectrographes SOPHIE à l'OHP, CORALIE du télescope Suisse de 1,20 m, HARPS au 3,60 m à l'ESO et FLAMES au VLT utilisent cette méthode.

La précision atteint peut avoisiner les  $1 \text{ ms}^{-1}$ , ce qui en fait la méthode la plus précise opérationnelle à ce jour.

Plus généralement, la précision instrumentale obtenue dépend de la stabilité thermique, barométrique et mécanique du système, du dispositif de décohérence et de l'intensité du flux limitant le bruit de photon.

D'autres techniques d'étalonnage existent ou sont en développement pour les prochaines générations de spectrographes à haute résolution, comme par exemple l'utilisation d'un peigne laser et d'un interféromètre Fabry Perot (Wildi *et al.* 2009).

#### • Suivi en vitesse radiale et limites

Cette étape est centrale dans la caractérisation des exoplanètes. L'observation du mouvement de l'étoile par décalage Doppler-Fizeau de ses raies spectrales permet de distinguer plusieurs situations simultanément :

- si la cible présente deux spectres stellaires distincts dont le décalage est anti-corrélé, on est en présence d'un système binaire, dit binaire spectral de type 2 (BS2) ;
- un seul spectre stellaire est observé mais les variations de vitesses radiales déduites indiquent un candidat compatible avec un objet de masse dépassant 0,07 masse solaire (BS1) : c'est encore un système binaire d'étoiles dont une des deux composantes n'est pas visible ;
- les variations de la vitesse radiale sont compatibles avec un compagnon de masse comprise entre 0,07 masse solaire et 13 masses de Jupiter et ont la périodicité des signaux de transit : on a détecté une naine brune<sup>6</sup> ;
- idem, mais la masse du compagnon est estimée à moins de 13 masses de Jupiter : il s'agit d'une planète ;
- aucun signal de vitesse radiale n'est mesuré à la période orbitale indiquée par la photométrie de CoRoT : les signaux de transit proviennent d'un contaminant ou sont noyés dans le bruit. Des observations supplémentaires sont nécessaires. Ce fut le cas de CoRoT-7b par exemple, avant une longue et intense campagne d'observation ;
- plus rarement, des systèmes triples sont mis en évidence (BS3).

Bien entendu, le paramètre clé obtenu par les mesures de vitesses radiales est la masse des planètes détectées. Les objets qui transitent ont une inclinaison proche de  $90^\circ$  ; une valeur plus précise peut-être déduite de la CL. Par conséquent, la masse des objets est directement obtenue par la vitesse radiale, sans s'embarrasser du facteur

---

6. Le seuil des 13 masses de Jupiter correspond à l'initiation de la réaction de fusion du deutérium, mais autour de cette valeur, les objets n'ont pas une nature singulièrement différente. Ce critère basé sur la fusion du deutérium est discuté et il n'existe pas de consensus quant à la définition d'une limite entre les planètes très massives et les naines brunes.

$\sin(i)$ .

Extrêmement utile à la confirmation de la détection des planètes et indispensable pour la mesure des masses, le suivi en vitesse radiale se trouve être d'avantage limité par le bruit de photons – puisque le flux lumineux est dispersé – et l'activité stellaire que la photométrie. Ainsi, les candidats de très faible rayon, dont l'étoile hôte a une magnitude supérieure à 15,5, ou une activité magnétique trop importante, s'avèrent extrêmement difficiles à étudier avec les moyens actuels. CoRoT-7b, cette planète de 1,7 rayons terrestres (Léger *et al.* 2009) autour d'une étoile G9V de magnitude  $V = 11.7$  a nécessité plus de cent mesures (107 exactement !) avec le spectrographe de très haute précision Harps, avant de permettre l'estimation de sa masse à  $4,8 \pm 0,8 M_{\oplus}$  (Queloz *et al.* 2009). Malgré cette quantité impressionnante d'observations, la valeur de la masse et son incertitude sont encore discutées du fait de la difficulté du traitement des données dans un contexte bruité et de la faiblesse du signal (Hatzes *et al.* (2010); Bruntt *et al.* (2010); Pont *et al.* (2010), Boisse *et al.* (2011 à paraître dans A& A), Ferraz-Mello *et al.* (2011 ; soumis à A& A) ).

Dans de telles conditions, la confirmation planétaire, grâce à la photométrie, peut se faire avant l'obtention de résultats par vitesse radiale, par élimination successive des scénarios de faux positifs possibles, comme l'ont fait Léger *et al.* (2009) (§4.3.2).

Les spectrographes utilisés pour le suivi en vitesse radiale des candidats CoRoT sont Harps, à La Silla (Chili), Sophie à l'Observatoire de Haute Provence (France) et Hires (Hawaii).

### Observation spectroscopique des étoiles

Les paramètres stellaires tels que la masse et le rayon des étoiles cibles sont dérivés à partir de modèles et de spectres mesurés. Les résultats obtenus jouent un rôle clé pour la caractérisation des objets détectés en transit : la valeur des paramètres stellaires et l'incertitude associée se répercutent directement sur l'estimation des paramètres planétaires. En particulier, les valeurs du rayon et de la masse des planètes détectées dérivent de l'estimation de celles de leur l'étoile.

### 3.4.3 Signaux de transit dans les données du LRc02 et statistiques

Afin d'illustrer les étapes de sélection, de tri et de suivi des candidats décrits précédemment, nous allons nous appuyer sur l'exemple du LRc02 pour lequel j'ai pris en charge le rôle de coordination et de synthèse du travail du groupe de détection.

Le champ considéré se trouve dans la constellation du Serpent, à la limite de la constellation de l'Aigle ; son centre se trouve en  $(280,45,6,65')$  – déclinaison et ascension droite exprimées en coordonnées écliptiques. 11408 étoiles y ont été suivies pendant 145 jours parmi lesquelles 3823 (34%) étaient suffisamment brillantes pour être ob-

servées à l'aide de masques chromatiques. Les 7585 autres ont été suivies avec un masque monochromatique. La magnitude  $r'$  de ces étoiles s'étale de 11 à 16.

Sur la campagne du LRc02, les algorithmes de détection ont trouvés 268 CL présentant un signal apparenté à la signature d'un transit, parmi lesquelles 210 (soit 78%) d'entre elles ont été d'emblée classées comme binaires évidentes ou signaux non pertinents. Les 59 courbes restantes ont été analysées de manière approfondies par le groupe de détection. Lors de cette étape, 23 candidats (39%) ont été disqualifiés, alors que les 36 (soit 61%) cibles restantes ont été classées par ordre d'intérêt décroissant et recommandées pour un suivi au sol.

En suivant les étapes décrites dans les paragraphe précédant, chaque champ est passé au tamis de manière systématique. Les systèmes observés peuvent être classés parmi les groupes suivants :

- pas de signal de transit détecté ;
- binaires de premier plan ou de fond qui transitent ;
- candidats à suivre ou en cours de suivi au sol ;
- candidats difficiles à étudier avec les moyens instrumentaux actuels : magnitude de l'étoile trop élevée ou activité stellaire très importante ;
- planètes ou naines brunes confirmées.

Les résultats du groupe de suivi ont abouti à la détection confirmée de trois planètes, CoRoT-6b, CoRoT-9b et CoRoT-11b. Douze candidats ont pu être rejetés du fait la nature stellaire du compagnon à l'origine de l'éclipse. Le suivi au sol des 25 autres est en cours.

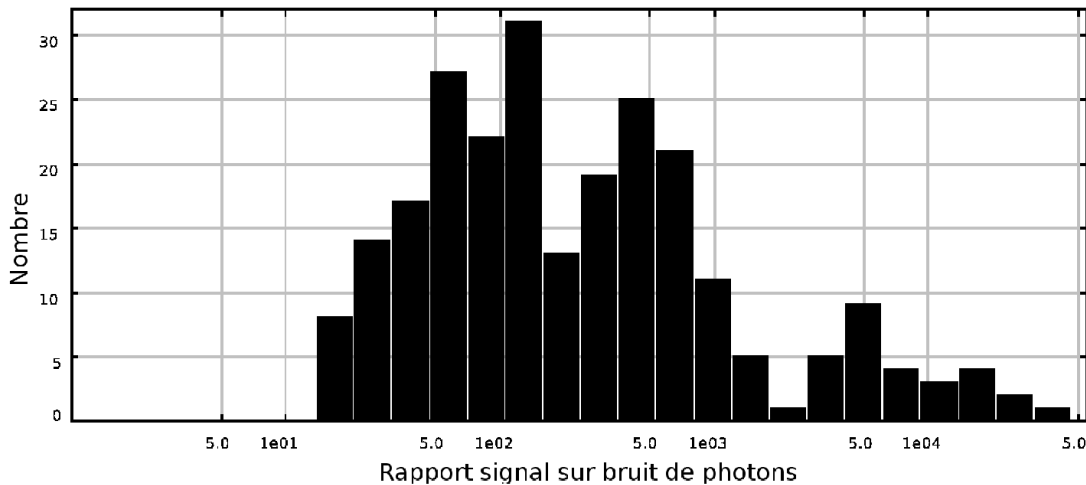
Le suivi ne pouvant être fait que pendant la période de l'année où le champ est observable, et compte tenu de l'emploi du temps (chargé) des instruments au sol, il faudra plusieurs années pour mener un suivi complet de chaque champ. Si le sort des candidats les plus favorables (magnitude faible, signal de transit important, activité de l'étoile limitée...) est rapidement fixé, certains peuvent nécessiter, comme dans le cas de CoRoT-7b, de nombreuses heures de temps de télescope avec divers instruments.

Nous souhaitons tirer profit du grand nombre de cibles et d'objets montrant la présence d'un signal, à des fins d'étude statistique. En premier lieu, nous allons nous intéresser au seuil de détection effectif dans le LRc02.

Le bruit instrumental, la présence de pixels chauds en particulier et un ensemble de signaux d'origine non physique viennent perturber la mesure. Le choix d'exprimer la qualité de la détection en fonction du S/B dont le bruit est mesuré expérimentalement

peut être discuté dans la mesure ou ce bruit dépend fortement du type de filtrage qui a pu être utilisé au préalable. Deux travaux d'analyse différents utilisant deux méthodes de filtrages distinctes conduiront à deux S/B différents pour la détection du même objet.

Pour pouvoir utiliser un seuil de détection universel, nous proposons ici de comparer le signal, défini comme étant la profondeur du transit, au bruit de photons. Ces deux grandeurs tiennent uniquement compte des paramètres physiques du système (et du diamètre du télescope utilisé), ce qui permet d'établir un seuil de détection comparable quelque soit l'instrument, la mission et les méthodes de filtrages utilisées. Les figures 3.26 et 3.27 montrent respectivement la distribution de ce rapport signal à bruit de photons pour l'ensemble des courbes montrant un signal (quel qu'il soit) détecté par les algorithmes de détection et un diagramme S/B de photons en fonction de la magnitude, montrant que le seuil de détection est indépendant de celle-ci.

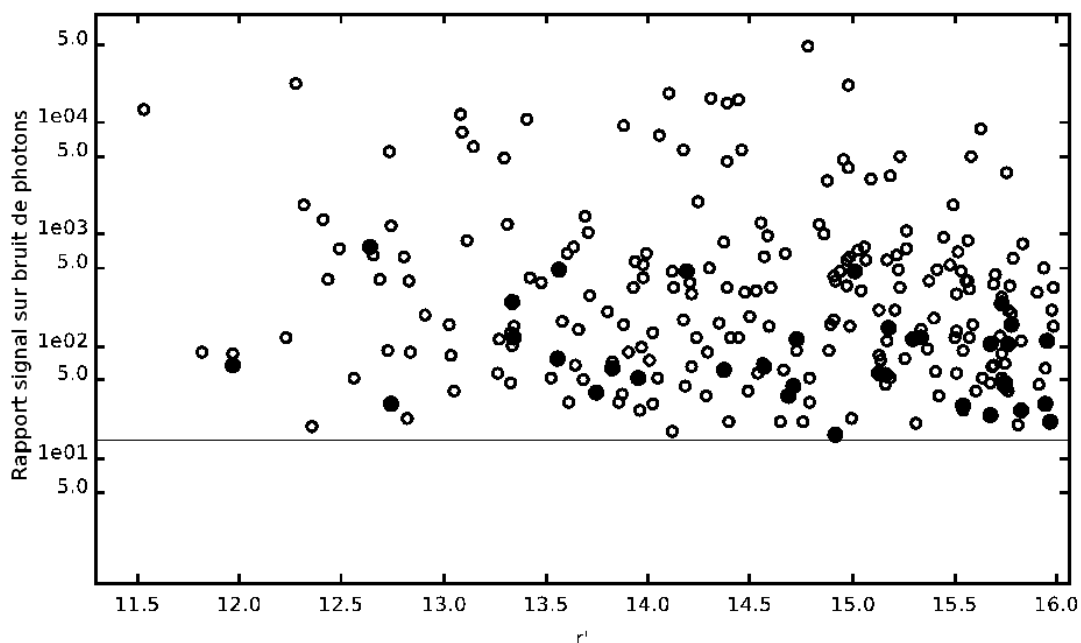


**FIGURE 3.26** - Cet histogramme représente le nombre de détections par les algorithmes de détection de l'ensemble des équipes en fonction du bruit de photons. Le seuil de détection se trouve autour de 15.

Afin de mieux connaître l'amplitude du bruit qui affecte les données et limite la mesure, j'ai représenté sur la figure 3.28 le rapport  $S/B_{photon}$  sur  $S/B_1$  en fonction de la magnitude de la cible. Ceci revient à comparer directement l'amplitude du bruit effectif  $\sigma_{eff}$  mesuré sur la courbe (défini par la dispersion des points hors transit) et celle du bruit de photons  $\sigma_{photon}$  car :

$$\frac{S/B_{photon}}{S/B_1} = \frac{\Delta F/\sigma_{photon}}{\Delta F/\sigma_{eff}} = \frac{\sigma_{eff}}{\sigma_{photon}}. \quad (3.28)$$

J'ai calculé au §3.3.1 qu'un seuil de détection raisonnable en présence du bruit de photons seul devait se trouver entre 5,6 et 7,2. Or, le bruit mesuré après filtrage vaut



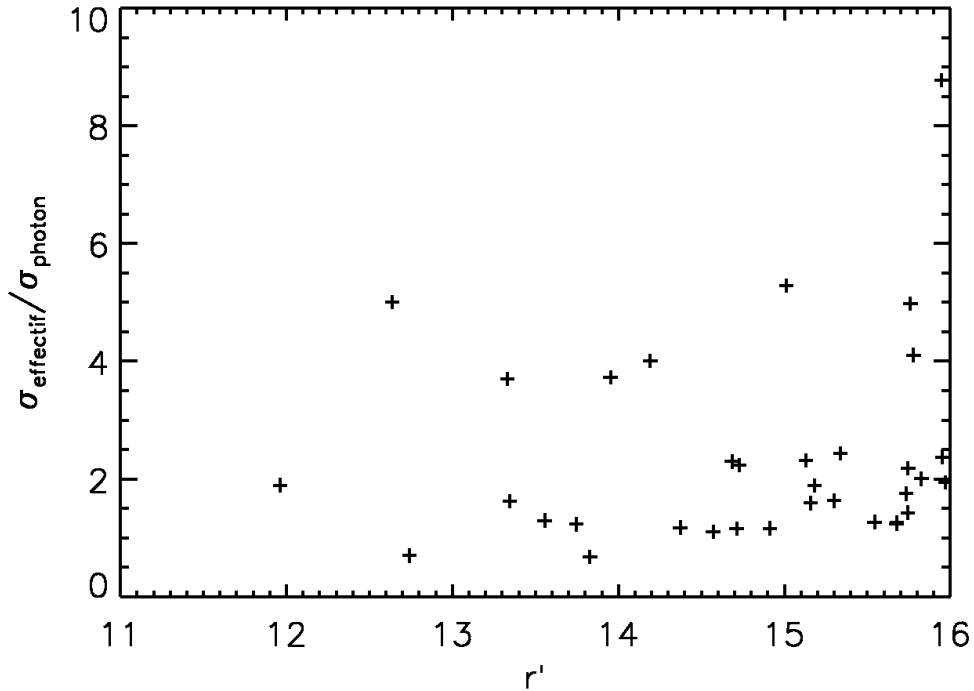
**FIGURE 3.27** - On représente sur cette figure les différentes détections dans le LRC02, placées dans un diagramme signal sur bruit de photons en fonction de la magnitude  $r'$  de l'étoile. On remarque que les détections de plus bas S/B de photons, autour de 15, sont indépendantes de la magnitude de la cible. Les cercles vides correspondent aux cibles montrant un signal détecté par les algorithmes, sans distinction sur la nature du signal. Les cercles pleins représentent les candidats recommandés pour un suivi au sol.

en moyenne 2,4 fois le bruit de photons : les détections de bas S/B doivent donc correspondre à un S/B de photons compris entre 13,5 et 17,5 ce qui corrobore la valeur de 15 dérivée de la figure 3.26.

Par ailleurs, on peut chercher à étudier les particularités des distributions en profondeurs et en période orbitale des transits. Les figures 3.29 et 3.30 représentent respectivement l'histogramme des profondeurs des transits et la période des transits pour tous les signaux, pour les candidats sélectionnés pour le suivi et pour les trois planètes détectées à ce jour. La distribution en profondeur est bornée par les critères expliqués dans la partie précédente. Pour assurer une détection solide d'un transit, le critère consistant à mesurer trois transits limite la gamme de période accessibles à 75 jours environ (pour des campagnes de 150 jours). Pourtant, CoRoT-9b a une période orbitale de 95 jours ! La raison de cette entorse à la règle est la grande qualité des données et l'excellent S/B (supérieur à 100) de la détection faite à l'aide de deux transits (un et demi en réalité !) observés par le satellite au cours du LRC02.

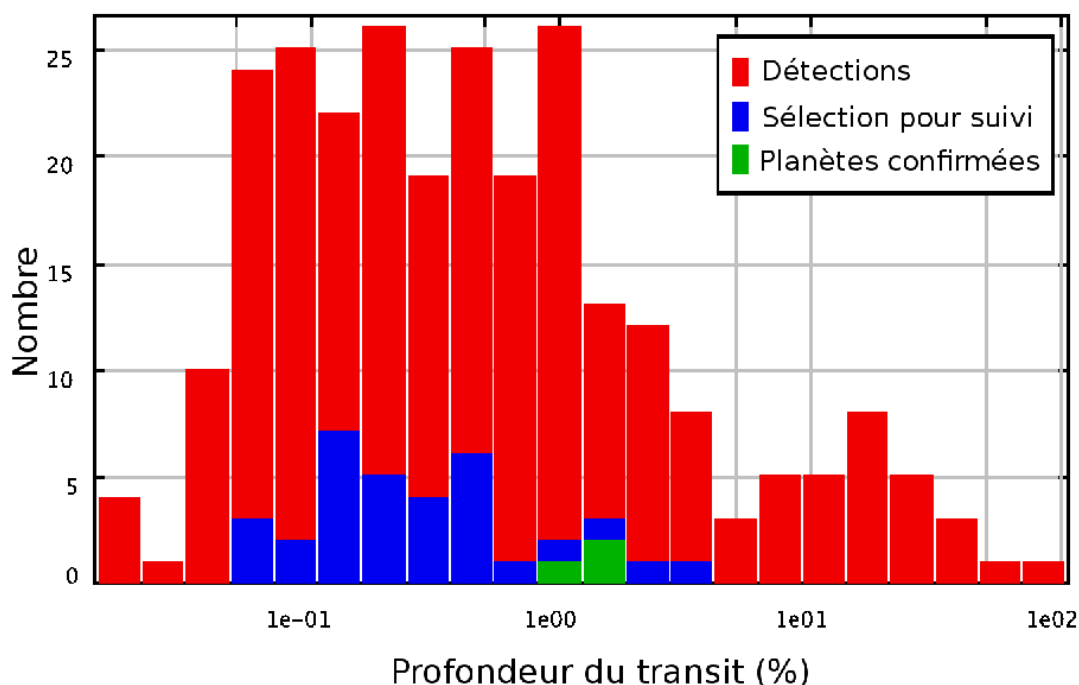
Une fois la détection d'une planète confirmée, il est nécessaire de mesurer avec



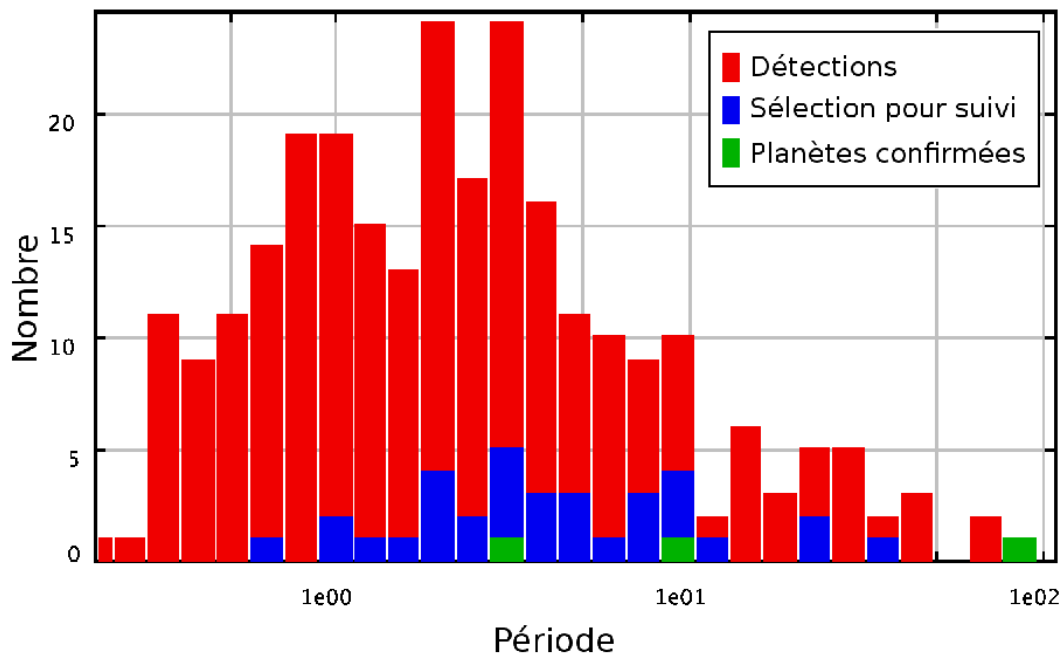


**FIGURE 3.28** - Le rapport du  $S/B$  de photons et le  $S/B_1$  – soit du bruit effectif sur le bruit de photons – en fonction de la magnitude  $r'$ . Chaque point correspond à l'un des candidats sélectionnés par l'équipe de détection pour le suivi au sol. On remarque que dans un certain nombre de cas, le bruit réel, après le préfiltrage, semble limité au bruit de photons lui-même. En moyenne, le bruit effectif vaut 2,4 fois le bruit de photons sur ces candidats.

précision tous les paramètres accessibles à l'aide des données récupérées par les différentes observations, afin de contraindre au mieux la nature et les paramètres orbitaux de la planète. Le chapitre qui suit décrit l'outil que j'ai développé pour l'utilisation des données photométriques de CoRoT dans cet objectif.



**FIGURE 3.29** - Distribution des candidats détectés en fonction de la profondeur du transit, à trois stades différents du processus de détection. En rouge : l'ensemble des cibles dans lesquelles au moins un algorithme d'une équipe de détection détecte un signal. Il arrive que ces signaux ne soient pas relatifs à des transits, mais à des étoiles pulsantes, ou à d'autres sources faisant apparaître des formes analogues à un transit planétaire. En bleu : les candidats ayant été sélectionnés par chaque équipe individuellement puis étudiés par l'ensemble du groupe de détection. Ils forment l'ensemble des candidats recommandés pour un suivi au sol. Enfin, en vert : les trois candidats dont la nature planétaire a été confirmée par le suivi au sol.



**FIGURE 3.30** - La distribution des candidats détectés en fonction de la période du transit. Le code couleur est le même que celui de la figure précédente. À l'exception de CoRoT-9b qui occupe la place du transit ayant la période la plus longue de tous les signaux, il est remarquable de voir que la période des signaux pertinents s'étale entre un et 30 jours. L'essentiel d'entre eux se trouve entre deux et dix jours, ce qui est très restreint compte tenu des 145 jours d'observations.

# Caractérisation des transits planétaires

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>93</b>
<b>4.2</b>	<b>Détermination des paramètres de transits</b>	<b>94</b>
4.2.1	Objectifs	94
4.2.2	L'algorithme Extra	95
<b>4.3</b>	<b>Exemple de faible S/B : la première super-terre de rayon mesuré : CoRoT-7b</b>	<b>100</b>
4.3.1	Détection	100
4.3.2	Analyse photométrique de CoRoT-7b	100

---

## 4.1 Introduction

La problématique de la détection des planètes et celle de la caractérisation des paramètres du modèle associé au transit sont différentes. Les outils que j'ai développés à ces fins sont par conséquent distincts dans leur nature.

Lorsqu'il s'agit de détection, la priorité est de distinguer la présence de signaux de transit de dates, périodes, durées et profondeurs inconnues, dans des courbes affectées d'un ensemble de bruits d'origines et de formes diverses. La détermination précise des paramètres orbitaux, de la profondeur du transit mesuré ainsi que les incertitudes relatives à ces grandeurs ne constituent pas, à ce stade, une priorité. La précision requise sur ces différentes grandeurs doit être suffisante pour nous permettre de différencier un signal de transit de toute autre cause de variations dans les CL et d'y associer une valeur de S/B. La rapidité d'exécution du logiciel de détection, la sélectivité du pré-filtrage et du filtrage adapté prévalent.

En revanche, une fois la détection d'un candidat établie, nous souhaitons extraire au mieux le maximum d'informations contenues dans le signal de transit et dans l'ensemble de la CL. À l'issue de ce travail, on dispose d'un jeu de mesures quantitatives permettant à la fois de trier les candidats par degré de pertinence (cf. §3.4.1) et de déterminer les propriétés du système étoile-planète qui en découlent.

## 4.2 Détermination des paramètres de transits

### 4.2.1 Objectifs

Les paramètres planétaires seront déterminés à l'aide de l'utilisation conjointe des données photométriques de CoRoT et des observations préparatoires et de suivi au sol décrites en 3.4.2

#### Rayon et masse planétaires

Du rayon stellaire et de la profondeur du transit, on déduit le rayon de l'objet qui transite. Il faut parfois corriger la profondeur du transit de l'effet de contaminants présents dans la FEP de la cible, en tenant compte du flux supplémentaire contaminant  $F_{conta}$ . En négligeant l'ACB, la profondeur relative du transit peut alors s'écrire

$$\epsilon = \frac{\Delta F}{F_{cible} + F_{conta}} = \left( \frac{R_p}{R_{cible}} \right)^2 \frac{F_{cible}}{F_{cible} + F_{conta}}. \quad (4.1)$$

Le rayon planétaire risque donc d'être sous-estimé d'autant plus fortement que l'éclat du contaminant est important.

La masse de la planète (dérivée des mesures de vitesse radiale) et son rayon donnent immédiatement accès à sa densité : les modèles d'intérieurs planétaires et d'évolution pourront être utilisés pour décrire la nature physique de l'objet et être améliorés grâce aux contraintes apportées par l'observation du nouvel objet.

#### Paramètres orbitaux

La détermination de la période, de la date des transits et des incertitudes associées est capitale pour plusieurs raisons :

- le calcul des éphémérides des transits en découle directement. La possibilité d'observations ultérieures de transits sera donc conditionnée par ces grandeurs ;

- l’association de la valeur de la période orbitale à la masse de l’étoile permet d’estimer la valeur du demi grand-axe de l’orbite via les lois de Kepler et de Newton. Avec la température et le rayon de l’étoile, on peut calculer l’intensité lumineuse à laquelle la planète est soumise. En posant une hypothèse sur l’albédo de la surface de la planète, on peut évaluer une gamme de températures accessibles à la planète.

L’étape de détection qui précède, effectuée avec *Transdet2*, a permis d’obtenir une estimation approchée des paramètres qui caractérisent les transits. Nous allons maintenant décrire le travail consistant à déterminer précisément les paramètres accessibles dans les données photométriques de CoRoT.

### 4.2.2 L’algorithme Extra

J’ai développé l’algorithme ExTrA (pour *Exoplanet transit analyzer*) dans le but de mesurer avec précision les paramètres de transits et d’estimer les incertitudes associées. D’autres informations contenues dans les CL y sont également recherchées, comme la présence d’un transit secondaire, les variations temporelles des paramètres des transits, la chromaticité des transits, pouvant nous indiquer la nature non planétaire de l’objet qui transite.

J’ai choisi d’utiliser un modèle de transit **trapézoïdal**, qui a l’avantage d’être simple, purement descriptif (il converge donc systématiquement) et **très robuste** du point de vue de l’estimation des **paramètres peu nombreux et non corrélés** qui le définissent.

#### Filtrage

La difficulté majeure ici est de ne pas retirer ou altérer l’information sur le candidat étudié. Le filtrage passe-haut que l’on applique doit par conséquent être passant vis-à-vis des signaux de période inférieure ou égale à la période orbitale considérée. Cela permet d’observer une éventuelle modulation du flux due aux forces de marées ou à tout autre phénomène lié au système étudié.

La taille de la fenêtre glissante est donc fixée à la valeur de la période orbitale encore approximativement connue à ce stade.

Le lissage est également réduit au minimum, par calcul d’une médiane glissante de quelques points de mesures de durée.

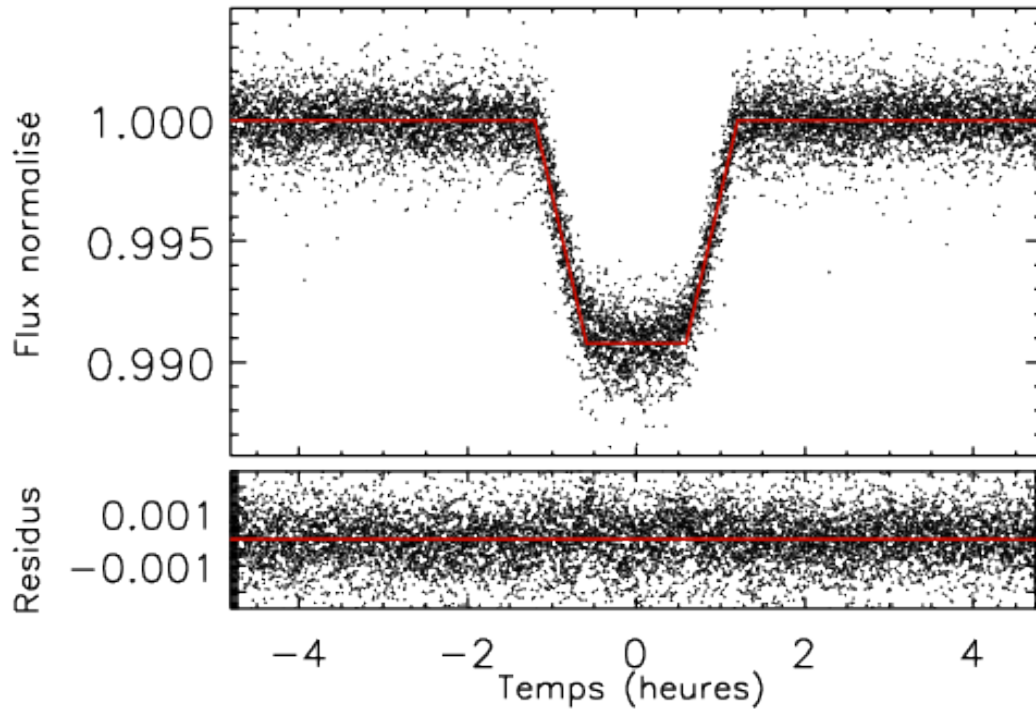
Enfin, les points s’écartant de plus de  $5\sigma$  de médiane locale calculée sur une durée égale à une demi durée du transit sont éliminés.

Pour la détermination des paramètres du transit – et uniquement lors de cette partie

de l'étude – on retire la pente de la CL au voisinage du transit par division par une fonction affine évaluée à l'aide d'une régression linéaire.

### Ajustement d'un modèle trapézoïdal

Par itérations successives, un modèle de transit trapézoïdal périodique est ajusté à la CL (fig. 4.1) à l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquardt, dont le principe est décrit par Press *et al.* (1997).



**FIGURE 4.1** - Un modèle de transit trapézoïdal à cinq paramètres (période, durée du fond, durée d'immersion = durée d'émersion, profondeur et date du centre du premier transit) est ajusté à la courbe de lumière de CoRoT-11. La CL est rééchantillonnée à 128 s ; la courbe est repliée à la période du transit et centrée sur celui-ci.

### Variations temporelles des paramètres

Nous nous plaçons ici dans un cas favorable de S/B tel que nous puissions travailler sur chacun des transits, individuellement.

L'étude de la régularité des transits permet de répondre à deux questions simultanément :

- le candidat peut-il être une étoile double qui transite ou une étoile affectée par une étoile double de fond ? Dans ce cas, il est fort probable que les transits pairs soient différents des transits impairs (transit de l'étoile principale devant l'autre et vice-versa) ;
- les paramètres du transit (en particulier la durée, la profondeur, la date et la périodicité du transit) suivent-ils une variation significative dans le temps ? Ce dernier cas peut amener à la détection indirecte de différents objets : planètes en orbites résonnantes avec le candidat étudié, satellites ou troyens<sup>1</sup>.

La périodicité de la perturbation de l'orbite doit se retrouver dans la variation des paramètres. Afin de repérer ces effets, on effectue une analyse fréquentielle de l'évolution des paramètres au cours du temps. On calcule le spectre de puissance à l'aide de la méthode de Lomb-Scargle qui est adaptée aux mesures irrégulièrement échantillonnées. En effet, les signaux que l'on recherche ici sont précisément les variations temporelles autour des dates de transit attendues si elles étaient périodiques.

En l'absence de variations significatives (i.e. ayant une signature spectrale forte) on peut estimer que l'origine de la dispersion des mesures ne provient pas d'un perturbateur agissant sur la dynamique du système.

### **Incertitudes et S/B**

Si les variations des paramètres de transits ne sont pas corrélées dans le temps, on peut utiliser leur distribution pour estimer les incertitudes.

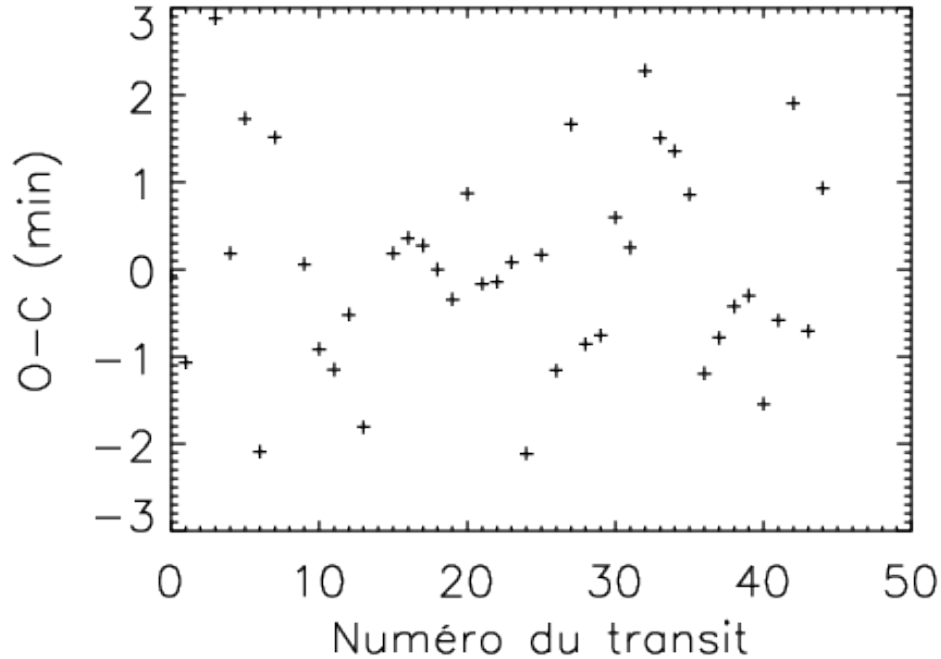
#### **• Profondeur du transit**

La dispersion de la profondeur des transits, estimée à l'aide de l'écart-type  $\sigma_{dF}$  de leur distribution, reflète l'incertitude sur la mesure de la profondeur de chaque transit (fig. 4.3). La valeur moyenne de la profondeur est affectée d'une incertitude  $\sigma_{dF} / \sqrt{k}$ . Si la statistique du bruit est gaussienne, on peut directement relier  $\sigma_{dF} / \sqrt{k}$  à l'intervalle de confiance sur la mesure de la profondeur du transit.

Nous pouvons alors mesurer le S/B exact associé à la mesure ; on le définit simplement comme la profondeur moyenne du transit divisée par  $\sigma_{dF} / \sqrt{k}$ . Dans le cas particulier de la profondeur du transit, Extra calcule également automatiquement la profondeur des transits pairs et des transits impairs séparément, ainsi que l'incertitude associée, afin de pouvoir valider quantitativement l'hypothèse de compatibilité avec un transit planétaire. En notant  $dF_p$  et  $dF_i$  la profondeur moyenne du transit pair et du

1. On appelle troyens les objets piégés dans les minima locaux du champ de potentiel en co-rotation avec le système étoile-planète. Ces zones sont centrées autour des points de Lagrange L4 et L5, situés sur la même orbite que la planète, mais formant un angle de  $\pm \pi/3$  avec l'étoile.





**FIGURE 4.2** - Le chronométrage des transits de CoRoT-11b. On représente l'écart entre la date des transits observés et la date calculée, en supposant la période fixe. Ici, on mesure des écarts de l'ordre de quelques minutes. On recherche ensuite à repérer la périodicité de ces variations à l'aide d'un périodogramme de Lomb-Scargle.

transit impair,  $\sigma_p$  et  $\sigma_i$  les incertitudes associées et en supposant les sources d'incertitudes non corrélées, on peut estimer que les transits ont une profondeur significativement différente avec un S/B s'écrivant :

$$S/B = \frac{\|dF_p - dF_i\|}{\sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_i^2}} \quad (4.2)$$

Enfin, lorsque l'information sur les trois couleurs est disponible, on cherche l'écart à l'achromaticité. Si celui-là est significatif, des observations photométriques complémentaires doivent être faites afin de pouvoir juger de l'effet d'un éventuel contaminant sur le flux mesuré dans chacune des régions du masque (§2.3.3).

#### • Période et date des transits

Après la mesure de la période orbitale moyenne, on soustrait la date du centre de

chaque transit présent dans les données à la date attendue en supposant une période constante.

L'incertitude sur la période est déduite de la dispersion des écarts obtenus (fig. 4.4) réduite d'un facteur  $\sqrt{k}$ , en supposant que le bruit qui affecte cette grandeur est blanc et gaussien.

- **Durée des transits**

Par la même méthode, on estime l'incertitude sur la valeur de durée des transits.

### Autres informations dans la CL

- **Transits secondaires**

Nous souhaitons dépister la présence d'un transit secondaire. Ce test est très efficace pour séparer un signal provenant d'une étoile double qui transite d'un candidat planétaire : la première montre de manière quasi-systématique un transit secondaire car l'étoile la moins brillante du couple rayonne suffisamment dans le visible pour que l'occultation partielle soit mesurable ; en revanche, une planète (ou une naine brune) n'émet – généralement – pas dans le visible et réfléchit trop peu de lumière pour que le transit secondaire soit observable. Ce raisonnement ne s'applique pas aux cas d'orbites très excentriques où les disques stellaires ne se superposeraient qu'une fois par révolution orbitale.

La fenêtre spectrale d'observation de CoRoT se trouvant dans le visible et le proche infrarouge, on peut estimer que la détection d'un transit secondaire infirme la nature planétaire du candidat.

Nous exploitons l'information déjà connue sur le transit primaire pour chercher un transit secondaire : la période orbitale est fixée et on suppose que la forme du transit secondaire est identique à celle du primaire – à la profondeur près. On ajuste alors un trapèze ayant les mêmes paramètres que le primaire, à toutes les valeurs de phase. Le seul paramètre libre est la profondeur.

Après chaque ajustement, on mesure la dispersion des résidus après soustraction du trapèze. On peut alors associer une valeur de S/B (soit la profondeur mesurée sur écart type des résidus divisée par la racine du nombre de points utilisés) qualifiant la pertinence de la détection d'un transit secondaire.

Enfin, Extra produit une représentation graphique du S/B en fonction de la phase, dont un exemple est présenté en figure 4.5. Une attention plus importante est portée à la phase 1/2, où le transit secondaire serait situé dans le cas d'une orbite circulaire.

- **Activité stellaire**

Il s'agit de connaître la période de rotation de l'étoile ou tout autre forme de bruit périodique pouvant affecter la détection. Ce type d'analyse n'est pertinent que si on ne filtre pas les variations à longues périodes présentes dans la CL. Une méthode efficace consiste à calculer l'autocorrélation de la CL (fig. 4.6). Les données prises lors du passage dans l'AAS sont retirées afin qu'elles ne dominent pas le corrélogramme, et les valeurs vacantes sont linéairement interpolées à partir des points voisins.

### **4.3 Exemple de faible S/B : la première super-terre de rayon mesuré : CoRoT-7b**

Le cas particulier des candidats à faible S/B doit subir un traitement spécialement adapté. Un objectif particulier de la mission CoRoT et de mon travail de thèse est la recherche de super-terres, impliquant nécessairement une profondeur de transit faible et par conséquent de travailler à S/B peu élevé.

Je vais m'appuyer sur le travail que j'ai effectué lors de la découverte de CoRoT-7b pour illustrer cette situation (Léger *et al.* (2009), voir annexes).

#### **4.3.1 Détection**

Le mode alarme a permis une détection précoce de ce candidat du LRa01. Cependant, une étude approfondie de la CL n'a pu commencer qu'après l'observation complète de cinq mois. La faible profondeur relative du transit ( $\sim 3,5 \cdot 10^{-4}$ ) empêche la détection individuelle des transits. Pour cette raison la détection de CoRoT-7b par photométrie n'a pas été immédiatement évidente.

Pour se convaincre de l'existence du signal périodique de transit lui-même, par opposition à un signal transitoire n'apparaissant que dans certaines parties de la CL, j'ai appliqué un lissage et j'ai retiré les valeurs aberrantes à l'aide d'une médiane glissante sur une fenêtre de 25 minutes de durée ; j'ai replié la CL sans la moyennner, en superposant les segments de courbe.

#### **4.3.2 Analyse photométrique de CoRoT-7b**

La méthode décrite dans la partie précédente ne permet pas d'étudier la CL de CoRoT-7b : l'ajustement d'un modèle de trapèze n'est pas possible sur chaque transit individuel. J'ai choisi d'utiliser une méthode de type Monte Carlo afin d'estimer l'incertitude sur les paramètres du transit moyen.

### Principe du bootstrap

Il existe différentes approches à l'aide de méthodes de Monte Carlo. J'ai utilisé une méthode particulière, dite de *bootstrap* (Press *et al.* 1997), permettant de limiter les hypothèses sur le bruit.

L'idée maîtresse du bootstrap repose sur l'exploitation de la distribution réelle du bruit présent dans les CL afin de chiffrer son effet sur la mesure. Il s'utilise généralement à la place d'une méthode de Monte Carlo plus classique lorsqu'on ne possède pas suffisamment d'informations sur le bruit pour pouvoir le modéliser.

Soit  $B$  le bruit,  $S$  le signal de transit et  $C$  les données obtenues par la mesure photométrique,

$$C_i = S_i + B_i. \quad (4.3)$$

On retire le meilleur modèle de transit à la CL et on réinjecte dans les données à des instants aléatoires un certain nombre de points, eux-mêmes pris aléatoirement dans le jeu de points dont on dispose.

Il suffit alors de réinjecter le modèle de signal dans les nouvelles données,

$$C'_i = S_i + B'_i, \quad (4.4)$$

et  $B'_i = B_j$  où  $j$  suit un ordre aléatoire pour un certain nombre de points.

On réapplique la procédure de mesure d'ajustement du modèle pour extraire les paramètres. En suivant ce processus un grand nombre de fois, on obtient une distribution de valeurs de paramètres obtenus dont la dispersion nous indique l'incertitude sur l'estimation de ces paramètres.

### Adaptation pour un bruit corrélé

Dans notre cas, on prend l'hypothèse prudente que le bruit qui affecte les résidus n'est pas blanc. Les propriétés de ce bruit seraient donc modifiées lors d'une redistribution aléatoire des résidus. Pour pallier cet inconvénient du *bootstrap* classique, j'ai choisi de ne pas modifier l'ordre des résidus, mais de translater le modèle de transits périodiques d'une durée  $\delta i$  aléatoire (et équiprobable pour toutes les valeurs possibles), déterminée avant chaque simulation,

$$C_i = S_{i+\delta i} + B_i. \quad (4.5)$$

L'algorithme ajuste alors le modèle de trapèze sur les données modifiées.

Paramètre	Valeur	Incertitude	Unité
Période	0,853585	$\pm 0,000012$	jours
Date du premier transis	2454398,0767	$\pm 0,0015$	HJD
Durée d’immersion/émersion	15,8	$\pm 2,9$	min
Durée totale	75,1	$\pm 3,2$	min
Profondeur	$3,35 \times 10^{-4}$	$\pm 0,12 \times 10^{-4}$	

**TABLE 4.1** - Estimation des paramètres du modèle trapezoïdal ajusté à la courbe de lumière de CoRoT-7b, et des incertitudes obtenues par *bootstrap*.

## Résultats

En procédant à cette opération un grand nombre de fois (fig. 4.8), on obtient une distribution statistique représentative de l’effet du bruit sur la détermination de chaque paramètre. J’ai effectué ainsi 20 000 tirages et ai obtenu les distributions présentées sur la figure 4.9.

L’analyse des résultats du bootstrap a été surprenante : il est apparu que l’on obtient une précision de l’ordre de la seconde sur la détermination de la période.

J’ai ainsi obtenu les paramètres donnés dans la table 4.1.

## Retour sur l’incertitude de la période

L’incertitude sur la détermination de la période obtenue par *bootstrap* étant extrêmement faible (1 s), j’ai cherché à la recalculer d’une autre manière.

J’ai alors découpé la CL en  $n$  paquets,  $n$  prenant des valeurs de 5, 10, 18 et 25. Sur chaque paquet, j’ai réajusté le modèle de transit périodique trapézoïdal comme décrit plus haut, puis j’ai estimé la dispersion des  $n$  valeurs de période obtenues. Les paquets n’étaient pas continus mais formés de segments de LC d’une durée égale à une période orbitale de CoRoT-7b prise toute les  $n$  périodes, afin de conserver une CL s’étalant sur la durée totale d’observation.

Pour s’assurer que les résultats étaient compatibles avec une hypothèse de mesures non corrélées impliquant

$$\sigma_n = \sigma_1 \times n^{1/2}, \quad (4.6)$$

où  $\sigma_n$  est l’écart type des valeurs de période obtenues sur chacun des  $n$  paquets ; j’ai alors ajusté une droite sur les points de coordonnées  $x = \log n$ , et  $y = \log \sigma_n$ . La pente obtenue est de 0,57, compatible avec la valeur de 0,5 escomptée (fig. 4.10). Enfin, l’ordonnée à l’origine a permis d’extrapoler la valeur de  $\sigma_1$ , de 2,1 secondes. Cette valeur, correspondant à une incertitude plus grande que celle obtenue par *bootstrap*, a été conservée afin de limiter le risque de sous-estimer l’erreur sur la période.

### Vers un scénario planétaire

La mesure du signal de vitesse radiale, mise à rude épreuve par l'activité de CoRoT-7, a nécessité un temps important d'observation et de traitement des données avant d'aboutir à la première estimation de la masse de la planète. L'estimation de la masse de la planète par vitesse radiale est souvent considérée comme la confirmation ultime de la découverte d'une planète détectée par transit ; cependant, l'équipe CoRoT a dû, en attendant les résultats des observations de la vitesse radiale de CoRoT-7, procéder à l'élimination du plus grand nombre possible de scénarios de faux positifs qui auraient pu imiter le transit planétaire observé.

Les différents cas possibles ont été passés en revue et écartés un par un à l'aide, notamment, des observations photométriques effectuées depuis le sol.

L'étude que je proposee ici, a été faite suite à la demande de Suzanne Aigrain. Elle a pu être réalisée postérieurement à la découverte et la confirmation de CoRoT-7b, grâce aux premiers résultats de *Kepler* (Borucki *et al.* 2010) et est donc différente de celle proposée par Léger *et al.* (2009).

Les principaux types de signaux de transit de même profondeur que celui d'une planète de quelques rayons terrestres devant une étoile naine sont les suivants :

- un transit rasant d'une planète géante ou d'une deuxième étoile devant l'étoile cible (1) ;
- un système à éclipses situé en arrière plan de la cible se confondant partiellement ou totalement à la FEP (2). La FEP de Kepler est de taille angulaire inférieure à celle de CoRoT ; on supposera un facteur 5 (un peu trop large) entre les deux, ce qui augmente d'autant la probabilité d'englober un système de fond dans la FEP ;
- l'étoile cible est une géante, devant laquelle transite une étoile naine ou une géante de gaz (3) ;
- un système triple (gravitationnellement lié) de deux étoiles et une planète géante (ou une étoile naine) transitant devant l'une des deux (4) ;
- une planète devant une étoile naine (P).

Brown (2003) a proposé une estimation de la probabilité associée à chacun de ces scénarios. Ils concernent les transits compatibles avec des petites planètes ( $0,510^{-4} \leq \epsilon \leq 10^{-3}$ ) autour d'étoiles de magnitude  $R \leq 14$ . Les transits considérés ont une période comprise entre 30 et 300 jours. Nous supposons ici que les chiffres obtenus ne diffèrent pas significativement (au moins en ordre de grandeur) de ceux de transits de périodes inférieures à 30 jours. On peut ainsi appliquer ces résultats au cas de CoRoT-7b. Sur 10 000 étoiles, le nombre attendu de

1. transits rasants est  $n_1 = 1,410^{-2}$  ;
2. transits provenant de l'arrière plan est  $n_2 = 150$  ;

- 3. étoiles cibles géantes est  $n_3 = 0,8$  ;
- 4. systèmes triples est  $n_4 = 0,2$ .

Par ailleurs, le nombre de candidats planétaires  $n_P$  de rayon inférieur ou égal à  $2R_{\oplus}$  à des périodes inférieures à deux jours détectés par Kepler est de l'ordre de la trentaine sur 100 000 étoiles observées, soit 3 pour 10 000 étoiles (Borucki *et al.* 2011). On procède alors à l'élimination des scénarios de faux positif, en excluant, à chaque étape, les systèmes non compatibles avec les observations.

- la forme du transit de CoRoT-7b et les observations en spectroscopie de CoRoT-7 permettent d'exclure les cas (1) et (3) ;
- la probabilité que la source du signal de transit soit (2) vaut alors

$$P_2 = \frac{n_2}{n_2 + n_4 + n_P} \approx 98\%.$$

À ce stade, la probabilité que le signal observé soit une micro-éclipse d'origine planétaire est inférieure à 1%. Les observations en photométrie obtenues depuis le sol au CFHT avec Megacam, puis avec Naco, ont permis de montrer qu'aucun contaminant entourant CoRoT-7 ne pouvait être à l'origine du signal dans un rayon supérieur à 400 mas. La valeur de  $n_2$  est alors réduite d'un facteur  $8 \times 10^{-4}$ , conduisant à une probabilité d'un transit en arrière plan de l'ordre de

$$P_2 \approx 3\%.$$

La probabilité que le transit soit celui d'une planète vaut environ

$$P_P \approx 90\%.$$

Celle  $P_4$  d'un transit au sein d'un système triple est de l'ordre de 6%. Le scénario planétaire devient alors de loin le plus probable.

- La possibilité d'un système triple peut être testée en exploitant les couleurs de la CL dispersées par la biprisme. Ceci est l'objet du paragraphe suivant.

### L'utilisation de la couleur

La mesure de la couleur, rendue possible grâce au biprisme, a joué un rôle important dans la confirmation de la découverte de CoRoT-7b (fig. 4.11)

CoRoT-7 est une étoile G9V de magnitude  $V = 11,7$ . Elle fait partie des cibles dont le masque est divisé en trois régions, fournissant trois CL : rouge, verte et bleue (voir §2.3.3). Lors du transit, le disque planétaire opaque doit occulter également toutes les composantes spectrales de l'étoile, en proportion de la surface masquée de l'étoile.

En revanche, si une deuxième étoile appartient au système, l'éclat de celle-ci peut réduire considérablement l'amplitude des variations relatives de flux : si tel était le cas, on devrait s'attendre à mesurer une profondeur de transit différente dans chacune des trois couleurs du fait des types spectraux distincts des deux étoiles.

Dans le cas présent, le transit d'une planète géante devant une naine M5V dans un système comprenant également une G9V, peut donner lieu à un transit de profondeur compatible avec celui observé.

Dans un système M5V-G9V, la contribution au flux de la naine M est en proportion plus importante aux faibles longueurs d'onde qu'aux longueurs d'onde élevées. Par conséquent, l'occultation partielle de celle-ci doit engendrer un transit très « rouge ». Connaissant d'une part le type spectral de CoRoT-7 et d'autre part, la valeur précise du flux mesuré dans chacun des trois canaux chromatiques, on peut extrapoler approximativement la longueur d'onde moyenne de la bande spectrale observée dans chaque couleur. Il est alors facile d'en déduire la contribution photométrique qu'apporterait une M5V dans chaque canal (fig. 4.12).

J'ai mesuré la profondeur relative moyenne des transits dans les trois canaux colorés (r,v,b) et l'incertitude sur ces valeurs. En les normalisant à la profondeur du transit relatif blanc, on obtient :

$$\begin{cases} r = 0,88 \pm 0,18 \\ v = 1,24 \pm 0,30 \\ b = 1,42 \pm 0,42 \end{cases} \quad (4.7)$$

Or, dans le scénario M5 testé ici, le transit attendu doit être de :

$$\begin{cases} r_{M5} = 1,29 \\ v_{M5} = 0,27 \\ b_{M5} = 0,14 \end{cases} \quad (4.8)$$

Ce scénario n'est donc pas compatible avec les observations CoRoT. Compte tenu de l'écart de profondeur de transit entre le scénario testé et les mesures, et de l'incertitude sur ces dernières, on peut écarter l'hypothèse d'un tel système multiple à plus de  $3\sigma$  pour chacune des trois couleurs. En supposant les mesures indépendantes dans les trois couleurs, on peut exclure le scénario testé à plus de  $5\sigma$ . L'exclusion claire de ce type de système (ainsi que ceux faisant intervenir une étoile plus petite, et plus rouge qu'une M5) réduit encore la possibilité que le transit observé sur CoRoT-7 ne soit pas d'origine planétaire. Compte tenu de la très large majorité (de l'ordre de 80%) d'étoiles M dans la Galaxie, le type de système triple contenant une étoile M en plus



de l'étoile G0V est de loin le plus probable. Nous venons de rejeter ce scénario pour une large majorité des étoiles M. La probabilité d'un système triple doit, de ce fait, être réduite à moins de 3%. La probabilité que le signal soit celui d'une planète autour d'une étoile naine doit alors être de l'ordre de 94% ou 95%.

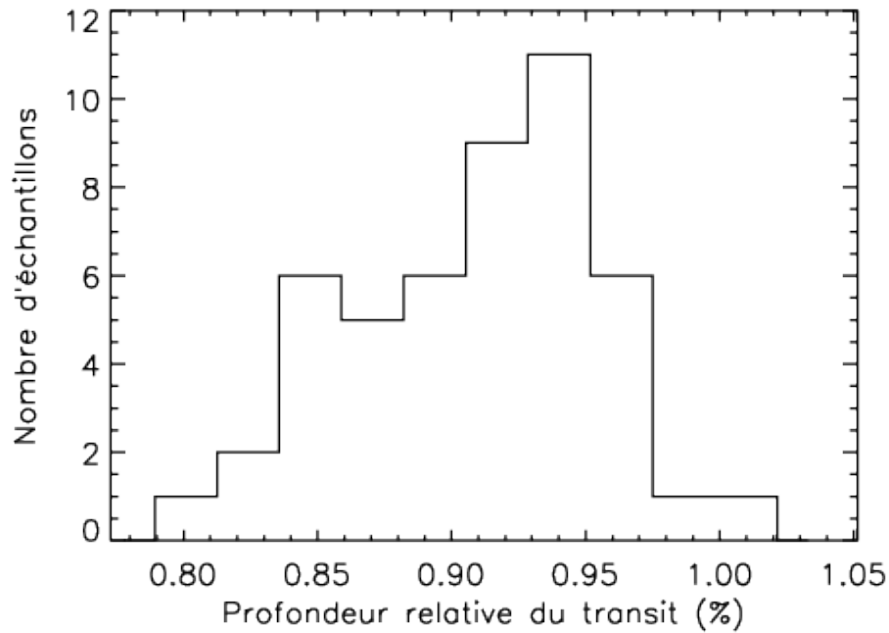
L'ensemble des observations photométriques (CoRoT et au sol) et l'étude de la chromaticité du transit a permis de confirmer la nature planétaire du transit et ce avant l'obtention de l'estimation de la masse par la vitesse radiale.

L'analyse du cas de CoRoT-7b a globalement nécessité un traitement spécial du fait de la faible amplitude des signaux, liés à la petite taille de cet objet. Cette planète de  $1,7 R_{\oplus}$ , est la première super-terre à être détectée par la méthode des transits et donc la première de rayon mesuré. L'un des objectifs de la mission CoRoT est donc atteint avec cette découverte, tout en laissant entrevoir la difficulté et le traitement particulier nécessaire à l'extraction d'information d'un signal aussi faible. De plus, son étoile-hôte présente une activité importante qui rend toute étude du système extrêmement délicate. Le suivi en vitesse radiale en particulier, dont la mesure de la masse (et donc la nature physique de la planète) dépend, a été fastidieux et le traitement des mesures fait l'objet de diverses interprétations ; nous y revenons dans la partie suivante.

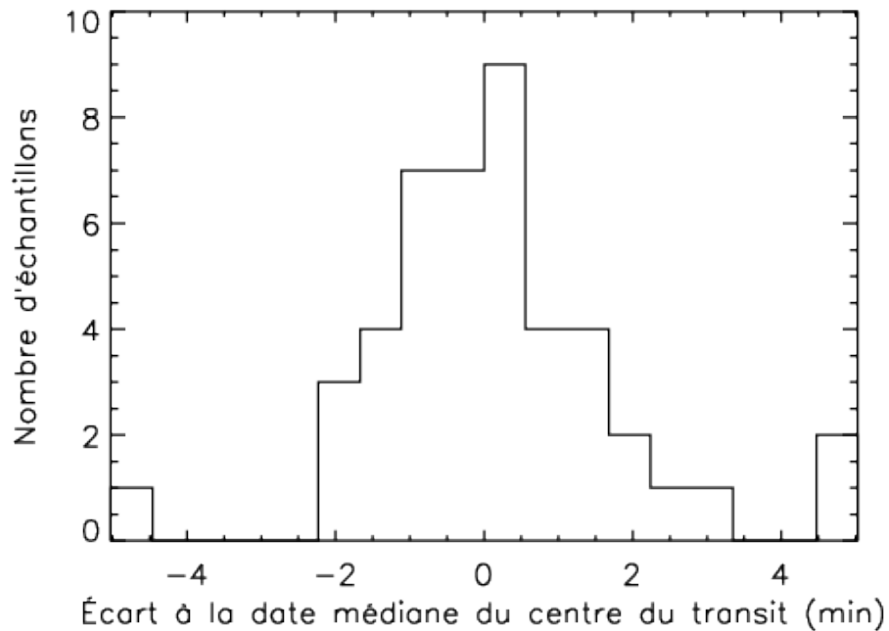
Plus généralement, l'analyse systématique et le suivi au sol de chaque candidat jugé intéressant a permis la détection de 15 planètes et 2 naines brunes, tandis que le télescope continue d'acquérir de nouvelles CL et que l'analyse des campagnes précédentes et le suivi des bons candidats se poursuit.

Une récapitulatif des planètes découvertes avec CoRoT est présenté en annexe.

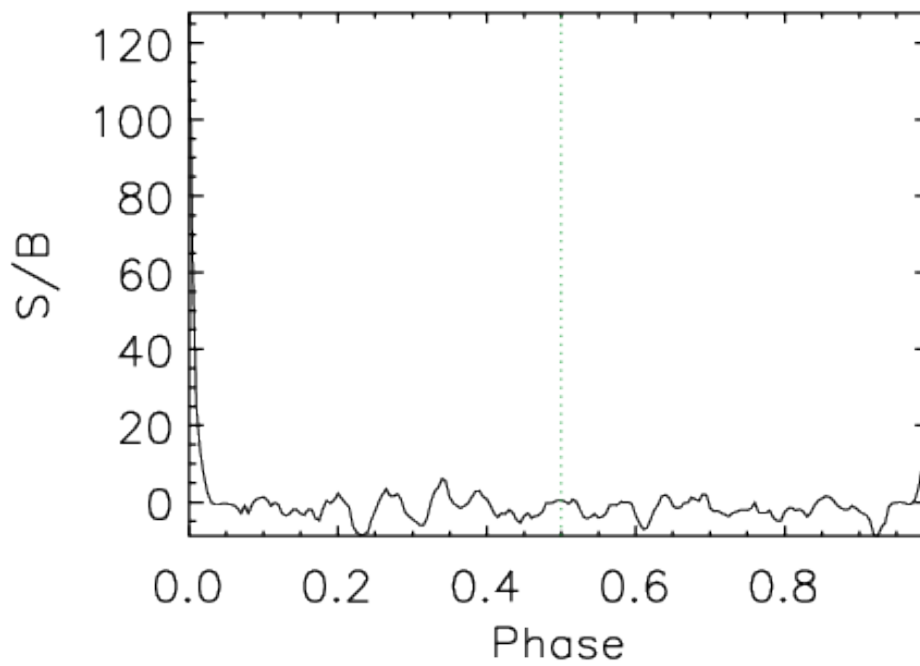
Dans le chapitre qui suit, nous proposons un modèle physique pour CoRoT-7b et testons la possibilité de contraindre ce modèle à l'aide d'observations futures avec le JWST.



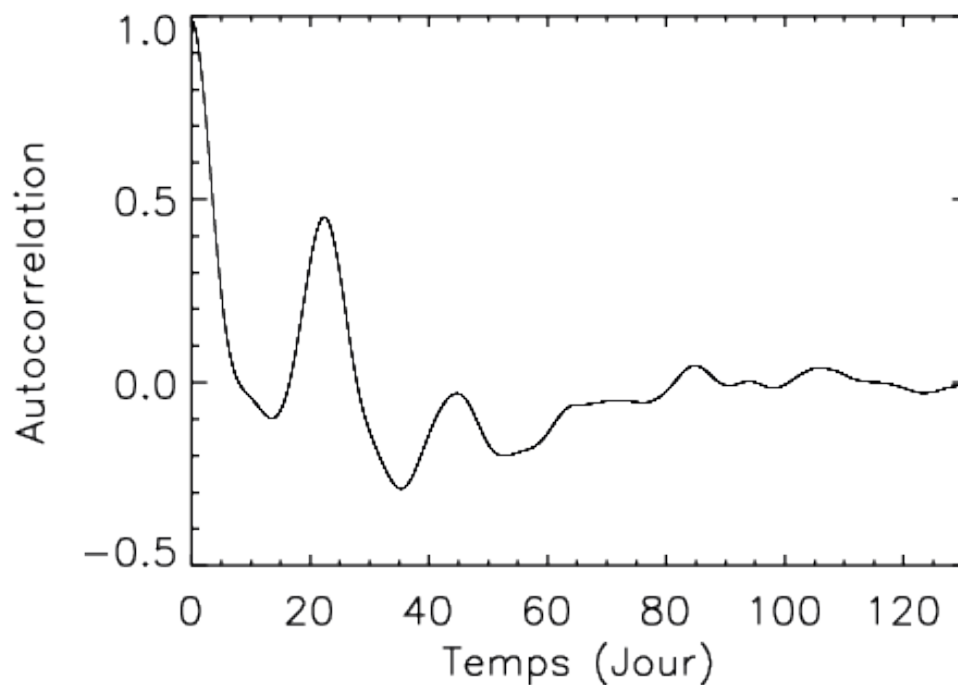
**FIGURE 4.3** - La distribution de la profondeur des transits de CoRoT-11b mesurée par ajustement d'un trapèze à chaque période orbitale. La dispersion des valeurs conduit à une incertitude de 0,7% sur la mesure du transit moyen. La distribution semble monomodale et relativement en cloche.



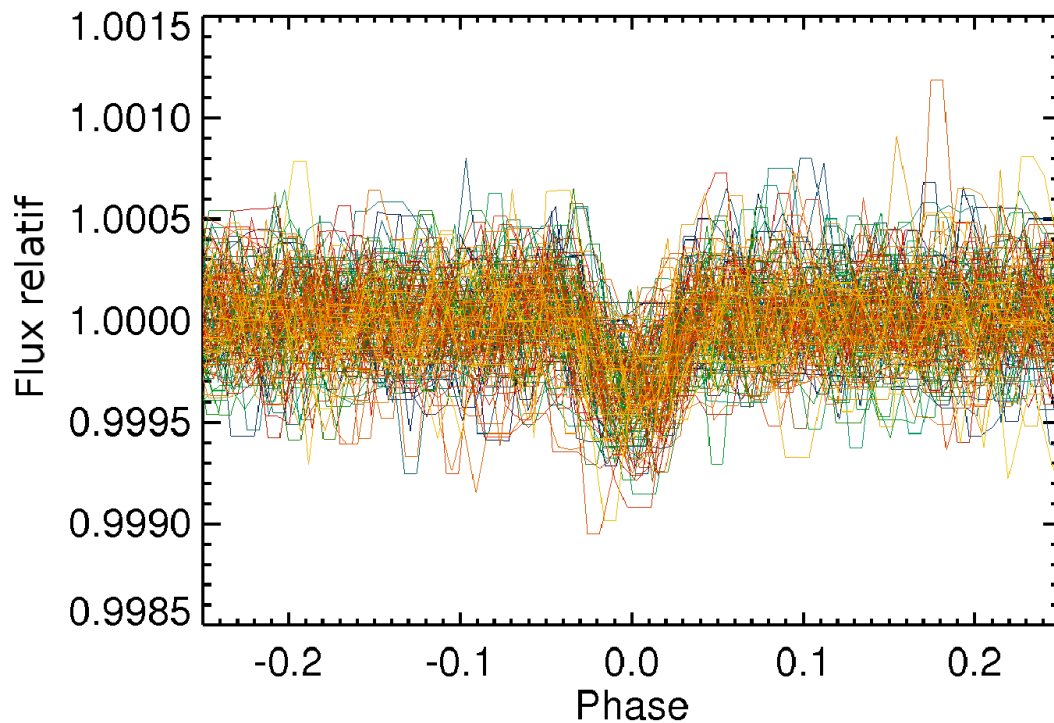
**FIGURE 4.4** - La distribution de l'écart entre la date des transits mesurés et à la date des transits attendus de CoRoT-11b permet d'estimer l'incertitude sur la connaissance de la date de chaque transit à 10,4 secondes. Bien que trois transits s'éloignent de plus de quatre minutes de la date attendue du transit, la distribution montre des valeurs homogènes, centrées et relativement symétriques.



**FIGURE 4.5** - La probabilité de présence d'un signal de transit en fonction de la phase orbitale est directement exprimée en terme de rapport signal sur bruit en fonction de la phase dans ce graphique illustrant la recherche d'un transit secondaire dans la courbe de CoRoT-11. La ligne pointillée verte indique la position de la phase 1/2, position attendue du transit secondaire dans le cas d'une orbite circulaire. Dans cet exemple, on ne détecte pas de transit secondaire.



**FIGURE 4.6** - L'autocorrélation de la courbe de lumière de CoRoT-7 représentée ici nous donne une indication sur la période de rotation de l'étoile ( $\sim 23$  jours) ainsi que le temps de cohérence, que l'on peut interpréter comme le temps de vie des taches stellaires, d'une durée de deux à trois périodes de rotation stellaire d'après ce graphe. On remarque que d'autres variations apparaissent avec des périodes autour de 83 jours et 105 jours, il est cependant difficile de savoir si elles sont significatives compte tenu du fait qu'elle correspondent à des périodes élevées supérieures à la moitié de la durée d'observation.



**FIGURE 4.7** - Un filtrage extrêmement restrictif a été appliqué à la CL de CoRoT-7 consistant en un lissage à l'aide d'une médiane glissante sur une fenêtre de durée égale à trois fois la durée du transit, et le retrait des points aberrants par calcul d'une médiane locale sur les 25 minutes encadrant chaque point. On représente ici la superposition des 153 périodes de CoRoT-7b au cours du LRc02 ; cela permet de discerner le signal de transit et de mettre en évidence sa présence systématique tout au long de l'observation. Cependant, un signal de transit isolé n'est pas discernable du bruit.

Évaluation des incertitudes à l'aide d'une méthode  
de *bootstrap*  
conservant la corrélation du bruit

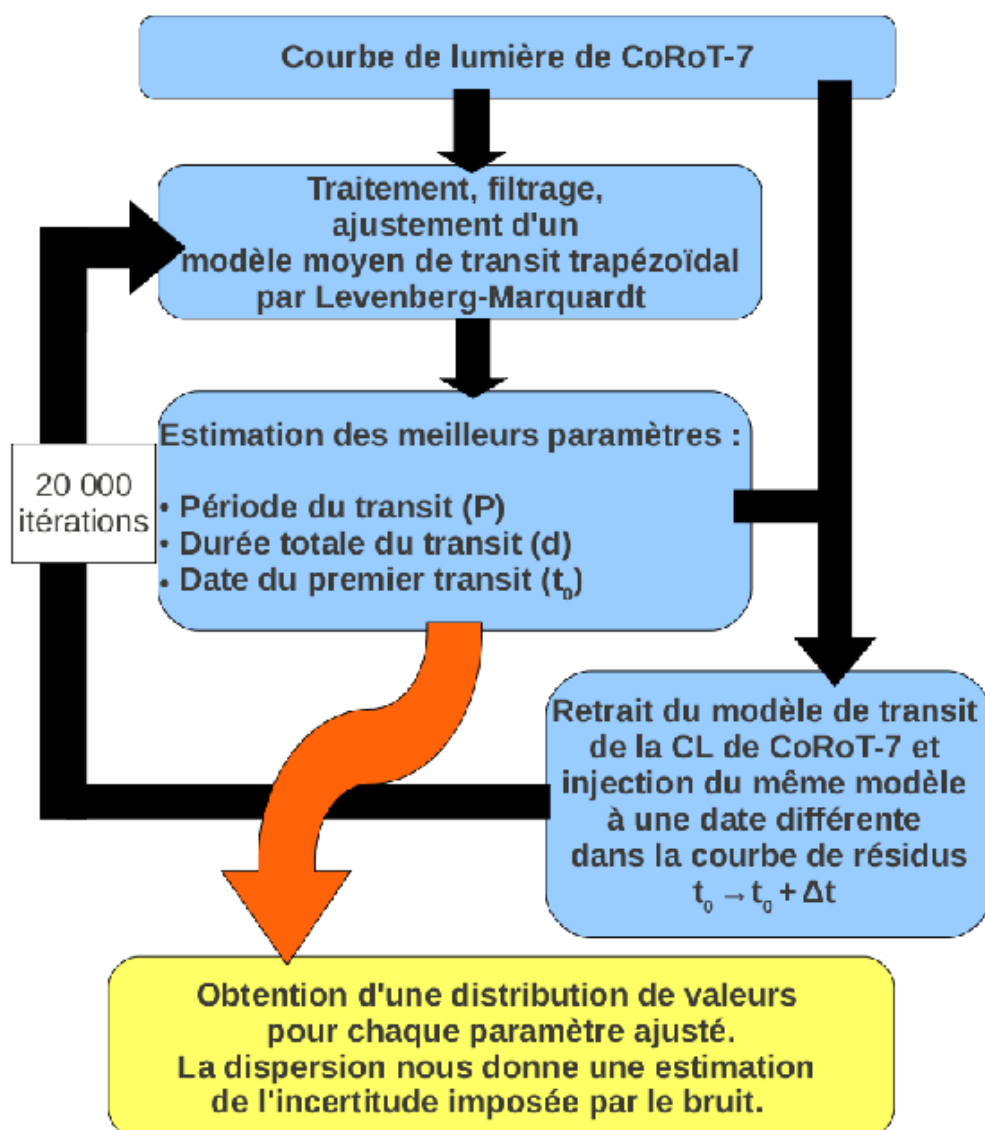
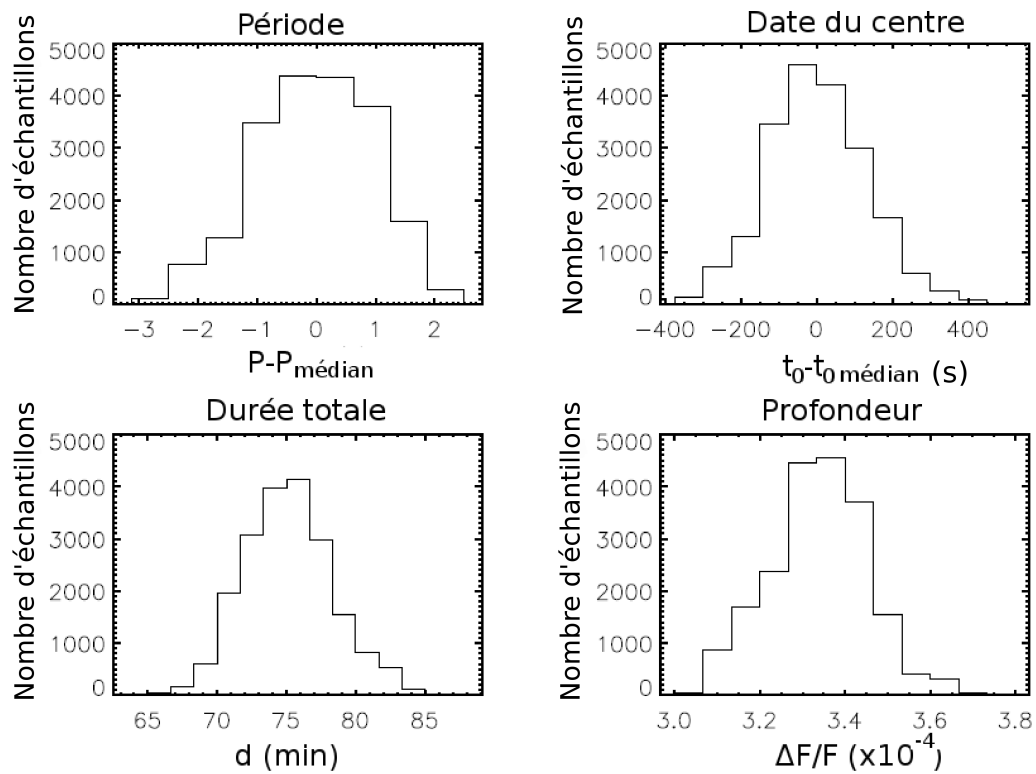
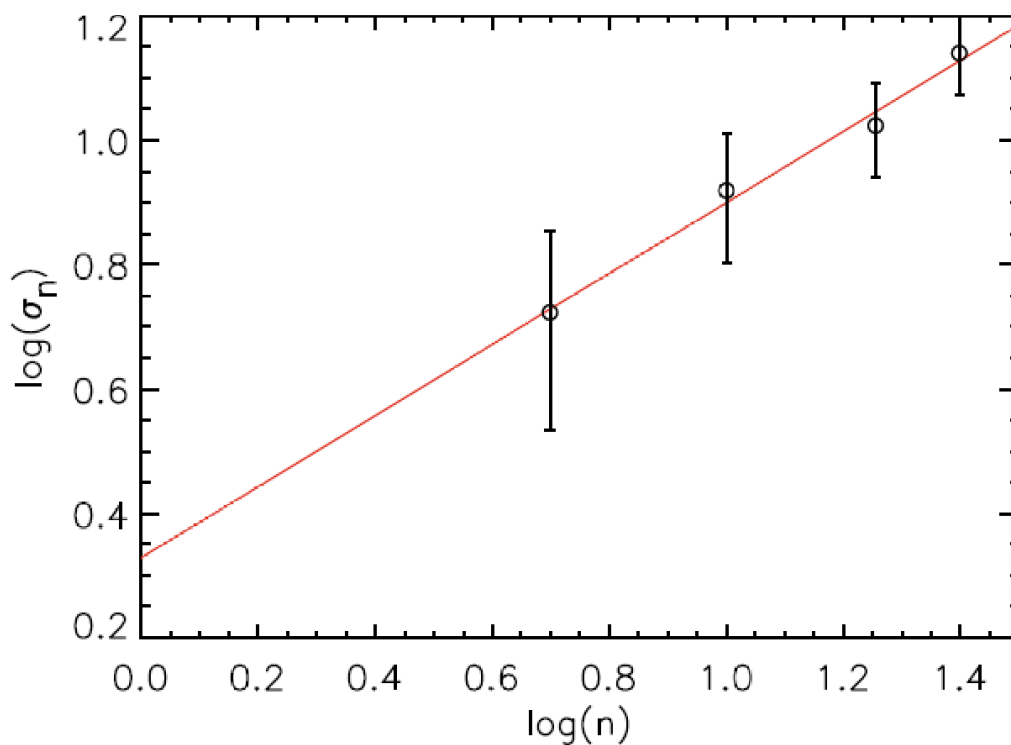


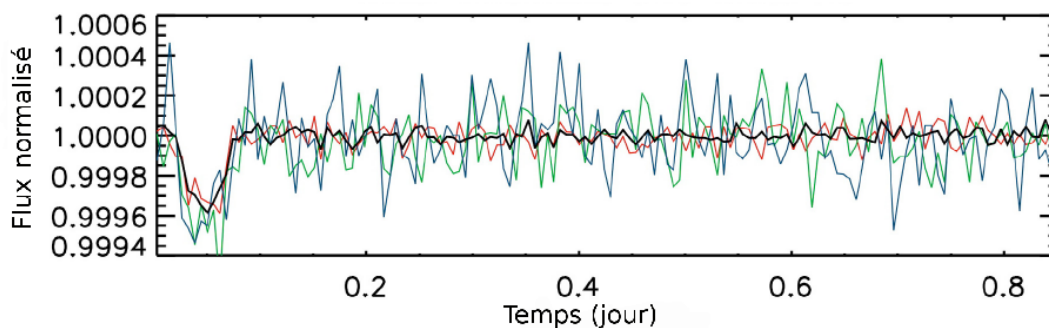
FIGURE 4.8 -



**FIGURE 4.9** - Distributions des valeurs obtenues par le *bootstrap*. Sont représentées ici les distributions : Haut Gauche (HG) : de la période autour de la période médiane, HD : la date du transit autour de la date médiane obtenue, BG : sa durée totale et en BD : sa profondeur relative.

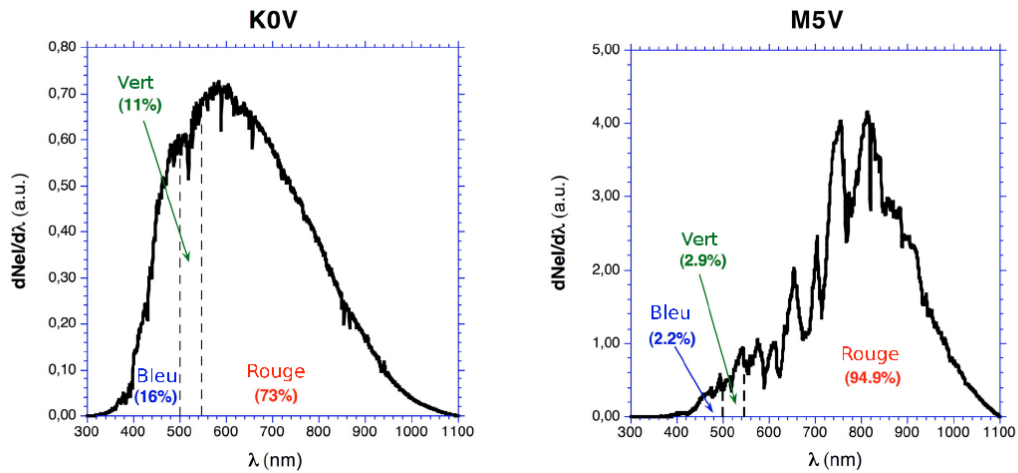


**FIGURE 4.10** - Dispersion des valeurs obtenues sur la mesure de la période de CoRoT-11b en fonction du nombre  $n$  de paquets divisant la CL. La valeur de l'écart-type  $\sigma_1$  sur la courbe complète s'obtient par extrapolation.



**FIGURE 4.11** - Le transit moyen de CoRoT-7b dans chacune des trois couleurs et le transit blanc (représenté en noir) sont représentés sur une période orbitale complète de la planète. Il n'y a pas de différence significative entre les trois couleurs.





**FIGURE 4.12** - Connaissant le type spectral de CoRoT-7, on peut en déduire approximativement la position des bandes spectrales associées aux flux mesurés dans chacune des CL des trois couleurs. La figure de gauche montre la contribution du spectre (pour une K0V, très proche d'une G9V au flux mesuré dans les trois couleurs). On en déduit la contribution d'une M5V (à droite) dans chacune des couleurs et donc la profondeur du transit attendu dans chacune des CL colorées pour un transit planétaire devant la naine M.

# Étude physique de la super-terre CoRoT-7b

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction : de la détection à l'étude physique d'une super-terre : CoRoT-7b</b>	<b>115</b>
<b>5.2</b>	<b>Un modèle physique de CoRoT-7b</b>	<b>116</b>
5.2.1	Structure interne, surface et atmosphère de CoRoT-7b	117
<b>5.3</b>	<b>Test du modèle avec le JWST</b>	<b>120</b>
5.3.1	Température de CoRoT-7b	120
5.3.2	Résultats du modèle	123
<b>5.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>127</b>

---

## 5.1 Introduction : de la détection à l'étude physique d'une super-terre : CoRoT-7b

Au premier février 2011, cela fait plus de quatre ans que le télescope spatial CoRoT orbite autour de la Terre en continuant d'acquérir les courbes photométriques de plusieurs milliers d'étoiles simultanément. La mission durera encore deux ans et l'analyse ainsi que le suivi probablement quelques années de plus. Le nombre de planètes et naines brunes découvertes approche déjà la vingtaine, dont une super-terre.

Dans cette partie, nous exploitons la découverte de CoRoT-7b permise par CoRoT, en tant que nouvel objet dans le paysage de l'exoplanétologie. CoRoT-7b est la première super-terre de rayon mesuré, compatible avec un modèle de planète tellurique. Je vais dans un premier temps décrire succinctement le modèle physique proposé par Léger *et al.* (2011) à l'élaboration duquel j'ai participé. Je proposerai dans une deuxième

partie un moyen de tester ce modèle, à l'aide d'observations futures grâce à l'observatoire spatial JWST (*James Webb Space Telescope*) qui doit être lancé en 2015.

## 5.2 Un modèle physique de CoRoT-7b

Les différents modèles que l'on peut appliquer aux planètes découvertes sont d'autant plus variés que l'on dispose globalement de peu de contraintes sur ces objets. La photométrie des transits permet d'obtenir le rayon, puis la masse de l'objet par la mesure de la vitesse radiale (lorsque le S/B le permet), le demi grand-axe et parfois l'excentricité de l'orbite.

En revanche, la composition de l'atmosphère (s'il en est une), la nature de la surface des super-terres, la présence de satellites, d'anneaux ou encore la vitesse de rotation de l'objet autour de lui-même restent inconnus jusqu'à ce jour.

La découverte de CoRoT-7b avec CoRoT suscite de nombreuses questions quant à la nature de cette super-terre. Plusieurs modèles assez différents pourraient décrire CoRoT-7b compte tenu de l'incertitude sur sa masse<sup>1</sup> et de la dégénérescence de la relation composition/(masse-rayon).

Je propose dans ce chapitre de montrer, sur l'exemple de CoRoT-7b, qu'il est possible de procéder à des observations qui permettront de qualifier/invalidier le(s) modèle(s), et par conséquent de progresser dans notre connaissance de l'objet.

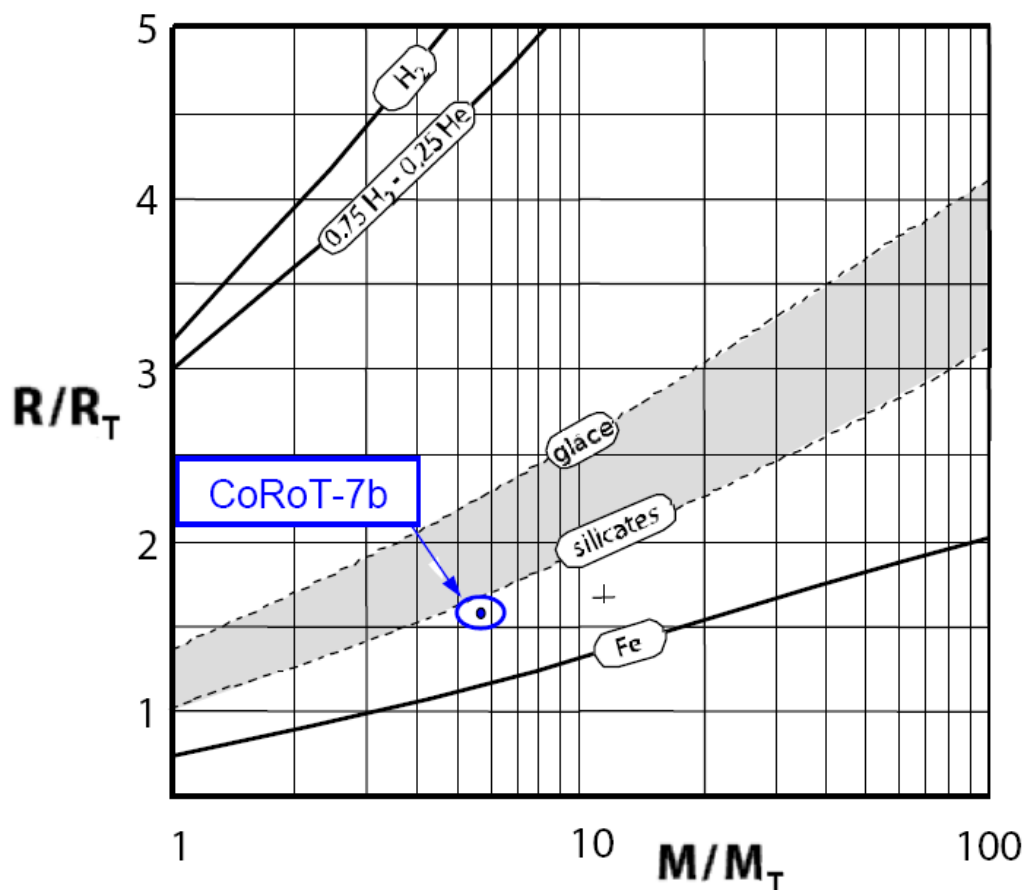
La détermination simultanée du rayon et de la masse planétaire permet de situer la planète dans le plan (R,M) et de la confronter aux prédictions théoriques des modèles de structure interne planétaire. Dans le cas de CoRoT-7b, dont le rayon vaut  $1,58 \pm 0,10R_{\oplus}$ , un modèle de planète rocheuse semble le plus probable (fig. 5.1).

Cependant, la possibilité d'une planète comportant une fraction importante d'eau ne peut pas être éliminée. Nous disposons néanmoins d'une information supplémentaire : la très petite distance entre la planète (0,017 UA) et son étoile (une G9V) qui implique, très tôt dans l'histoire du système (moins de dix millions d'années) :

- une dissipation rapide par effet de marées, circularisant l'orbite, puis synchronisant la rotation propre et la rotation orbitale de la planète en particulier.
- un flux du vent stellaire et de rayonnement en extrême ultra-violet (EUV) devant fortement éroder l'atmosphère de la planète.

---

1. Dans un article en préparation, Artie Hatzes expose un travail récent dans lequel il s'affranchit de la variabilité de l'étoile (dont la période est de plus de 20 jours) en exploitant les observations en vitesses radiales par paquets de points de mesures pris lors d'une même nuit : la période orbitale de CoRoT-7b est de 20 heures ( $\ll$  20 jours), ce qui autorise ce type d'approche. Il propose ainsi une nouvelle estimation de la masse de la super-terre :  $7,1 \pm 0,4M_{\oplus}$



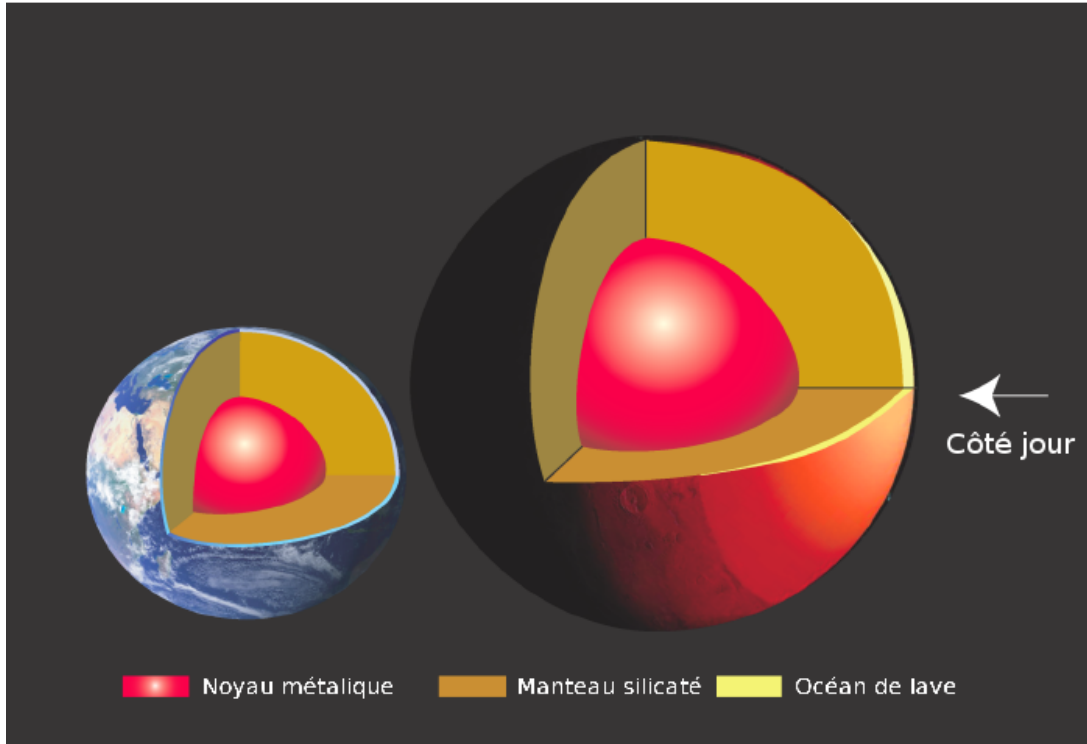
**FIGURE 5.1** - La position de CoRoT-7b dans le diagramme masse-rayon et l'incertitude associée (Léger *et al.* 2011). Les courbes représentent les position de planètes hypothétiques de compositions définies :  $H_2$  pur, mélange ( $H_2, He$ ) avec 75% de  $H_2$ , planète de glace, planète composée de silicates, ou encore le cas limite d'une planète de Fe pur. Dans la bande grisée se trouve l'ensemble des compositions riches en  $H_2O$  intermédiaires entre le modèle de planète rocheuse et celui de glace. Compte tenu des barres d'erreurs et de la dégénérescence des modèles, la position de CoRoT-7b n'exclut pas totalement la possibilité d'une importante présence d'eau, mais la nature rocheuse de la planète semble la plus probable.

### 5.2.1 Structure interne, surface et atmosphère de CoRoT-7b

#### Structure interne

Le groupe de planétologie de Nantes adopte (Léger *et al.* 2011) une composition (Si, Mg, Fe, O, Ca, Al, Ni, et S) définie par la métallicité de l'étoile, analogue à celle du Soleil. En supposant une proportion Mg/Fe dans les silicates identique à la Terre, la structure interne est calculée en suivant l'approche de Grasset *et al.* (2009). Celle-ci

est illustrée sur la figure 5.2.



**FIGURE 5.2** - Modèle de structure interne de la Terre et de CoRoT-7b ; l'échelle est respectée à l'exception de l'océan de lave dont l'épaisseur a été exagérée pour la rendre visible. L'hypothèse d'absence d'élément volatil à la surface de CoRoT-7b conduit à une surface entièrement rocheuse, à l'état solide ou liquide suivant les régions. Les plus chaudes d'entre elles entourent le point substellaire où la température atteint 2500 K.

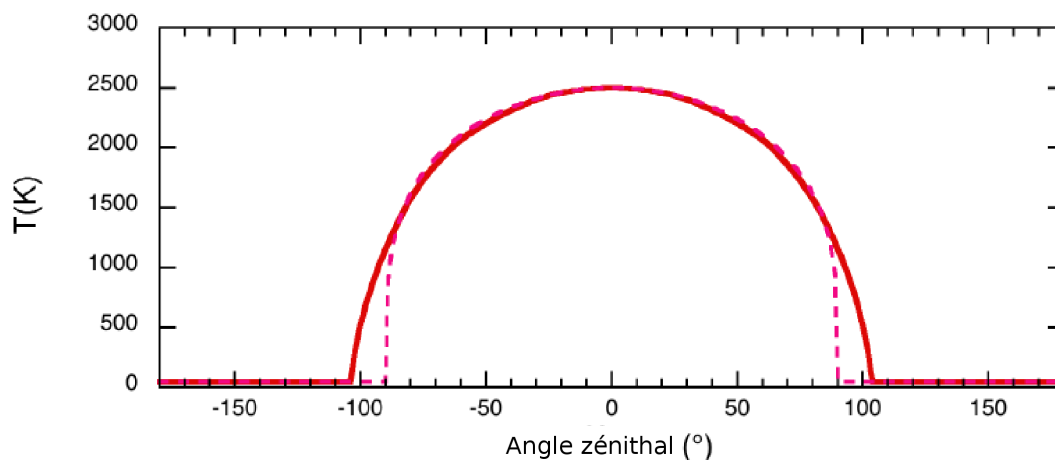
### Surface et température

En supposant l'équilibre radiatif atteint, le flux d'énergie reçu en chaque point de la surface planétaire (d'origine stellaire et géothermique) doit être égal au rayonnement thermique ré-émis. En utilisant la loi de Stephan,  $F_{emis} = \epsilon\sigma T^4$ , où  $\epsilon = (1 - \mathcal{A})$  est l'émissivité associée, on peut estimer la carte de température de CoRoT-7b (fig. 5.3). On se place dans le cas d'un albédo nul, pour la raison explicitée en §5.3.1

Cette carte de température indique des valeurs très contrastées : un côté nuit en permanence entre 50 K et 75 K, soit en dessous de la température de vaporisation de l'azote (à  $P = 1$  bar), et un côté jour où la température dépend très fortement de l'angle zénithal ( $\theta$ ), de 2500 K au point substellaire ( $\theta = 0$ ) à 50 - 75 K à la frontière avec la

nuit (terminateur à  $\theta = 104^\circ$ ).

La température de 2500 K est extrême (celle d'un filament de tungstène incandescent) et dépasse la température de fusion de la roche.



**FIGURE 5.3** - Profil de température attendu à la surface de CoRoT-7b en supposant un albédo nul et une atmosphère très fine ou absente. L'angle zénithal est défini entre l'axe planète-étoile et le vecteur normal à la surface planétaire en tout point (fig. 5.4). La courbe pointillée suppose les rayons stellaires incidents parallèles, et la courbe pleine considère la taille angulaire finie de l'étoile. La différence n'apparaît sensiblement qu'autour du terminateur.

Nous pensons donc qu'un océan de roches réfractaires s'étend sur une calotte de sphère entourant le point substellaire et atteignant les points d'angle zénithal de  $50^\circ$ , où la température est celle de la solidification de la composition que nous proposons (Léger *et al.* 2011) pour l'océan (2200 K).

## L'atmosphère

Pour le mélange réfractaire de l'océan attendu (Léger *et al.* 2011), la pression de vapeur saturante des roches au point substellaire vaut 1,5 Pa, soit plus que 60 000 fois inférieure à la pression atmosphérique terrestre, et une valeur pratiquement nulle (inférieure à  $10^{-10}$  Pa) sur la face nuit où  $T = 50 - 75$  K.

Léger *et al.* (2011) montrent alors que le transport convectif maximum de chaleur par l'atmosphère ne peut pratiquement pas modifier la température donnée par l'équilibre radiatif. Le contraste de température entre la face jour et la face nuit de CoRoT-7b est alors inchangé.

### Modèles avec ou sans atmosphère : discrimination

Depuis la découverte de CoRoT-7b, GJ-1214b, Kepler-10b, 55 Cnc e ou récemment des centaines de candidats issus des observations de Kepler, on peut raisonnablement s'attendre à découvrir un grand nombre de planètes ayant les dimensions de super-terres dans les décennies, voire les années à venir. Différents modèles physiques décrivant ces objets ont déjà été proposés dans la littérature, mais la difficulté est le manque de quantités observables permettant de contraindre les modèles. La petite taille et la faible masse de ces objets impliquent des signaux de faibles amplitudes.

Un premier moyen de contraindre et de tester la pertinence du modèle décrit plus haut est d'observer l'émission thermique de CoRoT-7b en fonction de la phase de son orbite : la différence de température très importante entre la face jour et la face nuit doit se retrouver dans le flux infrarouge reçu sur Terre. En revanche, si une atmosphère dense recouvre la surface de la planète, le transport de chaleur par convection peut très fortement réduire le gradient thermique, réduisant d'autant l'amplitude de la modulation de l'émission thermique due à l'effet de phase planétaire.

## 5.3 Test du modèle avec le JWST

J'ai développé un modèle permettant de calculer l'émission thermique de CoRoT-7b vers un observateur situé sur Terre. L'objectif ici est de savoir si l'on sera capable de tester le modèle décrit par Léger *et al.* (2011) par l'observation. Je propose donc de simuler des mesures avec le James Webb Space Telescope (JWST) permettant d'estimer le contraste de flux thermique émis par CoRoT-7b lorsque la planète nous présente successivement ses différentes phases. Ceci devrait permettre de vérifier si la chaleur est significativement redistribuée à la surface de la planète ou si, au contraire, la carte de température correspond à ce qui est prévu par le modèle sans atmosphère.

### 5.3.1 Température de CoRoT-7b

La température en tout point de la planète (fig. 5.3) dépend de l'intensité reçue à la surface de la planète et provenant de l'étoile et de la réémission de cette surface. La première dépend de l'angle  $\alpha$  entre l'axe planète-étoile et la normale à la surface planétaire au point M considéré (fig. 5.4).

L'intensité reçue en un point M( $\alpha$ ) vaut

$$I_r(\alpha) = \frac{L_\star}{4\pi a^2} \cos \alpha, \quad (5.1)$$

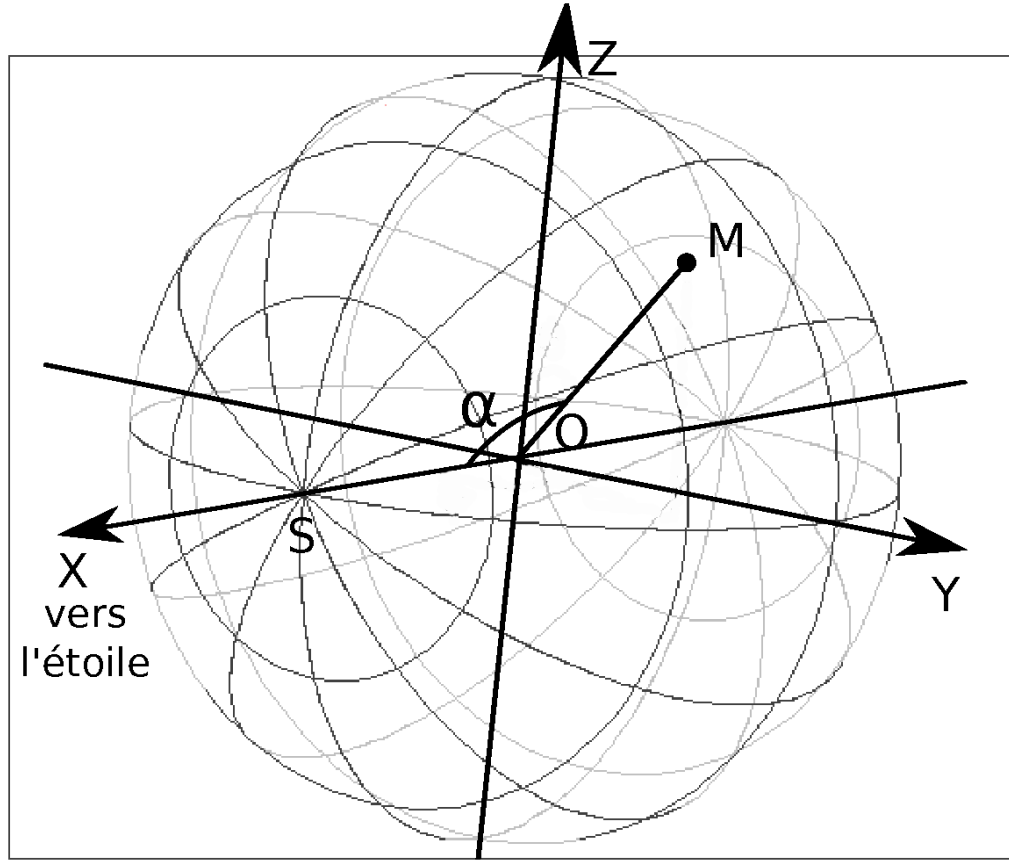


FIGURE 5.4 - La symétrie du problème permet d'exprimer la température en fonction de l'angle zénithal  $\alpha$ , entre S, le centre O de la planète et M.

où  $L_\star$  est la luminosité de l'étoile et  $a$  le demi grand-axe de l'orbite (supposée circulaire) de CoRoT-7b.

Soit  $\mathcal{A}$  l'albédo de la planète en visible – où se trouve l'essentiel du rayonnement stellaire incident –,  $T_P(\alpha)$  la température en un point de la planète et  $T_\star$  la température de l'étoile.

On suppose que chaque point de la surface se comporte comme un corps gris d'émissivité  $\epsilon_{vis} = 1 - \mathcal{A}_{vis}$  dans le visible, et  $\epsilon_{IR} = 1 - \mathcal{A}_{IR}$  dans l'infrarouge ; on applique alors la loi de Stephan, pour obtenir :

$$T_P(\alpha) = \left( \frac{I_r(\alpha) (1 - \mathcal{A}_{vis})}{\sigma (1 - \mathcal{A}_{IR})} \right)^{1/4}, \quad (5.2)$$

ou encore

$$T_P(\alpha) = T_\star \left( \frac{R_\star}{a} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \mathcal{A}_{vis}}{1 - \mathcal{A}_{IR}} \right)^{1/4} \cos^{1/4} \alpha. \quad (5.3)$$

L'albédo de l'alumine – principal constituant de la roche considérée –, vaut ap-



proximativement 0,1 au voisinage de la température de fusion, tant dans le visible que dans l'IR proche (Petrov et Vorobyev 2011). Par conséquent, la température ne dépend pas de l'albédo.

Les équations 5.2 et 5.3 ne concernent que le côté jour de la planète. Sur la face nuit, la température, autour de 50 K, est fixée par l'équilibre entre le flux de chaleur géothermique et le rayonnement thermique émis par la surface. Par ailleurs, on ne prend pas en compte ici l'effet de pénombre autour du terminateur, dont l'influence sur la température puis sur l'émission thermique est négligeable à l'échelle de la planète entière.

### Émission thermique

On s'intéresse au rayonnement thermique émis par la surface de CoRoT-7b, portée à la température  $T(\alpha)$ .

On note  $\mathcal{B}_\lambda$  la luminance monochromatique en chaque point de la surface de CoRoT-7b. En supposant ici une émissivité  $\epsilon = 1 - \mathcal{A} \simeq 1$ , on peut appliquer directement la loi de Planck,

$$\mathcal{B}_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) - 1}. \quad (5.4)$$

À un instant donné, un observateur situé sur Terre ne voit qu'une partie de la face insolée de CoRoT-7b, qui dépend de l'inclinaison  $i$  de l'orbite et de la phase de l'orbite. On définit l'angle de phase  $\Phi$  valant  $\pi$  au moment du transit primaire et 0 au centre du transit secondaire. Enfin, le flux reçu par l'observateur provenant du point M dépend de l'angle  $\beta$  entre la normale à la surface en M et la direction de l'observateur (fig. 5.5)

La densité spectrale de flux rayonnée par CoRoT-7b (en  $\text{Wsr}^{-1}\text{m}^{-1}$ ) vers la Terre à une phase  $\Phi$  de l'orbite vaut

$$I(\lambda, \Phi) = 2\pi R_{pl}^2 \int_{\Omega} \mathcal{B}_\lambda(T(\alpha, \beta)) \cos \beta \sin \beta d\Omega, \quad (5.5)$$

où  $\Omega$  est l'angle solide correspondant à l'ensemble des valeurs du couple  $(\alpha, \beta)$  qui décrivent la demi surface de la planète faisant face à l'observateur.

La densité spectrale de flux normalisée à celle de l'étoile est

$$\frac{I}{I_\star}(\lambda, \Phi) = \left(\frac{R_{pl}}{R_\star}\right)^2 \frac{\int_{\Omega} \mathcal{B}_\lambda(T(\alpha, \beta)) \cos \beta \sin \beta d\Omega}{\int_{\Omega} \mathcal{B}_\lambda(T_\star) \cos \beta \sin \beta d\Omega}, \quad (5.6)$$

soit

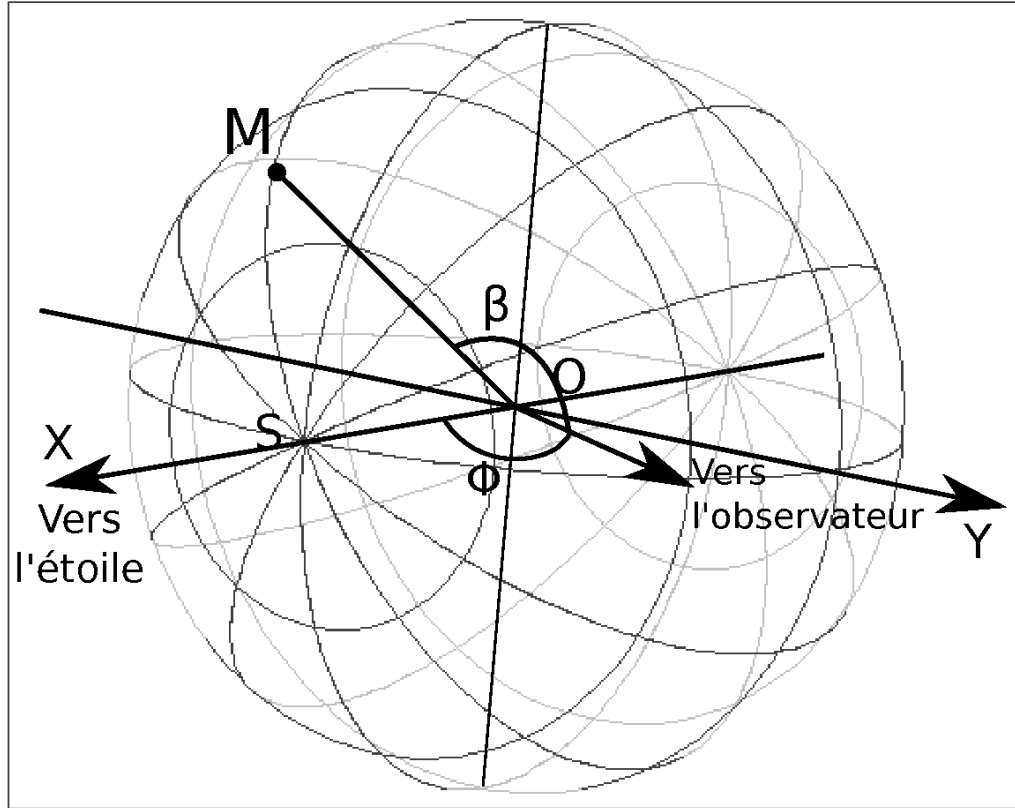
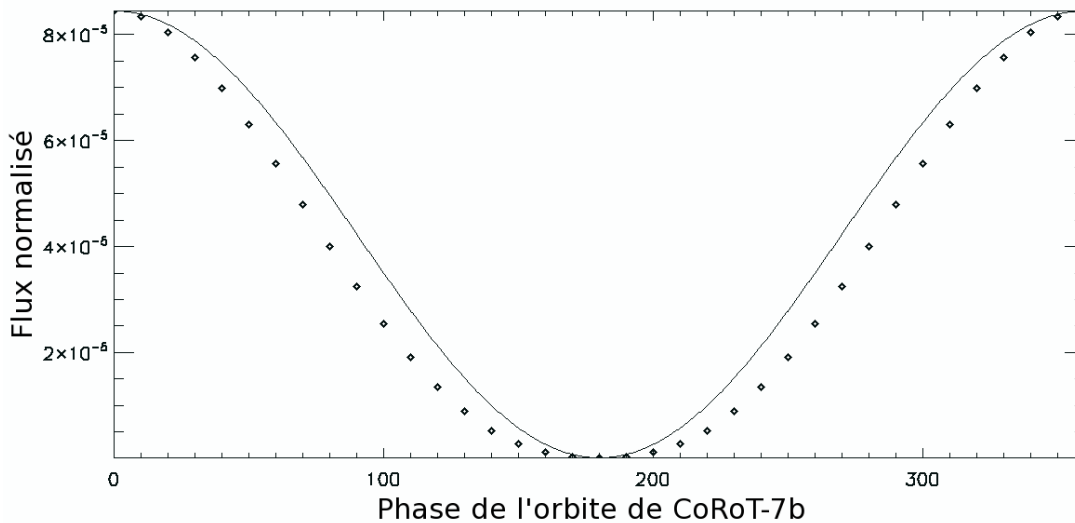


FIGURE 5.5 - L'angle  $\Phi$  permet de définir la phase de l'orbite, et  $\beta$  l'angle entre la normale à la surface de la planète en M et la direction de l'observateur.

$$\frac{I}{I_{\star}}(\lambda, \Phi) = \frac{2\epsilon}{\mathcal{B}_{\lambda}(T_{\star})} \int_{\Omega} \mathcal{B}_{\lambda}(T(\alpha, \beta)) \cos \beta \sin \beta d\Omega, \quad (5.7)$$

### 5.3.2 Résultats du modèle

Il suffit alors de procéder à l'intégration numérique de l'équation 5.7 dans la bande spectrale de l'instrument de mesure choisi (il s'agit ici de NIRCcam sur le JWST, voir plus loin) et on obtient la courbe de phase représentée sur la figure 5.6. On remarque que la courbe de phase est proche d'une sinusoïde (environ 4% d'écart moyen). Nous tirerons profit de cette particularité dans la suite en remplaçant la courbe modélisée par une sinusoïde de même période et amplitude, dont la manipulation est bien entendu beaucoup plus légère.



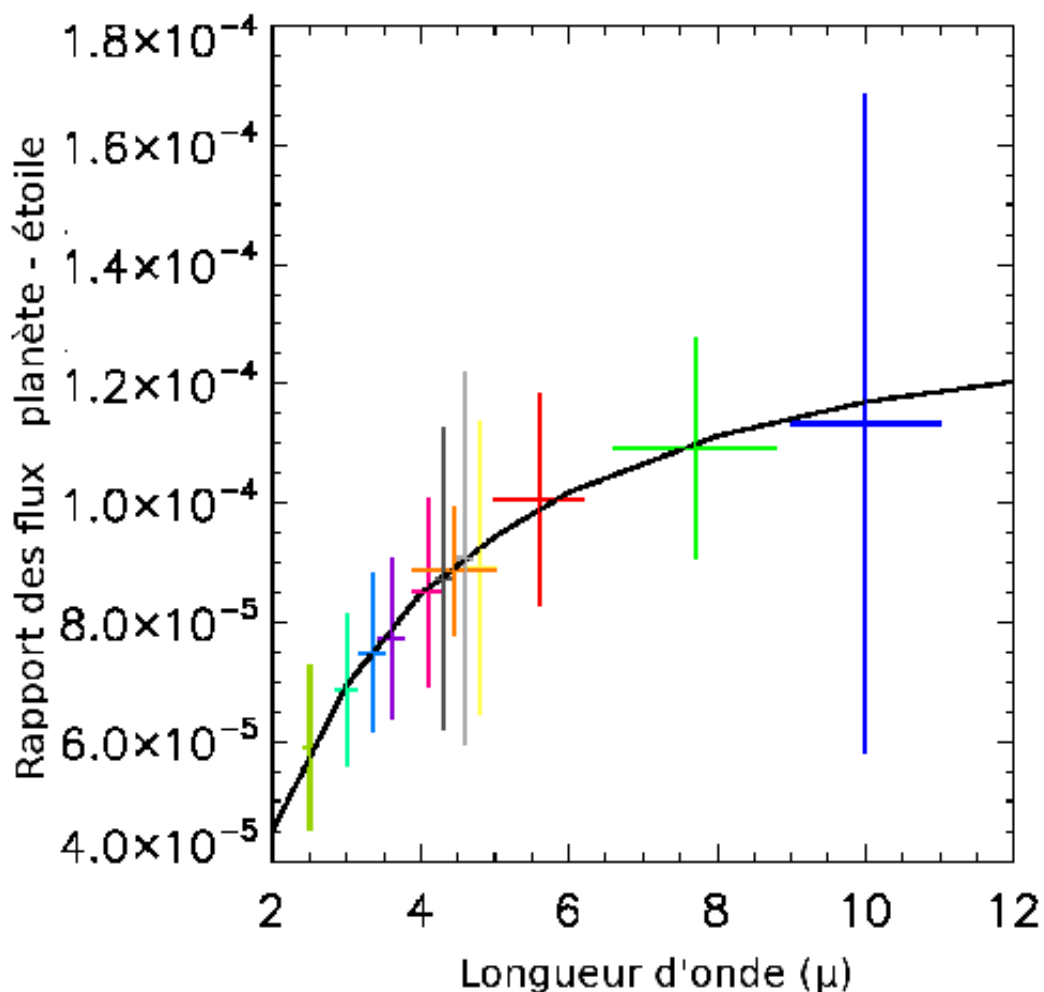
**FIGURE 5.6** - Les losanges représentent le modèle d'émission thermique à  $4,50 \pm 0,55 \mu\text{m}$  (la bande spectrale du filtre de NIRCcam considéré) en fonction de la phase planétaire, soit au cours de la rotation de la planète autour d'elle-même. La courbe continue est une sinusoïde superposée à la même phase et de même amplitude que l'effet modélisé. L'origine de la phase est définie ici comme l'instant où son côté jour fait face à l'observateur.

### Observabilité

Peut-on observer ces variations ? Pour répondre à cette question nous avons voulu simuler une telle observation avec le JWST (Samuel, Cavarroc et Léger, en préparation). La planète est beaucoup plus froide que l'étoile (respectivement 2500 K et 5300 K) ; le rapport des flux est d'autant plus favorable à l'observation de la planète que l'on observe aux longueurs d'onde élevées (fig.5.7).

En étudiant les différents filtres disponibles sur deux des instruments, NIRCcam et Miri, Céline Cavarroc a montré que celui permettant d'aboutir à une mesure de flux de CoRoT-7 avec le plus haut S/B est le filtre à  $4,5 \mu\text{m}$  sur l'instrument NIRCcam.

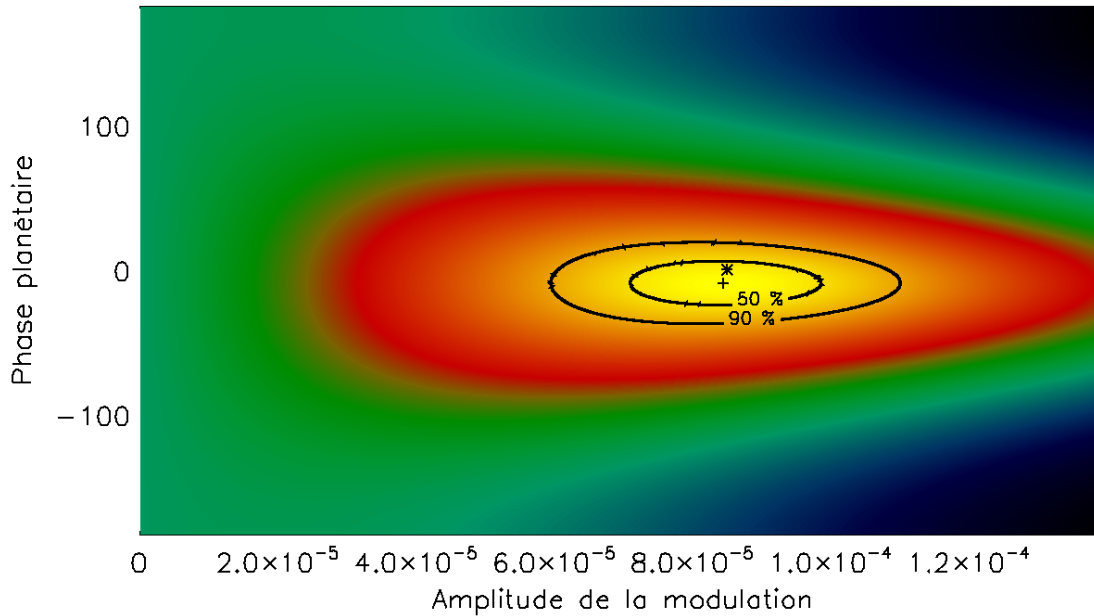
J'ai donc modélisé la courbe de phase dans cette bande spectrale en incluant le bruit attendu en sortie de NIRCcam à travers le filtre considéré lors d'une observation avec le JWST. L'amplitude du bruit a été estimée lors de simulations effectuées par Céline Cavarroc, prenant en compte le bruit de photon de la cible, du fond de ciel et le bruit de lecture de l'instrument. Enfin, j'ai simulé différents tirages de ce modèle d'observation et ajusté une sinusoïde par minimisation d'une fonction coût ( $\chi^2$ ). Le résultat pour l'un de ces tirages est sur la figure sous forme d'une carte de  $\chi^2$  (fig. 5.8). Toutes les simulations sont faites pour une observation de 40 heures réparties en 20 mesures de 2 heures, correspondant à des instants de phases différentes, au cours de deux périodes orbitales.



**FIGURE 5.7** - Ce graphique représente le rapport maximal de flux attendu entre CoRoT-7b et son étoile CoRoT-7. Si ce rapport est favorable aux grandes longueurs d'ondes, l'émission thermique du télescope, instrument et fond de ciel finissent par détériorer le S/B de la mesure. Les barres colorées horizontales représentent la bande passante de chaque filtre de Miri et NIRCam et les barres verticales l'incertitude issue des différents bruits pour 24 heures d'observation cumulées.

Après avoir effectué 20 000 tirages et autant d'ajustements, on représente la distribution des résultats sur la phase planétaire et l'amplitude de l'effet sous forme d'histogrammes représentés sur les figures 5.9 et 5.10.

Les résultats de ces simulations indiquent que l'on doit être capable de mesurer la modulation de l'émission thermique de CoRoT-7b en fonction de la phase planétaire



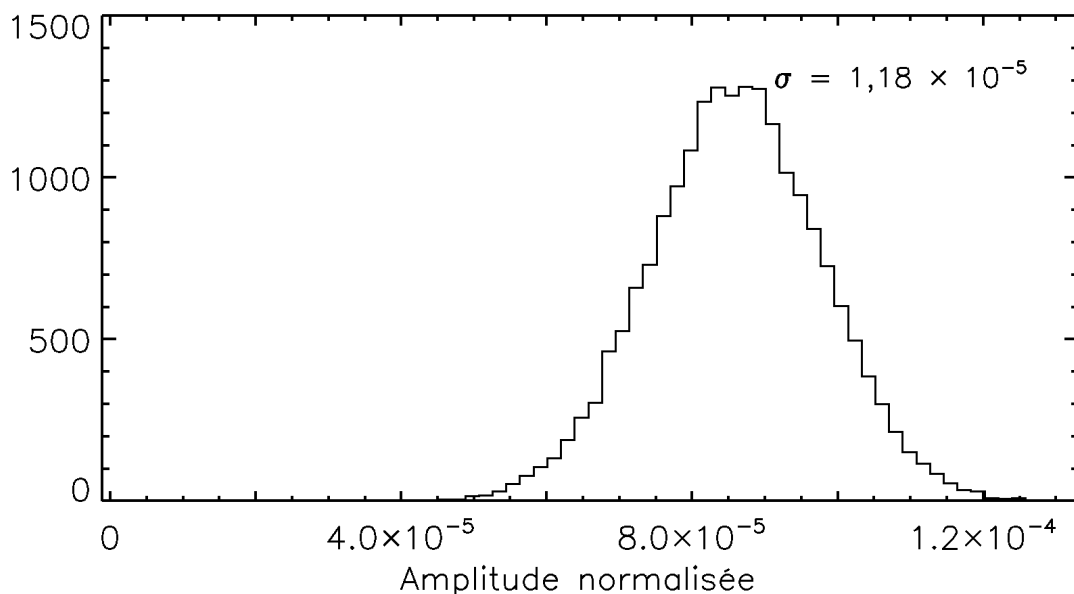
**FIGURE 5.8** - L'ajustement d'une sinusoïde sur une simulation de la courbe de phase bruitée permet de retrouver une valeur de la phase et de l'amplitude simulée, à l'incertitude liée au bruit près. Le symbole \* correspond aux valeurs d'entrée de la simulation et + est la valeur donnée par le meilleur ajustement. La surface de  $\chi^2$  associée à cet ajustement est représentée ici avec les intervalles de confiances de 50% et 90%. Sur cet exemple, on constate que la détection de l'effet de phase est possible avec une erreur de l'ordre de la dizaine de degrés sur la valeur de la phase planétaire et d'une dizaine de pourcent sur l'amplitude de la modulation.

avec une précision de 15% sur l'amplitude et 4% sur la valeur de la phase planétaire, soit **une détection avec un S/B de 6,5** sur l'amplitude.

Je conclus donc positivement à la possibilité de discerner une planète rocheuse sans atmosphère suffisamment dense pour répartir la chaleur sur sa surface, d'une planète ayant une surface de température quasi-uniforme, dont la courbe de phase serait de beaucoup plus faible amplitude<sup>2</sup>. Il est possible de faciliter l'ajustement de la phase en tenant compte des transits primaires et secondaires.

De plus, la profondeur du transit secondaire en IR peut permettre d'ajouter une contrainte sur la carte de température de la face insolaire : le modèle sans atmosphère doit

2. Le modèle de planète sans atmosphère implique une émission thermique suivant la courbe de phase planétaire décrite ici. En revanche, la présence d'éléments volatils en quantité importante modifierait cette courbe pour plusieurs raisons : la redistribution de la chaleur à la surface de la planète serait possible, mais les hypothèses d'albédo nul seraient également potentiellement faux. Dans tous les cas, la signature de cet écart entre la réalité physique et notre modèle se matérialiserait par une amplitude des modulations de l'émission thermique observée avec le JWST inférieure à celle prévue ici.



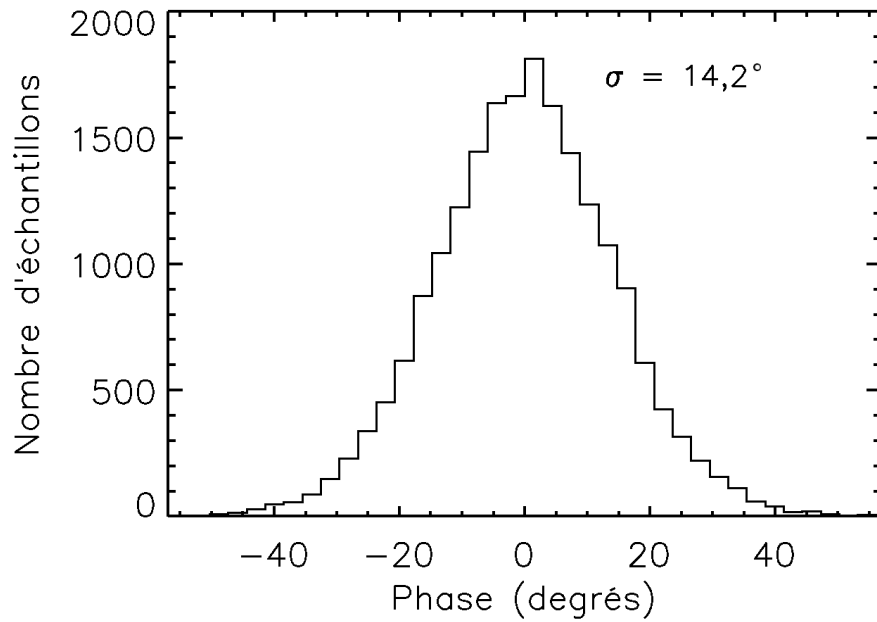
**FIGURE 5.9** - Cette figure représente la distribution des valeurs d'amplitude mesurées sur une courbe de phase simulée à partir du modèle d'émission thermique de CoRoT-7b, sans atmosphère, à  $4,5 \mu\text{m}$ .

20 000 tirages simulant le signal et son bruit – compte tenu des capacités de NirCam – ont été effectués, suivis de l'ajustement d'une sinusoïde, permettant d'estimer la dispersion des résultats. On en déduit une incertitude attendue de 14% sur la mesure de l'amplitude.

conduire à un transit secondaire de même amplitude que la modulation de la courbe de phase ; au contraire, dans le cas d'une atmosphère suffisamment importante pour redistribuer la chaleur à la surface de CoRoT-7b, l'amplitude de l'effet de phase serait largement inférieure à la profondeur du transit secondaire. La profondeur du transit secondaire doit indiquer la température moyenne de la face jour alors que l'amplitude de l'effet de phase permet de dériver la différence de température moyenne entre les deux faces.

## 5.4 Conclusion

L'observation en proche IR des super-terres très chaudes par JWST va nous permettre de différencier les planètes riches en eau, ou pourvues d'une atmosphère dense de composition quelconque, des planètes rocheuses sans atmosphère. Les découvertes récentes de Kepler-10b (Batalha *et al.* 2011) et 55 Cnc e (Winn *et al.* 2011) porte à trois le nombre de ces objets de rayons, masse et demi-grand axe similaires. Là aussi, la recherche d'une atmosphère peut apporter une information précieuse sur sa nature.



**FIGURE 5.10** - Distribution des valeurs de la phase planétaire obtenues lors de la même simulation que pour la figure 5.9. La distribution est bien centrée en 0 et l'incertitude trouvée est de  $14,2^\circ$

Nous sommes donc au début de l'exploration des super-terres chaudes, et les moyens observationnels futurs devront nous amener à préciser la nature de ces planètes très différentes de la Terre, montrant des propriétés extrêmes.

# Chapitre 6

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

### • Conclusion

Au cours de ma thèse, j'ai développé différents outils de traitement du signal destinés tant à la détection de planètes dans les données de CoRoT qu'à l'analyse des candidats détectés. J'ai de ce fait pris part à l'analyse systématique de toutes les cibles des dix premiers champs observés par CoRoT (§3.3), ainsi qu'à l'ensemble du travail de l'étude photométrique des CL, et du tri des candidats planétaires, dans le but d'orienter et de classer par ordre de priorité le suivi au sol de ces candidats. J'ai également participé à l'élaboration d'un modèle de super-terre chaude appliqué à CoRoT-7b. Ceci m'a conduit à la recherche d'observables supplémentaires permettant de contraindre ce modèle : j'ai calculé la courbe de phase de l'émission thermique de CoRoT-7b au cours de son orbite et j'ai étudié la possibilité d'une observation avec l'instrument NIRC*am* sur le JWST, grâce aux estimations des performances de cet instrument faites par Céline Cavarroc. J'ai pu en conclure qu'une telle observation devrait permettre de tester la validité de l'hypothèse d'une planète tellurique sans atmosphère capable de redistribuer la chaleur.

Le succès de la mission CoRoT porte tant sur le nombre de planètes découvertes que sur la variété de ces nouveaux objets. Après l'analyse des CL de plus de 100 000 cibles acquises par CoRoT, quinze planètes et deux naines brunes ont déjà été trouvées et confirmées, et plusieurs dizaines de candidats sont encore en cours de suivi. Par ailleurs, la mission CoRoT a été prolongée et les observations continueront jusqu'en 2013.

La découverte de CoRoT-7b a été une étape marquante pour la science des exoplanètes : pour la première fois, on a pu étudier une super-terre en connaissant son rayon. Le fait que cette découverte se soit faite quelques mois avant une seconde, GJ 1214b (Charbonneau *et al.* 2009) s'apparentant à une « mini-neptune », puis une troisième, Kepler-10b (Batalha *et al.* 2011), et enfin une quatrième, 55 Cnc e (Winn *et al.* 2011)



observations de planètes de petite taille qui transitent, et ceci avec quatre instruments distincts, n'est pas accidentelle : l'effort porté durant la dernière décennie par la communauté scientifique pour découvrir ce type d'objet porté ses fruits, et d'autre part, les super-terres doivent être abondantes.

Les deux télescopes spatiaux CoRoT et *Kepler* (Borucki *et al.* 2010), dotés de photomètres de très haute précision, sont capables de détecter les plus petits signaux de transit mesurables actuellement. Ils ont été conçus dans l'objectif de détecter des exoplanètes de rayons proches de celui de la Terre, autour d'étoiles naines F, G et K.

GJ 1214b (Charbonneau *et al.* 2009) a été détectée depuis le sol. La possibilité d'une telle détection dans des conditions moins bonnes que l'espace s'explique par l'amplitude importante du transit : son étoile hôte est une naine M de rayon  $R_{\star} = 0.2110 \pm 0.0097R_{\odot}$ , soit plus petite d'un facteur cinq environ que CoRoT-7 ou Kepler-10. Si la possibilité de détecter des transits de super-terres depuis le sol est maintenant démontrée, l'échantillon d'étoiles permettant de telles découvertes reste limité du fait de la nécessité d'observer des étoiles de faible rayon (naines M typiquement) et proches du système solaire (GJ 1214 se trouve à  $12,95 \pm 0,9$  pc du Soleil) pour compenser leur faible luminosité et donner un signal suffisant.

#### • Perspectives : étudier les super-terres

Dans la prochaine décennie, plusieurs objectifs scientifiques se présentent :

##### **Connaissance statistique : détecter plus de planètes caractérisées en rayon et masse**

Où sont les planètes ? Autour de quels types d'étoiles ? Combien y en a-t-il par catégorie de masse, de demi-grand-axe ?... La compréhension de la formation des planètes, de leur évolution continuera de construire grâce à l'échantillon d'effectif croissant d'exoplanètes que nous connaissons.

Dans cet esprit, on peut choisir d'orienter les observations de manière à découvrir le plus grand nombre de planètes extrasolaires possibles, et mesurer à la fois leur rayon (détection par la méthode des transits) et leur masse (par un suivi au sol en vitesse radiale par exemple), tout en cherchant à détecter les objets de plus en plus petits et proches de la zone habitable de leur étoile. CoRoT s'inscrit dans cette démarche – bien que les durées d'observation des champs d'étoiles ne permettent pas de découvrir de planètes dont la période orbitale excède les 150 jours<sup>1</sup> – ainsi que *Kepler* qui en revanche, a l'avantage d'observer le même champ d'étoiles pendant cinq années consécutives. Ces missions se concentrent particulièrement sur des champs d'étoiles dont la magni-

1. Après l'expérience de CoRoT-9b, je suppose ici que deux transits peuvent suffire pour détecter une planète. Ceci est un peu optimiste dans le cas d'une planète tellurique, dont le rayon peut être cinq à dix fois inférieur à celui d'une géante de gaz, et que le S/B de la détection par transit chute en  $R_p/l^2$ .

tude est comprise entre 10 et 16, autorisant l'observation d'étoiles naines en grand nombre (plusieurs centaines de milliers pour CoRoT comme pour *Kepler*) et permettant néanmoins d'effectuer des mesure à S/B suffisant pour permettre la détection de transits de planètes de 1,5 à 4 rayons terrestres suivant la magnitude des cibles.

Dans le même esprit, le projet Plato (*PLANetary Transits and Oscillation of stars*) prévoit l'observation dans le visible de champs de 1000 degrés carrés au cours de campagnes durant deux mois à trois ans chacune, et couvrant au total 50% du ciel. En supposant une planète par étoile naine observée par Plato, de masses et demi-grand axes uniformément distribués (dans la limite des périodes orbitales observables compte tenu de la durée des campagnes d'observation), Plato pourrait permettre la détection de plus de 60 super-terres de masses inférieures à  $3 M_{\oplus}$  et dont le signal de vitesse radiale serait mesurable, et plus de 800 planètes de masses inférieures à  $10 M_{\oplus}$ , dans la zone habitable de leur étoile. Au total, et compte tenu des hypothèses précédentes, plusieurs milliers de planètes pourraient être détectées par Plato.

Ces performances doivent être rendues accessibles grâce aux caractéristiques techniques de l'instrument, et du très grand nombre d'étoiles brillantes observées. Le télescope dispose d'une surface collectrice d'environ  $1 \text{ m}^2$  (Roxburgh *et al.* 2007). Le champ très large pourra être observé grâce à 34 caméras dioptriques se partageant le champ. La mission doit durer au moins cinq ans et permettra en particulier d'observer environ 100 000 étoiles froides de la séquence principale, plus brillantes que  $m_V = 11,5$ , de type spectral F5 et plus tardifs, et 400 000 de magnitude  $m_V < 14$  (Arentoft 2009; Catala 2009). La précision photométrique de Plato doit atteindre  $2,7 \times 10^{-5}$  en une heure pour les étoiles de  $m_V < 11$  et  $8 \times 10^{-5}$  pour les 400 000 autres, autorisant la détection de planètes analogues à la Terre.

La mission Plato est en cours d'étude dans le cadre du programme Cosmic Vision ; si elle est validée lors des différents processus de sélection, son lancement est prévu pour 2019.

Enfin, d'autres projets ayant des objectifs plus ciblés existent. Par exemple, NEAT (*Nearby Earth Astrometric Telescope*), dont l'objectif est la recherche de planètes habitables de masse supérieure ou égale à celle de la Terre, par mesure astrométrique de la position de 200 étoiles naines F, G et K situées à moins de 15 pc du système solaire. NEAT devra permettre de détecter les planètes de masses supérieures à  $0,5 M_{\oplus}$  autour des cinq étoiles cibles les plus favorables, de masses supérieures à  $1 M_{\oplus}$  pour les 70 étoiles suivantes et supérieures à  $5 M_{\oplus}$  pour toutes les autres étoiles observées. Les super-terres situées dans la zone habitable de 200 étoiles voisines du Soleil devraient ainsi être connues.

D'autre part, la caractérisation des atmosphères planétaires va constituer le moyen de connaître leur composition et de leur nature.

### L'étude des atmosphères planétaires à court et moyen terme :

Connaitre la composition et la nature (évaporation, présence de nuages, brumes, pression, profil thermique...) de l'atmosphère des exoplanètes en général et des super-terres en particulier, est une étape nécessaire vers la compréhension de ces objets ; la détection d'éléments dans les atmosphères de géantes de gaz a déjà pu être faite dans quelques cas favorables avec HST, sur HD 209458b et HD 189733b (Charbonneau *et al.* 2002; Vidal-Madjar *et al.* 2003, 2004, 2011; Lecavelier Des Etangs *et al.* 2008a,b; Swain *et al.* 2008; Snellen *et al.* 2010; Pont *et al.* 2008). En ce qui concerne les super-terres, leur étude spectrale peut nous renseigner sur leur histoire et les conditions à leur surface : atmosphère primitive ou non, présence d'eau, volcanisme, effet de serre... Un objectif particulier est bien entendu la recherche de biosignatures telles que l'O<sub>2</sub> ou l'O<sub>3</sub> (Léger *et al.* 1993).

L'observation spectroscopique des atmosphères peut se faire :

- dans le domaine visible ou IR, lors du transit primaire (Tinetti *et al.* 2007). Il s'agit de voir la profondeur différentielle du transit dans les différentes longueurs d'ondes ; la partie du rayonnement absorbée par l'atmosphère là où l'épaisseur optique est inférieure à 1 permet parfois d'atteindre une signature spectrale portée par la lumière transmise. L'amplitude de cet effet est proportionnelle à  $\sim 2\pi HR_{pl}$  où H est l'échelle de hauteur de l'atmosphère ( $H = \frac{k_B T}{mg}$ ), et  $m$  la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère,  $g$  la gravité de surface de la planète. L'effet est donc d'autant plus important que la gravité est faible à la surface de la planète, que son rayon et sa température sont élevés (idéal pour des planètes géantes chaudes) et que les espèces présentes dans l'atmosphère sont légères. Les planètes riches en H<sub>2</sub> sont donc des cibles privilégiées ;
- en IR thermique, lors du transit secondaire ; on cherche à mesurer l'émission propre de la planète. Le rapport des flux étoile-planète étant beaucoup plus favorable à l'observation de la planète en IR (dans la limite des très grandes longueurs d'ondes, le rapport du flux de la planète sur celui de l'étoile vaut  $\sim \frac{T_{pl}}{T_{\star}} \left(\frac{R_{pl} a}{R_{\star}}\right)^2$ ). Le signal croît avec la température et le carré du rayon de la planète. La partie du disque planétaire participant à l'émission atmosphérique étudiée ne se limite pas aux limbes de la planète (contrairement à la spectroscopie des transits primaires), rendant cette méthode plus favorable que la précédente à l'étude des atmosphères des planètes ne contenant pas d'hydrogène (super-terres en particulier).

Le JWST, avec son miroir de 6,5 mètres de diamètre permettra, grâce aux instruments NIRC*am* (en proche IR) et MIRI (IR moyen), chacun doté de filtres à larges bandes, et de spectrographes à basses et moyennes résolutions (ex : NIRSpec, spectro-

graphe à moyenne résolution en proche IR), de chercher la signature spectrale d'éléments chimiques (CO, CO<sub>2</sub>) dans les atmosphères d'exoplanètes, y compris pour des planètes d'une masse et d'un rayon terrestre, en présence d'une atmosphère riche en H<sub>2</sub> (Cavarrac *et al.*, en préparation), tant par transmission du rayonnement stellaire lors des transits primaires que par émission thermique mesurée grâce aux transits secondaires (Deming *et al.* 2009).

Comme il a été dit, la présence en quantité importante de H<sub>2</sub> dans l'atmosphère des cibles modifie complètement la détection des espèces présentes dans leur atmosphère : l'échelle de hauteur étant beaucoup plus importante, les différentes espèces diluées dans l'atmosphère de H<sub>2</sub> peuvent être vues en spectroscopie grâce au large anneau du disque planétaire présentant une profondeur optique suffisamment faible pour que la lumière puisse la traverser.

D'autres missions vouées à l'étude d'atmosphères planétaires sont à l'étude, comme le projet EChO (*Exoplanet Characterisation Observatory*) qui propose de mesurer les spectres d'atmosphères de planètes géantes, et de super-terres dans certains cas favorables. L'instrument consiste en un télescope spatial doté d'un miroir primaire de 1,5 mètre de diamètre et un spectrographe couvrant une gamme spectrale comprise entre 0,6 et 16  $\mu\text{m}$ . Il devra permettre l'analyse d'atmosphères de planètes de températures comprises entre 250 K (planètes tempérées) et plus de 700 K (planètes chaudes) autour de naines M (super-terres), G et K (neptunes) et F (jupiters). Aujourd'hui, les planètes connues pouvant être des cibles privilégiées de EChO seraient 50 géantes de gaz et de glace autour d'étoiles de  $m_V < 12$ , CoRoT-7b, GJ 1214 b, Kepler-10b ou encore d'autres super-terres ne transitant pas mais dont la courbe de phase est mesurable.

Nous savons maintenant détecter et mesurer le rayon de super-terres et continuerons d'en découvrir dans les décennies à venir (CoRoT, *Kepler*, puis *Plato*... et les observations au sol). Les premiers spectres d'atmosphères d'exoplanètes mesurés et les projets spatiaux présents et futurs (HST, *Herschel*, *JWST*...) devraient nous permettre de beaucoup progresser dans ce domaine.

Ces deux approches convergent vers une étape d'importance majeure qui sera la caractérisation des atmosphères de super-terres situées dans la zone habitable, dont l'un des intérêts scientifiques majeur est la recherche de biosignatures dans leurs atmosphères. Compte tenu des développements récents, la possibilité de détecter la présence de vie ailleurs dans l'univers semble accessible et pourrait vraisemblablement être réalisable dans quelques décennies.

Ainsi, vingt ans à peine se sont écoulés depuis les premières détections de planètes extrasolaires ; on connaît plus de cinq cents de ces objets et on envisage déjà la possibilité de chercher des traces de vie sur certaines d'entre elles. Dans ce contexte, après

un peu plus de trois ans de thèse durant lesquelles j'ai eu l'occasion de réfléchir au problème de l'observation, de la détection et de la compréhension physique de ces planètes lointaines, j'ai la sensation d'entrer dans le monde de la recherche au moment où un nouveau continent est en train d'être découvert. S'il est vrai que chaque période possède son lot de découvertes singulières et passionnantes, il faut reconnaître que la perspective d'être témoins de la découverte de signatures du vivant ailleurs dans l'Univers me paraît particulièrement intrigante et stimulante.

# Annexe A. Géométrie d'un système étoile-planète

Considérons un cas simple, constitué d'une étoile et d'une planète. La description du mouvement se réduit à la résolution du problème à deux corps<sup>2</sup>.

## .1 Système à deux corps et orbites

Dans le référentiel d'inertie du système, il découle des lois de Newton que les trajectoires décrites par ces objets sont des ellipses homothétiques, ayant un foyer commun confondu avec le centre de masse du système. L'utilisation de coordonnées polaires permet de décrire naturellement ces orbites elliptiques. Nous utiliserons le formalisme usuel rappelé sur la figure 1.

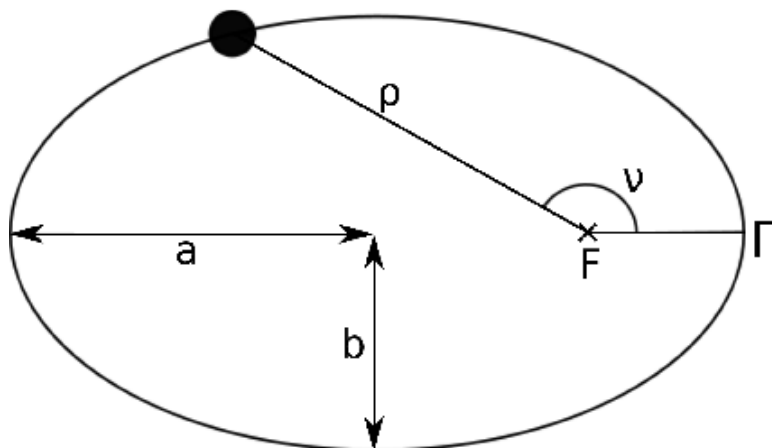


FIGURE 1 - Orbite elliptique et paramètres associés.

2. Je néglige ici les forces de marée en ne prenant pas en compte l'effet du gradient de champ de gravité sur le diamètre fini des deux astres. L'impact des forces de marée est à considérer lors de l'étude de l'évolution d'un système sur des durées importantes devant les périodes orbitales. Par conséquent, elles ne modifient le mouvement qu'à des échelles de temps qui ne sont pas celles auxquelles nous nous plaçons ici.

Les demi-grand axe et demi-petit axe de l'ellipse sont notés  $a$  et  $b$ . L'excentricité  $e$ , comprise entre 0 et 1, caractérise l'écart à la circularité de l'ellipse et vaut :  $e = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}$ .

La distance entre le foyer F – centre de masse du système – et l'objet considéré (M) est notée  $\rho$ . Le périastre est noté  $\Pi$  et l'angle  $\nu = (\overrightarrow{F\Pi}, \overrightarrow{FM})$  appelé anomalie vraie.  $\nu$  et  $\rho$  sont liés de la manière suivante :

$$\rho = \frac{a(1 - e)}{1 + e \cos(\nu)} \quad (1)$$

Ainsi, on peut décrire le mouvement de chaque objet sur son orbite.

## .2 Coordonnées d'une étoile dans la sphère céleste

Nous allons maintenant positionner ce système dans l'espace.

La position d'une cible donnée dans la sphère céleste peut être exprimée de multiples façons ; je propose ici l'utilisation du système de coordonnées équatoriales  $(\alpha, \delta)$ , très commun en astronomie :

- la déclinaison  $\delta$  est l'analogie céleste de la latitude terrestre ; elle est l'angle entre la cible et le plan équatorial terrestre ;
- de même, l'ascension droite  $\alpha$  est comparable à la longitude terrestre. La direction de référence est donnée par l'intersection entre le plan équatorial terrestre et le plan de l'écliptique (fig.2). Le point vernal  $\gamma$  se trouve sur cet axe et se confond avec la position du Soleil au moment de l'équinoxe du mois de mars. L'ascension droite est l'angle compris entre le point vernal et la cible, projetés sur le plan équatorial de la Terre. Il est exprimé en unité de temps, prend des valeurs comprises entre 0 et 24 heures, une heure correspondant à 15 degrés d'angle. L'ascension droite est orientée positivement vers l'Est.

## .3 Orientation

Il ne nous reste plus qu'à orienter le système dans l'espace pour avoir totalement défini la position des orbites considérées.

Pour cela, on définit (fig.3) :

1. Le plan orbital du système – les orbites étant coplanaires ;
2. Le plan du ciel, qui est le plan normal à la ligne de visée contenant le centre de masse du système ;

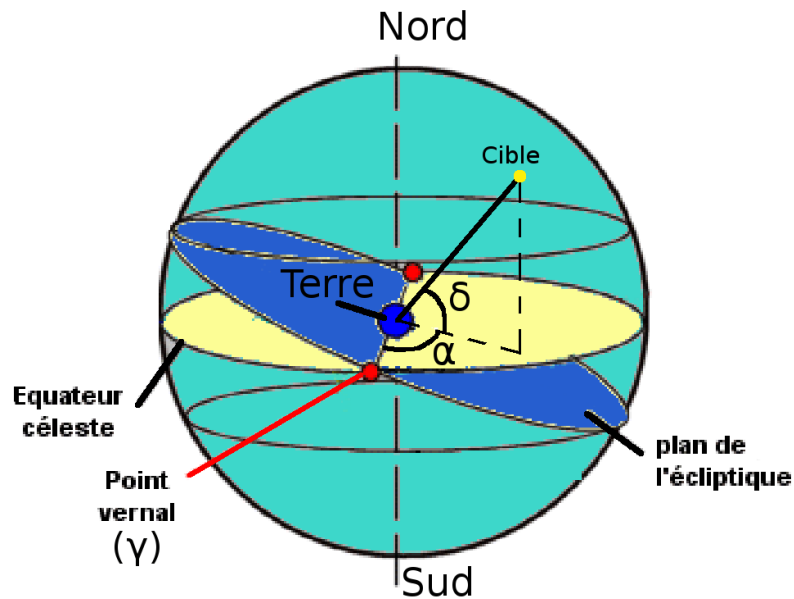
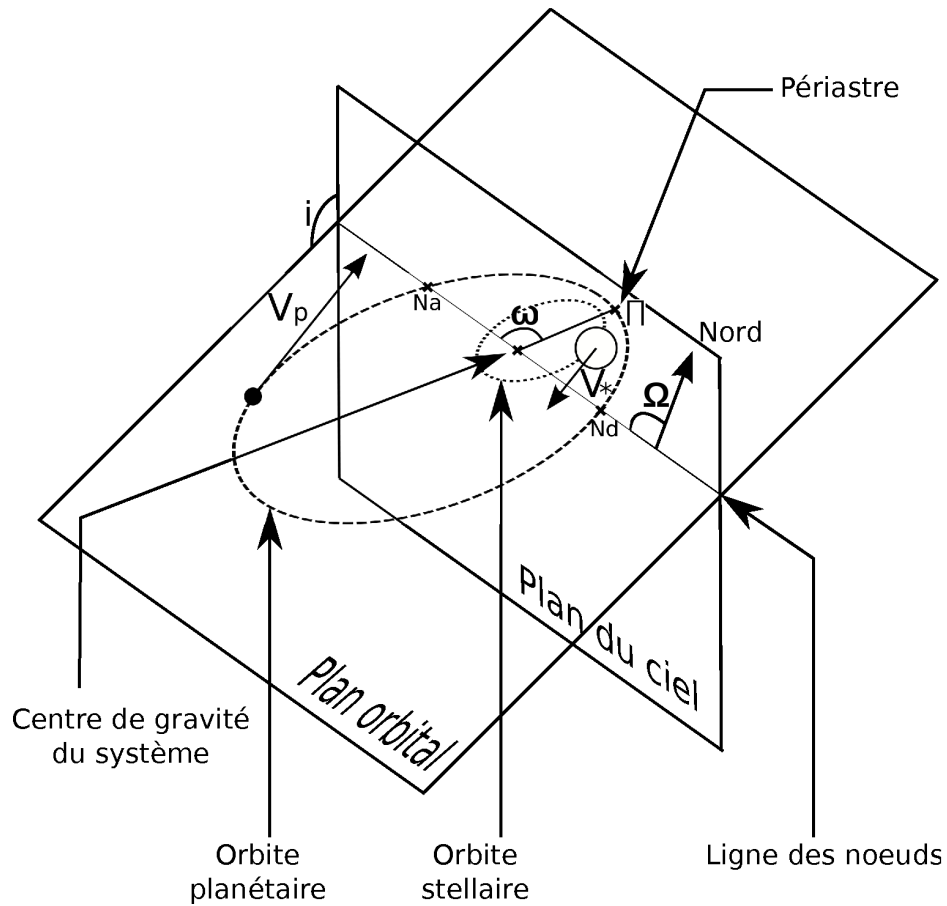


FIGURE 2 - Système de coordonnées équatoriales.

3. La ligne des nœuds : la droite d'intersection entre les plans définis au dessus. Les nœuds ascendant et descendant – notés  $Na$  et  $Nd$  sur la figure 3 – sont les points où la ligne des nœuds et l'orbite de l'objet considéré se croisent. Par convention, le nœud ascendant est celui que l'objet traverse lorsqu'il s'éloigne de l'observateur ;

Dans le référentiel d'inertie de ce système de deux corps en interaction gravitationnelle, la position des deux astres est liée par une simple opération d'homothétie. Par conséquent, il en est de même pour leur trajectoire. La planète comme l'étoile décrit une orbite elliptique ; les deux ellipses ont un foyer commun confondu avec le centre de masse du système.





**FIGURE 3** - Les orbites de l'étoile et de la planète sont représentées en tiretés pointillés sur cette figure. Le plan orbital se caractérise par son inclinaison  $i$ , défini comme l'angle qu'il forme avec le plan du ciel. Il est inférieur à  $90^\circ$  lorsque la planète tourne dans le sens direct dans le plan du ciel.  $\Omega$  donne l'orientation de la ligne des nœuds par rapport au Nord et  $\omega$  permet d'orienter le demi grand-axe par rapport à la ligne des nœuds, du nœud ascendant vers le périastre.

# Annexe B. Les planètes découvertes avec CoRoT

On peut classer les objets découverts avec CoRoT en quatre principales catégories, en fonction de leur masse :

- les naines brunes (au nombre de 2), ou planètes très massives de plusieurs dizaines de  $M_{Jup}$ , que sont CoRoT-3b (Deleuil *et al.* 2008) et CoRoT-15b (Bouchy *et al.* 2011) ;
- la géante gazeuse de type Saturne (1) ( $0,7M_{Sat}$ ), CoRoT-8b (Bordé *et al.* 2010) ;
- la super-terre (1) CoRoT-7b (Léger *et al.* 2009).
- les géantes gazeuses (13), de masses comprises entre  $1/2$  et  $7,5M_{Jup}$  environ. Il s'agit de CoRoT-1b (Barge *et al.* 2008), CoRoT-2b (Alonso *et al.* 2008), CoRoT-4b (Aigrain *et al.* 2008), CoRoT-5b (Rauer *et al.* 2009), CoRoT-6b (Fridlund *et al.* 2010), CoRoT-9b (Deeg *et al.* 2010), CoRoT-10b (Bonomo *et al.* 2010), CoRoT-11b (Gandolfi *et al.* 2010), CoRoT-12b (Gillon *et al.* 2011), CoRoT-13b (Cabrera *et al.* 2010) et enfin, CoRoT-14b (Tingley *et al.* 2011), CoRoT-16b et CoRoT-17b dont les articles décrivant leur découverte sont en préparation.

Cette approche ne permet qu'un classement grossier de ces planètes qui possèdent des particularités variées décrites dans la bibliographie indiquée. Une revue synthétique des neuf premières découvertes de CoRoT a également été effectué par Lammer *et al.* (2010).

Les principales caractéristiques des 17 découvertes de CoRoT sont données dans le tableau 1.

Certains objets sont particulièrement remarquables ; en voici quelques exemples.

CoRoT-9b est une géante de gaz dont la période orbitale dépasse les 95 jours. L'observation en transit de planètes de si grandes périodes est peu probables ; ainsi celle-ci est la première détectée de cette manière avec une période avoisinant les 100 jours. Il est de ce fait notable que sa température modérée (Deeg *et al.* 2010) doit avoisiner les 300 K.

CoRoT-3b et CoRoT-15b sont trop massives pour être classés comme de simples géantes de gaz. Au-delà des  $13 M_{Jup}$ , ces objets sont susceptibles de commencer les

Planète	Période (jour)	a (AU)	exc.	Masse ( $M_{\text{Jup}}$ )	Rayons, ( $R_{\text{Jup}}$ )	Densité
CoRoT-1b	1,50	0,0254	0	1,03	1,49	0,38
CoRoT-2b	1,74	0,0281	0	3,31	1,47	1,31
CoRoT-3b	4,25	0,0570	0	21,66	1,01	26,4
CoRoT-4b	9,20	0,0900	0	0,72	1,19	0,525
CoRoT-5b	4,03	0,0494	0,09	0,467	1,39	0,217
CoRoT-6b	8,88	0,0855	< 0,1	2,96	1,17	1,94
CoRoT-7b	0,85	0,0172	0	0,015	0,172	4,23
CoRoT-8b	6,21	0,0630	0	0,22	0,57	1,6
CoRoT-9b	95,27	0,360	0,11	0,84	1,05	0,9
CoRoT-10b	13, 24	0,106	0,53	2,75	0,97	3,70
CoRoT-11b	2,99	0,0436	0	2,33	1,43	0,99
CoRoT-12b	2,83	0,0402	0,07	0,91	1,44	0,309
CoRoT-13b	4,04	0,0510	0	1,31	0,89	2,34
<i>CoRoT-14b</i>	1,51	0,027	0	7,6	1,09	6,76
CoRoT-15b	3,06	0,0450	0	63,3	1,12	59
<i>CoRoT-16b</i>	5,35	–	–	0,5	0,83	1,08
<i>CoRoT-17b</i>	3,77	–	–	2,45	1,47	1,04

**TABLE I** - Ce tableau résume les principaux paramètres des objets découverts par CoRoT. Les articles concernant CoRoT-14b, 16b et 17b sont en préparation.

réactions de fusion du Deutérium, sans aller plus loin. L'appellation « naines brunes » et le seuil en masse séparant les étoiles des planètes est discuté. De plus, CoRoT-3b est l'un des premiers objets de ce type à être observé aussi proche de son étoile-hôte –0,06 UA, dans la zone vide de la distribution en distance à leur étoile de ces objets, qualifiée de désert des naines brunes pour cette raison.

Pour finir, CoRoT-7b qui est la première super-terre dont la mesure du rayon nous est accessible, permet pour la première fois de confronter les modèles de super-terres aux observations et marque l'entrée de ce fait dans un nouveaux champ d'exploration.



# Annexe C. Panorama des méthodes de détection

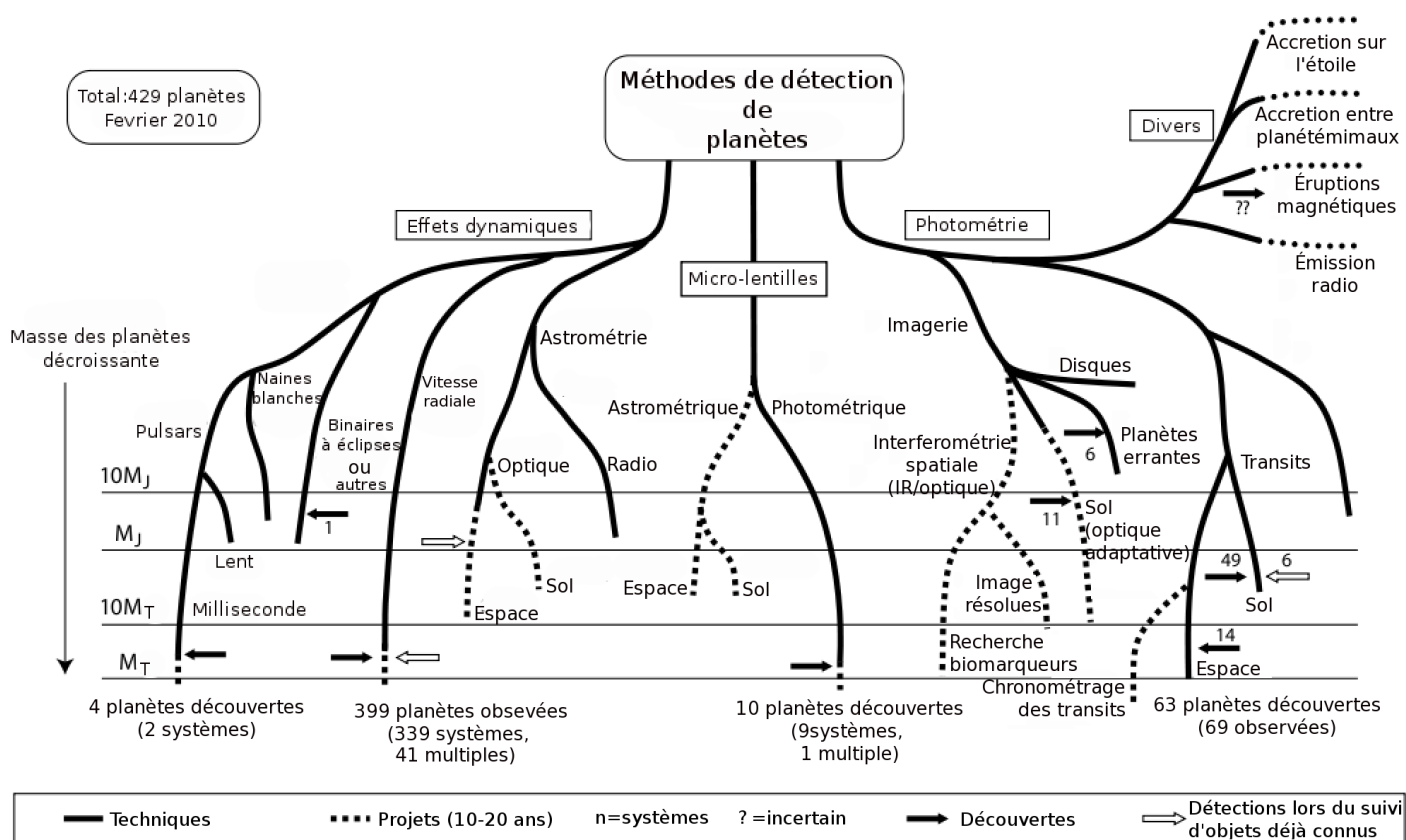


FIGURE 4 - Panorama des méthodes de détection d'exoplanètes (Perryman 2007).



## **Annexe D. Publications**

Ci-après, la liste des publications dont j'ai été coauteur. Dans la majorité de ces différents travaux, mon travail a consisté en l'analyse des courbes de lumières au sein de l'équipe de détection, ayant mené aux découvertes des planètes dont il est question.

Les deux articles concernant respectivement la découverte de CoRoT-7b et son étude physique (§5), travaux dans lesquels je me suis investi à différents niveaux, sont donnés dans la suite de cette annexe.



# Bibliographie

- J. M. ALMENARA, H. J. DEEG, S. AIGRAIN, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, P. BARGE, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, C. CATALA, S. CSIZMADIA, R. DE LA REZA, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, P. GONDOIN, E. GUENTHER, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARIA, B. LOEILLET, P. MAGAIN, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PONT, D. QUELOZ, H. RAUER, C. RÉGULO, S. RENNER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, G. WUCHTERL et S. ZUCKER : Rate and nature of false positives in the CoRoT exoplanet search. , 506:337–341, oct. 2009.
- A. S. BONOMO, A. SANTERNE, R. ALONSO, J. GAZZANO, M. HAVEL, S. AIGRAIN, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, P. BARGE, W. BENZ, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, A. C. CAMERON, L. CARONE, S. CARPANO, S. CSIZMADIA, M. DELEUIL, H. J. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, E. GUENTHER, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. F. LANZA, A. LÉGER, A. LLEBARIA, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, B. TINGLEY, S. UDRY et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. X. CoRoT-10b : a giant planet in a 13.24 day eccentric orbit. , 520:A65+, sept. 2010.
- P. BORDÉ, F. BOUCHY, M. DELEUIL, J. CABRERA, L. JORDA, C. LOVIS, S. CSIZMADIA, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, W. BENZ, A. S. BONOMO, H. BRUNTT, L. CARONE, S. CARPANO, H. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. GAZZANO, M. GILLON, E. GUENTHER, T. GUILLOT, P. GUTERMAN, A. HATZES, M. HAVEL, G. HÉBRARD, H. LAMMER, A. LÉGER, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. PÄTZOLD, F. PEPE, M. OLLIVIER, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, A. SANTERNE, J. SCHNEIDER, B. TINGLEY, S. UDRY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XI. CoRoT-8b : a hot and dense sub-Saturn around a K1 dwarf. , 520:A66+, sept. 2010.

- J. CABRERA, M. FRIDLUND, M. OLLIVIER, D. GANDOLFI, S. CSIZMADIA, R. ALONSO, S. AIGRAIN, A. ALAPINI, J. ALMENARA, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, L. CARONE, S. CARPANO, H. J. DEEG, R. DE LA REZA, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. GILLON, P. GONDOIN, E. W. GUENTHER, T. GUILLOT, M. HARTMANN, A. HATZES, G. HEBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARIA, C. LOVIS, P. MAGAIN, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, A. OFIR, M. PÄTZOLD, F. PEPE, F. PONT, D. QUELOZ, M. RABUS, H. RAUER, C. RÉGULO, S. RENNER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, A. SANTERNE, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, B. TINGLEY, S. UDRY et G. WUCHTERL : Planetary transit candidates in CoRoT-LRc01 field. , 506:501–517, oct. 2009.
- S. CARPANO, J. CABRERA, R. ALONSO, P. BARGE, S. AIGRAIN, J. ALMENARA, P. BORDÉ, F. BOUCHY, L. CARONE, H. J. DEEG, R. DE LA REZA, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, F. FRESSIN, M. FRIDLUND, P. GONDOIN, T. GUILLOT, A. HATZES, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARIA, P. MAGAIN, C. MOUTOU, A. OFIR, M. OLLIVIER, E. JANOT-PACHECO, M. PÄTZOLD, F. PONT, D. QUELOZ, H. RAUER, C. RÉGULO, S. RENNER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER et G. WUCHTERL : Planetary transit candidates in Corot-IRa01 field. , 506:491–500, oct. 2009.
- H. J. DEEG, C. MOUTOU, A. ERIKSON, S. CSIZMADIA, B. TINGLEY, P. BARGE, H. BRUNTT, M. HAVEL, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, W. BENZ, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, D. CIARDI, M. DELEUIL, R. DVORAK, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. GAZZANO, M. GILLON, P. GONDOIN, E. GUENTHER, T. GUILLOT, R. D. HARTOG, A. HATZES, M. HIDAS, G. HÉBRARD, L. JORDA, P. KABATH, H. LAMMER, A. LÉGER, T. LISTER, A. LLEBARIA, C. LOVIS, M. MAYOR, T. MAZEH, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, F. PONT, D. QUELOZ, M. RABUS, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, R. STREET, S. UDRY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : A transiting giant planet with a temperature between 250K and 430K. , 464:384–387, mars 2010.
- M. FRIDLUND, G. HÉBRARD, R. ALONSO, M. DELEUIL, D. GANDOLFI, M. GILLON, H. BRUNTT, A. ALAPINI, S. CSIZMADIA, T. GUILLOT, H. LAMMER, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, H. J. DEEG, R. DE LA REZA, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, E. GUENTHER, P. GONDOIN, R. DEN HARTOG, A. HATZES, L. JORDA, A. LÉGER, A. LLEBARIA, P. MAGAIN, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, B. TINGLEY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. IX. CoRoT-6b : a transiting “hot Jupiter” planet in an 8.9d orbit around a low-metallicity star. , 512:A14+, mars 2010.
- D. GANDOLFI, G. HÉBRARD, R. ALONSO, M. DELEUIL, E. W. GUENTHER, M. FRIDLUND, M. ENDL, P. EIGMÜLLER, S. CSIZMADIA, M. HAVEL, S. AIGRAIN, M. AUVERGNE, A. BA-

- GLIN, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, S. CARPANO, L. CARONE, W. D. COCHRAN, H. J. DEEG, R. DVORAK, J. EISLÖFFEL, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, J. GAZZANO, N. B. GIBSON, M. GILLON, P. GONDOIN, T. GUILLOT, M. HARTMANN, A. HATZES, L. JORDA, P. KABATH, A. LÉGER, A. LLEBARIA, H. LAMMER, P. J. MACQUEEN, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, B. STECKLUM, B. TINGLEY, S. UDRY et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XIV. CoRoT-11b : a transiting massive “hot-Jupiter” in a prograde orbit around a rapidly rotating F-type star. , 524:A55+, déc. 2010.
- M. GILLON, A. HATZES, S. CSIZMADIA, M. FRIDLUND, M. DELEUIL, S. AIGRAIN, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, S. I. BARNES, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, W. D. COCHRAN, H. J. DEEG, R. DVORAK, M. ENDL, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, D. GANDOLFI, J. C. GAZZANO, E. GUENTHER, T. GUILLOT, M. HAVEL, G. HÉBRARD, L. JORDA, A. LÉGER, A. LLEBARIA, H. LAMMER, C. LOVIS, M. MAYOR, T. MAZEH, J. MONTALBÁN, C. MOUTOU, A. OFIR, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, A. SANTERNE, J. SCHNEIDER, B. TINGLEY, S. UDRY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XII. CoRoT-12b : a short-period low-density planet transiting a solar analog star. , 520:A97+, sept. 2010.
- H. LAMMER, R. DVORAK, M. DELEUIL, P. BARGE, H. J. DEEG, C. MOUTOU, A. ERIKSON, S. CSIZMADIA, B. TINGLEY, H. BRUNTT, M. HAVEL, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, W. BENZ, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, D. CIARDI, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. GAZZANO, M. GILLON, P. GONDOIN, E. GUENTHER, T. GUILLOT, R. DEN HARTOG, J. HASIBA, A. HATZES, M. HIDAS, G. HÉBRARD, L. JORDA, P. KABATH, A. LÉGER, T. LISTER, A. LLEBARIA, C. LOVIS, M. MAYOR, T. MAZEH, A. MURA, M. OLLIVIER, H. OTTACHER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, F. PONT, D. QUELOZ, M. RABUS, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, M. STELLER, R. STREET, S. UDRY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : Exoplanet discoveries with the CoRoT space observatory. *Solar System Research*, 44:520–526, déc. 2010.
- A. LÉGER, O. GRASSET, B. FEGLEY, F. CODRON, A. F. ALBAREDE, P. BARGE, R. BARNES, P. CANCE, S. CARPY, F. CATALANO, C. CAVARROC, O. DEMANGEON, S. FERRAZ-MELLO, P. GABOR, J. GRIESSMEIER, J. LEIBACHER, G. LIBOUREL, A. MAURIN, S. N. RAYMOND, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, L. SCHAEFER, J. SCHNEIDER, P. A. SCHULLER, F. SELSIS et C. SOTTIN : The extreme physical properties of the CoRoT-7b super-Earth. *ArXiv e-prints*, fév. 2011.
- A. LÉGER, D. ROUAN, J. SCHNEIDER, P. BARGE, M. FRIDLUND, **SAMUEL, B.**, M. OLLIVIER, E. GUENTHER, M. DELEUIL, H. J. DEEG, M. AUVERGNE, R. ALONSO, S. AIGRAIN, A. ALAPINI, J. M. ALMENARA, A. BAGLIN, M. BARBIERI, H. BRUNTT, P. BORDÉ, F. BOUCHY,

- J. CABRERA, C. CATALA, L. CARONE, S. CARPANO, S. CSIZMADIA, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, B. FOING, F. FRESSIN, D. GANDOLFI, M. GILLON, P. GONDOIN, O. GRASSET, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. LLEBARIA, B. LOEILLET, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. PÄTZOLD, F. PONT, D. QUELOZ, H. RAUER, S. RENNER, R. SAMADI, A. SHPORER, C. SOTIN, B. TINGLEY, G. WUCHTERL, M. ADDA, P. AGOGU, T. APPOURCHAUX, H. BALLANS, P. BARON, T. BEAUFORT, R. BELLENGER, R. BERLIN, P. BERNARDI, D. BLOUIN, F. BAUDIN, P. BODIN, L. BOISNARD, L. BOIT, F. BONNEAU, S. BORZEIX, R. BRIET, J.-T. BUEY, B. BUTLER, D. CAILLEAU, R. CAUTAIN, P. CHABAUD, S. CHAINTREUIL, F. CHIAVASSA, V. COSTES, V. CUNA PARRHO, F. DE OLIVEIRA FIALHO, M. DECAUDIN, J.-M. DEFISE, S. DJALAL, G. EPSTEIN, G.-E. EXIL : TRANSITING EXOPLANETS FROM THE CoRoT SPACE MISSION. VIII. CoRoT-7B : THE FIRST SUPER-EARTH WITH MEASURED RADIUS. , 506:287–302, OCT. 2009.
- H. RAUER, D. QUELOZ, S. CSIZMADIA, M. DELEUIL, R. ALONSO, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, R. DE LA REZA, H. J. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, T. GUILLOT, E. GUENTHER, A. HATZES, G. HÉBRARD, P. KABATH, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARIA, P. MAGAIN, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PONT, M. RABUS, S. RENNER, D. ROUAN, A. SHPORER, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, A. H. M. J. TRIAUD ET G. WUCHTERL : TRANSITING EXOPLANETS FROM THE CoRoT SPACE MISSION. VII. THE “HOT-JUPITER”-TYPE PLANET CoRoT-5B. , 506:281–286, OCT. 2009.
- B. TINGLEY, M. ENDL, J. GAZZANO, R. ALONSO, T. MAZEH, L. JORDA, S. AIGRAIN, J. ALMENARA, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, S. CARPANO, L. CARONE, W. D. COCHRAN, S. CSIZMADIA, M. DELEUIL, H. J. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, E. W. GUENTHER, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, A. LÉGER, A. LLEBARIA, H. LAMMER, C. LOVIS, P. J. MACQUEEN, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, A. OFIR, M. PÄTZOLD, F. PEPE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, **SAMUEL, B.**, J. SCHNEIDER, A. SHPORER ET G. WUCHTERL : TRANSITING EXOPLANETS FROM THE CoRoT SPACE MISSION : XIII. CoRoT-14B : AN UNUSUALLY DENSE VERY HOT JUPITER. *ArXiv e-prints*, JAN. 2011.

## Transiting exoplanets from the CoRoT space mission

### VIII. CoRoT-7b: the first super-Earth with measured radius\*

A. Léger<sup>1</sup>, D. Rouan<sup>2</sup>, J. Schneider<sup>3</sup>, P. Barge<sup>4</sup>, M. Fridlund<sup>11</sup>, B. Samuel<sup>1</sup>, M. Ollivier<sup>1</sup>, E. Guenther<sup>5</sup>, M. Deleuil<sup>4</sup>, H. J. Deeg<sup>6</sup>, M. Auvergne<sup>2</sup>, R. Alonso<sup>4</sup>, S. Aigrain<sup>8</sup>, A. Alapini<sup>8</sup>, J. M. Almenara<sup>6</sup>, A. Baglin<sup>2</sup>, M. Barbieri<sup>4</sup>, H. Bruntt<sup>2</sup>, P. Bordé<sup>1</sup>, F. Bouchy<sup>7</sup>, J. Cabrera<sup>9,3</sup>, C. Catala<sup>2</sup>, L. Carone<sup>18</sup>, S. Carpano<sup>11</sup>, Sz. Csizmadia<sup>9</sup>, R. Dvorak<sup>10</sup>, A. Erikson<sup>9</sup>, S. Ferraz-Mello<sup>23</sup>, B. Foing<sup>11</sup>, F. Fressin<sup>13</sup>, D. Gandolfi<sup>5</sup>, M. Gillon<sup>12</sup>, Ph. Gondoin<sup>11</sup>, O. Grasset<sup>19</sup>, T. Guillot<sup>13</sup>, A. Hatzes<sup>5</sup>, G. Hébrard<sup>20</sup>, L. Jorda<sup>4</sup>, H. Lammer<sup>14</sup>, A. Llebaria<sup>4</sup>, B. Loeillet<sup>1,4</sup>, M. Mayor<sup>12</sup>, T. Mazeh<sup>17</sup>, C. Moutou<sup>4</sup>, M. Pätzold<sup>18</sup>, F. Pont<sup>8</sup>, D. Queloz<sup>12</sup>, H. Rauer<sup>9,22</sup>, S. Renner<sup>9,24</sup>, R. Samadi<sup>2</sup>, A. Shporer<sup>17</sup>, Ch. Sotin<sup>19</sup>, B. Tingley<sup>6</sup>, G. Wuchterl<sup>5</sup>, M. Adda<sup>2</sup>, P. Agogu<sup>16</sup>, T. Appourchaux<sup>1</sup>, H. Ballans<sup>1</sup>, P. Baron<sup>2</sup>, T. Beaufort<sup>11</sup>, R. Bellenger<sup>2</sup>, R. Berlin<sup>25</sup>, P. Bernardi<sup>2</sup>, D. Blouin<sup>4</sup>, F. Baudin<sup>1</sup>, P. Bodin<sup>16</sup>, L. Boisdard<sup>16</sup>, L. Boit<sup>4</sup>, F. Bonneau<sup>16</sup>, S. Borzeix<sup>2</sup>, R. Briet<sup>16</sup>, J.-T. Buey<sup>2</sup>, B. Butler<sup>11</sup>, D. Cailleau<sup>2</sup>, R. Cautain<sup>4</sup>, P.-Y. Chabaud<sup>4</sup>, S. Chaintreuil<sup>2</sup>, F. Chiavassa<sup>16</sup>, V. Costes<sup>16</sup>, V. Cuna Parrho<sup>2</sup>, F. De Oliveira Fialho<sup>2</sup>, M. Decaudin<sup>1</sup>, J.-M. Defise<sup>15</sup>, S. Djalal<sup>16</sup>, G. Epstein<sup>2</sup>, G.-E. Exil<sup>2</sup>, C. Fauré<sup>16</sup>, T. Fenouillet<sup>4</sup>, A. Gaboriaud<sup>16</sup>, A. Gallic<sup>2</sup>, P. Gamet<sup>16</sup>, P. Gavalda<sup>16</sup>, E. Grolleau<sup>2</sup>, R. Gruneisen<sup>2</sup>, L. Gueguen<sup>2</sup>, V. Guis<sup>4</sup>, V. Guivarc'h<sup>2</sup>, P. Guterman<sup>4</sup>, D. Hallouard<sup>16</sup>, J. Hasiba<sup>14</sup>, F. Heuripeau<sup>2</sup>, G. Huntzinger<sup>2</sup>, H. Hustaix<sup>16</sup>, C. Imad<sup>2</sup>, C. Imbert<sup>16</sup>, B. Johlander<sup>11</sup>, M. Jouret<sup>16</sup>, P. Journoud<sup>2</sup>, F. Karioty<sup>2</sup>, L. Kerjean<sup>16</sup>, V. Lafaille<sup>16</sup>, L. Lafond<sup>16</sup>, T. Lam-Trong<sup>16</sup>, P. Landiech<sup>16</sup>, V. Lapeyrere<sup>2</sup>, T. Larqué<sup>2,16</sup>, P. Laudet<sup>16</sup>, N. Lautier<sup>2</sup>, H. Lecann<sup>4</sup>, L. Lefevre<sup>2</sup>, B. Leruyet<sup>2</sup>, P. Levacher<sup>4</sup>, A. Magnan<sup>4</sup>, E. Mazy<sup>15</sup>, F. Mertens<sup>2</sup>, J.-M. Mesnager<sup>16</sup>, J.-C. Meunier<sup>4</sup>, J.-P. Michel<sup>2</sup>, W. Monjoin<sup>2</sup>, D. Naudet<sup>2</sup>, K. Nguyen-Kim<sup>1</sup>, J.-L. Orcesi<sup>1</sup>, H. Ottacher<sup>14</sup>, R. Perez<sup>16</sup>, G. Peter<sup>25</sup>, P. Plasson<sup>2</sup>, J.-Y. Plesseria<sup>15</sup>, B. Pontet<sup>16</sup>, A. Pradines<sup>16</sup>, C. Quentin<sup>4</sup>, J.-L. Reynaud<sup>4</sup>, G. Rolland<sup>16</sup>, F. Rollenhagen<sup>25</sup>, R. Romagnan<sup>2</sup>, N. Russ<sup>25</sup>, R. Schmidt<sup>2</sup>, N. Schwartz<sup>2</sup>, I. Sebbag<sup>16</sup>, G. Sedes<sup>2</sup>, H. Smit<sup>11</sup>, M. B. Steller<sup>14</sup>, W. Sunter<sup>11</sup>, C. Surace<sup>4</sup>, M. Tello<sup>16</sup>, D. Tiphène<sup>2</sup>, P. Toulouse<sup>16</sup>, B. Ulmer<sup>21</sup>, O. Vandermarcq<sup>16</sup>, E. Vergnault<sup>16</sup>, A. Vuillemin<sup>4</sup>, and P. Zanatta<sup>2</sup>

(Affiliations can be found after the references)

Received 23 February 2009 / Accepted 28 July 2009

#### ABSTRACT

**Aims.** We report the discovery of very shallow ( $\Delta F/F \approx 3.4 \times 10^{-4}$ ), periodic dips in the light curve of an active  $V = 11.7$  G9V star observed by the CoRoT satellite, which we interpret as caused by a transiting companion. We describe the 3-colour CoRoT data and complementary ground-based observations that support the planetary nature of the companion.

**Methods.** We used CoRoT colours information, good angular resolution ground-based photometric observations in- and out- of transit, adaptive optics imaging, near-infrared spectroscopy, and preliminary results from radial velocity measurements, to test the diluted eclipsing binary scenarios. The parameters of the host star were derived from optical spectra, which were then combined with the CoRoT light curve to derive parameters of the companion.

**Results.** We examined all conceivable cases of false positives carefully, and all the tests support the planetary hypothesis. Blends with separation  $>0.40''$  or triple systems are almost excluded with a  $8 \times 10^{-4}$  risk left. We conclude that, inasmuch we have been exhaustive, we have discovered a planetary companion, named CoRoT-7b, for which we derive a period of  $0.853 59 \pm 3 \times 10^{-5}$  day and a radius of  $R_p = 1.68 \pm 0.09 R_{\text{Earth}}$ . Analysis of preliminary radial velocity data yields an upper limit of  $21 M_{\text{Earth}}$  for the companion mass, supporting the finding.

**Conclusions.** CoRoT-7b is very likely the first Super-Earth with a measured radius. This object illustrates what will probably become a common situation with missions such as Kepler, namely the need to establish the planetary origin of transits in the absence of a firm radial velocity detection and mass measurement. The composition of CoRoT-7b remains loosely constrained without a precise mass. A very high surface temperature on its irradiated face,  $\approx 1800\text{--}2600$  K at the substellar point, and a very low one,  $\approx 50$  K, on its dark face assuming no atmosphere, have been derived.

**Key words.** techniques: photometric – techniques: spectroscopic – planetary systems – techniques: high angular resolution – techniques: radial velocities

\* The CoRoT space mission, launched on 27 December 2006, has been developed and is operated by CNES, with the contribution of Austria, Belgium, Brazil, ESA, Germany, and Spain. First CoRoT data are available to the public from the CoRoT archive: <http://idoc-corot.ias.u-psud.fr>. The complementary obser-

vements were obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by NRC in Canada, INSU-CNRS in France, and the University of Hawaii; ESO Telescopes at the La Silla and Paranal Observatories under programme ID 081.C-0413(C).

## 1. Introduction

The space mission CoRoT is performing wide-field stellar photometry at ultra-high precision (Rouan et al. 1998; Baglin et al. 2006). During an observing run, up to 12 000 stars can be monitored simultaneously and continuously over 150 days of observation. CoRoT is thus particularly well-suited to detecting planets with orbital periods shorter than 50 days. Because the transit signal is proportional to the planet's projected surface, the first published CoRoT results (Barge et al. 2008; Alonso et al. 2008; Deleuil et al. 2008; Aigrain et al. 2008; Moutou et al. 2008) were focused on the population of rather massive planets, one of which has even been quoted as “*the first inhabitant of the brown-dwarf desert*”, with a well-defined mass ( $21.7 \pm 1 M_{\text{Jup}}$ ) and a well-defined radius ( $1.0 \pm 0.1 R_{\text{Jup}}$ ) (Deleuil et al. 2008). However, CoRoT has the capability of detecting significantly smaller planets, and analysis of the noise on the light curves (LC hereafter) indeed shows that in many cases it is not far from the photon noise limit (see Aigrain et al. 2009). In the same line, blind tests performed by different teams of the CoRoT consortium on actual LCs where transits were added did confirm that the performances of CoRoT are such that  $\approx 2 R_{\text{Earth}}$  hot Super-Earth planets<sup>1</sup> are within reach. Such planets on close-in orbits should be accessible for stars brighter than  $m_V \approx 13$  (Auvergne 2006).

The study of small hot planets is becoming a major question (Mayor & Udry 2008; Mayor et al. 2009; Bouchy et al. 2009) that has a direct link with planetary system formation and evolution. In this paper, we report the discovery of the smallest transiting object detected so far around a main-sequence star, an object that deserves the name of Super-Earth.

In transit surveys, ground-based follow-up is mandatory for confirming a transiting planet candidate. In the case of CoRoT-7b an intensive follow-up campaign has been set up, including programmes of photometry, imaging, spectroscopy, and radial velocity (RV), using different ground-based facilities over the world. The results of this campaign allow us to exclude almost all the possible false positive cases that could mimic a transiting planet. Preliminary results of RV measurements are consistent with the presence of a low mass planet and exclude any giant planet or stellar companion.

We present the photometric analysis of the CoRoT data where we discovered this shallow transit candidate (Sects. 2 and 4), as well as the photometric and imaging follow-up, including adaptive optics (Sect. 3), infrared spectroscopy (Sect. 5), and preliminary results of the RV measurements (Sect. 7), all done in order to secure the planetary nature of the transiting body. The stellar parameters are presented in Sect. 8 and planetary ones in Sect. 9. Such a small and hot planet raises several questions about its composition, structure, and surface temperature, as discussed in Sect. 10.

DDT 282.C-5015; the IAC80 telescope operated by the Instituto de Astrofísica de Tenerife at the Observatorio del Teide; the Isaac Newton Telescope (INT), operated on the island of La Palma by the Isaac Newton group in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias; and at the Anglo-Australian Telescope that have been funded by the Optical Infrared Coordination network (OPTICON), a major international collaboration supported by the Research Infrastructures Programme of the European Commissions Sixth Framework Programme; Radial-velocity observations were obtained with the SOPHIE spectrograph at the 1.93m telescope of Observatoire de Haute Provence, France.

<sup>1</sup> We define a Super-Earth as a planet larger than the Earth but without a significant hydrogen envelope, e.g.  $< 10^{-3}$  times the Earth mass. It can be either rocky or water-rich (Léger et al. 2004; Grasset et al. 2009).

**Table 1.** CoRoT-7 IDs, coordinates, and magnitudes.

CoRoT ID	102708694, LRA01 E2 0165	
USNO-A2	0825-03049717	
2-MASS	06434947-0103468	
TYCHO	4799-1733-1	
RA (2000)	06:43:49.0	
Dec (2000)	-01:03:46.0	
$B$ -mag <sup>(a)</sup>	12.524	$\pm 0.018$
$V$ -mag <sup>(a)</sup>	11.668	$\pm 0.008$
$r'$ -mag <sup>(a)</sup>	11.378	$\pm 0.008$
$i'$ -mag <sup>(a)</sup>	10.924	$\pm 0.017$
$J$ <sup>(c)</sup>	10.301	$\pm 0.021$
$H$ <sup>(c)</sup>	9.880	$\pm 0.022$
$K_s$ <sup>(c)</sup>	9.806	$\pm 0.019$
$\mu_\alpha$ <sup>(b)</sup>	12.9 mas/yr	1.4
$\mu_\delta$ <sup>(b)</sup>	-4.0 mas/yr	1.5

<sup>(a)</sup> Provided by *Exo-Dat*, based on observations taken at the *INT* telescope; <sup>(b)</sup> from *TYCHO* catalogue; <sup>(c)</sup> from 2-MASS catalogue.

## 2. Photometric observations with CoRoT

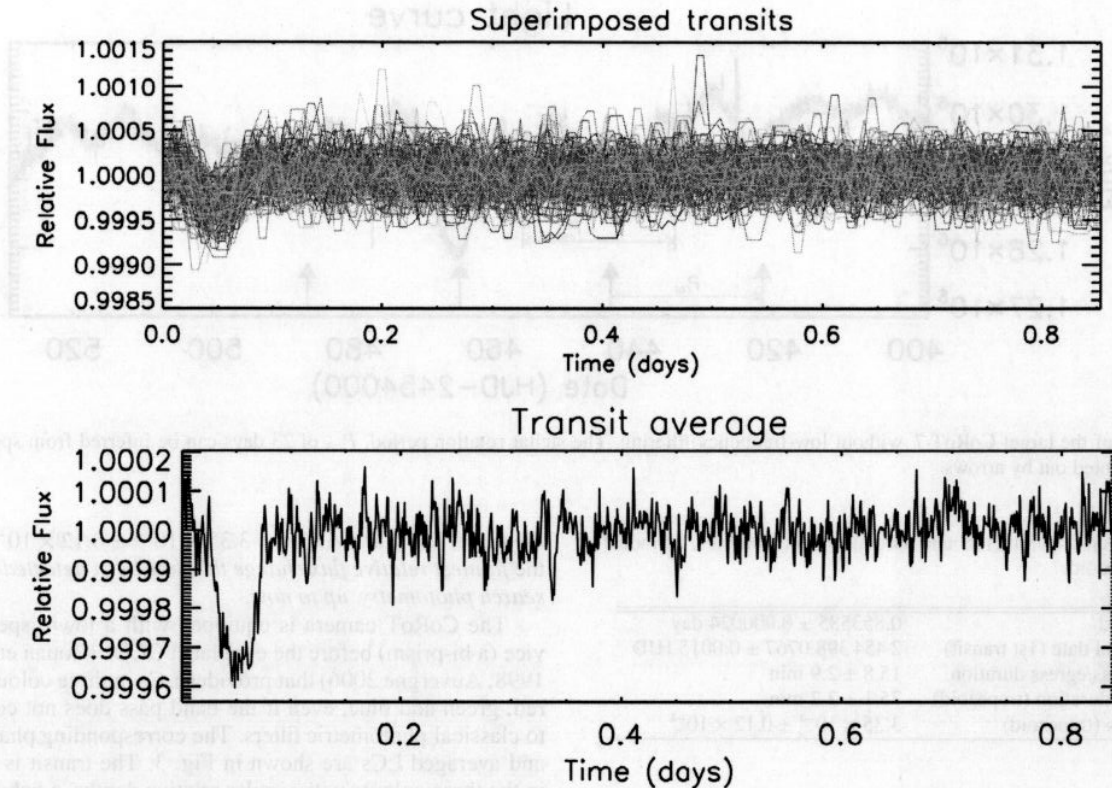
The star CoRoT-7 was observed during the first long run of CoRoT towards the Monoceros constellation (anti-centre run *LRA01*, the letter *a* indicating that the field is close to the Galactic anti-centre). Its ID is given in Table 1, based on the *Exo-Dat* database (Deleuil et al. 2009). Because it is one of the brightest stars monitored in this field, it was a member of the oversampled (32 s) target list from the beginning of the *LRA01* run. After the first 40 days of data acquisition, the *Alarm Mode* pipeline (Quentin et al. 2006; Surace et al. 2008) detected the first series of transits in the star LC.

As illustrated by the whole CoRoT LC (Fig 1), CoRoT-7 is an active star. Its LC shows  $\approx 2\%$  modulations, interpreted as the effect of stellar spots driven by the stellar rotation and crossing the disk. A period of  $\approx 23$  days is inferred.

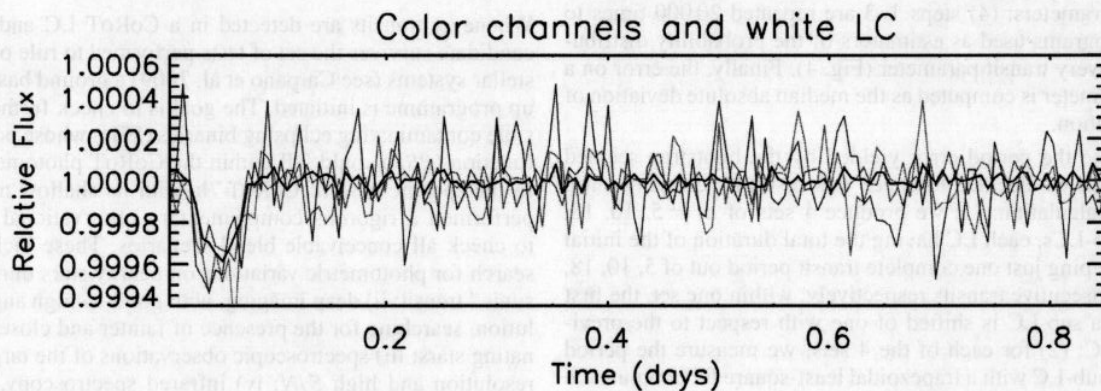
Several teams of the CoRoT exoplanet consortium have searched for transits. Spurious spikes and stellar variations at frequencies outside the range expected for planetary transits were removed with low- and high-pass filters. Then, different detection algorithms were used and 153 individual transits were eventually detected. In agreement with the CoRoT consortium rules, the CoRoT-7 LC, with the same data pre-processing as in the present paper (v1 of data pipeline), will be accessible from 30 July 2009 at <http://idoc-corot.ias.u-psud.fr/index.jsp> (select: CoRoT Public N2 data / Run LRA01 / object with Corot ID 102708694), so that the reader can make his or her own reduction and analysis of the data.

In this section, we seek to estimate the main transit parameters, i.e., period, central date, ingress/ egress duration, total duration, and relative depth, using a simple trapezoidal model. We proceed as follows: (1) outliers (mainly due to the satellite crossing of the South Atlantic anomaly) are filtered out from the LC using a 7-sample running median; (2) long-term stellar activity is removed by subtracting a 0.854-day running median; (3) individual transits are corrected from a local linear trend computed on 3.75-h windows centred on the transits but excluding the transits themselves; (4) a least-square fit of a trapezoidal transit signal is performed using only data inside 3.75-h windows centred on each transit.

Errors on the transit parameters were estimated using a procedure analogous to the bootstrap method described by Press et al. (1992), although slightly modified in order to preserve the



**Fig. 2.** *Upper panel:* superimposition of 153 individual segments of the LC divided according to the transit period determined by a detection algorithm after high-pass (3 times the transit period = 2.56 days) and low-pass (3 times the time resolution =  $3 \times 512$  s) filtering. Individual transits are clearly seen when superimposed. *Lower panel:* mean value of the upper curves but with a shorter time resolution (64 s) and a different low pass filtering (3 times the time resolution =  $3 \times 64$  s) in order to better preserve the transit shape.



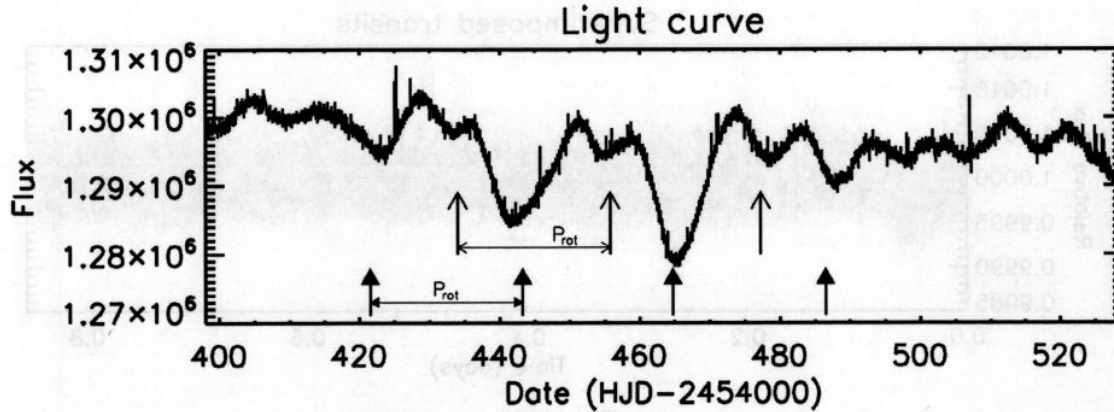
**Fig. 3.** Averaged folded LCs in the three colours provided by the CoRoT instrument, after normalization. Red, green and blue signals are represented with the corresponding colours, and the white signal, summation of the three bands prior to normalization, is in black.

of  $60 \text{ arcsec} \times 32 \text{ arcsec}$  (Fig. 6, left). This large area implies a significant probability that candidates detected in the CoRoT data arise from nearby background eclipsing binaries (BEBs). A photometric follow-up programme of CoRoT candidates intends to identify such BEBs, comparing observations during predicted transit-times with observations out of transit. This follow-up programme, as well as the time-series follow-up performed on CoRoT-7, are described in more detail in Deeg et al. (2009). Here we only give a summary.

For any catalogued nearby star around the CoRoT-7 target, we calculated the expected eclipse amplitude if this star was

the source of the observed dips. Calculation of this amplitude is based on a model of the stellar PSF, the shape of the photometric aperture, and the position and magnitudes of the target and the contaminating stars, respectively. Several stellar candidates for false alarms were identified that way, with expected eclipse amplitudes between 0.2 and 1 mag.

Observations to identify such alarms were then done on two telescopes: IAC-80 and CFHT. Images with the IAC-80 were taken on several occasions of the observed periodic loss of flux between February and April 2008; CFHT observations with MEGACAM (Boulade et al. 2003) were performed during the



**Fig. 1.** LC of the target CoRoT-7 without low-frequency filtering. The stellar rotation period,  $P_{\text{rot}}$  of 23 days can be inferred from spot induced dips, as pointed out by arrows.

**Table 2.** Transit parameters and associated uncertainties, as modelled with a trapezoid.

period	$0.853585 \pm 0.000024$ day
central date (1st transit)	$2454398.0767 \pm 0.0015$ HJD
ingress/egress duration	$15.8 \pm 2.9$ min
total duration (trapezoid)	$75.1 \pm 3.2$ min
depth (trapezoid)	$3.35 \times 10^{-4} \pm 0.12 \times 10^{-4}$

correlation properties of the noise: (1) we compute a transit-free LC by subtracting our best-fit trapezoidal model to the data; (2) we re-insert the same transit signal at a randomly chosen phase; (3) we fit a trapezoidal model to the data and record the best-fit parameters; (4) steps 1–3 are repeated 20 000 times to build histograms used as estimators of the probability distributions for every transit parameter (Fig. 4). Finally, the error on a given parameter is computed as the median absolute deviation of its distribution.

Because the period error yielded by the bootstrap seemed fairly small, we decided to check this result by carrying out a different calculation: (1) we produce 4 sets of  $n = 5, 10, 18,$  and  $25$  sub-LCs, each LC having the total duration of the initial LC, by keeping just one complete transit period out of  $5, 10, 18,$  and  $25$  consecutive transits respectively; within one set, the first transit of a sub-LC is shifted of one with respect to the previous sub-LC; (2) for each of the 4 sets, we measure the period for every sub-LC with a trapezoidal least-square fit, compute the median period, the period standard deviation  $\sigma_P$ , and the error on the standard deviation (Fig. 5); (3) we estimate the period standard deviation for the full LC by extrapolating  $\sigma_P$  for  $n = 1$ . For this purpose, we performed a least-square fit of a power law of the form  $\sigma_P(n) = \sigma_P(1) \times n^\alpha$  and got  $\alpha = 0.57$  (close to the 0.5 exponent expected for uncorrelated measurements) and  $\sigma_P(1) = 2.1$  s. We note that this error is a factor of 2 larger than the one obtained with the bootstrap method, so we conservatively chose to keep this higher value as our final estimate of the period error (Table 2).

We finally find a period of  $0.853585 \pm 24 \times 10^{-6}$  day. Figure 2, where all transits are superimposed, shows that even individual transits can be tracked down despite the low  $S/N$ . The fit by a trapezoid on the average curve yields the parameters:  $\tau_{23} = 0.808$  h,  $\tau_{14} = 1.253$  h for the short and long bases of

the trapezium<sup>2</sup>, and  $\Delta F/F = 3.35 \times 10^{-4} \pm 0.12 \times 10^{-4}$ . This is the faintest relative flux change that has been detected in transit search photometry, up to now.

The CoRoT camera is equipped with a low-dispersion device (a bi-prism) before the exoplanet CCDs (Rouan et al. 2000, 1998; Auvergne 2006) that provides LCs in three colours, called red, green and blue, even if the band pass does not correspond to classical photometric filters. The corresponding phase-folded and averaged LCs are shown in Fig. 3. The transit is observed in the three colours with similar relative depths, a behaviour expected for the transit of a planet in front of its star that will be used to assess the planet hypothesis (Sect. 4).

### 3. Photometric and imaging follow-up

Whenever transits are detected in a CoRoT LC and when the candidate survives the set of tests performed to rule out obvious stellar systems (see Carpano et al. 2009) a ground based follow-up programme is initiated. The goal is to check further for possible contaminating eclipsing binaries (EBs) whose point spread function ( $PSF$ ) could fall within the CoRoT photometric mask. In the specific case of CoRoT-7b with its shallow transits, we performed a rigorous complementary observational campaign to check all conceivable blend scenarios. These included: i) a search for photometric variations on nearby stars during the assumed transit; ii) deep imaging, with good-to-high angular resolution, searching for the presence of fainter and closer contaminating stars; iii) spectroscopic observations of the target at high resolution and high  $S/N$ ; iv) infrared spectroscopy, searching for faint low-mass companions; v) examination of X-ray flux from putative close binary systems; and vi) RV measurements. In addition, we took advantage of CoRoT's capability to provide colour information on transit events.

#### 3.1. Time-series photometric follow-up

The CoRoT exoplanet channel has a large  $PSF$ . In the case of the CoRoT-7 target, the  $FWHM$  is 8.6 arcsec along the dispersion axis and 6.0 arcsec perpendicular to it. Ninety-nine percent of the flux is extended over a larger and roughly ellipsoidal area

<sup>2</sup> We use  $\tau_{ij}$  for the parameters related to the trapezoidal fit and  $T_{ij}$  for the parameters related to the more realistic transit modelling (see Sect. 9).



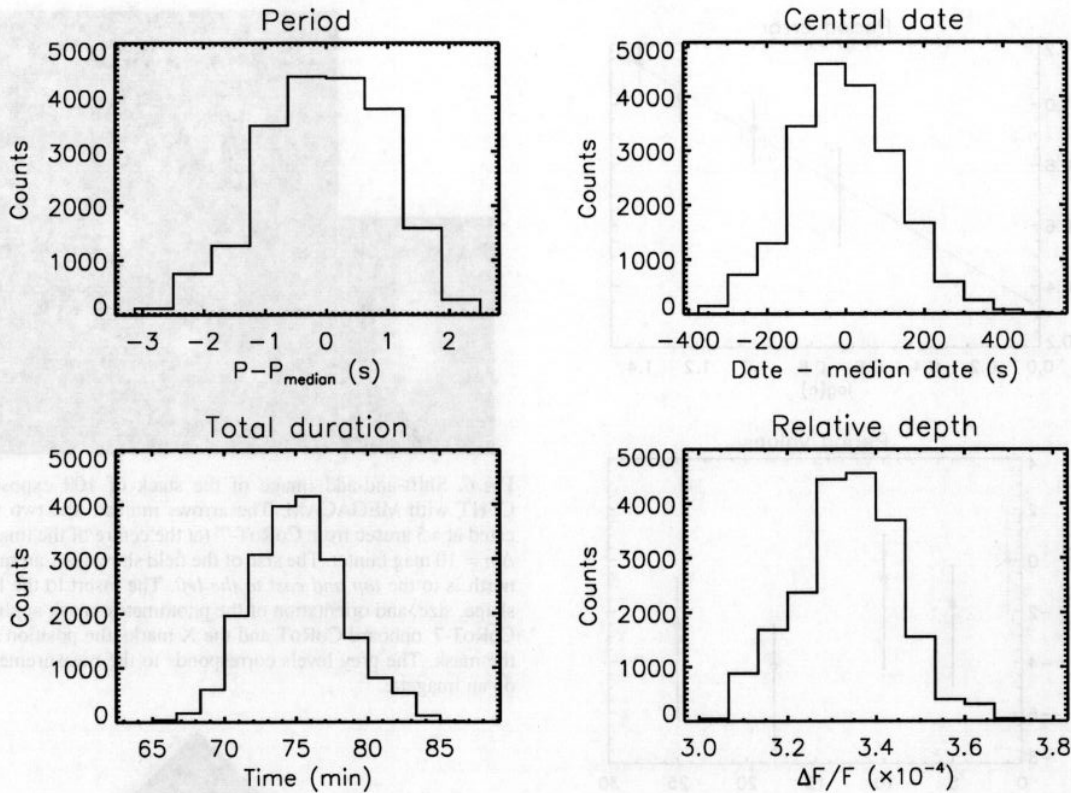


Fig. 4. Transit parameter distributions obtained from a bootstrap method for a trapezoidal transit signal.

ingress of a transit on 7 March 2008. From both data sets, photometric LCs were extracted through classical differential photometric techniques and the stars on- and off-transit brightness are compared. The observations from IAC-80 showed that none of the known contaminating stars could have been the source of an alarm, with all of them varying several times less than the amount required for a false positive. The CFHT time-series images (Fig. 6) also shows a faint contaminator of about  $V = 19.5$  some 10 arcsec north of the target. However, this faint star would have to show strong variations of its brightness by a factor of 5–8 to become a false alarm source, something that can clearly be excluded. Follow-up from photometric time-series imaging therefore allowed any false alarm to be excluded from sources at distances over about 4 arcsec from the target.

### 3.2. High angular resolution imaging follow-up

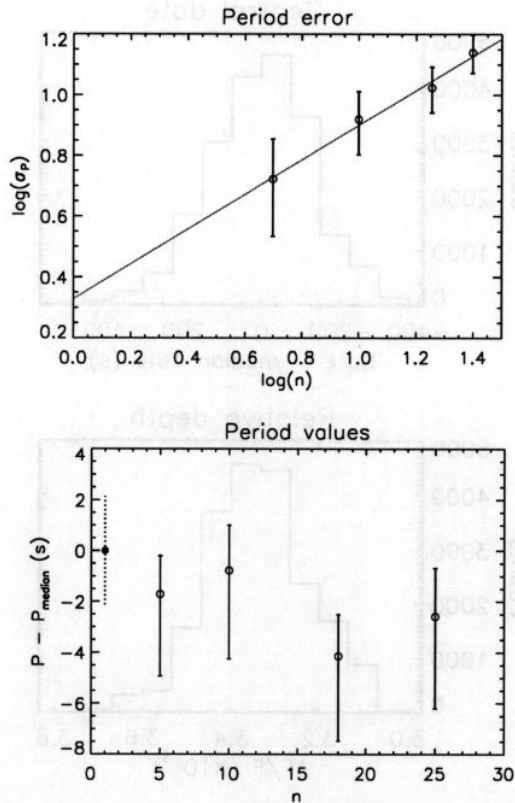
The next step is to search for additional faint stars closer to the target that might be potential sources for false alarms. This test employs high-resolution imaging with three different kinds of observations: construction of the best image from the CFHT set, sharp short exposures images taken with FASTCAM at the 1.5 m CST and finally adaptive optics imaging with NACO at VLT.

In the first case we made a sub-pixel recentering of all 100 MEGACAM images and took the median image. The result is shown in Fig. 6. Two very faint stars, invisible in single images, become apparent at angular distances of 4.5 and 5.5 arcsec from CoRoT-7 (indicated with arrows in Fig. 6). By adding simulated stars with known brightnesses at similar angular distances, we estimated them to be about 10 mag fainter than

CoRoT-7, which is too faint to be potential alarms, even if they were to totally vanish during the transit.

FASTCAM is a lucky imaging camera (Oscos et al. 2008). Here we only report on the deeper observations taken at the NOT, where 12 000 images, each with 50 ms exposure time, were obtained on 24 October 2008 in  $I$  band, with a pixel resolution of 32 mas. The best result was obtained from a selection of the best 10% of images followed by their centring and co-adding. Based on the absence of signals with an  $S/N$  higher than 5, the presence of relatively bright nearby objects with  $I \leq 15$  could be excluded beyond 0.18 arcsec,  $I \leq 16$  beyond 0.3 arcsec and  $I \leq 17$  beyond 0.8 arcsec. However, significantly fainter objects would not have been detected at any larger distance.

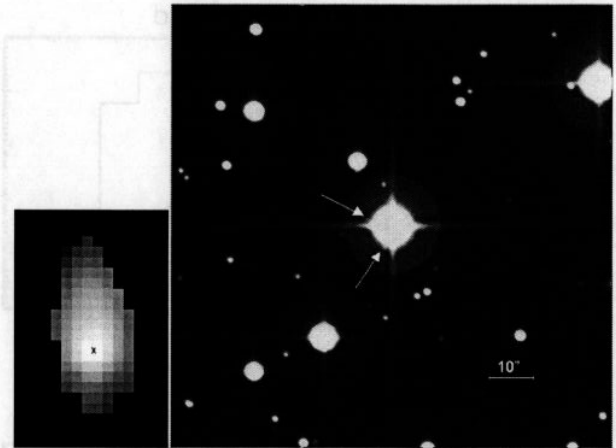
The VLT/NACO observations were performed thanks to discretionary time granted by ESO (DDT 282.C-5015). A set of  $J$ -band images with a pixel size of 13 mas was taken at different angles of the NACO rotator ( $15^\circ$  step), in jitter mode. The images are recentered at sub-pixel level and median-stacked for each rotator angle. The median of these stacked images gives essentially the  $PSF$  of CoRoT-7, as all other objects in the field are removed by the median operation. Each stacked image is then subtracted from this  $PSF$  and is de-rotated before a final median-stacked image is produced. This resulting image is shown in Fig. 7: it reveals 3 faint stars (circled) at distances of 4.9, 5.9 and 6.7 arcsec, whereas no other star could be identified between 0.5 and 5 arcsec. Clearly two of those stars are the counterpart of the two stars detected on the CFHT stacked image: the small difference in astrometry can be explained by our using of the average pixel size of Megacam, which is not constant throughout its very wide field of view. Photometry – cross-checked against added simulated stars – shows that the brightness difference



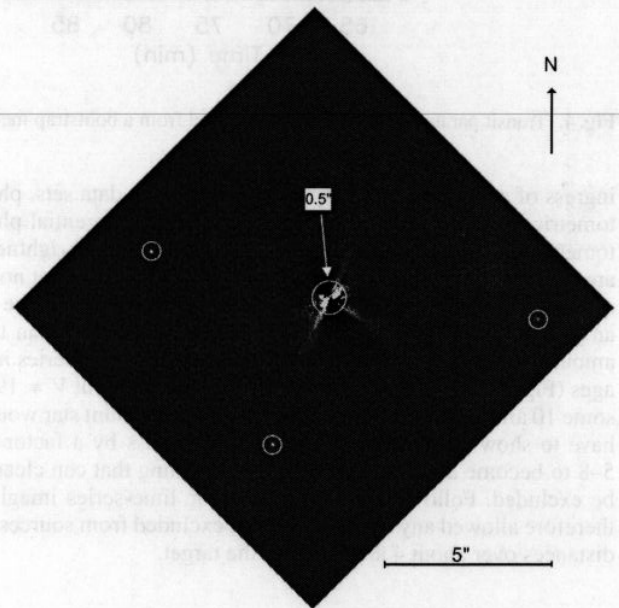
**Fig. 5.** Period error calculation for the full LC based on an extrapolation of period error estimates from chopped LCs containing one transit out of  $n$  and spanning the LC total duration. *Left:* period errors as a function of  $n$ . *Right:* deviation from the period value  $P_{\text{median}}$  yielded by the bootstrap.

between these stars and CoRoT-7 is  $\Delta m_j = 8.1\text{--}8.4$ . If we take  $m_j(\text{CoRoT-7}) = 10.3$ , this translates to  $m_j(\text{faint stars}) = 18.4\text{--}18.7$ . On average, stars in the neighbourhood exhibit  $V - J = 1.7$ , so that, if we apply this reddening to the three faint stars we find:  $m_V(\text{faint stars}) = 20.1\text{--}20.4$ . Indeed the true reddening of those three very faint stars is likely larger: either those stars are nearby low mass stars and thus are fairly red, or they are very distant and thus suffer a large interstellar extinction. Their brightness difference to CoRoT-7 in  $V$  of  $\Delta m_V \approx 10$ , is thus consistent with what is found on the CFHT stacked image. Even if these stars undergo a 50% decrease in brightness, they would produce only an amplitude variation  $\Delta F/F = 5 \times 10^{-5}$  in the CoRoT LC, i.e. much less than the observed value of  $3.35 \times 10^{-4}$ . We conclude that none of the detected sources in the field around CoRoT-7 could account for the dips in the CoRoT LC, even if it would vanish totally.

We now have to assess the probability of a contaminator still closer to the target. This case would correspond to a background of foreground system of a star and a transiting object (planet or star), the star having the same colours as CoRoT-7. For instance it could be a star intrinsically bluer than CoRoT-7 but distant enough to be both reddened and faint enough to provide the observed signal. In that case, the star should be at maximum 6.5 mag fainter than CoRoT-7 in  $J$ , taking the reddening into account and assuming that its flux could be reduced by 50% at maximum to mimic a transit (case of a fully symmetric EB). To assess this case, we added on the NACO image a simulated star



**Fig. 6.** Shift-and-add image of the stack of 100 exposures taken at CFHT with MEGACAM. The arrows indicate the two faint stars located at  $\approx 5$  arcsec from CoRoT-7 (at the centre of the image) and about  $\Delta m = 10$  mag fainter. The size of the field shown is 1 arcmin (see scale); north is to the top and east to the left. The insert to the left shows the shape, size, and orientation of the photometric mask applied on the star CoRoT-7 onboard CoRoT and the X marks the position of the star on the mask. The grey levels corresponds to the measurement by CoRoT on an imagette.



**Fig. 7.** Final NACO image in  $J$ -band after subtraction of a median PSF and de-rotation of the field. The circles locate the three faint stars that are detected in the field, the two at east identified with those marked by arrows in Fig. 6. The scale is given by a line of 5 arcsec length, and the central circle of 0.5 arcsec radius gives an idea of the angular distance at which the presence of a faint star could not be detected close to CoRoT-7. North is at top, and east to the left, as in Fig. 6.

6.5 mag fainter than CoRoT-7 as shown in Fig. 8. The simulated star shows up clearly, brighter than any residual speckles farther than 400 mas from CoRoT-7. We can conclude that if it is a background binary system that mimics the observed transit on CoRoT-7, it must be inside a circle of 400 mas radius, because at any other location it would have been seen. The probability  $p$  that this is the case is simply the ratio of the surface

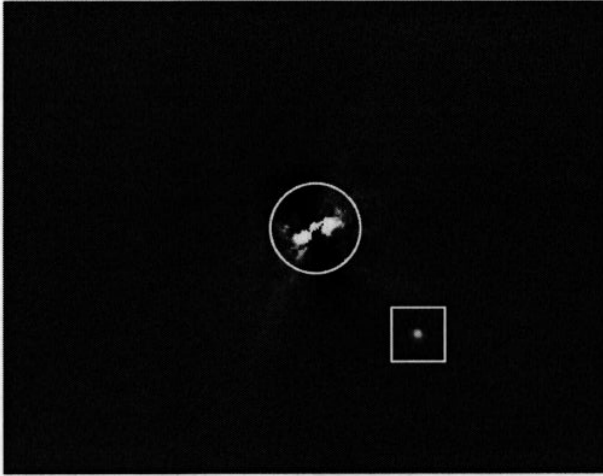


Fig. 8. Central part of the NACO image, after a simulated star 6.5 mag fainter than CoRoT-7 was added (within square). The circle of 400 mas radius defines the only region in which such a star could be confused with residual speckles.

of the 400 mas radius circle to the surface of the CoRoT mask:  $p = \pi 0.4^2 / 640 = 8 \times 10^{-4}$ . The additional condition of similar colours for the CoRoT-7 and the contaminant makes this probability even lower, but, conservatively, we keep the preceding value<sup>3</sup>.

#### 4. CoRoT colours

While the probability that there is a background star closer than 400 mas is low ( $< 8 \times 10^{-4}$ ), the probability that CoRoT-7 is a triple system is significantly higher. A detailed study of stars by Tokovinin (2008) shows that at least 8% of the solar-type stars have three or more components.

Illustrated in Fig. 9, the triple system could be a giant planet or a brown dwarf (tr<sub>3</sub>) transiting in front of a fainter star (star<sub>2</sub>) physically associated with the target star (star<sub>1</sub>). Assuming that the transiting object has a Jupiter size radius, the spectral type of the secondary star can be estimated thanks to the required brightness differences between (star<sub>1</sub>) and (star<sub>2</sub>).

Using the Eddington's approximation for the limb-darkening effect (Fig. 12), the maximum reduction of star<sub>2</sub> flux is

$$(\Delta F_2/F)_{\max} = 1.25[0.4 + 0.6(1 - z^2)^{1/2}](R_3/R_2)^2,$$

where  $z$  is the impact parameter of the transit on star<sub>2</sub>. Assuming a mean value for  $z = 0.5$  (not necessarily that estimated in Sect. 9), the maximum flux reduction as measured by CoRoT is

$$(\Delta F/F)_{\max} = 1.15(R_3/R_2(M))^2 F_2(M) / [F_1 + F_2(M)],$$

where the radius and flux of star<sub>2</sub> are a function of its mass  $M$ . Assuming that the transiting object, either a hot Jupiter or a

<sup>3</sup> An independent estimate of this probability of a false positive can be made using CoRoTLux 2007 (Fressin et al. 2007). With that model, we computed the probability that a background eclipsing object is located at a distance 0.4 arcsec from a given CoRoT target, with an amplitude that produces an apparent transit depth lower than  $5 \times 10^{-4}$  and with an SNR above the CoRoT detection threshold (defined in Aigrain et al. 2009). We obtain an average of  $4 \times 10^{-4}$  object in the simulation of the LRA01 field ( $\approx 10^4$  stars) that exhibits such a small and detectable transit, a probability compatible with the upper limit we find here.

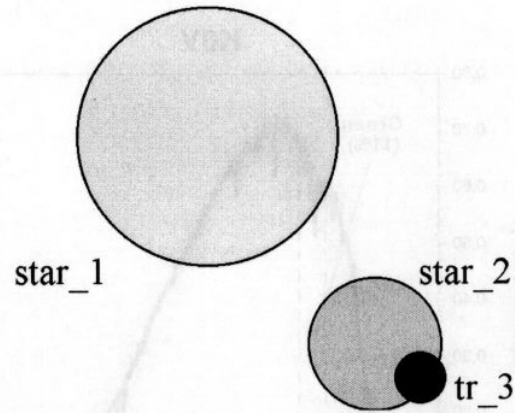


Fig. 9. Scheme of a triple system that could mimic the transit of a small planet in front of the target star (star<sub>1</sub>). Star<sub>2</sub> is a physically associated faint star and tr<sub>3</sub> a dark transiting object, e.g. a hot Jupiter or a brown dwarf.

brown dwarf, has a Jupiter radius,  $R_3 = R_{\text{Jup}}$ , and using the radius and the flux of a mean sequence star (Drilling & Landolt 2000) for star<sub>2</sub>, and the CoRoT measured  $(\Delta F/F)_{\max} = 3.5 \times 10^{-4}$ , the preceding relation can be solved as an equation in  $M$ . The found star spectral type is M5.1V, approximated as M5V. The assumption that the transiting object has a Neptune size would lead star<sub>2</sub> to be a K9V star. Now, such a star would be redder than the target star<sub>1</sub>, providing a criterion to qualify / falsify the hypothesis.

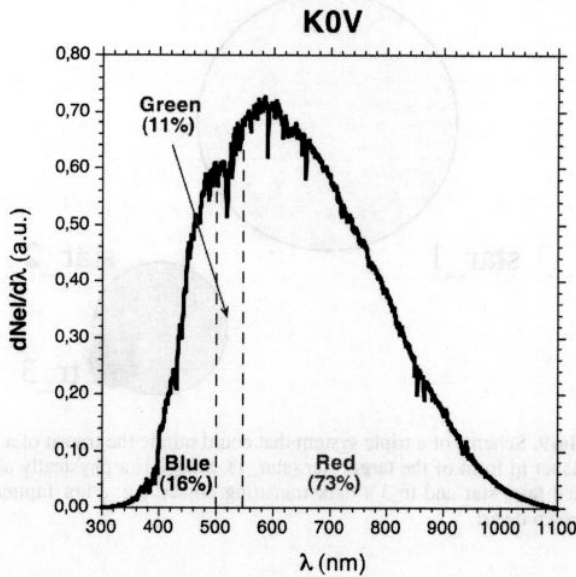
The details of the argumentation are explained in a dedicated paper (Bordé et al, in preparation). Only the principles and the results are reported here. The bi-prism of CoRoT produces a mini-spectrum for each star, split by a proper selection of pixels into 3 spectral bands whose fluxes are recorded independently (Rouan et al. 2000; Auvergne 2006). The boundaries within the photometric mask that define these colours are chosen so that the red, green, and blue parts correspond, as much as possible, to given fractions of the total, but they must also correspond to an integer number of columns on the CCD (dispersion is done in rows). In the case of the G9V target star (star<sub>1</sub>) that dominates the total flux, the actual fractions are 73.3%, 10.9%, and 15.8%, respectively, as indicated by the number of photoelectrons in the different channels (Fig. 10).

Assuming that the M5V star<sub>2</sub> is part of the triple system, it would be at an angular position so close to the target star that it would be indistinguishable with the CoRoT spatial resolution. The same boundaries on the CCD for defining the colours would then apply. This transiting star would lead to photoelectron contents in the 3 bands that are different from those of the target. They can be estimated from the spectrum of an M5V star (Fig. 11). The red fraction would increase to 94.9% and the green and blue decrease to 2.9% and 2.2%, respectively. These fractions correspond to the expected transit flux variations in that hypothesis,  $(\Delta F)_{\text{Red}}$ ,  $(\Delta F)_{\text{Green}}$ , and  $(\Delta F)_{\text{Blue}}$ .

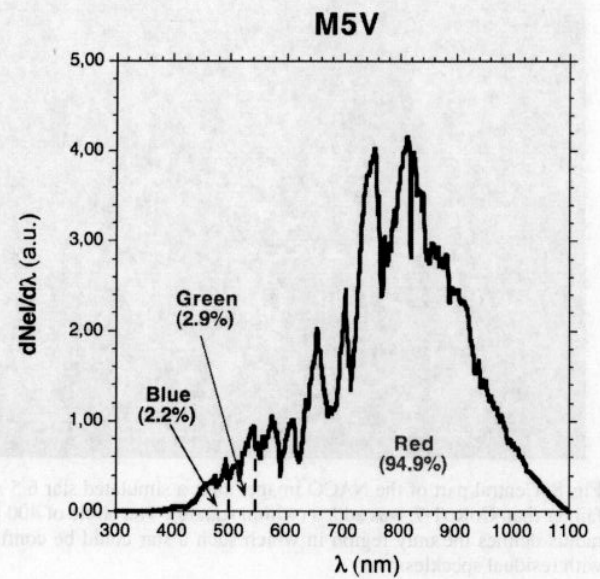
If the  $r, g, b$  quantities are defined as

$$r = \frac{(\Delta F/F)_{\text{Red}}}{(\Delta F/F)_{\text{White}}}, \quad g = \frac{(\Delta F/F)_{\text{Green}}}{(\Delta F/F)_{\text{White}}}, \quad \text{and} \quad b = \frac{(\Delta F/F)_{\text{Blue}}}{(\Delta F/F)_{\text{White}}},$$

their expected and observed values can be compared. To work with a sufficient  $S/N$ , we bin 150 colour transit curves into 15 bins of 10 LCs each, calculate the  $r, g$  and  $b$  values, make the corresponding histograms and estimate the observed mean



**Fig. 10.** Distribution of the flux of a K0V star (proxy for CoRoT-7, a G9V star) into the 3 channels, according to the measured relative intensities of the coloured fluxes in photo-electrons.



**Fig. 11.** Expected distribution into the 3 colours of the flux drop,  $\Delta F$ , if it was due to the eclipse of a M5V star. Frontiers between colours are the same as in Fig. 10, but the stellar spectrum is different. In that triple system, the flux drop would be significantly redder than observed.

values and standard deviations. The observed and expected values are

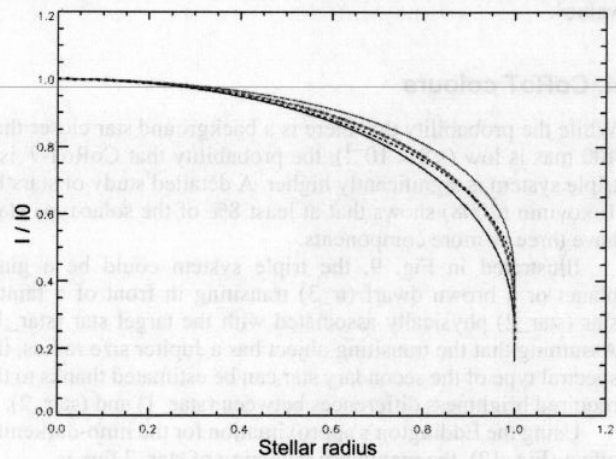
$$\begin{aligned} r_{\text{obs}} &= 0.88 \pm 0.18, r_{M5} = 1.29; \\ g_{\text{obs}} &= 1.24 \pm 0.30, g_{M5} = 0.27; \\ b_{\text{obs}} &= 1.42 \pm 0.41, b_{M5} = 0.14. \end{aligned}$$

We conclude that the observed colours are incompatible with those of a transit in front of an M5V star, whereas they are compatible with a transit in front of the target star ( $r_{G9} = g_{G9} = b_{G9} = 1$ )<sup>4</sup>. Another possibility could be that star\_2 is a white dwarf with, by chance, the very temperature of the target star. With a proper luminosity ratio, this could be indistinguishable from a small planet in front of the target star, just from the colour criterion. However, this situation would produce a transit duration, 1 mn, much shorter than what is observed, because a white dwarf has a similar size to a terrestrial planet, not that of a main sequence star. The white dwarf possibility is then discarded without ambiguity. *We conclude that the observed LC is not produced by a triple system where a Jupiter size object transits in front of a secondary star.*

## 5. Infrared spectroscopy

The reasoning of Sect. 4 can even tell more about the possible spectral types of star\_2. The observed colours of the transit permit to restrict these to earlier types than M0V because later stars would produce ratios  $g < 0.55$  and  $b < 0.45$  that are not compatible with the observations (mean values  $\pm 2\sigma$ ).

<sup>4</sup> If a circular orbit is assumed, the mere duration of the transit requires that the star undergoing the transit has a minimum size. The observed duration of the transit is a fraction  $f = 0.061$  of the period.  $f$  also satisfies  $f \leq (R_2 + R_3)/\pi a$ , the equality corresponding to an equatorial transit. For a Jupiter-size transiting object, or smaller, this translates into  $R_2 > 0.72 R_{\odot}$ , corresponding to a star\_2 earlier than K6V, if it is a main sequence star, a statement that is stronger than the one we derive but that needs the additional assumption of a circular orbit.



**Fig. 12.** Limb darkening effect versus fractional radius of the star: superimposition of the Eddington's classical law (black dash line) and of the predicted ones for a K0 star (best proxy in Claret's tables for a G9V star) in filter V (blue line), R (green line), I (red line) and their mean value (thick green, in fact almost coinciding with R). The data for the predicted laws are from Claret (2000), using  $T_{\text{eff}} = 5250$  K,  $\log g = 4.5$ ,  $M/H = 0.0$ .

We can now conclude that the remaining possible star\_2 that could still produce a false positive is rather bright. This could produce observable signatures in the target spectrum, particularly in the IR where the contrast between a G9V and M or K type star is lower, so we took these spectra of the CoRoT-7 star.

Thanks to ESO DDT time (DDT 282.C-5015), we obtained a high-resolution spectrum of CoRoT-7 using the infrared spectrograph CRIRES mounted on the VLT-UT1 (Antu). The AO-system was used along with a slit-width of 0.3 arcsec that resulted in spectral resolution of  $R = 60\,000$ . The wavelength

coverage was 2256 to 2303 nm, a region that included the CO overtone lines, which have an equivalent width about a factor of three larger in an M5V star than in a G9V star. The total integration time of 1800 s resulted in an  $S/N = 100$  per resolution element. Standard IRAF routines were used for flat-fielding, sky subtraction, and wavelength calibration. A spectrum of HD48497 taken with the same setup during the same night and at similar air mass was used to remove the telluric absorption lines.

Figure 13 (top) shows the cross-correlation function of the CoRoT-7 spectrum with the theoretical spectrum of an M5V star. Since we could not find an M5V template in the ESO archives, we simply calculated the theoretical spectrum by using the spectrum of an M2V star and increased the strength of the CO lines to the strength of an M5V star. If there is an early M star associated to CoRoT-7, we would expect a secondary maximum exhibiting a difference in  $RV$  with respect to CoRoT-7. This difference would be less than about  $100 \text{ km s}^{-1}$ , since a system with a shorter orbital period would not be stable. Figure 13 (bottom) shows the cross-correlation function when a putative M5V star at the same distance as CoRoT-7 and with an  $RV$  difference of  $50 \text{ km s}^{-1}$  added. With this analysis, we conclude that, if the separation in  $RV$  of the two stars is greater than  $8 \text{ km s}^{-1}$ , the primary and secondary peaks would be well separated. If the separation was between 3 and  $8 \text{ km s}^{-1}$ , we would still detect an asymmetry of the cross-correlation function.

An independent analysis of the CRIRES spectrum using TODCOR (Zucker & Mazeh 1994) was able to exclude the presence of an M star with a brightness as low as 7% of CoRoT-7, thus more than a factor of two lower than needed to rule out the presence of a bounded M-star. Such a secondary M star is clearly detected by TODCOR analysis when its spectrum is inserted with a proper weight to a sunspot template, a proxy for an M-star.

Therefore, the CRIRES spectra can rule out the presence of a secondary star earlier than M5V within 0.3 arcsec (CRIRES slit width) from CoRoT-7 except if, by chance, observations were performed when star\_1 and star\_2 had the same  $RV$  within  $3 \text{ km s}^{-1}$ . Assuming that CoRoT-7 is a binary consisting of a G-star orbited by an M-star that has an eclipsing planet, then the probability that we observe the system at the very moment of the conjunction so that the separation is less than  $3 \text{ km s}^{-1}$  is below  $10^{-6}$ .

Eventually, CoRoT colours allow us to exclude a secondary companion fainter (redder) than M0V, and CRIRES spectrum a companion brighter than M5V, but for a very special case whose probability is less than  $10^{-6}$ . As the exclusion intervals overlap, we can conclude that the observed events are not due to an associated star (star\_2) subjected to a transit. The triple system hypothesis is essentially rejected.

## 6. Lack of X-ray emission

The case of a triple system made of the main target and two grazing eclipsing binaries is already practically excluded by Sects. 4 and 5 and the  $U$  shape of the transit. An additional hint is provided by the lack of X-ray emission. If CoRoT-7 were a triple system consisting of a G9V star and an eclipsing binary of late spectral type with an orbital period of  $\approx 0.9$  day, the binary would likely be detectable in the X-ray spectral domain. As a prototype object of this kind, we consider the eclipsing binary YY Gem consisting of two M1Ve stars with an orbital period of 0.85 days (Haisch et al. 1990; Stelzer et al. 2002). The brightness of YY Gem in the X-ray regime is  $2\text{--}8 \times 10^{29} \text{ erg/s}$ , and its distance is

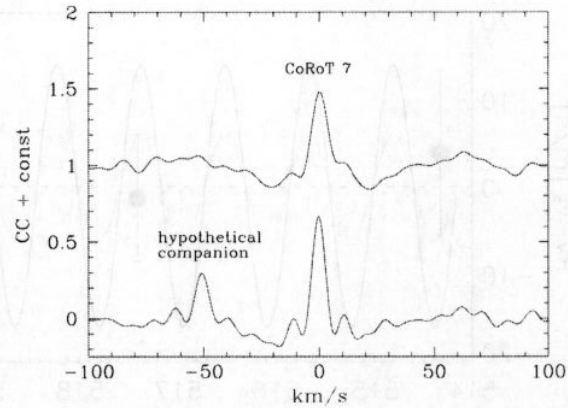


Fig. 13. *Top*: cross correlation function between the CRIRES spectrum of CoRoT-7 and a synthetic spectrum of an M5V star. *Bottom*: same as above, but an M5V star spectrum with a shift in  $RV$  of  $-50 \text{ km s}^{-1}$  was added to the CoRoT-7 spectrum. We conclude that there is no such companion.

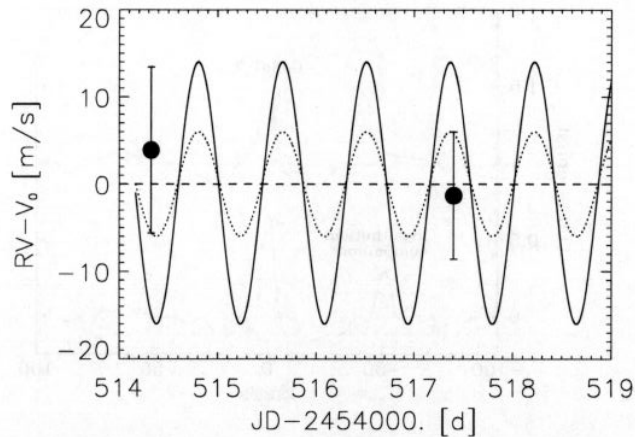
Table 3. SOPHIE  $RV$  observations of CoRoT-7.

Julian date day	Orb. Phase	$RV$ $\text{km s}^{-1}$	$1\sigma$ error $\text{km s}^{-1}$
2454514.32514	0.19	31.1444	0.0095
2454517.40230	0.79	31.1392	0.0073

$15.8 \pm 0.30 \text{ pc}$  (Stelzer et al. 2002). Strassmeier et al. (1993) in their catalogue of chromospherically active binaries list at least 7 late-type stars (late G- to early M-type) with rotational (binary) periods of less than 1 day. All of these have X-ray luminosities in the range  $0.3\text{--}0.9 \times 10^{30} \text{ erg/s}$ . Using the data obtained in the ROSAT all sky survey (Voges et al. 1999) in the 0.1 to 2 keV band, we searched for possible X-ray emission from hypothetical companions of CoRoT-7. With the lowest X-ray luminosity of such short-period binaries, we would have detected these companions of CoRoT-7 at  $4\sigma$  level, if present. Using  $d(\text{CoRoT-7}) = 150 \text{ pc}$ , we can state that  $L_X(\text{CoRoT-7}) < 5 \times 10^{28} \text{ erg/s}$ , that is the level of the sky background above which one cannot find any evidence of a source at the location of the target.

## 7. Radial velocity campaign

We have obtained two measurements of CoRoT-7 with the spectrograph SOPHIE (Bouchy & The Sophie Team 2006) at the 1.93 m telescope in Observatoire de Haute Provence (France). The  $RV$  observations were conducted on 17 and 20 February 2008, just a few weeks after the early discovery of the transiting candidate and during the CoRoT observing run.  $RV$  follow-up observations were assigned high priority because of the shallowness of the transit. The SOPHIE  $RV$  measurements are given in Table 3 and shown in Fig. 14. The two measurements were obtained on CoRoT dates 514.3 and 517.4 JD-2 454 000 (see Fig. 1), i.e., at a time when the photometric activity from the star is relatively low; consequently, they are not strongly affected by this variability. Quantitatively, the photometric difference measured by CoRoT between the two SOPHIE observations is 0.2%, which is 10 times smaller than the largest variation in the total CoRoT light curve, and twice smaller than the mean standard deviation. The difference in  $RV$  between the two measurements is only  $5 \pm 10 \text{ m/s}$ , although they were obtained at almost extreme



**Fig. 14.** SOPHIE RV measurements of CoRoT-7 obtained in February 2008, versus time. The two data points are shown with  $1\sigma$  error bars. Superimposed are Keplerian orbital curves of a 0.854 day period planet at the CoRoT ephemeris, which are excluded by the data at  $1\sigma$  (dotted line) and  $2\sigma$  (plain line). They correspond to semi-amplitudes of 6 and 15 m/s, or planetary masses of 8.5 and  $21 M_{\text{Earth}}$ . The systemic velocity  $V_0$  is left as a free parameter in this simple fit. We conclude that the planet, if present, has a mass  $M_{\text{pl}} < 21 M_{\text{Earth}}$  at a 95% confidence level.

phases (0.19 and 0.79, when the transit occurs at phase = 0). When fitting the systemic velocity and radial-velocity semi-amplitude of a circular orbit at the CoRoT ephemeris, we can exclude a planetary mass higher than  $21 M_{\text{Earth}}$  at  $2\sigma$ .

Due to the lack of detected RV signal at the level of 10 m/s ( $1\sigma$ ), it was decided to observe CoRoT-7 with HARPS, which has a higher velocity accuracy, at the next observing season starting October 2008. More than 100 measurements were taken and the results will be described in another paper (Queloz et al., in preparation).

The following conclusions can be drawn from the RV SOPHIE measurements<sup>5</sup>:

- (i) there is no Jupiter mass planet or, a fortiori, a stellar companion, bound to CoRoT-7. A Jupiter mass object with a 0.854 day period would produce a 230 m/s RV signal and a white dwarf companion an amplitude over  $100 \text{ km s}^{-1}$ . None of these are observed;
- (ii) the data are compatible with a planet with a 0.854 day period and a mass of less than  $21 M_{\text{Earth}}$ , provided that no other change in the RV of the star occurs between these two observations (due to other companions or stellar activity). A formal detection and an accurate estimate of the mass is discussed in Queloz et al. (in preparation).

As a result of Sects. 3 to 7, where we excluded almost all the cases of false positives, we conclude that a small planet orbits

<sup>5</sup> It is interesting to note that we do not need this RV information formally. The case of a grazing large object, e.g. a Jupiter or a late star, can be eliminated because the corresponding transit duration would be significantly shorter than observed. In the  $\chi^2$  map resulting from the transit fit using the orbit inclination and planetary radius as free parameters, we find a minimum at the values given in Sect. 9 but no secondary minima that would correspond to larger inclinations and radii. For instance, a grazing Jupiter would give a 22 min long transit – assuming the limb darkening of Fig. 12 – which is excluded by the CoRoT observations.

the star CoRoT-7 with a 0.854 day period, with a risk of false positives conservatively estimated to be  $< 8 \times 10^{-4}$ .

## 8. Stellar parameters

The central star was first spectroscopically observed in January 2008 with the AAOmega multi-object facility at the Anglo-Australian Observatory. By comparing the low-resolution ( $R \approx 1300$ ) AAOmega spectrum of the target with a grid of stellar templates, as described in Frasca et al. (2003) and Gandolfi et al. (2008), we derived the spectral type and luminosity class of the star (G9 V). These observations allowed us to assess the dwarf nature of the target, rule out the false positive scenario of a low-mass star orbiting a giant star, and trigger further and systematic high-resolution spectroscopic follow-up of the system.

A preliminary photospheric analysis of the central star was carried out using a UVES spectra registered on October 2008 (Programme 081.C-0413(C)). The resolving power of this observation is  $\approx 75\,000$  and the  $S/N$  is about 100 per resolution element at  $5500 \text{ \AA}$ . Later, we also took advantage of a series of 80 HARPS spectra acquired during the RV monitoring of the target. Even though the detailed analysis of those more recent spectra is still in progress, the first results we achieved are in good agreement with those derived from the UVES spectrum analyses and are also presented in this paper.

### Abundances

Using the VWA method (see Bruntt et al. 2008, and references therein) a preliminary abundance analysis was carried out from non-blended lines. The derived abundances calculated relative to the solar ones are given in Table 4. They indicate  $[M/H] = +0.03 \pm 0.06$ , i.e. solar-like. This spectral analysis also shows that CoRoT-7 is a slowly rotating main-sequence star late G main-sequence star with nearly solar-like abundances.

### Mass, radius, and effective temperature

To determine the atmospheric parameters of the star, we used the same approaches as for the other CoRoT host stars (see, e.g. Deleuil et al. 2008), with different groups carrying independent analyses using different methods. The mass and radius of the star were determined from the photospheric parameters derived from our spectroscopic analysis combined with evolutionary tracks in the H-R diagram.

Recent studies have clearly demonstrated that the luminosity in transiting systems can be very well constrained by the LC fitting (Pont et al. 2007; Sozzetti et al. 2007). However, for CoRoT-7 the shallow transit and the stellar activity result in a large uncertainty on the stellar density and further on the planet radius, so we have abandoned it.

On the other hand, the Na I D and Mg I line wings in the spectra yield good constraints on the measured  $\log g$  value,  $\pm 0.10$ , an accuracy already obtained by other authors, e.g. Sozzetti et al. (2007), so we used our spectroscopic estimate of the surface gravity ( $\log g = 4.50$ ) as a proxy for the luminosity.

The grid of the STAREVOL stellar evolution models (Siess 2006) was interpolated within the locus defined by the three basic parameters ( $T_{\text{eff}}$ ,  $M_*$ ,  $R_*$ ) and their associated errors. The resulting stellar parameters are reported in Table 5.

We also use the available visible and near infrared photometric data to estimate the effective temperature independently. The map of neutral hydrogen column density  $N_{\text{H}}$  in the galactic plane of Paresce (1984) indicates a maximum value of  $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  for the line of sight of CoRoT-7 within

**Table 4.** Abundances of 21 elements in Corot-Exo7, from VWA. Last column indicates the number of lines.

C I	+0.11 ± 0.36	3
Na I	+0.02 ± 0.08	4
Mg I	+0.07	1
Al I	+0.12	2
Si I	+0.05 ± 0.04	21
Ca I	+0.09 ± 0.05	7
Sc I	-0.00	2
Sc II	+0.03 ± 0.05	5
Ti I	+0.06 ± 0.04	36
Ti II	+0.00 ± 0.05	11
V I	+0.17 ± 0.05	16
Cr I	+0.04 ± 0.04	23
Cr II	-0.01 ± 0.04	3
Mn I	-0.03 ± 0.05	10
Fe I	+0.05 ± 0.04	250
Fe II	+0.04 ± 0.05	18
Co I	+0.04 ± 0.05	15
Ni I	+0.04 ± 0.04	62
Cu I	-0.02	1
Zn I	+0.01	1
Sr I	+0.14	1
Y II	+0.09 ± 0.07	3
Zr I	+0.01	1
Ce II	+0.22	1
Nd II	+0.04 ± 0.07	2

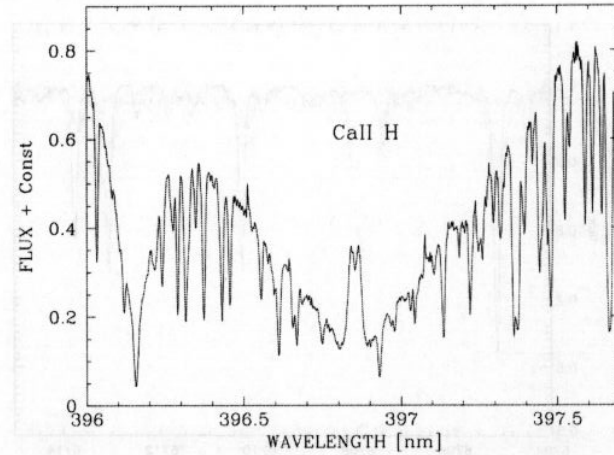
**Table 5.** CoRoT-7 parameters derived from RV and spectroscopic analyses.

$v_{\text{rad}}$ (km s <sup>-1</sup> )	+31.174	±0.0086
$v_{\text{rot}} \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	<3.5	
$T_{\text{eff}}$	5275 K	±75
log $g$	4.50	±0.10
[M/H]	+0.03	±0.06
Spectral type	G9 V	
$M_*$	0.93	±0.03
$R_*$	0.87	±0.04
$M_V$	5.78	±0.10
Age	1.2–2.3 Gyr	
Distance	150 pc	±20

200 pc, which corresponds to  $E(B-V) \approx 0.01 - 0.02$  mag. The presence of a small amount of extinction in this direction is also confirmed by the maps of Lallement et al. (2003). Using Exodat (Deleuil et al. 2009) and 2MASS photometry, the Masana et al. (2006) calibration yields  $T_{\text{eff}} = 5300 \pm 70$  K. This effective temperature from broad-band colours therefore agrees with the spectroscopic determination reported in Table 5.

#### Distance

For the distance estimate we have first converted the 2MASS magnitudes into the SAAO system with the relations of Carpenter (2001). The calculated colours  $J - H$  and  $H - K$  are  $0.474 \pm 0.030$  and  $0.046 \pm 0.029$ , respectively. These colours are compatible with main sequence stars of spectral types between G8 and K2. Given the constraint on the spectroscopic measurement of  $T_{\text{eff}}$  our best estimate of the spectral type is G9. Assuming for this spectral type an absolute magnitude of  $M_V = 5.8 \pm 0.1$  (Straizys & Kuriliene 1981) and extinction as already reported, we obtain an estimation of the distance  $d = 150 \pm 20$  pc.

**Fig. 15.** Ca II H line emission as observed in the co-added HARPS spectra of CoRoT-7.

#### Projected rotational velocity

The projected rotational velocity is determined by fitting several isolated lines in the HARPS spectrum with synthetic profiles. The synthetic spectra are convolved by the instrumental profile approximated by a Gaussian function ( $R = 115\,000$ ), and a broadening profile comprised of macroturbulence and rotation. Since macroturbulence and rotation are strongly coupled, the value of  $v \sin i$  is somewhat uncertain. We therefore explored a grid of values for macroturbulence. The possible range for the macroturbulence is  $0-3$  km s<sup>-1</sup> since higher values provide poor fits for all lines. For this range of increasing macroturbulence, the best fit of  $v \sin i$  values decreases from 3.5 to 0 km s<sup>-1</sup>. Our estimate is then  $v \sin i < 3.5$  km s<sup>-1</sup>.

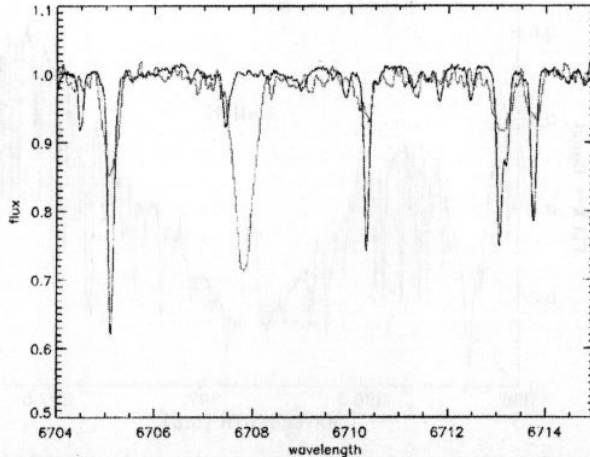
#### Age

The age estimate derived from the H-R diagram is poorly constrained. To overcome this limitation, we use different age indicators: Li I abundance, the Ca II H and K chromospheric emissions (Noyes et al. 1984), and gyrochronology (Barnes 2007).

In the CoRoT-7 spectra, no Li I line is detected (Fig. 16), even in the co-added 53 HARPS exposures. This non-detection points to an older age than the 0.6 Gyr of the Hyades (Sestito & Randich 2005).

The activity of CoRoT-7 is apparent not only in the CoRoT light curve (Fig. 1), but also in the broad photospheric Ca II H & K absorption lines (Fig. 15), which vary with time. For each HARPS spectrum, following the prescription of Santos et al. (2000), we calculated the usual chromospheric flux index, log  $R_{\text{HK}}$ , which measures the Ca II H & K fluxes, converted to the Mount Wilson system, and corrected for the photospheric flux. Over the one-year period of our series of HARPS spectra, we estimated the mean stellar activity level to be  $\log R_{\text{HK}} = -4.601 \pm 0.05$ , with an uncertainty estimated from the range of observed values. Using the relations in Wright et al. (2004), we derive a chromospheric age estimate of  $1.4 \pm 0.40$  Gyr and a rotational period of  $23 \pm 3$  days. We compared this chromospheric age estimate with the new activity-age relation given by Mamajek & Hillenbrand (2008) that yields an age of  $2.0 \pm 0.3$  Gyr. Both values are consistent within the error bars.

A fourth age estimate could be done from the stellar rotation rate. The rotation-age relation is often presented as of limited interest; however, Barnes (2007) recently revised the method and proposes a procedure, called gyrochronology, which provides



**Fig. 16.** Comparison of CoRoT-7 (black line, co-added HARPS spectra) and CoRoT-2b spectra (red line, UVES spectrum) in a spectral window centered on the Li I  $\lambda 6707.8$  doublet. While the CoRoT-2b spectra displays a strong Li I feature, only the nearby Fe I line at  $6707.44 \text{ \AA}$  is visible in the co-added HARPS spectra of our target.

the age of a star as a function of its rotation period and colour. Using his formalism, we infer an age of  $1.7 \pm 0.3$  Gyr using the rotational period of 23 days derived from the LC. These different diagnostics all agree. We thus adopt an age between 1.2 and 2.3 Gyr. The measured chromospheric activity, higher than the solar value, also points to the idea that CoRoT-7 is not an old, quiet star.

## 9. Planetary parameters

We derive the planetary parameters using the stellar parameters of the previous section and the information derived from the CoRoT LC.

### Semi-major axis

Applying Newton's law and using estimates of  $M_*$  and  $R_*$  from Sect. 8, we find

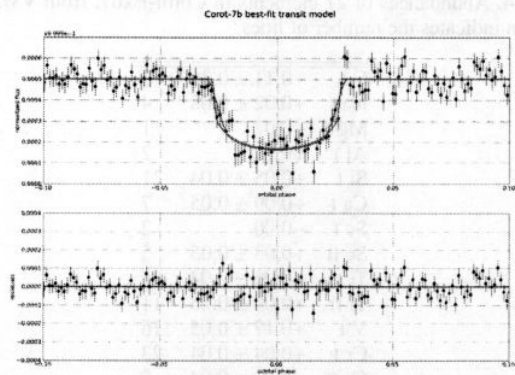
$$a = [M_*(M_\odot)P(\text{yr})^2]^{1/3} = 0.0172 \pm 0.0002 \text{ AU}, \quad a/R_* = 4.27 \pm 0.20.$$

The uncertainties are mainly caused by the stellar mass and radius uncertainties, because the period is known to a high degree of accuracy.

### Radius of the planet and inclination of the orbit.

Following the technique used for the other CoRoT discovered planets (Barge et al. 2008), all the observed transits are combined after a low-order polynomial (order 2 in this case) is fitted in the parts surrounding each transit and subtracted. The period is fine-tuned by choosing the one that provides the shortest duration of the phase-folded transit. The individual measurements are combined in bins of 0.0012 in phase, corresponding to about 1.5 min, and the error assigned to each binned point is estimated as the standard deviation of the points inside each bin, divided by the square root of the number of points.

We first used the formalism of Giménez (2006), combined with the AMOEBA minimization algorithm (Press et al. 1992) in order to obtain a first evaluation of the transit parameters. Because of the moderate  $S/N$  of the curve, we did not try to fit for the quadratic limb-darkening coefficients, but instead we



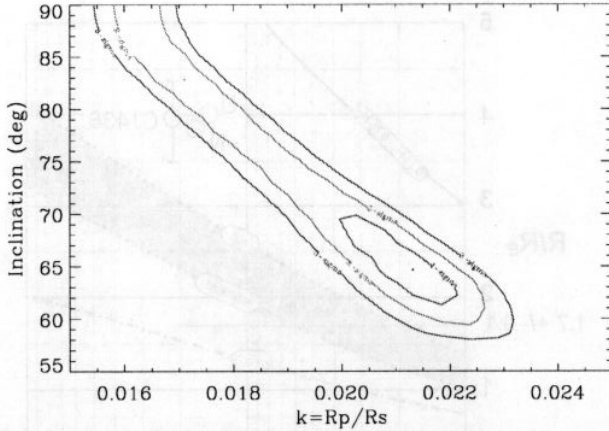
**Fig. 17.** Phase-folded LC of CoRoT-7b using the ephemeris given in Table 2, and combined in bins of  $\sim 1.5$  min. A fixed period (Table 6) has been used. The green line is the 4-parameter best-fit model, using Giménez (2006), but it leads to a stellar density in conflict with the one determined by spectroscopy. The red line corresponds to the finally adopted solution, leaving only inclination and planet radius as free parameters; the *bottom panel* shows the residuals of the fit. See the text for details.

fixed them to values corresponding to a G9V star (from Claret 2000, with  $u_+ = u_a + u_b = 0.6$ ,  $u_- = u_a - u_b = 0.2$ ). The four fitted variables were the centre of the transit, the ratio  $k = R_{\text{pl}} / R_*$ , the orbital inclination  $i$ , and the phase of transit ingress  $\theta_1$ , which can be translated into the scale of the system  $a/R_*$  using Eq. (12) of Giménez (2006). Figure 17 shows a fit of the transit as the thin green line. Under the assumption of a circular orbit, the scale of the system,  $a/R_* = 1.9 \pm 0.1$ , can be translated into a density of  $0.17 \text{ g cm}^{-3}$  for the host star, a value much lower than expected for a G9V star ( $2.0 \text{ g cm}^{-3}$ ). This apparent discrepancy probably arises from the transit ingress and egress appearing less steep than expected for a main sequence star. To investigate the origin of this problem, we divided the LC in 32 groups, and individually fitted each group of transits (containing between 4 and 5 transits each). The fitted inclinations in groups of transits is systematically larger than the inclination obtained from the global phase-folded LC. The mean  $a/R_* = 4.0$  is significantly different and the resulting density ( $1.6 \text{ g cm}^{-3}$ ) agrees better with that of a G9V star.

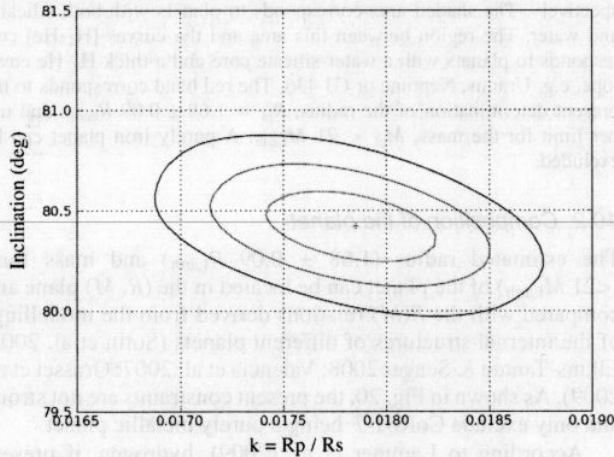
Consequently, we assume that the global transit gives slightly degraded information on the actual ingress and egress of the transit. This may result in large errors on the inferred stellar parameters, including the density, if we rely on the analysis with four free parameters. We consider two possible causes for this degradation.

The first one is transit timing variations (TTVs) – temporal shifts to the centre of each transit caused by the presence of additional bodies in the system (Agol et al. 2005; Holman & Murray 2005). In fact, when each group of transit is shifted accordingly to the best-fitted center, and the combined transit is built, we obtain a shape with a steeper ingress/egress, thus alleviating the discrepancy. However, the time scales of the putative TTVs and their amplitudes are not easily understood in terms of gravitational interactions with other bodies, due to the short distance between CoRoT-7b and its host star. We thus favour a second explanation in terms of the stellar activity. Several works (Pont et al. 2008; Alonso et al. 2009) have shown that the occultations of active regions and/or spots can induce apparent shifts of the transit centers that might erroneously be attributed to additional bodies in planetary systems. Because the host star CoRoT-7 is





**Fig. 18.** Contour of the  $\chi^2$  of residuals in the space [relative planet radius, inclination], when a classical fit with 4 free parameters is used. Contours at 68%, 95%, and 99.7% confidence level for parameter estimates are plotted (red, green, and purple contours). One notes the high degeneracy of the secure solutions (green and purple contours).



**Fig. 19.** Contour of the  $\chi^2$  of residuals in the two-parameter space [relative planet radius, inclination], fixing the stellar mass and radius at the spectroscopically determined values. Contours at 68%, 95% and 99.7% confidence level are plotted. There is no more degeneracy, so mean values and uncertainties of the fit can be derived. The uncertainties on the stellar parameters are not taken into account here.

clearly an active star, and because of the comparable sizes of the transiting object and the stellar spots, we suspect that this effect is important. Unfortunately, to verify this hypothesis, we would need photometry of individual transits with the same order of precision as the combined transit (54 ppm per 1.5 min data point), which will be difficult to achieve in the next few years.

These limitations mean that we are not able to obtain altogether precise stellar parameters and planetary parameters from the LC alone, as is the case for giant planets with a high  $S/N$  transit. The solution is too degenerate as illustrated by Fig. 18 where the contour map of  $\chi^2$  is plotted in the  $[R_{pl}, \text{inclination}]$  frame: clearly the range of possible solutions within the  $2\sigma$  contour is too broad to be useful; e.g. the resulting ranges for the planet radius and orbital inclination are  $R_{pl} \in [1.4\text{--}2.3 R_{\text{Earth}}]$  and  $i \in [60\text{--}90^\circ]$ , taking the uncertainty on  $R_*$  into account and with a 5% risk of error.

**Table 6.** Planetary parameters.

Parameter	Value	Uncertainty
Period (day)	0.853585	$\pm 2.4 \cdot 10^{-5}$
$a$ (AU)	0.0172	$\pm 2.9 \times 10^{-4}$
$a/R_*$	4.27	$\pm 0.20$
$T_{14}$ (h)	1.125	$\pm 0.05$
impact parameter $z$	0.61	$\pm 0.06$
$k = R_{pl} / R_*$	0.0187	$\pm 3 \times 10^{-4}$
$R_{pl} / R_{\text{Earth}}$	1.68	$\pm 0.09$
$M_{pl} / M_{\text{Earth}}$	<21	
$i$ (deg)	80.1	$\pm 0.3$

Instead, we rely on the spectroscopic analysis described in Sect. 7 and make the assumptions of a circular orbit and of a limb-darkening law following Claret (2000) quadratic approximation. By forcing the stellar radius to be  $R_* = 0.87 \pm 0.04$  and considering the phase-folded light curve of Fig. 2 (i.e. without any correction for putative TTVs), we looked for the best fit when leaving two free parameters: the radius of the planet and the inclination of the orbit. To assess the significance of the best fit and estimate uncertainties, we divided the light curve into five phase-folded subsets and computed the fitting parameters in each case. The mean and standard deviation were then computed for each of the derived parameters: planetary radius, transit duration, and inclination.

We obtain  $R_{pl} = 1.68 \pm 0.09 R_{\text{Earth}}$ ,  $T_{14} = 1.125 \pm 0.05$  h, and  $i = 80.1 \pm 0.3^\circ$ . The error bars are fully dominated by the uncertainties on the stellar parameters. The resulting transit curve (Fig. 17) can be compared to the observations. We must grant that the agreement is not fully satisfying, especially in the ingress, but we also note equivalent residual structures at phase values out of the transit that may indicate the effect of stellar activity, as previously stated.

From the previous analysis, the mean half-length of the transit projected on the stellar disk, in stellar radius unit, is  $h = (\pi a \tau / P) / R_* = 0.71 \pm 0.06$ , and the impact parameter is  $0.70 \pm 0.06$ . The final set of adopted planet parameters is summarised in Table 6.

## 10. Discussion

### 10.1. Tidal and centrifugal force effects

The star and the planet are exchanging strong tidal forces. Tidal forces influence the motion and the evolution the Corot-7 system. One consequence is the planetary spin-orbit coupling. According to Murray & Dermott (1999), the star raises tides on the planet that lead to the synchronization of the planetary rotation with its revolution, in a characteristic time  $\tau_{\text{synch}}$

$$\tau_{\text{synch}} = \frac{|(n - \Omega_p)|}{\frac{3}{2} \frac{M_*}{M_{pl}} \left(\frac{R_{pl}}{a}\right)^3 \left(\frac{GM_*}{a^3}\right)} \frac{Q_p}{k_{2p}}, \quad (1)$$

where  $n$  is the mean motion of the revolution rate of the planet,  $\Omega_p$  the primordial rotation rate of the planet,  $I$  the normalized moment of inertia of the planet,  $Q_p$  the planetary dissipation constant, and  $k_{2p}$  the Love number of second order. Several of the stellar and planetary parameters have been determined in this work. Some planetary characteristics are unknown or poorly known, but can be estimated within reasonable ranges. The normalized moment of inertia  $I$  describes how the mass of a body is

distributed in its interior. If the body is differentiated (a safe assumption for a body larger than 1000 km in size), the heavier materials are concentrated in the core and  $I < 0.4$ . The planets and even the large moons of the Solar System have  $0.2 < I < 0.35$ . The solar terrestrial planets show values of the Love number  $Q_p/k_{2p}$  between 30 and 1000 (Yoder 1995). The primordial planetary rotation rate  $\Omega_p$  is not known, of course, but using values for a fast rotator (10 h) and a slow rotator (10 days) and using the estimated parameters in the ranges above yields a time constant  $\tau_{\text{synch}}$  in the range one year to decades.

As a consequence, regardless of the poorly known planetary parameters, the synchronization of the planetary rotation with its revolution is a fast and efficient process that has already been completed, given that the age of system age (1–2 Gyr) is much longer than  $\tau_{\text{synch}}$ . Although the planet has a telluric nature and the planetary to stellar mass ratio is small, the decisive factor for the efficiency of tidal dissipation is the short distance to the star.

The stability of the planetary orbit under the influence of tidal forces depends crucially on the ratio of the stellar dissipation rate and the stellar Love number  $Q^*/k_2^*$  (Carone & Pätzold 2007). The time scale for the decay of the planetary orbit from the currently observed distance toward the Roche zone of the star is (Pätzold & Rauer 2002; Pätzold et al. 2004)

$$\tau = \frac{\frac{2}{13}[a^{12/3} - a_{\text{Roche}}^{12/3}]Q_*}{3(M_{\text{pl}}/M_*)R_*^2(GM_*)^{1/2}k_{2*}}, \quad (2)$$

with  $a_{\text{Roche}} = 2.46 R_*$  as the Roche radius of the star (Chandrasekhar 1969). The dissipation constant and the Love number of a star are poorly known. Values for  $Q_*/k_{2*}$  vary in wide ranges in the literature. Values from  $10^5$  to  $10^{5.5}$  (Lin et al. 1996; Jackson et al. 2008) would yield unrealistic small time scales of 70 Myr for the decay because it would be highly improbable to observe this planet today. For  $Q_*/k_{2*} = 10^6$  to  $10^{6.5}$ , the orbit would decay within 2 Gyr. The orbit may be considered stable with respect to tidal forces for  $Q_*/k_{2*} > 10^7$ . The latter limit has also been derived by Carone & Pätzold (2007) for the case of OGLE-TR-56b and seems to fit observations better. These values were computed with the upper planetary mass limit of 21 Earth masses.

The shape of the planet is a triaxial Roche ellipsoid (Chandrasekhar 1969), distorted by the tidal and rotational potentials. The longest of the ellipsoid axes is directed towards the star while the shortest is directed along the rotation axis of the planet. In the case of an homogeneous distribution of mass, the equator prolateness (tidal bulge) of the Roche ellipsoid is given by  $(15/4)(M_*/M_{\text{pl}})(R_{\text{pl}}/a)^3$ , and the polar flattening, referred to the mean equatorial radius, by  $(25/8)(M_*/M_{\text{pl}})(R_{\text{pl}}/a)^3$ . Using the values given in Table 6 and  $M_{\text{pl}} < 21 M_{\text{Earth}}$ , we obtain an equator prolateness  $< 0.016$  and a polar flattening  $< 0.013$ . If the non-uniform distribution of masses in the interior of the planet is taken into account, the results are smaller. If we use the reduction factor that corresponds to the Earth ( $\approx 0.78$ ), the expected values are 0.0125 ( $\approx 1/80$ ) for the polar flattening and 0.010 ( $\approx 1/100$ ) for the tidal bulge. This means that the largest equator radius of the planet (high tide) is  $< 140$  km larger than the shortest equator radius (low tide) and that the polar radius is  $< 120$  km smaller than the mean equatorial radius.

In any case, the corresponding stretching of the planet is small enough to be neglected in the estimate of its volume because the corresponding uncertainty is less than on the radius determination from the transit and spectroscopy ( $\pm 570$  km).

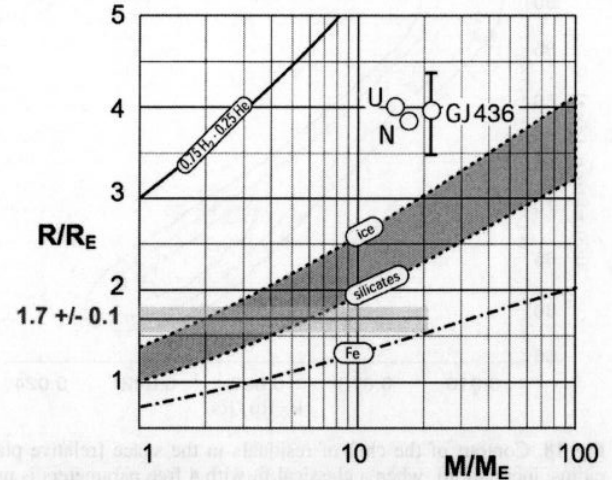


Fig. 20. Planetary radius as a function of mass for different compositions of planets (Grasset et al. 2009). The curves [Fe], [silicates], [ices], [H<sub>2</sub>-He] correspond to planets made of pure Fe, silicates, and metallic core (analogous to the Earth), pure water ice and pure H<sub>2</sub>-He gas, respectively. The shaded area corresponds to planets with both silicates and water. The region between this area and the curves [H<sub>2</sub>-He] corresponds to planets with a water-silicate core and a thick H<sub>2</sub>-He envelope, e.g. Uranus, Neptune or GJ 436. The red band corresponds to the present determination of the radius,  $R_{\text{pl}} = 1.68 \pm 0.09 R_{\text{Earth}}$ , and upper limit for the mass,  $M_{\text{pl}} < 21 M_{\text{Earth}}$ . A purely iron planet can be excluded.

## 10.2. Composition of the planet

The estimated radius ( $1.68 \pm 0.09 R_{\text{Earth}}$ ) and mass limit ( $< 21 M_{\text{Earth}}$ ) of the planet can be located in the  $(R, M)$  plane and compared with the  $R(M)$  relations derived from the modellings of the internal structures of different planets (Sotin et al. 2007; Elkins-Tanton & Seager 2008; Valencia et al. 2007; Grasset et al. 2009). As shown in Fig. 20, the present constraints are not strong and only exclude CoRoT-7 being a purely metallic planet.

According to Lammer et al. (2009), hydrogen, if present when the planet was formed, would be driven away by thermal and non-thermal processes (Jeans escape from the exosphere plus sputtering and ion exchange with the stellar wind) in a time much shorter than the system age ( $> 1$  Gyr). In the absence of hydrogen, the main components of the planet can be water, silicates, and metals. If the planetary mass can be determined more precisely, a better determination of the composition is possible. The ambiguity between a rocky planet and one containing a significant amount of light elements could be overcome.

If the preliminary result,  $5 M_{\text{Earth}} < M_{\text{pl}} < 11 M_{\text{Earth}}$  that we have obtained at the time of submitting the present paper and announced at the CoRoT Symposium 2–5 February 2009 in Paris, is confirmed, it would point to, or at least be compatible with, a rocky planet (Fig. 20).

## 10.3. Temperature at the planetary surface

The planet is very close to a G9V star ( $a = 0.0172 \text{ AU} \pm 0.0003 = 4.27 \pm 0.20 R_*$ ), and its spin and orbital rotations are most likely phase-locked. The stellar disk is seen from the peristellar point is enormous,  $28^\circ$  in diameter. A high temperature is then expected at the surface on the day side of the planet. However, an estimate of the temperature distribution depends upon different hypotheses, depending on whether or not an efficient mechanism for transferring the energy from the day side to the night side is present.

– If such a mechanism exists and the temperature is almost uniform as on Venus, it would be

$$(T_{\text{pl}})_1 = (1 - A)^{1/4} \mathcal{G} (R_*/2a)^{1/2} T_*,$$

where  $A$  is the planetary albedo and  $\mathcal{G}$  stands for the greenhouse effect. Assuming  $A = 0$  and  $\mathcal{G} = 1$  for a rocky planet without an atmosphere, the temperature reads  $(T_{\text{pl}})_1 = 1810 \pm 90$  K, the uncertainty on  $T$  reflecting those on  $T_*$  and  $a/R_*$ .

– If there is no such mechanism, the temperature is the result of the local balance between impinging and emitted powers. In the (crude) approximation where the incident light beam from the star is parallel, the temperature is

$$(T_{\text{pl}})_2 \approx (1 - A)^{1/4} \mathcal{G} (R_*/a)^{1/2} T_* (\cos \Phi)^{1/4}, \text{ for } \Phi \in [0^\circ, 90^\circ],$$

where  $\Phi$  is the angle between the normal at the surface and the planet-star axis ( $\Phi = 0$  at the substellar point, and  $\Phi = 90^\circ$  at the terminator). At the substellar point, for  $A = 0$  and  $\mathcal{G} = 1$ , the temperature reads  $(T_{\text{pl}}(\Phi = 0))_2 = 2560 \pm 125$  K.

In the latter hypothesis and in the absence of an atmosphere that produces a Greenhouse effect, the temperature of the night side, i.e.  $\Phi \in [90^\circ, 180^\circ]$ , can be surprisingly low because it mainly faces the cold outer space. This situation is similar to that of the north and south poles of the Moon ( $\approx 40$  K), and dark face of Mercury ( $\approx 90$  K) (Vasavada et al. 1999). If a geothermal flux of  $300 \text{ mW m}^{-2}$  is the main heating process, the temperature would be  $\approx 50$  K.

## 11. Conclusions

The CoRoT satellite has discovered transits around the star CoRoT-7 that are compatible with the presence of a small planet. Using ground-based follow-up observations and the satellite colour light-curves, we discarded almost all conceivable cases of false positives. In so far as we have been exhaustive in listing the cases of these possible false positives, we conclude that we have discovered the smallest exoplanet known to date, with a radius  $R_{\text{pl}} = 1.68 \pm 0.09 R_{\text{Earth}}$ . Taking into account the possibility of a chance alignment of a BEB at less than 400 mas from the target that is not excluded by our follow-up, the actual presence of this planet can be considered as established with a risk of a false positive conservatively estimated to  $8 \times 10^{-4}$ .

The amplitude of transits is  $\Delta F/F \approx 3.35 \times 10^{-4} \pm 0.12 \times 10^{-4}$  (trapezoidal approximation), as detected by the satellite. The star is characterized with high-resolution spectroscopy and is considered as an active star with spectral type G9V. At the date of this paper's submission (Feb. 2009), the information on the planetary mass resulting from  $RV$  measurements is only an upper limit,  $M_{\text{pl}} < 21 M_{\text{Earth}}$ . The planetary orbital period, 0.8536 days, is the shortest one ever detected (<http://exoplanet.eu>). The corresponding proximity of the planet to its star ( $a = 0.0172 \text{ AU} = 4.3 R_*$ ) implies a high temperature at its surface. At the substellar point, assuming a zero albedo and no Greenhouse effect, it is  $\approx 1800$  K to 2600 K, depending on whether there is an efficient redistribution of the energy on the planetary surface.

Taking the preceding reserves into account, it should be noted that it is possible to deduce the presence of a small orbiting planet with only a small risk of false detection ( $< 8 \times 10^{-4}$ ) without a formal  $RV$  detection. Even the information that there is neither a Jupiter mass planet nor a stellar companion around the main target star is provided by the duration of the transit, e.g. a grazing Jupiter would give a shorter transit than what is observed. To our present knowledge, a 1.68 Earth radius object can only be a telluric planet or a white dwarf. Because the latter case is easily discarded by the  $RV$  measurements since it would lead

to a very large signal, we conclude that there is a telluric planet. This situation will probably repeat in the future, e.g. when the results from the Kepler mission come, as the search for habitable terrestrial planets becomes a central scientific issue and the confirmation by  $RV$  very difficult. For  $RV$  measurements, CoRoT-7b is a favourable case because the expected signal is stronger than for similar planets in the HZ, and its short period allows the study of many orbits during a given duration of the observations, e.g. over 100 orbits during 4 months. It can be noted that, if this planet had one Earth mass and was in the HZ of its star (orbital period of  $\approx 220$  days), the amplitude of the  $RV$  reflex motion of the star would be  $\approx 130$  times smaller than what can be presently excluded ( $k < 15 \text{ m/s}$ ); the confirmation by  $RV$  would then have probably been impossible in the present state of the art.

If the presently ongoing efforts in  $RV$  measurements on CoRoT-7 are successful, they would be very valuable because they would allow: (i) an independent detection of the planet; (ii) a determination of its mass. The latter information would permit precise inferences on its composition, possibly including between a rocky and a water-rich planet.

*Acknowledgements.* The authors are grateful to all the people that have worked on and operated the CoRoT satellite, including C. Adam, H. Ballans, D. Barbet, M. Bernard, C. Collin, A. Docclo, O. Dupuis, H. Essasbou, F. Gillard, A.-C. Guriau, M. Jougnet, B. Leveigue, A. Oulali, J. Parisot, S. Pau, A. Piacentino, D. Polizzi, J.-M. Reess, J.-P. Rivet, A. Semery, D. Strul, B. Talureau. They are grateful to D. Despois, F. Selsis, B. Zuckerman for stimulating discussions. H.J.D. and J.M.A. acknowledge support by grants ESP2004-03855-C03-03 and ESP2007-65480-C02-02 of the Spanish Education and Science Ministry. R.A. acknowledges support by grant CNES-COROT-070879. The German CoRoT Team (TLS and Univ. Cologne) acknowledges DLR grants 500W0204, 500W0603, 50QP07011. The building of the input CoRoT/Exoplanet catalogue was made possible thanks to observations collected for years at the Isaac Newton Telescope (INT), operated on the island of La Palma by the Isaac Newton group in the Spanish Observatorio del Roque de Los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias. We thank R. Rebolo and the FastCam teams at IAC and UPCT for permission to use their camera during technical testing time. The authors are also grateful to an anonymous referee who helped in improving the manuscript significantly.

## References

- Agol, E., Steffen, J., Sari, R., et al. 2005, MNRAS, 359, 567  
 Aigrain, S., Collier Cameron, A., Ollivier, M., et al. 2008, A&A, 488, L43  
 Aigrain, S., Pont, F., Fressin, F., et al. 2009, A&A, 506, 425  
 Alonso, R., Aigrain, S., Pont, F., Mazeh, T., & The CoRoT Exoplanet Science Team 2009, in IAU Symp., 253, 91  
 Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A., et al. 2008, A&A, 482, L21  
 Auvergne, M. 2006, in ESA SP 1306, ed. M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, & L. Conroy, 283  
 Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., et al. 2006, in COSPAR, Plenary Meeting, 36, 36th COSPAR Scientific Assembly, 3749  
 Barge, P., Baglin, A., Auvergne, M., et al. 2008, A&A, 482, L17  
 Barnes, S. A. 2007, ApJ, 669, 1167  
 Bouchy, F., Mayor, M., Lovis, C., et al. 2009, A&A, 496, 527  
 Bouchy, F., & The Sophie Team. 2006, in Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319  
 Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2003, in SPIE Conf. Ser. 4841, ed. M. Iye, & A. F. M. Moorwood, 72  
 Bruntt, H., De Cat, P., & Aerts, C. 2008, A&A, 478, 487  
 Carone, L., & Pätzold, M. 2007, Planet. Space Sci., 55, 643  
 Carpano, S., Cabrera, J., Alonso, R., et al. 2009, A&A, 506, 491  
 Carpenter, J. M. 2001, AJ, 121, 2851  
 Chandrasekhar, S. 1969, Ellipsoidal figures of equilibrium, ed. N. H. (Yale University Press)  
 Claret, A. 2000, A&A, 363, 1081  
 Deeg, H. J., Gillon, M., Shporer, A., et al. 2009, A&A, 506, 343  
 Deleuil, M., Deeg, H. J., Alonso, R., et al. 2008, A&A, 491, 889  
 Deleuil, M., Meunier, J. C., Moutou, C., et al. 2009, AJ, 138, 649  
 Drilling, J. S., & Landolt, A. U. 2000, Normal Stars (Allen's Astrophysical Quantities), 381  
 Elkins-Tanton, L. T., & Seager, S. 2008, ApJ, 688, 628  
 Frasca, A., Alcalá, J. M., Covino, E., et al. 2003, A&A, 405, 149

- Fressin, F., Guillot, T., Morello, V., et al. 2007, *A&A*, 475, 729
- Gandolfi, D., Alcalá, J. M., Leccia, S., et al. 2008, *ApJ*, 687, 1303
- Giménez, A. 2006, *A&A*, 450, 1231
- Grasset, O., Schneider, J., & Sotin, C. 2009, *ApJ*, 693, 722
- Haisch, B. M., Schmitt, J. H. M. M., Rodono, M., et al. 1990, *A&A*, 230, 419
- Holman, M. J., & Murray, N. W. 2005, *Science*, 307, 1288
- Jackson, B., Greenberg, R., & Barnes, R. 2008, *ApJ*, 678, 1396
- Lallement, R., Welsh, B. Y., Vergely, J. L., Crifo, F., & Sfeir, D. 2003, *A&A*, 411, 447
- Lammer, H., Odert, P., Leitzinger, M., et al. 2009, *A&A*, 506, 399
- Léger, A., Selsis, F., Sotin, C., et al. 2004, *Icarus*, 169, 499
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606
- Mamajek, E. E., & Hillenbrand, L. A. 2008, *ApJ*, 687, 1264
- Masana, E., Jordi, C., & Ribas, I. 2006, *A&A*, 450, 735
- Mayor, M., & Udry, S. 2008, *Phys. Scr.*, 130, 014010
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al. 2009, *A&A*, 493, 639
- Moutou, C., Bruntt, H., Guillot, T., et al. 2008, *A&A*, 488, L47
- Murray, C. D., & Dermott, S. F. 1999, *Solar system dynamics* (Murray, C. D. and Dermott, S. F.)
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- Osoz, A., Rebolo, R., López, R., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, 7014
- Paresce, F. 1984, *AJ*, 89, 1022
- Pätzold, M., & Rauer, H. 2002, *ApJ*, 568, L117
- Pätzold, M., Carone, L., & Rauer, H. 2004, *A&A*, 427, 1075
- Pont, F., Knutson, H., Gilliland, R. L., Moutou, C., & Charbonneau, D. 2008, *MNRAS*, 385, 109
- Pont, F., Moutou, C., Gillon, M., et al. 2007, *A&A*, 465, 1069
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., et al. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*, 2nd (Cambridge: University Press)
- Quentin, C., Cautain, R., & Barge, P. 2006, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, ed. C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, ASP Conf. Ser., 351, 307
- Rouan, D., Baglin, A., Barge, P., et al. 2000, in *Darwin and Astronomy: the Infrared Space Interferometer*, ed. B. Schürmann, ESA SP, 451, 221
- Rouan, D., Baglin, A., Copet, E., et al. 1998, *Earth Moon and Planets*, 81, 79
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, *A&A*, 361, 265
- Sestito, P., & Randich, S. 2005, *A&A*, 442, 615
- Siess, L. 2006, *A&A*, 448, 717
- Sotin, C., Grasset, O., & Mocquet, A. 2007, *Icarus*, 191, 337
- Sozzetti, A., Torres, G., Charbonneau, D., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1190
- Stelzer, B., Burwitz, V., Audard, M., et al. 2002, *A&A*, 392, 585
- Straizys, V., & Kuriliene, G. 1981, *Ap&SS*, 80, 353
- Strassmeier, K. G., Hall, D. S., Fekel, F. C., et al. 1993, *A&AS*, 100, 173
- Surace, C., Meunier, J.-C., Granet, Y., Deleuil, M., & Moutou, C. 2008, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVII*, ed. R. W. Argyle, P. S. Bunclark, & J. R. Lewis, ASP Conf. Ser., 394, 373
- Tokovinin, A. 2008, *MNRAS*, 389, 925
- Valencia, D., Sasselov, D. D., & O'Connell, R. J. 2007, *ApJ*, 665, 1413
- Vasavada, A. R., Paige, D. A., & Wood, S. E. 1999, *Icarus*, 141, 179
- Voges, W., Aschenbach, B., Boller, T., et al. 1999, *A&A*, 349, 389
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2004, *ApJS*, 152, 261
- Yoder, C. F. 1995, in *Global Earth Physics: A Handbook of Physical Constants*, ed. T. J. Ahrens
- Zucker, S., & Mazeh, T. 1994, *ApJ*, 420, 806
- <sup>2</sup> LESIA, UMR 8109 CNRS, Observatoire de Paris, UVSQ, Université Paris-Diderot, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon, France e-mail: daniel.rouan@obspm.fr
- <sup>3</sup> LUTH, UMR 8102 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon, France
- <sup>4</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, UMR 6110 CNRS, Technopôle de Marseille-Etoile, 13388 Marseille Cedex 13, France
- <sup>5</sup> Thüringer Landessternwarte Tautenburg, Sternwarte 5, 07778 Tautenburg, Germany
- <sup>6</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, C. via Lactea S/N, 38200 La Laguna, Spain
- <sup>7</sup> Observatoire de Haute Provence, USR 2207 CNRS, OAMP, 04870 St. Michel l'Observatoire, France
- <sup>8</sup> School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK
- <sup>9</sup> Institute of Planetary Research, DLR, Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany
- <sup>10</sup> Institute for Astronomy, University of Vienna, Türkenschanzstrasse 17, 1180 Vienna, Austria
- <sup>11</sup> Research and Scientific Support Department, European Space Agency, ESTEC, 2200 Noordwijk, The Netherlands
- <sup>12</sup> Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
- <sup>13</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Cassiopée, CNRS UMR 6202, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
- <sup>14</sup> Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Schmiedlstrasse 6, 8042 Graz, Austria
- <sup>15</sup> Centre Spatial de Liège, ULG Science Park, av. du Pré-Aly, 4031, Angleur-Liège, Belgique
- <sup>16</sup> Centre National d'Etudes Spatiales, 2 place Maurice Quentin 75039 Paris Cedex 01, France
- <sup>17</sup> School of Physics and Astronomy, R. and B. Sackler Faculty of Exact Sciences, Tel Aviv University, Tel Aviv 69978, Israel
- <sup>18</sup> Rheinisches Institut für Umweltforschung, Universität zu Köln, Abt. Planetenforschung, Aachener Str. 209, 50931 Köln, Germany
- <sup>19</sup> Laboratoire de Planétologie et Géodynamique, UMR-CNRS 6112, 2 rue de la Houssinière, 44322 NANTES Cedex 03, France
- <sup>20</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France
- <sup>21</sup> Ingenieurbüro Ulmer, Im Technologiepark 1, 15236 Frankfurt/Oder, Germany
- <sup>22</sup> Center for Astronomy and Astrophysics, TU Berlin, Hardenbergstr. 36, 10623 Berlin, Germany
- <sup>23</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Sao Paulo, Brazil
- <sup>24</sup> Laboratoire d'Astronomie de Lille, Université de Lille 1, 1 impasse de l'Observatoire, 59000 Lille, France
- <sup>25</sup> Institute of Robotics and Mechatronics, DLR, Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany

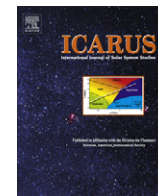
<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR 8617 CNRS, Bât. 121, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France e-mail: alain.leger@ias.fr



ELSEVIER

Contents lists available at ScienceDirect

Icarus

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/icarus](http://www.elsevier.com/locate/icarus)

## The extreme physical properties of the CoRoT-7b super-Earth

A. Léger<sup>a,b,\*</sup>, O. Grasset<sup>c</sup>, B. Fegley<sup>d</sup>, F. Codron<sup>e</sup>, A.F. Albarede<sup>f</sup>, P. Barge<sup>g</sup>, R. Barnes<sup>h</sup>, P. Cance<sup>c</sup>, S. Carpy<sup>c</sup>, F. Catalano<sup>i</sup>, C. Cavarroc<sup>a,b</sup>, O. Demangeon<sup>a,b</sup>, S. Ferraz-Mello<sup>j</sup>, P. Gabor<sup>a,b</sup>, J.-M. Grießmeier<sup>r</sup>, J. Leibacher<sup>a,b,p</sup>, G. Libourel<sup>k</sup>, A.-S. Maurin<sup>l,q</sup>, S.N. Raymond<sup>l,q</sup>, D. Rouan<sup>m</sup>, B. Samuel<sup>a,b</sup>, L. Schaefer<sup>d</sup>, J. Schneider<sup>n</sup>, P.A. Schuller<sup>a,b</sup>, F. Selsis<sup>l,q</sup>, C. Sotin<sup>o</sup>

<sup>a</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, bât 121, Univ. Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

<sup>b</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS (UMR 8617), bât 121, Univ. Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

<sup>c</sup> Université de Nantes, CNRS, Lab de planétologie et Géodynamique, UMR-CNRS 6112, F-44300 Nantes, France

<sup>d</sup> Planetary Chemistry Laboratory McDonnell Center for the Space Sciences, Dep. of Earth and Planetary Sciences, Washington University in St. Louis, USA

<sup>e</sup> Laboratoire de Météorologie Dynamique, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6, CNRS, Paris, France

<sup>f</sup> Ecole Normale Supérieure (LST), 69364 Lyon Cedex 7, France

<sup>g</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Pôle de l'Étoile, 38 r. Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France

<sup>h</sup> Department of Astronomy, University of Washington, Seattle, WA 98195-1580, USA

<sup>i</sup> 12 av. Fontaine de la Reine, 92430 Marnes la Coquette, France

<sup>j</sup> IAG-Universidade de Sao Paulo, Rua do Matão, 1226, CEP05508-900-São Paulo, Brazil

<sup>k</sup> CRPG-CNRS, 15 r. Notre-Dame des Pauvres, BP 20, 54501 Vandoeuvre les Nancy, France

<sup>l</sup> Université de Bordeaux, Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers, 2 r. de l'Observatoire, BP 89, F-33271 Floirac Cedex, France

<sup>m</sup> LESIA, UMR 8109 CNRS, Observatoire de Paris, UVSQ, Université Paris-Diderot, 5 pl. J. Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>n</sup> LUTH, UMR 8102 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, 5 pl. J. Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>o</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Technology Institute, Pasadena, CA, USA

<sup>p</sup> National Solar Observatory, 950 N. Cherry Avenue, Tucson, AZ 85719-4933, USA

<sup>q</sup> CNRS, UMR 5804, Lab. d'Astrophysique de Bordeaux, 2 r. de l'Observatoire, BP 89, F-33271 Floirac Cedex, France

<sup>r</sup> Lab. de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace (LPC2E) & Obs. des Sciences de l'Univers en région Centre (OSUC), Orléans

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 22 April 2010

Revised 3 February 2011

Accepted 7 February 2011

Available online xxxx

#### Keywords:

Extrasolar planets

Terrestrial planets

Exobiology

### ABSTRACT

The search for rocky exoplanets plays an important role in our quest for extra-terrestrial life. Here, we discuss the extreme physical properties possible for the first characterised rocky super-Earth, CoRoT-7b ( $R_{pl} = 1.58 \pm 0.10 R_{Earth}$ ,  $M_{pl} = 6.9 \pm 1.2 M_{Earth}$ ). It is extremely close to its star ( $a = 0.0171 \text{ AU} = 4.48 R_{st}$ ), with its spin and orbital rotation likely synchronised. The comparison of its location in the ( $M_{pl}$ ,  $R_{pl}$ ) plane with the predictions of planetary models for different compositions points to an Earth-like composition, even if the error bars of the measured quantities and the partial degeneracy of the models prevent a definitive conclusion. The proximity to its star provides an additional constraint on the model. It implies a high extreme-UV flux and particle wind, and the corresponding efficient erosion of the planetary atmosphere especially for volatile species including water. Consequently, we make the working hypothesis that the planet is rocky with no volatiles in its atmosphere, and derive the physical properties that result. As a consequence, the atmosphere is made of rocky vapours with a very low pressure ( $P \leq 1.5 \text{ Pa}$ ), no cloud can be sustained, and no thermalisation of the planet is expected. The dayside is very hot ( $2474 \pm 71 \text{ K}$  at the sub-stellar point) while the nightside is very cold ( $50\text{--}75 \text{ K}$ ). The sub-stellar point is as hot as the tungsten filament of an incandescent bulb, resulting in the melting and distillation of silicate rocks and the formation of a lava ocean. These possible features of CoRoT-7b could be common to many small and hot planets, including the recently discovered *Kepler-10b*. They define a new class of objects that we propose to name “Lava-ocean planets”.

© 2011 Elsevier Inc. All rights reserved.

### 1. Introduction: the CoRoT-7 planetary system

Rocky planets located in the habitable zone (HZ) of their star are our present best candidates for harbouring extra-terrestrial life (see for instance [Cockell et al., 2009](#)). As a result, the search for rocky exoplanets is of special importance. Super-Earth candidates, planets with masses  $1\text{--}10 M_{Earth}$  ([Grasset et al., 2009](#)) have

\* Corresponding author at: Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, bât 121, Univ. Paris-Sud, F-91405 Orsay, France. Tel.: +33 1 69 85 85 80.

E-mail address: [Alain.Leger@ias.u-psud.fr](mailto:Alain.Leger@ias.u-psud.fr) (A. Léger).

recently been discovered (Rivera et al., 2005; Lovis et al., 2009; Bouchy et al., 2009), but only a lower limit for the masses and no radii were measured so that their nature remains ambiguous. The CoRoT mission<sup>1</sup> (Auvergne et al., 2009) and the associated follow-up have detected and characterised the first super-Earth with both radius and mass simultaneously measured, CoRoT-7b (Léger et al., 2009, thereafter LRS09; Queloz et al., 2009).

Recently, Charbonneau et al. (2009) have discovered a small transiting planet around an M star, GJ1214 b, and measured its radius and mass ( $R_{pl} = 2.68 R_{\text{Earth}}$ ,  $M_{pl} = 6.55 M_{\text{Earth}}$ ). They interpret their results as being due to a Neptune-like planet with a (H–He) envelope, which would prevent it from being a rocky planet, as opposed to CoRoT-7b as discussed in Section 2.

The parent star, CoRoT-7 is an active 1–2 Gyr G9V star 150 pc from the Sun, whose observation has recently been carefully reanalysed (Bruntt et al., 2010). The resulting effective temperature, gravity, mass, radius and luminosity are  $T_{\text{eff}} = 5250 \pm 60$  K,  $\log g = 4.47 \pm 0.05$ ,  $M_{\text{st}} = 0.91 \pm 0.03 M_{\text{Sun}}$ ,  $R_{\text{st}} = 0.82 \pm 0.04 R_{\text{Sun}}$ , and  $L = 0.48 \pm 0.07 L_{\text{Sun}}$ , respectively. Its composition is close to that of the Sun,  $[M/H] = +0.12 \pm 0.06$ .

The planet, CoRoT-7b, has a radius  $R_{pl} = 1.58 \pm 0.10 R_{\text{Earth}}$ , or  $10,070 \pm 640$  km (LRS09 with the stellar parameters of Bruntt et al. (2010)). Its orbital period, as measured from the transit light curve, is  $P_{\text{orb}} = 0.85359 \pm 0.00003$  days. This short orbital period indicates that the planet is very close to its star, at 4.48 times the stellar radius from its centre ( $a = 0.01707 \pm 0.00019$  AU =  $4.48 \pm 0.22 R_{\text{st}}$ ), with the important implication that spin and orbital rotations are expected to be phase-locked by tidal dissipation (LRS09). The dayside would be continuously irradiated, and the nightside continuously in the dark.

The determination of the planetary mass has led to an intensive radial velocity (RV) campaign, using the HARPS spectrometer (109 measurements and 70 h of observation), and different analyses of the data. To our knowledge at the date of the 20th of January 2011: (1) Queloz et al. (2009) made the initial analysis. After revision of CoRoT-7 stellar parameters by Bruntt et al. (2010), it yields  $M_{pl} = 5.2 \pm 0.8 M_{\text{Earth}}$ ; (2) Hatzes et al. (2010) performed another analysis of the data and find a larger mass,  $M_{pl} = 6.9 \pm 1.4 M_{\text{Earth}}$ ; (3) Pont et al. (2011) find a much lower mass with a very large uncertainty,  $M_{pl} = 1–4 M_{\text{Earth}}$  ( $1\sigma$ ), but this estimate has recently been questioned by Hatzes and Fridlund (2011); (4) Boisse et al. (2011) find  $M_{pl} = 5.7 \pm 2.5 M_{\text{Earth}}$ ; (5) Ferraz-Mello et al. (2011) find  $M_{pl} = 8.0 \pm 1.2 M_{\text{Earth}}$ ; and (6) Hatzes and Fridlund (2011) find  $7.0 \pm 0.5 M_{\text{Earth}}$ . In the present state of knowledge, the determination of the mass of CoRoT-7b from the RV measurements of its moderately active host star is delicate. The noise due to the stellar activity dominates the planetary signal and is difficult to remove, a necessary stage to derive the planetary mass. Likely, this situation will recur in the future, when smaller planets will be detected at larger distances from their star by transit observations.<sup>2</sup>

However, we have a set of six analyses of the (same) RV data that use different methods to discriminate the planetary signal and the stellar activity. With the exception of the value by Pont et al. (questioned) the five values are reasonably gathered, so we propose to use the median value and the median estimate of the uncertainty:

$$M_{pl} = 6.9 \pm 1.2 M_{\text{Earth}}$$

In the presence of tidal forces, the shape of the planet is approximately an ellipsoid. We calculate the deviations from a sphere and find:  $a' - R_{pl} = 66$  km,  $R_{pl} - b' = 19$  km, and  $R_{pl} - c' = 47$  km, where

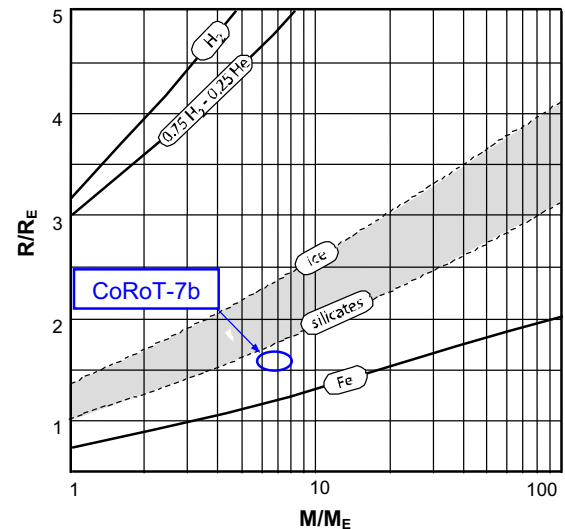
$a'$ ,  $b'$  and  $c'$  are the ellipsoid semi-axes, and  $R_{pl}$  their mean value. These deviations are significantly less than the uncertainty on the mean radius ( $\pm 600$  km) and can be neglected in the density calculation.

A second planet, CoRoT-7c, was found by Queloz et al. (2009) by analysing the RV data, with a 3.69 day period, a  $8.4 M_{\text{Earth}}$  minimum mass, and a  $0.045$  AU =  $11.9 R_{\text{st}}$  semi-major axis. This planet is confirmed by the analysis of Hatzes et al. (2010). Contrary to CoRoT-7b, it does not transit, which is consistent with its larger distance to the star, and consequently its radius remains unknown.

## 2. The composition of CoRoT-7b

The simultaneous measurements of the radius and mass of a planet allow us to estimate its composition, at least to some extent. In Fig. 1, these quantities for CoRoT-7b are compared to the predictions of models of planetary internal structure for different compositions (Sotin et al., 2007; Fortney et al., 2007; Seager et al., 2007; Valencia et al., 2007a; Grasset et al., 2009). The most probable values of  $R_{pl}$  and  $M_{pl}$ , are located in a domain that crosses the  $R_{pl}(M_{pl})$  curve of telluric rocky planets (metallic core + silicates mantle, in terrestrial proportions).

It must be noted that (i) the uncertainties on the measured quantities prevent a definitive conclusion because the domain where the planet lies in the  $(R_{pl}, M_{pl})$  plane, with a 95% probability ( $2\sigma$ ), includes planets with a substantial amount of water; (ii) a priori, there is a degeneracy in the  $R_{pl}, M_{pl}$  diagrams because a planet with a larger dense core and some light materials, e.g. water, in its outer parts can lie at the same position as another planet with a smaller dense core and heavier materials in its outer parts.



**Fig. 1.** Radius of planets with different compositions calculated as a function of their mass, adapted from Grasset et al. (2009). Curves labelled [Fe], [silicates], [ices], [H<sub>2</sub>–He] correspond to planets made of pure Fe, silicates and metallic core, water ice, and pure H<sub>2</sub>–He gas, respectively. The grey area corresponds to planets with both silicates and water. The domain of the estimated  $M_{pl}$  and  $R_{pl}$  parameters of CoRoT-7b is represented as an ellipse (68% probability). The radius determination results from the transit measurements (LRS09) and the analysis of the stellar parameters by Bruntt et al. (2010). The mass is a median value of five different estimates from the RV data (see text). The hypothesis of a dry Earth-like composition made in the present paper is pointed out by the position of CoRoT-7b in the  $R(M)$  plane but cannot be considered as definitely established, in particular considering possible degeneracies of models, e.g. a larger metallic core and a significant amount of water that can mimic the proposed composition. For planets very close to their star, e.g. CoRoT-7b and Kepler-10b (Batalha et al., 2011), the expected harsh EUV radiation and particle wind should produce a fast erosion of any water atmosphere, and this provides an additional piece of information in favour of that hypothesis. The presently determined location even points to a somewhat larger metallic core, but error bars prevent solid conclusions.

<sup>1</sup> The CoRoT space mission has been developed and is operated by CNES, with the contribution of Austria, Belgium, Brazil, ESA, Germany, and Spain.

<sup>2</sup> With the possible exception of RV measurements in the IR, if the stellar activity has sufficiently less impact in this wavelength domain.

There is an additional piece of information to estimate the most probable composition of the planet. CoRoT-7b is located very close to its parent star and therefore subjected to an intense (EUV) flux and particle wind. An efficient erosion of the planetary atmosphere results from thermal and non-thermal escape (Grießmeier et al., 2005; Erkaev et al., 2007; Lammer et al., 2009; Valencia et al., 2010). The former is especially strong for hydrogen and helium (thermal velocity proportional to (molecular mass)<sup>-1/2</sup>, escape velocity independent of mass), so it is probable that the planet has no (H–He) envelope, unless we observe it at a very special time, just when the remaining mass of this envelope is a minute fraction of the planetary mass.

The case of a significant water content is similar. An upper limit of the escape rate is given by the energy-limited regime where the whole energy deposited by EUV photons and wind particle is converted into escape energy. In this regime, 6–7 Earth masses would be eroded at the planet’s 1.5 Gyr age (Selsis et al., 2007, Fig. 4), so that a small water residual at the present time,  $M_{\text{H}_2\text{O}} < 1 M_{\text{Earth}}$ , would also be unlikely. The actual ratio of the energy conversion depends on the cooling processes in the atmosphere, and is unknown. Yelle et al. (2008) and Tian et al. (2008) proposed non-vanishing values, e.g. a few tenths, which would still point to a strong erosion of the atmosphere.

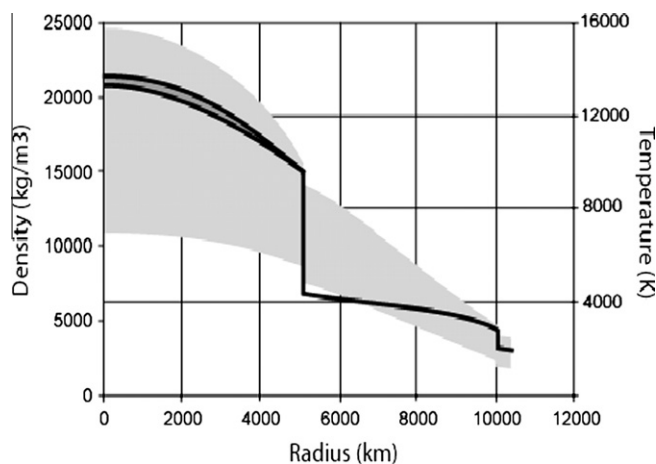
In agreement with Valencia et al. (2010), we conclude that the atmospheric erosion processes for CoRoT-7b are likely to be so efficient that volatile species such as H<sub>2</sub>, He, H<sub>2</sub>O have gone and that only other materials having major reservoirs (>1 M<sub>Earth</sub>) are still present in its atmosphere.

Consequently, we adopt the *working hypothesis that the planet is rocky, with the composition of a dry Earth*, as suggested by both preceding arguments. Several extreme properties of the planet result from this hypothesis and the direct application of the laws of physics and chemistry, as discussed in Sections 4–7.

### 3. Formation and orbital history

#### 3.1. Formation

Explaining the presence of planets such as CoRoT-7b is a challenge. Neither Ida and Lin (2008) nor Mordasini et al. (2009a,b)’s



**Fig. 2.** Possible temperature (grey area) and density (dark curves) profiles used for computing the internal structure of CoRoT-7b. Several temperature profiles have been tested within the grey area without significant effects on the position of the layers and the size of the planet ( $\Delta R_{\text{pl}}/R_{\text{pl}} < 10^{-3}$ ). At this scale, density variations due to temperature contrasts are visible in the core (curve splits) but not in the mantle. In each layer, temperature profiles are assumed adiabatic, and fixed temperature jumps, similar to those encountered on Earth, are imposed at the boundaries. Within each layer, density variations are mostly due to the pressure increase ( $\sim 630$  GPa at the core–mantle interface, and  $\sim 1.7$  TPa at the centre).

models produce such planets without ad hoc tuning of their parameters, e.g. type I migration speed and incorporation of additional phenomena. CoRoT-7b type planets could thus lead to a better understanding of planet formation and migration mechanisms. Possible candidates for CoRoT-7b’s formation pathway (Raymond et al., 2008) include: (1) in situ accretion, (2) formation at larger distances followed by inward migration, (3) resonant shepherding during the migration of a giant planet, and (4) photo-evaporation of close-in hot Neptunes or hot Saturns.

- *Scenario (3)* can probably be ruled out because it would require the existence of a gas giant planet just exterior to a strong mean motion resonance with CoRoT-7b, e.g. 2:1 or 3:2 (Zhou et al., 2005; Fogg and Nelson, 2005; Raymond et al., 2006; Mandell et al., 2007), which is clearly not observed in the HARPS radial velocity data (Queloz et al., 2009).
- *Scenario (1)*, given the small amount of mass thought to be available in the inner regions of standard protoplanetary disks, planet formation in this zone requires a large increase in solid density. At least one mechanism exists that could enhance the solid surface density close to the inner disk edge, thought to be located at 0.02–0.05 AU in most cases. Boulder size objects are known to drift very quickly in the nebula due to their strong aerodynamic friction with the gas. This mechanism, responsible for the “meter size barrier” in the growth of the planetesimals, could strongly enrich the inner regions of the disc in solid material, initiating planet growth. The migrating boulders would pile up at the inner edge of the disc where the pressure gradient of the gas reverses, and accumulate in a planet by successive collisions. Therefore, in situ accretion seems possible.
- *Scenario (2)* is also plausible; CoRoT-7b may have migrated into its current location via tidal interactions with the protoplanetary disc. In this case, multiple close-in planets should exist with comparable masses in resonant or near-resonant configurations (Terquem and Papaloizou, 2007; Ogihara and Ida, 2009). Given that tidal evolution could have separated a near-resonant configuration (e.g., Barnes et al., 2008; Papaloizou and Terquem, 2009), this is consistent with our current knowledge of the CoRoT-7 system: planets b, c and possibly d.
- *Scenario (4)*, could CoRoT-7b have formed as a hot Neptune or a hot Saturn and been photo-evaporated to its rocky core (Baraffe et al., 2004; Hubbard et al., 2007)? This would imply that the planet’s mass was larger in the past and would have raised correspondingly larger stellar tides. Photo-evaporation to the core is effective within  $\sim 0.025$ – $0.050$  AU for planets less than  $\sim 70 M_{\text{Earth}}$  (Raymond et al., 2008) and could have occurred to CoRoT-7b.

We conclude that scenarios (1), (2) and (4) are all possible in the present state of observational constraints.

#### 3.2. History of the planetary orbit and tidal heating

To understand CoRoT-7b’s orbital history after the formation process described above ( $\sim 1$  Myr), we must consider its *tidal evolution*, the effect of tidal bulges raised on the planet by the star (“planetary tides”), and on the star by the planet (“stellar tides”). For close-in planets, planetary tides reduce the orbital eccentricity,  $e$ , and semi-major axis then rapidly lock the spin rotation to the orbital one ( $< 1$  Myr). After that tidal locking, there are no longer major planetary tides, and dissipation in the star is the main driver of evolution (Ferraz-Mello et al., 2008).

The basic timescale of the planetary tidal effects is that corresponding to the circularisation of the orbit. At the current distance to the star, the circularisation time of CoRoT-7b is around 1 Myr. This is the time necessary to reach an eccentricity smaller than a

few 0.001. After, the eccentricity continues to decrease, and in 20 Myr it reaches values below  $10^{-4}$ . These results are obtained assuming for CoRoT-7b a planetary dissipation factor  $Q'_{pl}$  ( $=3Q/2k$ ; Carone and Pätzold, 2007) similar to that of the terrestrial planets ( $Q'_{pl} \sim 100$ , corresponding to  $Q \sim 20$ ) that seems adequate for a planet with possibly a liquid ocean in contact with a solid floor (Section 6).

It is important to note that when spin and orbital rotations are locked, the only remaining tidal heating is due to the (small) eccentricity of the orbit. Its power can be obtained from Fig. 2 of Barnes et al. (2010). With an eccentricity of a few  $10^{-5}$ , we obtain a  $0.1 \text{ W m}^{-2}$  tidal heat flow. This value is inferior to the geothermal heat due to the fossil and radiogenic heating of this large rocky planet ( $\sim 0.4 \text{ W m}^{-2}$ , Section 5.4). Then, it seems likely that the tidal heating of the present planet is no more a major process, as opposed to the case of Io.

The past 1.5 Gyr evolution of CoRoT-7b's semi-major axis is calculated in Barnes et al. (2010), assuming that it evolved on a zero-eccentricity orbit under the effect of stellar tides. They find that CoRoT-7b's initial orbital distance should have been between 0.017 and 0.026 AU, 1.5 Gyr ago, the range comes from the large uncertainty in the value of the stellar tidal dissipation function  $Q'_{st} = 10^5 - 10^7$ .

Looking to the future, CoRoT-7b will continue to spiral inward and heat up. For values  $Q'_{st} = 10^5 - 10^6$  the planet is likely to fall into the star and be destroyed in the next 0.2–2 Gyr, and for larger values of  $Q'_{st}$  the planet should survive longer. Again the large uncertainty on the stellar dissipation factor is a major problem that prevents the derivation of firm conclusions. An improvement of our understanding of the corresponding physical processes is highly desirable.

#### 4. Internal structure and thermal history

##### 4.1. Internal structure model

A model of the internal structure of CoRoT-7b was first proposed by Wagner et al. (2009) who concluded that it is poorly constrained, due to the large uncertainty on the planetary mass.

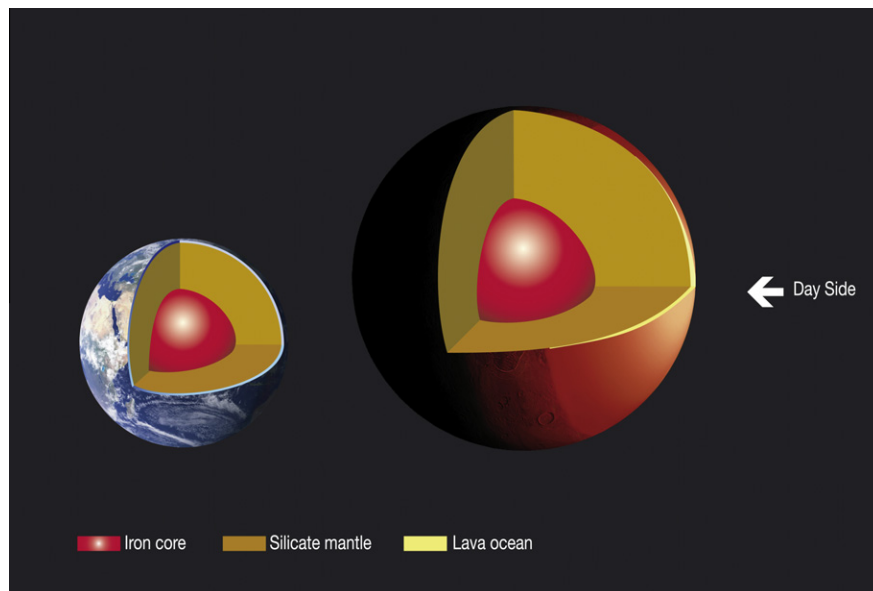
Within our hypothesis (Section 2), and following Grasset et al. (2009), we model its internal structure in the present situation,

assuming a given mass and a rocky composition (Si, Mg, Fe, O, Ca, Al, Ni, and S) constrained by the solar-like metallicity of the star. In addition to the overall proportion of elements, the amount of Fe trapped within the silicates relative to that in the metallic core must be fixed, e.g. by fixing the Mg/(Mg + Fe) ratio in silicates. Fortunately, this unknown ratio strongly influences the size of the core, but only weakly the planetary radius, the quantity presently accessible to observation. A variation of the ratio from 0.6 to 1.0 implies a core radius increase from 3500 km to 5480 km, but a planetary radius increase of only 7%, the growth of the dense metallic core being compensated by the fact that silicates are lighter. For CoRoT-7b, we adopt the same value as for the Earth: 0.9.

The interior temperature profile is of secondary importance for determining the planetary radius, because its effect on densities is much weaker than that of pressure. This profile is difficult to estimate, even on Earth, since it depends on poorly known parameters such as the vigour of convection in the different layers. However, the different profiles used in our modelling (Fig. 2) lead to very similar profiles for the density and the planetary radii, 10,094 and 10,100 km for cold and hot thermal profile, respectively. The temperature and density profiles obtained are plotted in Fig. 2 and lead to the radius value of  $1.66 \pm 0.16 R_E$  using  $M_{pl} = 6.9 \pm 1.2 M_{Earth}$ , where the uncertainty is mainly due to that on the measured mass. This computed radius agrees with the measured one ( $1.58 \pm 0.10 R_{Earth}$ ), but the present uncertainty on the planetary mass prevents this agreement from being discriminating.

It is worth noting that the mantle must be totally solid, but at its surface (Sections 5 and 6). As shown by Stixrude et al. (2009) on Earth, the melting temperature of perovskite is probably always more than 1000 K above the geotherm, and a few 100 K above the basalt melting curve. The difference increases with pressure throughout the mantle. This feature must be even stronger on CoRoT-7b since the pressure increases more rapidly with depth than on Earth due to the higher surface gravity ( $22.4 \pm 4.1$  versus  $9.8 \text{ m s}^{-2}$ ). Even if the temperature seems very high in the mantle, it is not high enough to allow the silicates to be stable in a liquid state at depth if they are not already molten at the surface (Section 6). As a consequence, *there should be no underground oceans, or even large magma reservoirs, on the planetary scale.*

The core represents 11% of the total volume (Fig. 2), a proportion similar to that of the Earth. In our simulations, it is predicted



**Fig. 3.** Model internal structure of CoRoT-7b compared to Earth. Scaling of the different layers has been respected except for the magma ocean thickness, which has been increased in order to be visible.



to be composed of liquid metals. Nonetheless, the core may include a solid inner part for the coldest cases, but without significant changes of densities and radius estimates. The large mass of the planet implies a large surface gravity and a large fraction of high-pressure mineral phases of ferromagnesian silicates in the mantle, mainly perovskite, magnesio-wüstite, and post-perovskite (Shim, 2008). The olivine–perovskite phase transition occurs at 300 km depth (versus 660 km on Earth), and the upper mantle occupies only 8% of the total volume (Earth: 30%). Fig. 3 illustrates the resulting structure.

#### 4.2. Thermal history of the planet

As stated, it is difficult to determine the precise thermal profile inside a planet. Nevertheless, a reasonable overall scenario can be envisaged for the CoRoT-7b history, based on the constraints that are available. Whatever the formation scenario is (Section 3.1), and within our hypothesis on its composition, CoRoT-7b presents the characteristics of a solid planet similar to the Earth, and the cooling of its interior during its primordial stage can be understood using common thermal evolution models developed for the Earth. The planet being  $\sim 6$  times more massive than the Earth, its accretion energy is much larger and it is reasonable to suggest that the mantle of CoRoT-7b was very hot ( $>3000$  K) in its primordial stage, with the additional radioactive heating. The core is considered as a metallic sphere that cools down through convection within the silicate. Tidal heating can be neglected as soon as the planet is phase locked, i.e. for ages larger than 1 Myr (Section 3.2).

The following evolution up to 1.5 Gyr is difficult to assess. Thermal evolution depends on the surface temperature (Sections 5 and 7) because the latter fixes the heat flux that is radiated by the planet. It may also depend slightly on the initial conditions that differ depending on the origin of the planet, but Tozer (1972) showed in a pioneering work that subsolidus convection buffers the slight differences due to primordial states, in a short period of time (few 10 Myr). The fact that the surface temperature differs strongly between the dayside and the nightside (Section 5) may be of some importance for the evolution of the planet, but will not change the main facts that are: (i) the solid mantle is globally very hot throughout its whole history (Fig. 2), and (ii) its convective motions must be very vigorous because the Rayleigh number of the whole mantle is larger than  $10^{11}$ , whereas it is  $\sim 10^8$  for the Earth when the same values of the intensive physical parameters are used.<sup>3</sup> A 3D model of the planet's cooling is required to be more precise.

### 5. Surface temperature distribution

On a phase-locked planet, the dayside is continuously irradiated, and the nightside is in the dark. A major surface temperature asymmetry would result unless an efficient heat transport occurs. An upper limit of the possible heat transport by atmospheric winds and ocean currents can be obtained as follows.

#### 5.1. Heat transport by atmospheric winds

To estimate whether CoRoT-7b's atmosphere could thermalise the planetary surface, one can compare the maximum heat transfer

<sup>3</sup> For CoRoT-7b, the estimate of the Rayleigh number, the ratio between natural convection (buoyancy forces) and heat diffusion,  $\alpha\rho g\Delta T b^3/(\kappa\mu) = 10^{11}$ , is obtained for the thermal dilation coefficient  $\alpha = 1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ , specific mass  $\rho = 5000 \text{ kg/m}^3$ , gravity  $g = 19 \text{ m s}^{-2}$ , temperature drop from top to bottom of the silicate mantle  $\Delta T = 1000 \text{ K}$ , the thickness of that mantle  $b = 5 \times 10^6 \text{ m}$ , the thermal diffusivity  $\kappa = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , and the kinematic viscosity  $\mu < 10^{18} \text{ Pa s}$ .

by the atmosphere and the radiative exchanges between the surface and the exterior.

Under our hypothesis on the absence of significant amounts of volatiles in the atmosphere (Section 2), the atmospheric pressure is quite low because of the low value of the vapour pressure of refractory materials, molten or solid rocks, which severely limits the heat capacity of the atmosphere.

In Section 7, thanks to a model of the planet, we make an explicit estimate of this pressure, (maximum of 1.5 Pa at the sub-stellar point). In addition, the speed of low altitude winds relative to the ground is at most the sound velocity because otherwise a large dissipation would occur and slow it down due to the condition  $v_{\text{wind}} = v_{\text{ground}}$  at the surface.<sup>4</sup>

Now, these two values imply an upper limit to the possible heat transport. Considering sonic winds that would travel directly from hot to cold regions (no Coriolis effect), and in the favourable case of condensable species, the maximum transport is

$$(dE/dt)_{\text{wind}} \sim R_{\text{pl}} H c P L / (k_B T)$$

where  $H$  is the atmospheric scale height,  $H = k_B T / (\mu g)$ ,  $T$  the local temperature,  $\mu$  the mean molecular mass of the gas,  $g$  the surface gravity,  $c$  the sound velocity,  $P$  the surface pressure,  $L$  the latent heat of condensation per molecule, and  $k_B$  the Boltzmann constant. Typical maximum values for CoRoT-7b are:  $R_{\text{pl}} = 1.0 \times 10^7 \text{ m}$ ,  $T = 2500 \text{ K}$ ,  $\mu \sim 35 \text{ amu}$  (Mg, SiO),  $g = 24 \text{ m s}^{-2}$ ,  $H = 60 \text{ km}$ ,  $P = 1.5 \text{ Pa}$  (Section 7),  $c = 1700 \text{ m s}^{-1}$ . Using the (large) latent heat of water,  $L = 4.1 \times 10^4 \text{ J mole}^{-1} = 0.43 \text{ eV mole}^{-1}$ , the upper limit for the heat transportation by winds at planetary scale, is  $(dE/dt)_{\text{wind}} \sim 10^{16} \text{ W}$ .

The stellar irradiation power at the location of CoRoT-7b is  $\sigma[(R_{\text{st}}/a)^2 T_{\text{st}}]^4$ , or  $2.1 \text{ MW m}^{-2}$ , more than 3 orders of magnitude larger than the solar irradiance at the Earth ( $1 \times 10^3 \text{ kW m}^{-2}$ ), which stresses the extreme physical environment for this rocky planet. The power received by the planet, assuming a Bond albedo close to zero (see thereafter), is located on the dayside and is  $(dE/dt)_{\text{rad}} \sim 1.0 \times 10^{21} \text{ W}$ .

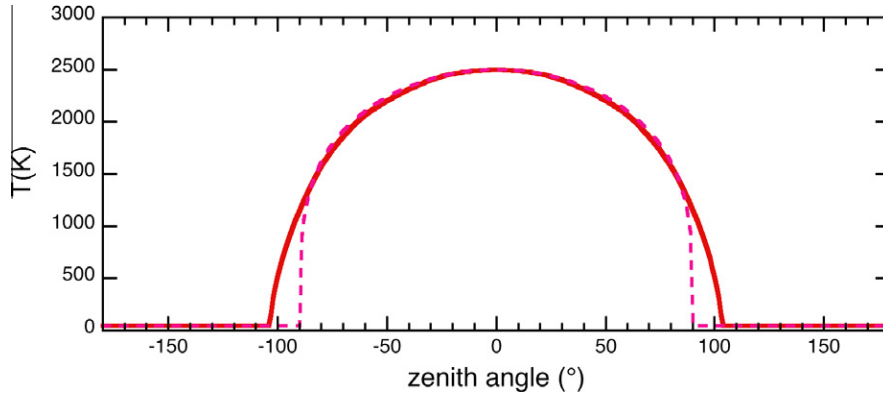
The maximum thermal power that the winds could carry is then 5 orders of magnitude lower than the asymmetric irradiation of the planet. In addition, the atmospheric pressure and the corresponding heat transportation are expected to vanish on the nightside of the planet where the temperature drops to very low values (Section 5.4), and cannot bring any power there.

We conclude that, under our hypothesis of the absence of volatiles, winds can neither (i) significantly change the temperature distribution on the dayside, nor (ii) provide heat to the nightside.

#### 5.2. Heat transport by oceanic streams

An ocean of molten refractory rocks is expected at the surface of the hot regions (Section 6). The viscosity of liquid rocks being thermally activated, at  $T \sim 2200 \text{ K}$  it is much lower than that of the relatively cool lavas ( $T \sim 1500 \text{ K}$ ) from Earth's volcanoes. Its value is  $2\text{--}6 \times 10^{-2} \text{ Pa s}$  (alumina at 2200 K as a proxy; Urbain, 1982), closer to that of liquid water at  $\sim 20^\circ \text{C}$  ( $10^{-3} \text{ Pa s}$ ; Weast, 1989) than to that of Earth's lavas ( $10^{+2} \text{ Pa s}$ ; Mysen and Richet, 2005). Therefore, an active circulation is possible within the ocean, and the question arises of whether it can carry sufficient heat to modify the surface temperature distribution, or not. This would happen if the oceanic streams were able to carry a power comparable to the radiative power at the surface.

<sup>4</sup> If one considers the acceleration of an atmospheric test volume by pressure, from the highest pressure location (sub-stellar point,  $P = 1.5 \text{ Pa}$ ) to the nightside ( $P = 0$ ), neglecting friction, an upper maximum speed is reached,  $v_{\text{max}} = (2gH)^{0.5} \sim 1000 \text{ m s}^{-1}$ . The sound velocity being  $c = 1700 \text{ m s}^{-1}$ , this upper estimate satisfies the limit  $v < c$ .



**Fig. 4.** Surface temperature, for a model of CoRoT-7b with a thin atmosphere: (i) within the approximation of a parallel incident beam (dashed line); (ii) taking into account the actual angular size of the star and the resulting penumbra effect (full line).

An attempt to estimate this heat transport is made in Section 8, but it is not conclusive; a detailed 3D model of the ocean seems necessary. However, the maximum impact that it could have can be calculated readily. If the circulation within the ocean were extremely efficient for carrying heat, it could make its temperature uniform ( $T_{oc}$ ), and the corresponding extent of the ocean can be calculated.

In the most favourable case where Coriolis forces are negligible, one can consider that the ocean has an axial symmetry around the planet–star direction, and extends from zenith angles 0 (sub-stellar point) to  $\theta_m$ . The radiative power emitted by the ocean (considered as Lambertian) would be

$$\Phi_{em} = 2\pi\epsilon_2\sigma T_{oc}^4(1 - \cos\theta_m)R_{pt}^2$$

where  $\epsilon_2$  is the mean emissivity of the liquid lava in the wavelength range of a 2200 K (fusion temperature of the refractory rocks; Section 6.2) black body emission (maximum at 1.4  $\mu\text{m}$ ),  $\sigma$  the Stefan's constant, and  $T_{oc}$  the uniform ocean temperature.

The power received by the ocean from the star depends upon its Bond albedo. Clouds are not expected because the atmosphere is too thin ( $P < 1.5$  Pa; Section 7) to sustain them. The local planetary albedo is then that of the molten lava. It is  $A = 1 - \epsilon_5$ , where  $\epsilon_5$  is the lava absorptivity (=emissivity) now in the wavelength range of the stellar emission, e.g. in a black body approximation at  $T_{eff} = 5250$  K (maximum at 0.6  $\mu\text{m}$ ). The received power reads

$$\Phi_{rec} = \pi\epsilon_5\sigma T_{st}^4 \sin^2\theta_m R_{pt}^2$$

Equating these powers gives the zenith angle of the ocean shore,  $\theta_m$ , as the solution of the equation

$$f(\theta_m) = \frac{1 - \cos(\theta_m)}{\sin^2(\theta_m)} = \frac{R_{st}^2}{2a^2} \left(\frac{T_{st}}{T_{oc}}\right)^4 \frac{\epsilon_5}{\epsilon_2}$$

The  $f(\theta_m)$  function steady increases from 0.5 to 1.0, for  $\theta_m$  increasing from 0 to 90°. As expected, the relation yielding  $\theta_m$  indicates that larger ocean extensions are obtained for lower ocean temperatures. To determine the maximum extension of the ocean, its temperature and emissivity must be estimated. The chemical composition of the lava ocean is calculated in Section 6. We find 87%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , 13% CaO, with a liquidus temperature of 2150 K (FACT Database, 2010). The emissivity of pure alumina at its fusion temperature was recently measured as a function of wavelength by Petrov and Vorobyev (2007). They found  $\epsilon_2(1.4 \mu\text{m}) = 0.90 \pm 0.02$ , and  $\epsilon_5(0.6 \mu\text{m}) = 0.89 \pm 0.02$ . We use this alumina as a proxy of the oceanic material for its emissivity, and find:  $\epsilon_5/\epsilon_2 = 1.00 \pm 0.03$ .

The lowest possible temperature of the ocean is that of the fusion of its material at zero pressure: 2150 K. With the values of

$R_{st}$  and  $a$ ,  $f(\theta_m)$  is 0.88 and the zenith angle of the ocean shore is  $\theta_m = 75^\circ \pm 2^\circ$ , corresponding to a 37% coverage of the planet. Because this extension estimate is a maximum, we conclude that the ocean is limited to the dayside, and its circulation cannot carry heat from the dayside to the nightside.

In the following, we calculate the temperature distribution on the dayside in a first approximation, where the temperature distribution on the dayside results from the local balance between the absorption of the stellar light and the radiative emission, neglecting a possible heat transport within the ocean. In the future, if a 3D modelling of the oceanic circulation, including the Coriolis effect, were to indicate that this approximation is not valid, a detailed temperature map should be established.

### 5.3. Dayside surface temperature distribution

If the incoming light is approximated as a parallel beam, in the absence of greenhouse effect (thin atmosphere), the radiative balance gives a temperature (LRS09):

$$T_{surf} = (\epsilon_5/\epsilon_2)^{1/4} (R_{st}/a)^{1/2} (\cos\theta)^{1/4} T_{st}$$

where  $a$  is the distance to the star,  $\theta$  the azimuth angle with respect to the stellar direction, and  $T_{st}$  the effective temperature of the star. As seen previously, for pure  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , the two emissivities  $\epsilon_5$  and  $\epsilon_2$  are equal ( $\pm 3\%$ ), and we assume that this remains true for the ocean compositions that are dominated by alumina (Section 6.1). A surface temperature results that varies from a sub-stellar temperature  $T_{sub-st} = 2474 \pm 71$  K at  $\theta = 0$ , a value similar to that of the filament of an incandescent lamp, down to very low temperatures on the nightside (Fig. 4, dashed line).

Now, the angular size of the host star as seen from the planet is large (angular diameter, 30°), and must be taken into account when determining precisely the direction of the incoming light, in a second approximation. If  $n$  is the unit vector normal to the surface at a given point of the planet, the irradiance coming from an element  $d\omega$  of the stellar surface is proportional to  $d\Omega = n \cdot d\omega$ . Using relations resulting from the geometry of the system, the integral over the surface of the stellar irradiance is

$$\Omega(\theta) = \int_{-R_2}^{\min(h, R_2)} \cos(\arctan[D \sin(\theta)/(h - z)]) \times 2(R_2^2 - z^2)^{1/2} / [D \sin(\theta)^2 + (h - z)^2] dz$$

If the star were distant ( $D \gg R_{st}$ ), one would find the classical result:  $\Omega_0 = \pi R_{st}^2/D^2$ , at the sub-stellar point. The temperature resulting from this irradiation is plotted in Fig. 4 (solid line).

The difference between the two temperature distributions is small in highly irradiated regions (e.g. unchanged  $T_{sub-st}$ ), but important in the terminator region (penumbra effect). In particular the nightside begins at a zenith angle of  $\theta = 102.7^\circ \pm 0.7^\circ$ , instead of  $\theta = 90^\circ$  in the parallel beam approximation.

#### 5.4. Nightside heating and resulting temperature

The temperature of the nightside results from the balance between radiative cooling and different possible heating mechanisms. The latter are:

- The geothermal flux and possibly the tidal flux. Using our model of CoRoT-7b's cooling, we can estimate the radioactive heating and the primordial accretion energy output. The ratio of the corresponding output fluxes, the Urey number, is found to vary from 20% for the early planet, to 90% for the 1.5 Gyr planet. The present geothermal flux is  $\sim 0.4 \text{ W m}^{-2}$ , several times the value for the present Earth ( $\sim 0.075 \text{ W m}^{-2}$ ). The tidal heating is probably less ( $\sim 0.1 \text{ mW m}^{-2}$ ; Section 3.2) as a result of the rotation phase locking.
- A heating by the stellar corona plasma that irradiates the nightside. The stellar corona can be described as a thin atmosphere at  $\sim 10^6 \text{ K}$  and a radiative emission of  $\mathcal{A}_0 = 10^2 \text{ W m}^{-2}$  (Withbroe and Noyes, 1977). At the planet's distance from the star ( $d = 2 \times 10^6 \text{ km}$ ) the plasma column density is reduced by a factor  $e^{-d/h}$ , where  $h$  is the coronal scale height. Using  $\mu = 1 \text{ amu}$ ,  $g = 340 \text{ m s}^{-2}$ ,  $h \sim 5 \times 10^4 \text{ km}$ , the resulting heating is  $\mathcal{A}_{plasma} \sim \mathcal{A}_0 e^{-d/h} \sim 4 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2}$ , which is negligible.

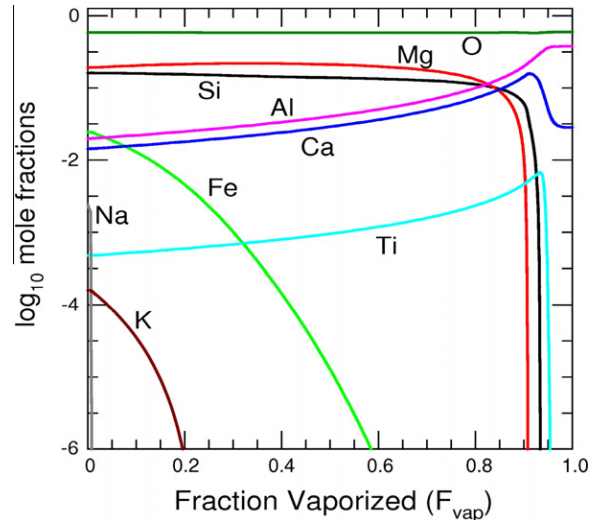
As we have shown that liquid lava is not expected to flow over the nightside (Section 5.2), neither is an underground ocean that would have increased the geothermal flux, the total heating on that side is probably dominated by the usual geothermal heating and can be estimated to  $0.5 \pm 0.2 \text{ W m}^{-2}$  for CoRoT-7b. The balance between this flux and the radiative emission of the surface, assuming a unit emissivity, would lead to a surface temperature of  $T_{surf} \sim 55 \pm 5 \text{ K}$ . Now, the albedo of the nightside could be high as the result of deposition of frost material provided by icy planetesimals (comets). If a mean albedo of  $A = 0.8$  (fresh snow) is considered as a maximum, the nightside surface temperature is in the range 50–75 K, which stresses the major dichotomy between the dayside and the nightside.

## 6. A permanent magma ocean

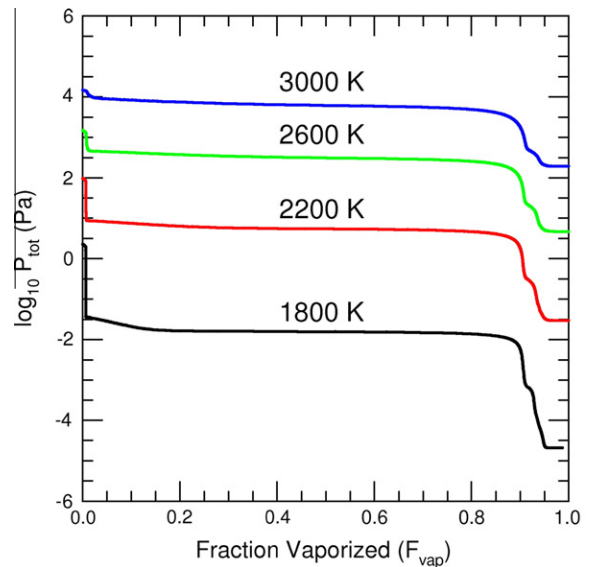
### 6.1. Building up of an lava ocean

Within our hypothesis, the planetary atmosphere is the result of the vaporisation of the surface material, depending on the local temperature. Using the MAGMA code (Fegley and Cameron, 1987; Schaefer and Fegley, 2004) we can compute the evolution of the oceanic composition with time, starting from a silicate composition (Schaefer and Fegley, 2009). Fig. 5 shows its radical changes as evaporation proceeds, the abundance of refractory species (MgO, SiO<sub>2</sub>, then TiO<sub>2</sub>, CaO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) increases with time, and the total vapour pressure decreases (Fig. 6). Eventually, at high vaporised fractions ( $F_{vap} > 0.95$ ), the composition of the refractory residue remains stable, with mole fractions of 13% for CaO and 87% for Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> at 2200 K (close to the composition CaO·6Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), which we propose for the composition of the ocean after a 1.5 Gyr evolution.

The evaporative mass transport, if irreversible, can change the composition of the surface layers of the planet. Assuming an evaporation efficiency coefficient of 0.1 (Schaefer and Fegley, 2004), the



**Fig. 5.** Atomic composition of a finite silicate sample, evaporating at constant temperature ( $T = 2200 \text{ K}$ ), versus its evaporated fraction,  $F_{vap}$ , using the thermodynamic code MAGMA (Fegley and Cameron, 1987; Schaefer and Fegley, 2004). As time progresses, the volatile species (Na, K, Fe...) evaporate, enriching the condensed phase in refractory species. Eventually, at high vaporised fractions,  $F_{vap} = 0.96\text{--}1.00$ , the molar composition of the residue is almost constant,  $[\text{CaO}] = 0.13$ ,  $[\text{Al}_2\text{O}_3] = 0.87$ , which is proposed as the composition of the ocean after 1.5 Gyr.



**Fig. 6.** Total vapour pressure above silicate samples analogous to that used in Fig. 5, versus their evaporated fraction, at different temperatures. As expected, with increasing evaporated fraction, the vapour pressures decrease, and the residues become more refractory.

time required for evaporating a 100 km layer is  $(\tau/3 \times 10^5 \text{ year}) = (P/1 \text{ Pa})^{-1}$ . For pressures of about one Pascal, it is much shorter than the planetary age, indicating that thousands of kilometres can be evaporated during the planet's lifetime.

When the vapour condensation occurs onto the ocean, flows can bring back the volatiles to the depleted area, but this is no longer true when condensation occurs onto the continent and irreversible transport of material from the ocean to the continent occurs. The resulting reduction of the oceanic volume leads to the dissolution of the oceanic floor and the evolution of its composition that we have estimated. The loaded continent progressively sinks into the

mantle as its roots probably dissolve in the mantle. In this mantle, a silicate transport, at low velocities, from the continent roots to the ocean floor may close the circulation of materials. Plate tectonics (Valencia et al., 2007b) may also play an important role in the transport of materials.

### 6.2. Determination of the location of the ocean shore

The ocean shore is the location on the planetary surface where the solidification of the molten rocks occurs. If crystallization happens close to thermodynamic equilibrium conditions, crystals will grow to rather large sizes, and the density difference between solid and liquid phases will lead to an efficient differentiation: the solids, denser than the liquid, sink down. When the surface temperature reaches that of the local *magma liquidus*, condensation occurs and pieces of rock sink, and the ocean floor rises up to the surface, building the ocean shore. Therefore, we consider that the ocean shore is located where the surface temperature reaches the liquidus temperature of the local magma. For the composition that we propose,  $(\text{CaO})_{13\%}:(\text{Al}_2\text{O}_3)_{87\%}$ , this happens at  $T = 2200 \pm 20$  K (FACT Database, 2010), and zenith angle  $\theta = 51^\circ \pm 5.3^\circ$ . For an oceanic composition with half as much CaO, the temperature would be 2270 K, and the zenith angle  $\theta \sim 45^\circ$ .

### 6.3. Determination of the ocean-depth

The bottom of the ocean is the place where the melting temperature,  $T_{\text{melt}}(P)$ , meets the local temperature. A linear estimate of the melting curve,  $T_{\text{melt}}(P)$ , can be obtained using the Clapeyron equation,  $(dP/dT)_{\text{melt}} = \Delta H/(T\Delta V)$ , where  $\Delta H$  is the enthalpy of melting, and  $\Delta V$  the associated change in volume. Using values for alumina, the main component of the ocean, one reads  $\Delta H = 111 \pm 4$  kJ mol<sup>-1</sup> (Chase et al., 1985) and  $\Delta V_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.70$  g cm<sup>-3</sup> the difference between the densities of corundum and molten alumina (Fiquet et al., 1999). The resulting dependence on pressure,  $P = \rho gh$ , of  $T_{\text{melt}}$  is

$$T_{\text{melt}}(\text{K}) = 2200 + 1.25 \times 10^{-7} P (\text{Pa})$$

If the temperature profile is an adiabat, it reads:  $T_{\text{ad}}(\text{K}) = T_{\text{surf}} + 1.3 \times 10^{-8} P (\text{Pa})$ . With  $T_{\text{surf}} = 2500$  K,  $\rho = 3.05$  g cm<sup>-3</sup>, and  $g = 22$  m s<sup>-2</sup>, the ocean-depth would be 45 km, at the sub-stellar point. If the temperature at the ocean floor were lower, e.g. as the result of lava circulation, the ocean would be shallower. Only a 3D model can give a final description.

## 7. Planetary atmosphere

The atmosphere is the result of the vaporisation/sublimation of rocks at the planetary surface. The local equilibrium vapour pressure results from the set of curves of Fig. 6 for high vaporisation fractions ( $F_{\text{vap}} = 0.95\text{--}1.00$ ) at the temperature determined in Section 5.3. The total pressure varies from 1.5 Pa at the sub-stellar point ( $T = 2500$  K), to  $3 \times 10^{-2}$  Pa at the ocean shore ( $T = 2200$  K), and zero ( $\ll 10^{-10}$  Pa) on the nightside ( $T < 75$  K).

An important question is how far is the actual atmospheric pressure from that given by this local equilibrium,  $P = P_{\text{sat}}(T)$ . An upper limit of that difference can be estimated as follows. The temperature gradient leads to a pressure gradient and generates wind. These winds produce local thermodynamic imbalances due to the exchange of gaseous material with the neighbouring regions. An increase of the local pressure drives an increase of the impinging flux onto the surface, which tends to restore the equilibrium. Considering an annulus at zenith angle  $\theta$ , with a width  $\Delta\theta$ , an upper limit of the input flux due to winds is obtained assuming that incoming winds at the hot border blow at the sound velocity,

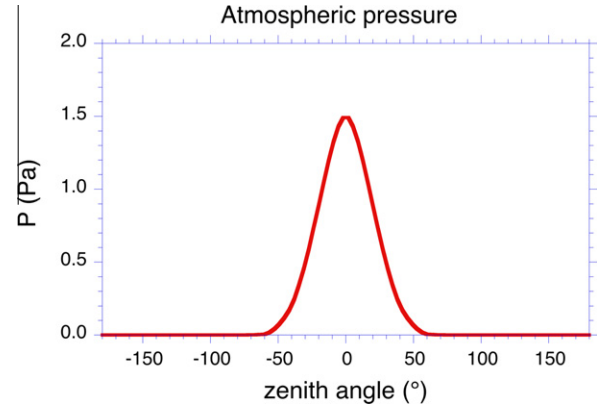


Fig. 7. Atmospheric pressure resulting from the vaporisation/sublimation of rocks. To a good approximation, it is the vapour pressure of the rocks (Fig. 6) at the local temperature (Fig. 4).

and that outgoing winds at the cold border are negligible. The corresponding incoming flux is  $(\Phi_{\text{wind}})_{\text{max}} = 2\pi R_{\text{pl}}(\sin\theta)Hcn$ , where  $n$  is the atmospheric particle density. One can compute the width  $\Delta\theta$  needed for that flux to be compensated by the increase of the impinging flux due to excess pressure,  $\Delta P$ . Requiring that the deviation  $\Delta P/P_{\text{vap}}$  is 10%, we find that the maximum zenith widths  $\Delta\theta$  are  $0.90^\circ$ ,  $0.85^\circ$  and  $0.80^\circ$ , for mean zenith angles  $\theta$  of  $10^\circ$ ,  $30^\circ$ , and  $50^\circ$ , respectively. Considering that these values of  $\Delta\theta$  are small compared to the corresponding  $\theta$  values, we conclude that the local atmospheric pressure is the vapour pressure of rocks at the local temperature, but for a lag inferior to one degree in zenith angle, which we neglect. The resulting pressure distribution is presented in Fig. 7.

## 8. Possible oceanic circulation

The low pressure of the atmosphere of CoRoT-7b implies that wind-driven circulation in the lava ocean is negligible. The strong contrasts in radiative equilibrium temperature could however lead to a circulation forced by horizontal density gradients. To estimate the strength of these currents, we consider a vein of thickness  $H$  under the surface, whose temperature  $T(x)$  varies in one horizontal direction. The surface of the ocean is at a height  $h$  above its mean level  $z = 0$ . The hydrostatic pressure within the ocean is given by:

$$P(x, z) = \rho g(z + h)$$

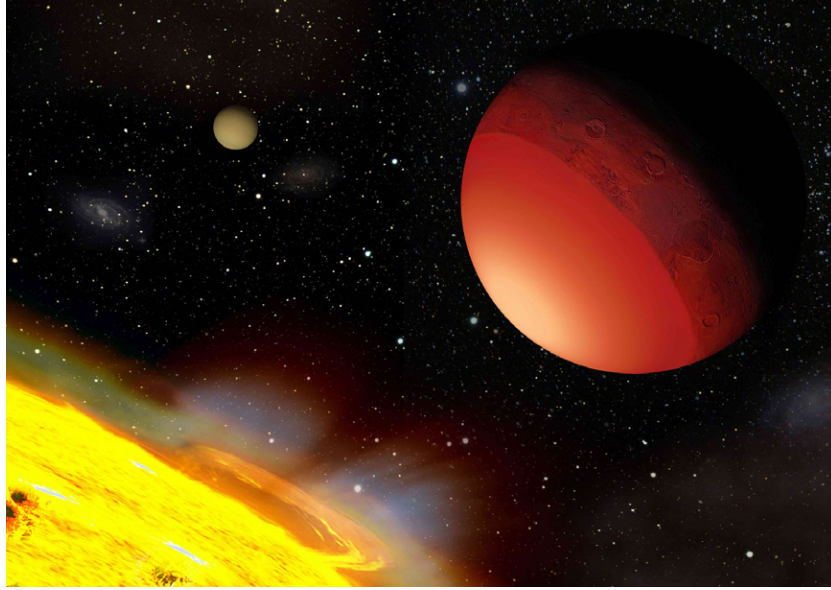
The horizontal equation of motion for a stationary flow is:

$$\varepsilon \vec{V} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + f \vec{k} \times \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P$$

where the  $\vec{V}$  term is the horizontal velocity relative to the planet's surface,  $\varepsilon$  the inverse timescale of dissipative processes and  $f = 2\omega \sin(\text{latitude})$  is the Coriolis factor, with  $\vec{k}$  the unit vector in the vertical direction.

The large spatial scale of the ocean implies that the non-linear advective term,  $\vec{V} \cdot \nabla$ , has a very long timescale (of the order of  $V/L$ , with  $L$  the horizontal extent of the ocean,  $V/L \sim 10^{-7}$  s<sup>-1</sup> for  $V = 1$  m s<sup>-1</sup>), compared to the dissipative and the Coriolis factors whose typical values are  $\varepsilon = 10^{-5}$  s<sup>-1</sup> and  $f = 10^{-4}$  s<sup>-1</sup> (for a rotational period of 0.85 day, away from the equator). Therefore, this non-linear term can be neglected (Pedlosky, 1996).

Setting the Coriolis force aside for now, the horizontal velocity  $u$  in the  $x$  direction results from a balance between the pressure-gradient force and the dissipation:



**Fig. 8.** Artist view of the CoRoT-7 system. Stellar wind and coronal mass ejections are schematized at the surface of the active star. A detailed view of CoRoT-7b, is represented, illustrating the main planetary features derived in the paper, including the temperature distribution, the presence of a featureless ocean of molten rocks and a structured continent of solid rocks. In our current understanding of planetary system formation and evolution, the presence of meteorites seems likely, and we represent impact craters on this continent. For the sake of visibility, the planetary size and planet–star distance are not to scale, nor is the relative luminosity of the planet and the star. The second planet of the system, CoRoT-7c, is visible in the distance.

$$\varepsilon u = -\frac{1}{\rho} \partial_x P = -g \partial_x h - g z \frac{\partial_x \rho}{\rho}$$

We assumed that relative density changes are small, and  $h \ll H$ . Taking the velocity  $u$  to cancel at the bottom of the vein,  $z = H$ , we get a velocity, maximum at the surface of the ocean, equal to

$$u = -\frac{1}{\varepsilon} g (\mathcal{H} - z) \beta \partial_x T$$

where  $\beta$  is the dilatation coefficient. The mass flux integrated in a vein with thickness  $H$  is

$$F_M = -\frac{1}{2\varepsilon} g \mathcal{H}^2 \beta \partial_x T$$

At the point where the mass flux is maximal, a heat flux divergence corresponding to a heat delivery,

$$Q = \rho C_p F_M \partial_x T$$

can be computed and compared to the radiative fluxes at the surface. Using somewhat arbitrarily a dissipative timescale of about one day ( $\varepsilon = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) similar to that in terrestrial oceans (Pickard and Emery, 1990; Pedlosky, 1996), and the radiative equilibrium temperature gradient, a vein depth  $H$  of 100 m [10 km] yields a heating of  $Q = 2.1 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$  [ $2.1 \times 10^6 \text{ W m}^{-2}$ ], with a maximum current speed of  $2.2 \text{ m s}^{-1}$ . For comparison, a change in surface temperature from 2250 K to 2350 K brings a difference of emission of  $2.8 \times 10^5 \text{ W m}^{-2}$ . It thus seems that the capability of ocean currents to modify the surface temperature distribution and the ocean extension significantly, fully relies on the thickness  $H$  of current vein that we do not estimate in the present paper.

A strong circulation in the surface layer necessitates a compensating return flow at depth, which would occur at the colder temperature of the sinking lava, close to the minimum temperature at the surface. The colder lava would then ascend back under the hottest surface, tending to reduce the depth  $H$ . Maintaining a deep hot surface layer in the presence of a strong convective cell thus requires a very strong vertical mixing, as the ocean is heated from above. It is not clear what mechanism could make this happen.

As mentioned, the convection and its associated reduction of the temperature at the bottom of the ocean for low azimuth angles

**Table 1**

Parameters for the CoRoT-7b and Kepler-10b planets and their parent stars, deduced from observations and the present modelling.  $F_{st}$  is the stellar flux at the planet location and, as deduced from our model,  $T_{sub-st}$  is the highest temperature at the surface of the planet (sub-stellar point),  $\theta_{lava}$  the angular spreading of the lava ocean,  $\theta_{day-night}$  the position of the day–night frontier (dark limit of penumbra), and  $\theta_{st/pl}$  the angle under which the star is seen from the planet. Notes: (a) Bruntt et al. (2010); (b) Léger et al. (2009) renormalized by stellar parameters from Bruntt et al. (2010); (c) median of the five different mass determinations of CoRoT-7b (see text); (d) present modelling of the physical features of both planets; (e) Batalha et al. (2011).

Parameter	CoRoT-7b	Note	Kepler-10b	Note
<b>Star</b>				
$T_{st}$ (K)	$5250 \pm 60$	(a)	$5627 \pm 44$	(e)
$R_{st}$ ( $R_{Sun}$ )	$0.82 \pm 0.04$	(a)	$1.056 \pm 0.021$	(e)
$L_{st}$ ( $L_{Sun}$ )	$0.48 \pm 0.07$	(a)	$1.004 \pm 0.059$	(e)
$M_{st}$ ( $M_{Sun}$ )	$0.91 \pm 0.03$	(a)	$0.895 \pm 0.060$	(e)
Age (Gyr)	1.2–2.3	(b)	$11.9 \pm 4.5$	(e)
Mag	$V = 11.7, R = 11.3$	(a)	Kepl = 10.96	(e)
Sp type	G9 V	(a)	$\sim G3 V$	
<b>Planet</b>				
$\Delta F/F$ (ppm)	$335 \pm 12$	(b)	$152 \pm 4$	(e)
Tr. dur. (h)	$1.25 \pm 0.05$	(b)	$1.81 \pm 0.02$	(e)
$b$	$0.61 \pm 0.06$	(b)	$0.30 \pm 0.08$	(e)
$i$ ( $^\circ$ )	$80.1 \pm 0.3$	(b)	$84.4 \pm 1.4$	
$P_{orb}$ (day)	$0.85359 \pm 3 \times 10^{-5}$	(b)	$0.837495 \pm 5 \times 10^{-6}$	
$R_{pl}$ ( $R_{Earth}$ )	$1.58 \pm 0.10$	(b)	$1.416 \pm 0.034$	(e)
$M_{pl}$ ( $M_{Earth}$ )	$6.9 \pm 1.2$	(c)	$4.56 \pm 1.23$	(e)
$\rho$ ( $\text{g cm}^{-3}$ )	$9.7 \pm 1.9$	(a) + (c)	$8.8 \pm 2.5$	(e)
$a$ (AU)	$0.01707 \pm 0.00019$	(b)	$0.01684 \pm 0.00033$	(e)
$a/R_{st}$	$4.48 \pm 0.22$	(a) + (b)	$3.43 \pm 0.10$	(e)
$F_{st}$ ( $\text{MW m}^{-2}$ )	$2.14 \pm 0.24$	(d)	$4.87 \pm 0.33$	(e) + (d)
<b>Modelling</b>				
$T_{sub-st}$ (K)	$2474 \pm 71$	(d)	$3038 \pm 51$	(e) + (d)
$\theta_{lava}$ ( $^\circ$ )	$51.3 \pm 5.3$	(d)	$73.9 \pm 1.1$	(e) + (d)
$\theta_{day-night}$ ( $^\circ$ )	$102.7 \pm 0.7$	(d)	$106.7 \pm 0.5$	(e) + (d)
$2\theta_{st/pl}$ ( $^\circ$ )	25.8	(d)	33.9	(e)

would significantly reduce the depth of the ocean. A depth temperature of 2300 K would make the lava solidify at about 14 km.

The Coriolis force was not taken into account in the above calculations. Given the high rotation rate of CoRoT-7b it is a dominant term in the equation of motion far from the equatorial region, with the Coriolis factor  $f$  of the order of  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  in the mid latitudes. The main balance will then be between the pressure gradient and Coriolis forces, yielding currents about an order of magnitude weaker and oriented parallel to the isobars. The heat transport by ocean currents will thus be strongly inhibited by the presence of the Coriolis force, and the region showing possible changes in the temperature distribution is restricted to the equator (crossing the sub-stellar point) where the Coriolis factor vanishes. This justifies the two-dimensional aspect of the present calculations, as the ocean circulation will be mostly in the east–west direction.

A more precise determination of the shape and temperature distribution of the lava ocean, as well as its depth, requires a 3D model of the circulation with several hypotheses on the strength of the vertical mixing, which is beyond the scope of the present paper. In any case, as shown in Section 5.2, this possible oceanic circulation cannot bring heat to the nightside and change its surface temperature.

## 9. Conclusion

We have attempted to describe the expected physical properties of CoRoT-7b, the first super-Earth discovered with radius and mass measured simultaneously, and the key feature of being very close to its star (0.017 AU, or 4.5 stellar radii). The radius is measured with a fair accuracy ( $\pm 6\%$ ) by transits, and its mass with a  $\pm 17\%$  accuracy by RV data analyses. Considering the additional constraint of the expected rapid erosion of any volatile in the atmosphere, we made the working hypothesis for this composition of a dry Earth without atmospheric volatiles. This hypothesis is made plausible by the fit between observations and modelling of planetary interiors, although it does derive unambiguously from them.

In the future, we may expect an improvement in the mass estimate that could qualify or falsify this hypothesis, but this is not certain because it does not rely on the accuracy of the RV measurements but on their analysis that is made difficult by the noise introduced by the stellar activity. This situation will likely repeat in the future when super-Earths further away from their stars, e.g. in their habitable zones, will be detected by transits, because the corresponding planetary part of the RV signal will decrease as  $a^{-1/2}$ , typically by a factor 8 for  $a$  changing from 0.017 AU to 1 AU, even more for planets further away in the habitable zone.

Within the framework of that hypothesis, we derive the expected physical properties of the planet. We find that its extreme proximity to its star implies very special features. The most striking one results from the probable phase locking of its spin-rotation with its orbital-rotation by tidal dissipation, which implies a *major dichotomy between a hot dayside* ( $T_{\text{max}} \sim 2500 \text{ K}$ ) *with an ocean of molten rocks, and a cold nightside* ( $T = 50\text{--}75 \text{ K}$ ). The atmosphere is made of rock vapours with a pressure that we estimate to vary from low values ( $\sim 1 \text{ Pa}$ ) at the sub-stellar point, to zero on the nightside. This low pressure prevents any cloud to be sustained. Possible formation and evolution scenarios for its orbit and internal structure have also be studied. We cannot claim that these are “the” properties of CoRoT-7b, but we have built a self-consistent model for it that is compatible with the parameters derived from all available pieces of observations.

Fig. 8 shows an artist view of the planet that illustrates several of the features derived in the paper. In particular, we think that the large radiative energy exchanges lead to an intense turnover of materials and to regular frontiers between the lava-ocean and

the continent, as opposed to indented water-ocean shores on temperate planets.

These possible features of CoRoT-7b should be common to many small, hot planets, including at present HD 10180b,<sup>5</sup> KOI-377.03,<sup>6</sup> and *Kepler-10b*.<sup>7</sup> This last planet is curiously analogous to CoRoT-7b and *our physical model fully applies to it* (Table 1).

They define a new class of objects that we propose to name “*Lava-ocean planets*”.

## Acknowledgments

The authors are grateful to Pascal Bordé (IS) for fruitful discussions on the statistical analysis of the data. We also thank the Programme National de Planétologie of CNRS for its financial support in 2009 and 2010.

## References

- Auvergne, M. et al., 2009. The CoRoT satellite in flight: Description and performance. *Astron. Astrophys.* 506, 411–424.
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., Barman, T.S., Allard, F., Hauschildt, P.H., Lammer, H., 2004. The effect of evaporation on the evolution of close-in giant planets. *Astron. Astrophys.* 419, L13–L16.
- Barnes, R., Raymond, S.N., Jackson, B., Greenberg, R., 2008. Tides and the evolution of planetary habitability. *Astrobiology* 8, 557–568.
- Barnes, R., Raymond, S.N., Greenberg, R., Jackson, B., 2010. CoRoT-7 b: Super-Earth or super-*io*? *Astrophys. J.* 709, L95–L98.
- Batalha, N.M. et al., 2011. Kepler’s first rocky planet: Kepler-10b. *Astrophys. J.*, in press. <<http://arxiv.org/abs/1102.0605v1>>.
- Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., Bonfils, X., Santos, N., Vauclair, S., 2011. Disentangling stellar activity and planetary signals, *Astron. Astrophys.* 528, A4.
- Bouchy, F. et al., 2009. The HARPS search for southern extra-solar planets. XVII. Super-Earth and Neptune-mass planets in multiple planet systems HD 47 186 and HD 181 433. *Astron. Astrophys.* 496, 527–531.
- Bruntt, H., Deleuil, M., Fridlund, M., Alonso, R., Bouchy, F., Hatzes, A., Mayor, M., Moutou, C., Queloz, D., 2010. Improved stellar parameters of CoRoT-7, a star hosting two super Earths. *Astron. Astrophys.* 519, A51.
- Carone, L., Pätzold, M., 2007. Constraints on the tidal dissipation factor of a main sequence star: The case of OGLE-TR-56b. *Planet. Space Sci.* 55, 643–650.
- Charbonneau, D. et al., 2009. A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nature* 462, 891–894.
- Chase Jr., M.W., Davies, C.A., Downey, J.R., Frurip, D.J., McDonald, R.A., Syverud, A.N., 1985. JANAF Thermochemical Tables, third ed., table for  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (liquid), *J. Phys. Chem. Ref. Data* 14, Suppl. 1–1985, p. 160.
- Cockell, C.S. et al., 2009. Darwin – A mission to detect and search for life on extrasolar planets. *Astrobiology* 9, 1–22.
- Erkaev, N.V., Kulikov, Y.N., Lammer, H., Selsis, F., Langmayr, D., Jaritz, G.F., Biernat, H.K., 2007. Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters”. *Astron. Astrophys.* 472, 329–334.
- FACT Oxide Database, 2010. <[http://www.crct.polymtl.ca/fact/documentation/FToxid/FToxid\\_Figs.htm](http://www.crct.polymtl.ca/fact/documentation/FToxid/FToxid_Figs.htm)>.
- Fegley Jr., B., Cameron, A.G.W., 1987. A vaporization model for iron/silicate fractionation in the Mercury protoplanet. *Earth Planet. Sci. Lett.* 82, 207–210.
- Ferraz-Mello, S., Rodríguez, A., Hussmann, H., 2008. Tidal friction in close-in satellites and exoplanets. The Darwin theory revisited. *Celest. Mech. Dynam. Astron.* 101, 171–201.
- Ferraz-Mello, S., Tadeu dos Santos, M., Beaugé, C., Michtchenko, T.A., Rodríguez, A., 2011. On planetary mass determination in the case of super-Earths orbiting active stars. The case of the CoRoT-7 system. *Astron. Astrophys.*, submitted for publication.
- Fiquet, G., Richet, P., Montagnac, G., 1999. High-temperature thermal expansion of lime, periclase, corundum and spinel. *Phys. Chem. Miner.* 27, 103–111.
- Fogg, M.J., Nelson, R.P., 2005. Oligarchic and giant impact growth of terrestrial planets in the presence of gas giant planet migration. *Astron. Astrophys.* 441, 791–806.

<sup>5</sup> According to Lovis et al. (2010), the parameters of HD 10180b are  $m \sin(i) = 1.35 - M_{\text{Earth}}$ ,  $P = 1.18 \text{ days}$ ,  $a = 0.022 \text{ AU}$ . The star being a G1V, if the planet is rocky with no thick atmosphere, and phase locked, its sub-stellar temperature would be 2650 K and an ocean of molten rocks would be present at its surface.

<sup>6</sup> According to Holman et al. (2010), this object could be a super-Earth,  $1.5 R_{\text{Earth}}$  in radius and orbiting around a solar type star in 1.59 days. Under the same hypotheses as for HD 10180b, its sub-stellar temperature would be 2400 K and it would also harbour an ocean of molten rock.

<sup>7</sup> According to Batalha et al. (2011), this object is a rocky super-Earth, at the same absolute distance as CoRoT-7b from a somewhat hotter star (5630 K). Under the same hypotheses as for CoRoT-7b, its sub-stellar temperature is 3040 K and it would harbour an ocean of molten rock (see Table 1).

- Fortney, J.J., Marley, M.S., Barnes, J.W., 2007. Planetary radii across five orders of magnitude in mass and stellar insolation: Application to transits. *Astrophys. J.* 659, 1661–1672.
- Grasset, O., Schneider, J., Sotin, C., 2009. A study of the accuracy of mass–radius relationships for silicate-rich and ice-rich planets up to 100 Earth masses. *Astrophys. J.* 693, 722–733.
- Grieffmeier, J.-M., Stadelmann, A., Motschmann, U., Belisheva, N.K., Lammer, H., Biernat, H.K., 2005. Cosmic ray impact on extrasolar Earth-like planets in close-in habitable zones. *Astrobiology* 5, 587–603.
- Hatzes, A.P., Dvorak, R., Wuchterl, G., Guterman, P., Hartmann, M., Fridlund, M., Gandolfi, D., Guenther, E., Pätzold, M., 2010. An investigation into the radial velocity variations of CoRoT-7. *Astron. Astrophys.* 520, A93.
- Hatzes, A.P., Fridlund, M., 2011. *Astron. J.*, submitted for publication.
- Holman, M.J. et al., 2010. Kepler-9: A system of multiple planets transiting a Sun-like star, confirmed by timing variations. *Science* 330 (6000), 51–53.
- Hubbard, W.B., Hattori, M.F., Burrows, A., Hubeny, I., Sudarsky, D., 2007. Effects of mass loss for highly-irradiated giant planets. *Icarus* 187, 358–364.
- Ida, S., Lin, D.N.C., 2008. Toward a deterministic model of planetary formation. IV. Effects of type I migration. *Astrophys. J.* 673, 487–501.
- Lammer, H. et al., 2009. What makes a planet habitable? *Astron. Astrophys. Rev.* 17, 181–249.
- Léger, A. et al., 2009. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b: The first super-Earth with measured radius. *Astron. Astrophys.* 506, 287–302 (LRS09).
- Lovis, C., Mayor, M., Bouchy, F., Pepe, F., Queloz, D., Udry, S., Benz, W., Mordasini, C., 2009. Towards the characterization of the hot Neptune/super-Earth population around nearby bright stars. *Proceedings of IAU Symposium*, vol. 253, pp. 502–505.
- Lovis, C. et al., 2010. The HARPS search for southern extra-solar planets XXVII. <<http://www.eso.org/public/archives/releases/sciencepapers/eso1035/eso1035.pdf>>.
- Mandell, A.M., Raymond, S.N., Sigurdsson, 2007. Formation of Earth-like planets during and after giant planet migration. *Astrophys. J.* 660, 823–844.
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., 2009a. Extrasolar planet population synthesis. I. Method, formation tracks, and mass–distance distribution. *Astron. Astrophys.* 501, 1139–1160.
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., Naef, D., 2009b. Extrasolar planet population synthesis. II. Statistical comparison with observations. *Astron. Astrophys.* 501, 1161–1184.
- Mysen, B., Richet, P., 2005. *Silicate Glasses and Melts, Properties and Structure. Developments in Geochemistry.* Elsevier, p. 544.
- Ogihara, M., Ida, S., 2009. N-body simulations of planetary accretion around M Dwarf stars. *Astrophys. J.* 699, 824–838.
- Papaloizou, J.C.B., Terquem, C., 2009. On the dynamics of multiple systems of hot super-Earths and Neptunes: Tidal circularization, resonance and the HD 40307 system. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 405, 573–592.
- Pedlosky, J., 1996. *Ocean Circulation Theory.* Springer.
- Petrov, V.A., Vorobyev, A.Y., 2007. Spectral emissivity and radiance temperature plateau of self-supporting Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> melt at rapid solidification. *High Temp. – High Pressures* 36 (6), 677–689.
- Pickard, G.L., Emery, W.J., 1990. *Descriptive Physical Oceanography: An Introduction*, fifth ed. Butterworth-Heinemann Ltd..
- Pont, F., Aigrain, S., Zucker, S., 2011. Re-assessing the radial-velocity evidence for planets around CoRoT-7. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 411, 1953–1962.
- Queloz, D. et al., 2009. The CoRoT-7 planetary system: Two orbiting super-Earths. *Astron. Astrophys.* 506, 303–319.
- Raymond, S.N., Mandell, A.V., Sigurdsson, S., 2006. Exotic Earths: Forming habitable worlds with giant planet migration. *Science* 313, 1413–1416.
- Raymond, S.N., Barnes, R., Mandell, A.M., 2008. Observable consequences of planet formation models in systems with close-in terrestrial planets. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 384, 663–674.
- Rivera, E.J., Lissauer, J.J., Butler, R.P., Marcy, G.W., Vogt, S.S., Fischer, D.A., Brown, T.M., Laughlin, G., Henry, G.W., 2005. A 7.5 Earth-mass planet orbiting the nearby star, GJ 876. *Bull. Am. Astron. Soc.* 37, 1487.
- Schaefer, L., Fegley Jr., B., 2009. Chemistry of silicate atmospheres of evaporating super-Earths. *Astrophys. J.* 703, L113–L117.
- Schaefer, L., Fegley Jr., B., 2004. A thermodynamic model of high temperature lava vaporization on Io. *Icarus* 169, 216–241.
- Seager, S., Kuchner, M., Hier-Majumder, C.A., Militzer, B., 2007. Mass–radius relationships for solid exoplanets. *Astrophys. J.* 669, 1279–1297.
- Selsis, F. et al., 2007. Could we identify hot ocean-planets with CoRoT, Kepler and Doppler velocimetry? *Icarus* 191, 453–468.
- Shim, S.H., 2008. The postperovskite transition. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 36, 569–599.
- Sotin, C., Grasset, O., Mocquet, A., 2007. Mass radius curve for extrasolar Earth-like planets and ocean planets. *Icarus* 191, 337–351.
- Stixrude, L., de Koker, N., Sun, N., Mookherjee, M., Karki, B.B., 2009. Thermodynamics of silicate liquids in the deep Earth. *Earth Planet. Sci. Lett.* 278, 226–232.
- Terquem, C., Papaloizou, J.C.B., 2007. Migration and the formation of systems of hot super-Earths and Neptunes. *Astrophys. J.* 654, 1110–1120.
- Tian, F., Kasting, J.F., Liu, H.-L., Roble, R.G., 2008. Hydrodynamic planetary thermosphere model: 1. Response of the Earth's thermosphere to extreme solar EUV conditions and the significance of adiabatic cooling. *J. Geophys. Res. (Planets)* 113, 5008–5038.
- Tozer, D.C., 1972. The present thermal state of the terrestrial planets. *Phys. Earth Planet. Inter.* 6, 182–197.
- Urbain, G., 1982. Viscosité de l'alumine liquide. *Rev. Int. Hautes Temp. Réfract.* 19, 55–57.
- Valencia, D., Sasselov, D.D., O'Connell, R.J., 2007a. Detailed models of super-Earths: How well can we infer bulk properties? *Astrophys. J.* 665, 1413–1420.
- Valencia, D., O'Connell, R.J., Sasselov, D.D., 2007b. Inevitability of plate tectonics on super-Earths. *Astrophys. J.* 670, L45–L48.
- Valencia, D., Ikoma, D.M., Guillot, T., Nettelmann, N., 2010. Composition and fate of short-period super-Earths. The case of CoRoT-7b. *Astron. Astrophys.* 516, A20.
- Wagner, F., Sohl, F., Rauer, H., Hussmann, H., Grott, M., 2009. Interior structure and bulk composition of the CoRoT-7b exoplanet. In: *European Planetary Science Congress 2009*, Potsdam, Germany, p. 630.
- Weast, R.C., 1989. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 69th ed. CRC Press, Inc., Boca Raton, FL, USA. p. F-37.
- Withbroe, G.L., Noyes, R.W., 1977. Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 15, 363–387.
- Yelle, R., Lammer, H., Ip, W.-H., 2008. Aeronomy of extra-solar giant planets. *Space Sci. Rev.* 139, 437–451.
- Zhou, J.-L., Aarseth, S.J., Lin, D.N.C., Nagasawa, M., 2005. Origin and ubiquity of short-period Earth-like planets: Evidence for the sequential accretion theory of planet formation. *Astrophys. J.* 631, L85–L88.

# Table des figures

1.1	Simulation de migration de type III . . . . .	7
1.2	Diagramme masse-rayon . . . . .	11
1.3	Composition de super-terres . . . . .	13
1.4	Diagramme masse-rayon pour des planètes telluriques ou de glaces . .	14
2.1	Cône de pénombre et probabilité de transit . . . . .	19
2.2	Points de contact lors d'un transit planétaire . . . . .	21
2.3	Superposition des disques planétaire et stellaire . . . . .	21
2.4	Modèle de transit avec phase d'immersion et émergence . . . . .	22
2.5	Modèle de transit avec phase d'immersion et émergence et ACB . . . .	22
2.6	Transit de CoRoT-11b . . . . .	23
2.7	Histogramme des planètes découvertes . . . . .	27
2.8	Histogramme de planètes qui transitent . . . . .	28
2.9	Schéma du mini satellite CoRoT sur sa plateforme Protheus . . . . .	29
2.10	Les yeux de CoRoT . . . . .	30
2.11	Orbite et pointage de CoRoT . . . . .	30
2.12	Schéma du montage optique du télescope et de la caméra . . . . .	31
2.13	Transmission spectrale de la voie exoplanète de CoRoT . . . . .	33
2.14	Exemple de masques . . . . .	34
2.15	La fonction d'étalement de point de CoRoT. . . . .	35
2.16	La courbe de lumière de CoRoT-7 . . . . .	37
2.17	Les trois couleurs de la CL de CoRoT-7 . . . . .	38



3.1	Extinction et rougissement par Barnard 68 . . . . .	41
3.2	Spectre d'extinction par le MIS . . . . .	42
3.3	Diagramme couleur – magnitude . . . . .	43
3.4	Diagramme couleur–magnitude centre et anticentre galactique . . . . .	44
3.5	Transformée de Fourier et autocorrélation . . . . .	46
3.6	Calcul de la corrélation . . . . .	48
3.7	Corrélogramme de la courbe de lumière de CoRoT-11 . . . . .	49
3.8	Ré-échantillonnage temporel des données . . . . .	51
3.9	Le soleil vu en extrême UV. . . . .	53
3.10	Filtrage de l'activité stellaire . . . . .	54
3.11	Carte de l'AAS . . . . .	56
3.12	Passage dans l'anomalie de l'atlantique sud . . . . .	57
3.13	Filtrage de pixels chauds . . . . .	59
3.14	Filtrage adapté appliqué au voisinage du transit recherché . . . . .	61
3.15	Courbe de lumière de LRc02-E1-0126 . . . . .	61
3.16	Diagramme $S/B_2 = f(S/B_1)$ des cibles du LRc02 . . . . .	69
3.17	Histogramme des valeurs de $S/B_1$ des cibles du LRc02 . . . . .	70
3.18	Histogramme des valeurs de $S/B_2$ des cibles du LRc02 . . . . .	70
3.19	Profondeur des transits du type stellaire . . . . .	74
3.20	Durée d'un transit équatorial . . . . .	76
3.21	Contaminant dans le masque d'une cible . . . . .	77
3.22	Transit et couleurs . . . . .	78
3.23	Transit et couleurs . . . . .	79
3.24	Recherche d'un anti-transit . . . . .	80
3.25	CoRoT-7 vu par CoRoT et le télescope de 80 cm de l'IAC. . . . .	81
3.26	Histogramme du nombre de détections en fonction du S/B de photons . . . . .	88
3.27	Seuil de détection exprimé en S/B de photons . . . . .	89
3.28	Comparaison du $S/B_1$ et du $S/B_{photon}$ en fonction de $r'$ . . . . .	90
3.29	Distribution des candidats détectés selon la profondeur du transit. . . . .	91
3.30	Distribution des candidats détectés selon la période du signal. . . . .	92
4.1	Le transit de CoRoT-11b . . . . .	96

---

4.2	Chronométrage des transits du CoRoT-11b . . . . .	98
4.3	Distribution de la profondeur des transit de CoRoT-11b . . . . .	107
4.4	Distribution de la date des transits de CoRoT-11b . . . . .	107
4.5	Recherche d'un transit secondaire dans la courbe de CoRoT-11b . . . . .	108
4.6	Étude de la périodicité de l'activité de CoRoT-7 . . . . .	109
4.7	Courbe de lumière repliée de CoRoT-7b . . . . .	110
4.8	Processus de <i>bootstrap</i> adapté au problème du bruit corrélé. . . . .	111
4.9	Distributions des paramètres obtenues par le <i>bootstrap</i> . . . . .	112
4.10	Estimation de l'incertitude sur la période de CoRoT-11b . . . . .	113
4.11	Le transit de CoRoT-7b dans les trois couleurs . . . . .	113
4.12	Spectre d'une K0V et M5V et contribution à la couleur . . . . .	114
5.1	Position CoRoT-7b dans le diagramme masse-rayon . . . . .	117
5.2	Modèle de structure interne de CoRoT-7b en comparaison avec la Terre. . . . .	118
5.3	Profil de température à la surface de CoRoT-7b. . . . .	119
5.4	Position d'un point sur CoRoT-7b . . . . .	121
5.5	Position du côté jour par rapport à l'observateur . . . . .	123
5.6	Émission thermique et phase de CoRoT-7b . . . . .	124
5.7	Choix du filtre pour observer l'émission thermique de CoRoT-7b . . . . .	125
5.8	Surface de $\chi^2$ et courbe de phase . . . . .	126
5.9	Distribution de l'amplitude mesurée sur des simulations de l'effet de phase de CoRoT-7b . . . . .	127
5.10	Distribution de la phase mesurée sur des simulations de l'effet de phase de CoRoT-7b . . . . .	128
1	Orbite elliptique et paramètres associés . . . . .	135
2	Position du point vernal et coordonnées équatoriales . . . . .	137
3	Orientation du plan orbital dans la voute céleste . . . . .	138
4	Panorama des méthodes de détection . . . . .	143



# Liste des tableaux

1.1	Les planètes du système solaire . . . . .	3
1.2	Les super-terres de rayon connu . . . . .	15
2.1	Caractéristiques photométriques principales de l'instrument . . . . .	36
3.1	Améliorations apportées par la modification du filtrage adapté . . . . .	62
3.2	Résultats du quatrième test en aveugle, première partie . . . . .	68
3.3	Ensemble des campagnes d'observations . . . . .	71
3.4	Les instruments au sol utilisés pour le suivi photométrique des candidats	81
3.5	Vitesse et amplitude de l'orbite circulaire de l'étoile dans un système planète-étoile . . . . .	83
4.1	Paramètres de CoRoT-7b . . . . .	102
1	Principaux paramètres des objets découverts par CoRoT . . . . .	140



# Bibliographie

- S. AIGRAIN, A. COLLIER CAMERON, M. OLLIVIER, F. PONT, L. JORDA, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, P. BARGE, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. DEEG, R. DE LA REZA, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, P. GONDOIN, M. GILLON, T. GUILLOT, A. HATZES, H. LAMMER, A. F. LANZA, A. LÉGER, A. LLEBARIA, P. MAGAIN, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. PAETZOLD, C. PINTE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, J. SCHNEIDER, G. WUCHTER et S. ZUCKER : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. IV. CoRoT-Exo-4b : a transiting planet in a 9.2 day synchronous orbit. *A&A*, 488:L43–L46, sept. 2008.
- S. AIGRAIN et M. IRWIN : Practical planet prospecting. *MNRAS*, 350:331–345, mai 2004.
- R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. OLLIVIER, C. MOUTOU, D. ROUAN, H. J. DEEG, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, M. BARBIERI, P. BARGE, W. BENZ, P. BORDÉ, F. BOUCHY, R. DE LA REZA, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, M. GILLON, P. GONDOIN, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, P. KABATH, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARIA, B. LOEILLET, P. MAGAIN, M. MAYOR, T. MAZEH, M. PÄTZOLD, F. PEPE, F. PONT, D. QUELOZ, H. RAUER, A. SHPORER, J. SCHNEIDER, B. STECKLUM, S. UDRY et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. II. CoRoT-Exo-2b : a transiting planet around an active G star. *A&A*, 482:L21–L24, mai 2008.
- R. ALONSO, T. M. BROWN, G. TORRES, D. W. LATHAM, A. SOZZETTI, G. MANDUSHEV, J. A. BELMONTE, D. CHARBONNEAU, H. J. DEEG, E. W. DUNHAM, F. T. O'DONOVAN et R. P. STEFANIK : TrES-1 : The Transiting Planet of a Bright K0 V Star. *ApJ*, 613:L153–L156, oct. 2004.
- T. ARENTOFT : PLATO : PLANetary Transits and Oscillations of Stars. 416:577–+, déc. 2009.
- M. AUVERGNE, P. BODIN, L. BOISNARD, J.-T. BUEY, S. CHAINTREUIL, G. EPSTEIN, M. JOURET, T. LAM-TRONG, P. LEVACHER, A. MAGNAN, R. PEREZ, P. PLESSON, J. PLESSERIA,

- G. PETER, M. STELLER, D. TIPHÈNE, A. BAGLIN, P. AGOGUÉ, T. APPOURCHAUX, D. BARBET, T. BEAUFORT, R. BELLENGER, R. BERLIN, P. BERNARDI, D. BLOUIN, P. BOUMIER, F. BONNEAU, R. BRIET, B. BUTLER, R. CAUTAIN, F. CHIAVASSA, V. COSTES, J. CUVILHO, V. CUNHA-PARRO, F. DE OLIVEIRA FIALHO, M. DECAUDIN, J.-M. DEFISE, S. DJALAL, A. DOCCLO, R. DRUMMOND, O. DUPUIS, G. EXIL, C. FAURÉ, A. GABORIAUD, P. GAMET, P. GAVALDA, E. GROLLEAU, L. GUEGUEN, V. GUIVARC'H, P. GUTERMAN, J. HASIBA, G. HUNTZINGER, H. HUSTAIX, C. IMBERT, G. JEANVILLE, B. JOHLANDER, L. JORDA, P. JOURNOUD, F. KARIOTY, L. KERJEAN, L. LAFOND, V. LAPEYRERE, P. LANDIECH, T. LARQUÉ, P. LAUDET, J. LE MERRER, L. LEPORATI, B. LERUYET, B. LEVIEUGE, A. LLEBARIA, L. MARTIN, E. MAZY, J.-M. MESNAGER, J.-P. MICHEL, J.-P. MOALIC, W. MONJOIN, D. NAUDET, S. NEUKIRCHNER, K. NGUYEN-KIM, M. OLLIVIER, J.-L. ORCESI, H. OTTACHER, A. OULALI, J. PARISOT et S. PERRUCHOT : The CoRoT satellite in flight : description and performance. *A&A*, 506:411–424, oct. 2009.
- A. BAGLIN, M. AUVERGNE, P. BARGE, M. DELEUIL, C. CATALA, E. MICHEL, W. WEISS et THE COROT TEAM : Scientific Objectives for a Minisat : CoRoT. 1306:33–+, nov. 2006.
- G. BAKOS, R. W. NOYES, G. KOVÁCS, K. Z. STANEK, D. D. SASSELOV et I. DOMSA : Wide-Field Millimagnitude Photometry with the HAT : A Tool for Extrasolar Planet Detection. *PASP*, 116:266–277, mars 2004.
- P. BARGE, A. BAGLIN, M. AUVERGNE, H. RAUER, A. LÉGER, J. SCHNEIDER, F. PONT, S. AIGRAIN, J. ALMENARA, R. ALONSO, M. BARBIERI, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. J. DEEG, D. LA REZA, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, M. GILLON, P. GONDOIN, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HEBRARD, L. JORDA, P. KABATH, H. LAMMER, A. LLEBARIA, B. LOEILLET, P. MAGAIN, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, D. QUELOZ, D. ROUAN, A. SHPORER et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. I. CoRoT-Exo-1b : a low-density short-period planet around a G0V star. *A&A*, 482:L17–L20, mai 2008.
- N. M. BATALHA, W. J. BORUCKI, S. T. BRYSON, L. A. BUCHHAVE, D. A. CALDWELL, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, D. CIARDI, E. W. DUNHAM, F. FRESSIN, T. N. GAUTIER, III, R. L. GILLILAND, M. R. HAAS, S. B. HOWELL, J. M. JENKINS, H. KJELDSSEN, D. G. KOCH, D. W. LATHAM, J. J. LISSAUER, G. W. MARCY, J. F. ROWE, D. D. SASSELOV, S. SEAGER, J. H. STEFFEN, G. TORRES, G. S. BASRI, T. M. BROWN, D. CHARBONNEAU, J. CHRISTIANSEN, B. CLARKE, W. D. COCHRAN, A. DUPREE, D. C. FABRYCKY, D. FISCHER, E. B. FORD, J. FORTNEY, F. R. GIROUARD, M. J. HOLMAN, J. JOHNSON, H. ISAACSON, T. C. KLAUS, P. MACHALEK, A. V. MOOREHEAD, R. C. MOREHEAD, D. RAGOZZINE, P. TENENBAUM, J. TWICKEN, S. QUINN, J. VANCLEVE, L. M. WALKOWICZ, W. F. WELSH, E. DEVORE et A. GOULD : KEPLER's First Rocky Planet : Kepler-10b. *ArXiv e-prints*, fév. 2011.
- L. BERMAN : The spectroscopic orbit of the fainter component in the system [xi] Ursae Majoris. *Lick Observatory Bulletin*, 15:109–116, 1931.
- L. BOISNARD et M. AUVERGNE : CoRoT in Brief. 1306:19–+, nov. 2006.

- A. S. BONOMO, A. SANTERNE, R. ALONSO, J. GAZZANO, M. HAVEL, S. AIGRAIN, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, P. BARGE, W. BENZ, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, A. C. CAMERON, L. CARONE, S. CARPANO, S. CSIZMADIA, M. DELEUIL, H. J. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, E. GUENTHER, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. F. LANZA, A. LÉGER, A. LLEBARIA, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, B. SAMUEL, J. SCHNEIDER, B. TINGLEY, S. UDRY et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. X. CoRoT-10b : a giant planet in a 13.24 day eccentric orbit. *A&A*, 520:A65+, sept. 2010.
- P. BORDÉ : *Détection et caractérisation de planètes extrasolaires par photométrie et interférométrie infrarouge à très haute précision*. Thèse de doctorat, Université Pierre & Marie Curie (Paris 6) LESIA (UMR 8109), Observatoire de Paris, France, 2003.
- P. BORDÉ, F. BOUCHY, M. DELEUIL, J. CABRERA, L. JORDA, C. LOVIS, S. CSIZMADIA, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, W. BENZ, A. S. BONOMO, H. BRUNTT, L. CARONE, S. CARPANO, H. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. GAZZANO, M. GILLON, E. GUENTHER, T. GUILLOT, P. GUTERMAN, A. HATZES, M. HAVEL, G. HÉBRARD, H. LAMMER, A. LÉGER, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. PÄTZOLD, F. PEPE, M. OLLIVIER, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, B. SAMUEL, A. SANTERNE, J. SCHNEIDER, B. TINGLEY, S. UDRY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XI. CoRoT-8b : a hot and dense sub-Saturn around a K1 dwarf. *A&A*, 520:A66+, sept. 2010.
- P. BORDÉ, F. FRESSIN, M. OLLIVIER, A. LÉGER et D. ROUAN : Transdet : a Matched-filter based Algorithm for Transit Detection – Application to Simulated COROT Light Curves. 366:145–+, juil. 2007.
- P. BORDÉ, D. ROUAN et A. LÉGER : Exoplanet detection capability of the COROT space mission. *A&A*, 405:1137–1144, juil. 2003.
- W. J. BORUCKI, D. KOCH, G. BASRI, N. BATALHA, T. BROWN, D. CALDWELL, J. CALDWELL, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, W. D. COCHRAN, E. DEVORE, E. W. DUNHAM, A. K. DUPREE, T. N. GAUTIER, J. C. GEARY, R. GILLILAND, A. GOULD, S. B. HOWELL, J. M. JENKINS, Y. KONDO, D. W. LATHAM, G. W. MARCY, S. MEIBOM, H. KJELDSSEN, J. J. LISSAUER, D. G. MONET, D. MORRISON, D. SASSELOV, J. TARTER, A. BOSS, D. BROWNLEE, T. OWEN, D. BUZASI, D. CHARBONNEAU, L. DOYLE, J. FORTNEY, E. B. FORD, M. J. HOLMAN, S. SEAGER, J. H. STEFFEN, W. F. WELSH, J. ROWE, H. ANDERSON, L. BUCHHAVE, D. CIARDI, L. WALKOWICZ, W. SHERRY, E. HORCH, H. ISAACSON, M. E. EVERETT, D. FISCHER, G. TORRES, J. A. JOHNSON, M. ENDL, P. MACQUEEN, S. T. BRYSON, J. DOTSON, M. HAAS, J. KOLODZIEJCZAK, J. VAN CLEVE, H. CHANDRASEKARAN, J. D. TWICKEN, E. V.



- QUINTANA, B. D. CLARKE, C. ALLEN, J. LI, H. WU, P. TENENBAUM, E. VERNER, F. BRUHWEILER, J. BARNES et A. PRSA : Kepler Planet-Detection Mission : Introduction and First Results. *Science*, 327:977–, fév. 2010.
- W. J. BORUCKI, D. G. KOCH, G. BASRI, N. BATALHA, A. BOSS, T. M. BROWN, D. CALDWELL, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, W. D. COCHRAN, E. DEVORE, E. W. DUNHAM, A. K. DUPREE, T. N. GAUTIER, III, J. C. GEARY, R. GILLILAND, A. GOULD, S. B. HOWELL, J. M. JENKINS, H. KJELSDEN, D. W. LATHAM, J. J. LISSAUER, G. W. MARCY, D. G. MONET, D. SASSELOV, J. TARTER, D. CHARBONNEAU, L. DOYLE, E. B. FORD, J. FORTNEY, M. J. HOLMAN, S. SEAGER, J. H. STEFFEN, W. F. WELSH, C. ALLEN, S. T. BRYSON, L. BUCHHAVE, H. CHANDRASEKARAN, J. L. CHRISTIANSEN, D. CIARDI, B. D. CLARKE, J. L. DOTSON, M. ENDL, D. FISCHER, F. FRESSIN, M. HAAS, E. HORCH, A. HOWARD, H. ISAACSON, J. KOLODZIEJCZAK, J. LI, P. MACQUEEN, S. MEIBOM, A. PRSA, E. V. QUINTANA, J. ROWE, W. SHERRY, P. TENENBAUM, G. TORRES, J. D. TWICKEN, J. VAN CLEVE, L. WALKOWICZ et H. WU : Characteristics of Kepler Planetary Candidates Based on the First Data Set. *ApJ*, 728:117–+, fév. 2011.
- F. BOUCHY, M. DELEUIL, T. GUILLOT, S. AIGRAIN, L. CARONE, W. D. COCHRAN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, S. CSIZMADIA, K. DE BONDT, H. J. DEEG, R. F. DÍAZ, R. DVORAK, M. ENDL, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. C. GAZZANO, N. GIBSON, M. GILLON, E. GUENTHER, A. HATZES, M. HAVEL, G. HÉBRARD, L. JORDA, A. LÉGER, C. LOVIS, A. LLEBARIA, H. LAMMER, P. J. MACQUEEN, T. MAZEH, C. MOUTOU, A. OFIR, M. OLLIVIER, H. PARVIAINEN, M. PÄTZOLD, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, A. SANTERNE, J. SCHNEIDER, B. TINGLEY et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XV. CoRoT-15b : a brown-dwarf transiting companion. *A&A*, 525:A68+, jan. 2011.
- T. M. BROWN : Expected Detection and False Alarm Rates for Transiting Jovian Planets. *ApJ*, 593:L125–L128, août 2003.
- H. BRUNTT, M. DELEUIL, M. FRIDLUND, R. ALONSO, F. BOUCHY, A. HATZES, M. MAYOR, C. MOUTOU et D. QUELOZ : Improved stellar parameters of CoRoT-7. A star hosting two super Earths. *A&A*, 519:A51+, sept. 2010.
- R. P. BUTLER, G. W. MARCY, E. WILLIAMS, C. MCCARTHY, P. DOSANJH et S. S. VOGT : Attaining Doppler Precision of 3 M s<sup>-1</sup>. *PASP*, 108:500–+, juin 1996.
- J. CABRERA, H. BRUNTT, M. OLLIVIER, R. F. DÍAZ, S. CSIZMADIA, S. AIGRAIN, R. ALONSO, J. ALMENARA, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, L. CARONE, S. CARPANO, M. DELEUIL, H. J. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. GAZZANO, M. GILLON, E. W. GUENTHER, T. GUILLOT, A. HATZES, M. HAVEL, G. HÉBRARD, L. JORDA, A. LÉGER, A. LLEBARIA, H. LAMMER, C. LOVIS, T. MAZEH, C. MOUTOU, A. OFIR, P. VON PARIS, M. PÄTZOLD,

- D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, A. SANTERNE, J. SCHNEIDER, B. TINGLEY, R. TITZ-WEIDER et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission . XIII. CoRoT-13b : a dense hot Jupiter in transit around a star with solar metallicity and super-solar lithium content. *A&A*, 522:A110+, nov. 2010.
- J. CABRERA, M. FRIDLUND, M. OLLIVIER, D. GANDOLFI, S. CSIZMADIA, R. ALONSO, S. AIGRAIN, A. ALAPINI, J. ALMENARA, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, L. CARONE, S. CARPANO, H. J. DEEG, R. DE LA REZA, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. GILLON, P. GONDOIN, E. W. GUENTHER, T. GUILLOT, M. HARTMANN, A. HATZES, G. HEBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARIA, C. LOVIS, P. MAGAIN, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, A. OFIR, M. PÄTZOLD, F. PEPE, F. PONT, D. QUELOZ, M. RABUS, H. RAUER, C. RÉGULO, S. RENNER, D. ROUAN, B. SAMUEL, A. SANTERNE, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, B. TINGLEY, S. UDRY et G. WUCHTERL : Planetary transit candidates in CoRoT-LRc01 field. *A&A*, 506:501–517, oct. 2009.
- C. CATALA : PLATO : PLANetary Transits and Oscillations of stars. *Communications in Asteroseismology*, 158:330–+, juil. 2009.
- D. CHARBONNEAU, Z. K. BERTA, J. IRWIN, C. J. BURKE, P. NUTZMAN, L. A. BUCHHAVE, C. LOVIS, X. BONFILS, D. W. LATHAM, S. UDRY, R. A. MURRAY-CLAY, M. J. HOLMAN, E. E. FALCO, J. N. WINN, D. QUELOZ, F. PEPE, M. MAYOR, X. DELFOSSE et T. FORVEILLE : A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nature*, 462:891–894, déc. 2009.
- D. CHARBONNEAU, T. M. BROWN, R. W. NOYES et R. L. GILLILAND : Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *ApJ*, 568:377–384, mars 2002.
- H. J. DEEG, M. GILLON, A. SHPORER, D. ROUAN, B. STECKLUM, S. AIGRAIN, A. ALAPINI, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. BARBIERI, F. BOUCHY, J. EISLÖFFEL, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, P. EIGMÜLLER, G. HANDLER, A. HATZES, P. KABATH, M. LENDL, T. MAZEH, C. MOUTOU, D. QUELOZ, H. RAUER, M. RABUS, B. TINGLEY et R. TITZ : Ground-based photometry of space-based transit detections : photometric follow-up of the CoRoT mission. *A&A*, 506:343–352, oct. 2009.
- H. J. DEEG, C. MOUTOU, A. ERIKSON, S. CSIZMADIA, B. TINGLEY, P. BARGE, H. BRUNTT, M. HAVEL, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, W. BENZ, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, D. CIARDI, M. DELEUIL, R. DVORAK, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. GAZZANO, M. GILLON, P. GONDOIN, E. GUENTHER, T. GUILLOT, R. D. HARTOG, A. HATZES, M. HIDAS, G. HÉBRARD, L. JORDA, P. KABATH, H. LAMMER, A. LÉGER, T. LISTER, A. LLEBARIA, C. LOVIS, M. MAYOR, T. MAZEH, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, F. PONT, D. QUELOZ, M. RABUS, H. RAUER, D. ROUAN, B. SAMUEL, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, R. STREET, S. UDRY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : A transiting giant planet with a temperature between 250K and 430K. *Nature*, 464:384–387, mars 2010.

- C. DEFAÏ, M. DELEUIL et P. BARGE : A Bayesian method for the detection of planetary transits. *A&A*, 365:330–340, jan. 2001.
- M. DELEUIL, H. J. DEEG, R. ALONSO, F. BOUCHY, D. ROUAN, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, M. BARBIERI, P. BARGE, H. BRUNTT, P. BORDÉ, A. COLLIER CAMERON, S. CSIZMADIA, R. DE LA REZA, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, E. GUENTHER, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARIA, B. LOEILLET, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PONT, D. QUELOZ, H. RAUER, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, G. WUCHTERL et S. ZUCKER : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission . VI. CoRoT-Exo-3b : the first secure inhabitant of the brown-dwarf desert. *A&A*, 491:889–897, déc. 2008.
- M. DELEUIL, C. MOUTOU, H. J. DEEG, J. C. MEUNIER, C. SURACE, P. GUTERMAN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, P. BARGE, F. BOUCHY, A. ERIKSON, A. LEGER, B. LOEILLET, M. OLLIVIER, F. PONT, H. RAUER, D. ROUAN et D. QUELOZ : Complementary Observations for the CoRoT Exoplanet Program. 1306:341–+, nov. 2006.
- D. DEMING, S. SEAGER, J. WINN, E. MILLER-RICCI, M. CLAMPIN, D. LINDLER, T. GREENE, D. CHARBONNEAU, G. LAUGHLIN, G. RICKER, D. LATHAM et K. ENNICO : Discovery and Characterization of Transiting Super Earths Using an All-Sky Transit Survey and Follow-up by the James Webb Space Telescope. *PASP*, 121:952–967, sept. 2009.
- M. FRIDLUND, G. HÉBRARD, R. ALONSO, M. DELEUIL, D. GANDOLFI, M. GILLON, H. BRUNTT, A. ALAPINI, S. CSIZMADIA, T. GUILLOT, H. LAMMER, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, H. J. DEEG, R. DE LA REZA, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, E. GUENTHER, P. GONDOIN, R. DEN HARTOG, A. HATZES, L. JORDA, A. LÉGER, A. LLEBARIA, P. MAGAIN, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, B. SAMUEL, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, B. TINGLEY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. IX. CoRoT-6b : a transiting “hot Jupiter” planet in an 8.9d orbit around a low-metallicity star. *A&A*, 512:A14+, mars 2010.
- D. GANDOLFI, G. HÉBRARD, R. ALONSO, M. DELEUIL, E. W. GUENTHER, M. FRIDLUND, M. ENDL, P. EIGMÜLLER, S. CSIZMADIA, M. HAVEL, S. AIGRAIN, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, S. CARPANO, L. CARONE, W. D. COCHRAN, H. J. DEEG, R. DVORAK, J. EISLÖFFEL, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, J. GAZZANO, N. B. GIBSON, M. GILLON, P. GONDOIN, T. GUILLOT, M. HARTMANN, A. HATZES, L. JORDA, P. KABATH, A. LÉGER, A. LLEBARIA, H. LAMMER, P. J. MACQUEEN, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, B. SAMUEL, J. SCHNEIDER, B. STECKLUM, B. TINGLEY, S. UDRY et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XIV. CoRoT-11b : a transiting massive “hot-Jupiter” in a prograde orbit around a rapidly rotating F-type star. *A&A*, 524:A55+, déc. 2010.

- M. GILLON, X. BONFILS, B. DEMORY, S. SEAGER, D. DEMING et A. H. M. J. TRIAUD : An educated search for transiting habitable planets :. Targetting M dwarfs with known transiting planets. *A&A*, 525:A32+, jan. 2011.
- A. GIMÉNEZ : Equations for the analysis of the light curves of extra-solar planetary transits. *A&A*, 450:1231–1237, mai 2006.
- P. GOLDREICH et S. TREMAINE : Disk-satellite interactions. *ApJ*, 241:425–441, oct. 1980.
- O. GRASSET, J. SCHNEIDER et C. SOTIN : A Study of the Accuracy of Mass-Radius Relationships for Silicate-Rich and Ice-Rich Planets up to 100 Earth Masses. *ApJ*, 693:722–733, mars 2009.
- A. P. HATZES, R. DVORAK, G. WUCHTERL, P. GUTERMAN, M. HARTMANN, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, E. GUENTHER et M. PÄTZOLD : An investigation into the radial velocity variations of CoRoT-7. *A&A*, 520:A93+, sept. 2010.
- G. HÉBRARD, A. LECAVELIER DES ÉTANGS, A. VIDAL-MADJAR, J. DÉSSERT et R. FERLET : Evaporation Rate of Hot Jupiters and Formation of Chthonian Planets. 321:203–+, déc. 2004.
- [HTTP://ATILF.ATILF.FR/TLF.HTM](http://atilf.atilf.fr/TLF.HTM) : *Le trésor de la langue française informatisé*.
- J. M. JENKINS : The Impact of Solar-like Variability on the Detectability of Transiting Terrestrial Planets. *ApJ*, 575:493–505, août 2002.
- G. KOVÁCS, S. ZUCKER et T. MAZEH : A box-fitting algorithm in the search for periodic transits. *A&A*, 391:369–377, août 2002.
- M. J. KUCHNER : Volatile-rich Earth-Mass Planets in the Habitable Zone. *ApJ*, 596:L105–L108, oct. 2003.
- H. LAMMER, R. DVORAK, M. DELEUIL, P. BARGE, H. J. DEEG, C. MOUTOU, A. ERIKSON, S. CSIZMADIA, B. TINGLEY, H. BRUNTT, M. HAVEL, S. AIGRAIN, J. M. ALMENARA, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, W. BENZ, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, D. CIARDI, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, J. GAZZANO, M. GILLON, P. GONDOIN, E. GUENTHER, T. GUILLOT, R. DEN HARTOG, J. HASIBA, A. HATZES, M. HIDAS, G. HÉBRARD, L. JORDA, P. KABATH, A. LÉGER, T. LISTER, A. LLEBARIA, C. LOVIS, M. MAYOR, T. MAZEH, A. MURA, M. OLLIVIER, H. OTTACHER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, F. PONT, D. QUELOZ, M. RABUS, H. RAUER, D. ROUAN, B. SAMUEL, J. SCHNEIDER, A. SHPORER, B. STECKLUM, M. STELLER, R. STREET, S. UDRY, J. WEINGRILL et G. WUCHTERL : Exoplanet discoveries with the CoRoT space observatory. *Solar System Research*, 44:520–526, déc. 2010.
- A. LECAVELIER DES ETANGS, F. PONT, A. VIDAL-MADJAR et D. SING : Rayleigh scattering in the transit spectrum of HD 189733b. *A&A*, 481:L83–L86, avr. 2008a.

- A. LECAVELIER DES ETANGS, A. VIDAL-MADJAR, J. DÉSERT et D. SING : Rayleigh scattering by H<sub>2</sub> in the extrasolar planet HD 209458b. *A&A*, 485:865–869, juil. 2008b.
- A. LÉGER, O. GRASSET, B. FEGLEY, F. CODRON, A. F. ALBAREDE, P. BARGE, R. BARNES, P. CANCE, S. CARPY, F. CATALANO, C. CAVARROC, O. DEMANGEON, S. FERRAZ-MELLO, P. GABOR, J. GRIESSMEIER, J. LEIBACHER, G. LIBOUREL, A. MAURIN, S. N. RAYMOND, D. ROUAN, B. SAMUEL, L. SCHAEFER, J. SCHNEIDER, P. A. SCHULLER, F. SELSIS et C. SOTIN : The extreme physical properties of the CoRoT-7b super-Earth. *ArXiv e-prints*, fév. 2011.
- A. LÉGER, M. PIRRE et F. J. MARCEAU : Search for primitive life on a distant planet : relevance of 02 and 03 detections. *A&A*, 277:309–+, sept. 1993.
- A. LÉGER, D. ROUAN, J. SCHNEIDER et P. BARGE : The CoRoT’S BIPRISM Adventure. 1306:527–+, nov. 2006.
- A. LÉGER, D. ROUAN, J. SCHNEIDER, P. BARGE, M. FRIDLUND, B. SAMUEL, M. OLLIVIER, E. GUENTHER, M. DELEUIL, H. J. DEEG, M. AUVERGNE, R. ALONSO, S. AIGRAIN, A. ALAPINI, J. M. ALMENARA, A. BAGLIN, M. BARBIERI, H. BRUNTT, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J. CABRERA, C. CATALA, L. CARONE, S. CARPANO, S. CSIZMADIA, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, B. FOING, F. FRESSIN, D. GANDOLFI, M. GILLON, P. GONDOIN, O. GRASSET, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, L. JORDA, H. LAMMER, A. LLEBARIA, B. LOEILLET, M. MAYOR, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. PÄTZOLD, F. PONT, D. QUELOZ, H. RAUER, S. RENNER, R. SAMADI, A. SHPORER, C. SOTIN, B. TINGLEY, G. WUCHTERL, M. ADDA, P. AGOGU, T. APPOURCHAUX, H. BALLANS, P. BARON, T. BEAUFORT, R. BELLENGER, R. BERLIN, P. BERNARDI, D. BLOUIN, F. BAUDIN, P. BODIN, L. BOISNARD, L. BOIT, F. BONNEAU, S. BORZEIX, R. BRIET, J.-T. BUEY, B. BUTLER, D. CAILLEAU, R. CAUTAIN, P. CHABAUD, S. CHAINTREUIL, F. CHIAVASSA, V. COSTES, V. CUNA PARRHO, F. DE OLIVEIRA FIALHO, M. DECAUDIN, J.-M. DEFISE, S. DJALAL, G. EPSTEIN, G.-E. EXIL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius. *A&A*, 506:287–302, oct. 2009.
- A. LÉGER, F. SELSIS, C. SOTIN, T. GUILLOT, D. DESPOIS, D. MAWET, M. OLLIVIER, A. LABÈQUE, C. VALETTE, F. BRACHET, B. CHAZELAS et H. LAMMER : A new family of planets ? “Ocean-Planets”. *Icarus*, 169:499–504, juin 2004.
- G. MALLÉN-ORNELAS, S. SEAGER, H. K. C. YEE, D. MINNITI, M. D. GLADDERS, G. M. MALLÉN-FULLERTON et T. M. BROWN : The EXPLORE Project. I. A Deep Search for Transiting Extrasolar Planets. *ApJ*, 582:1123–1140, jan. 2003.
- K. MANDEL et E. AGOL : Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches. *ApJ*, 580:L171–L175, déc. 2002.
- G. MANDUSHEV, F. T. O’DONOVAN, D. CHARBONNEAU, G. TORRES, D. W. LATHAM, G. Á. BAKOS, E. W. DUNHAM, A. SOZZETTI, J. M. FERNÁNDEZ, G. A. ESQUERDO, M. E. EVE-

- RETT, T. M. BROWN, M. RABUS, J. A. BELMONTE et L. A. HILLENBRAND : TrES-4 : A Transiting Hot Jupiter of Very Low Density. *ApJ*, 667:L195–L198, oct. 2007.
- G. W. MARCY et R. P. BUTLER : Precision radial velocities with an iodine absorption cell. *PASP*, 104:270–277, avr. 1992.
- F. S. MASSET, G. D'ANGELO et W. KLEY : On the Migration of Protogiant Solid Cores. *ApJ*, 652:730–745, nov. 2006.
- F. S. MASSET et J. C. B. PAPALOIZOU : Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters. *ApJ*, 588:494–508, mai 2003.
- J. MAX : *Méthode et techniques de traitement du signal et application aux mesures physiques Tome II*. 1986.
- M. MAYOR et D. QUELOZ : A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378:355–359, nov. 1995.
- P. R. McCULLOUGH, J. E. STYS, J. A. VALENTI, S. W. FLEMING, K. A. JANES et J. N. HEASLEY : The XO Project : Searching for Transiting Extrasolar Planet Candidates. *PASP*, 117:783–795, août 2005.
- J. MEUNIER, M. DELEUIL, C. MOUTOU, M. OUCHANI, R. SAVALLE et C. SURACE : EXODAT : A VO-Compliant Database for Exoplanetary Systems. 376:339–+, oct. 2007a.
- J. MEUNIER, M. DELEUIL, C. MOUTOU, M. OUCHANI, R. SAVALLE et C. SURACE : EXODAT : A VO-Compliant Database for Exoplanetary Systems. 376:339–+, oct. 2007b.
- J. C. MEUNIER, Y. GRANET, F. AGNERAY, M. DELEUIL, C. SURACE et C. MOUTOU : EXODAT - The Exoplanets Database from the COROT Project : Evolution and Updates. 411:454–+, sept. 2009.
- C. MOUTOU, F. PONT, P. BARGE, S. AIGRAIN, M. AUVERGNE, D. BLOUIN, R. CAUTAIN, A. R. ERIKSON, V. GUIZ, P. GUTERMAN, M. IRWIN, A. F. LANZA, D. QUELOZ, H. RAUER, H. VOSS et S. ZUCKER : Comparative blind test of five planetary transit detection algorithms on realistic synthetic light curves. *A&A*, 437:355–368, juil. 2005.
- J. C. B. PAPALOIZOU : Global  $m = 1$  modes and migration of protoplanetary cores in eccentric protoplanetary discs. *A&A*, 388:615–631, juin 2002.
- M. A. C. PERRYMAN : *Detection and Characterization of Extra-Solar Planets : Future Space Missions*. Springer-Verlag, 2007.
- V. A. PETROV et A. Y. VOROBYEV : Spectral emissivity and radiance temperature plateau of self-supporting  $\text{Al}_2\text{O}_3$  melt at rapid solidification. 2011.

- D. POLLACCO, I. SKILLEN, A. CAMERON, D. CHRISTIAN, J. IRWIN, T. LISTER, R. STREET, R. WEST, W. CLARKSON, N. EVANS, A. FITZSIMMONS, C. HASWELL, C. HELLIER, S. HODGKIN, K. HORNE, B. JONES, S. KANE, F. KEENAN, A. NORTON, J. OSBORNE, R. RYANS et P. WHEATLEY : The WASP Project and SuperWASP Camera. *Ap&SS*, 304:253–255, août 2006.
- F. PONT, S. AIGRAIN et S. ZUCKER : Re-assessing the radial-velocity evidence for planets around CoRoT-7. *ArXiv e-prints*, août 2010.
- F. PONT, H. KNUTSON, R. L. GILLILAND, C. MOUTOU et D. CHARBONNEAU : Detection of atmospheric haze on an extrasolar planet : the 0.55-1.05  $\mu\text{m}$  transmission spectrum of HD 189733b with the HubbleSpaceTelescope. *MNRAS*, 385:109–118, mars 2008.
- W. H. PRESS, S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING et B. P. FLANNERY : *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, second éd., 1997.
- D. QUELOZ, F. BOUCHY, C. MOUTOU, A. HATZES, G. HÉBRARD, R. ALONSO, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, M. BARBIERI, P. BARGE, W. BENZ, P. BORDÉ, H. J. DEEG, M. DELEUIL, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, E. GUENTHER, T. GUILLOT, L. JORDA, M. HARTMANN, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARRIA, C. LOVIS, P. MAGAIN, M. MAYOR, T. MAZEH, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PEPE, H. RAUER, D. ROUAN, J. SCHNEIDER, D. SEGRANSAN, S. UDRY et G. WUCHTERL : The CoRoT-7 planetary system : two orbiting super-Earths. *A&A*, 506:303–319, oct. 2009.
- H. RAUER, D. QUELOZ, S. CSIZMADIA, M. DELEUIL, R. ALONSO, S. AIGRAIN, J. M. ALMENA, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, L. CARONE, S. CARPANO, R. DE LA REZA, H. J. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, T. GUILLOT, E. GUENTHER, A. HATZES, G. HÉBRARD, P. KABATH, L. JORDA, H. LAMMER, A. LÉGER, A. LLEBARRIA, P. MAGAIN, T. MAZEH, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, M. PÄTZOLD, F. PONT, M. RABUS, S. RENNER, D. ROUAN, A. SHPORER, B. SAMUEL, J. SCHNEIDER, A. H. M. J. TRIAUD et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VII. The “hot-Jupiter”-type planet CoRoT-5b. *A&A*, 506:281–286, oct. 2009.
- I. ROXBURGH, C. CATALA et T. PLATO CONSORTIUM : The PLATO mission concept. *Communications in Asteroseismology*, 150:357–+, juin 2007.
- C. E. RYTER : Interstellar Extinction from Infrared to X-Rays : an Overview. *Ap&SS*, 236:285–291, fév. 1996.
- J. SCHNEIDER : L’encyclopédie des planètes extrasolaires. URL <http://exoplanet.eu/>.

- N. I. SHAKURA et R. A. SUNYAEV : Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24:337–355, 1973.
- E. SIRKO et B. PACZYŃSKI : Ellipsoidal Variability in the OGLE Planetary Transit Candidates. *ApJ*, 592:1217–1224, août 2003.
- I. A. G. SNELLEN, R. J. DE KOK, E. J. W. DE MOOIJ et S. ALBRECHT : The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD209458b. *Nature*, 465:1049–1051, juin 2010.
- C. SOTIN, O. GRASSET et A. MOCQUET : Mass radius curve for extrasolar Earth-like planets and ocean planets. *Icarus*, 191:337–351, nov. 2007.
- O. STRUVE : Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work. *The Observatory*, 72:199–200, oct. 1952.
- C. SURACE, R. ALONSO, P. BARGE, R. CAUTAIN, P. Y. CHABAUD, M. DELEUIL, T. FENOUILLET, J. C. MEUNIER et C. MOUTOU : The oversampling mode for CoRoT exo-field observations. 7019, août 2008.
- M. R. SWAIN, G. VASISHT et G. TINETTI : The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet. *Nature*, 452:329–331, mars 2008.
- C. E. J. M. L. J. TERQUEM : Stopping inward planetary migration by a toroidal magnetic field. *MNRAS*, 341:1157–1173, juin 2003.
- C. E. J. M. L. J. TERQUEM : Disk dynamics and planet migration. 41:209–218, jan. 2010.
- G. TINETTI, M. LIANG, A. VIDAL-MADJAR, D. EHRENREICH, A. LECAVELIER DES ETANGS et Y. L. YUNG : Infrared Transmission Spectra for Extrasolar Giant Planets. *ApJ*, 654:L99–L102, jan. 2007.
- B. TINGLEY, M. ENDL, J. GAZZANO, R. ALONSO, T. MAZEH, L. JORDA, S. AIGRAIN, J. ALMENARA, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, A. S. BONOMO, P. BORDÉ, F. BOUCHY, H. BRUNTT, J. CABRERA, S. CARPANO, L. CARONE, W. D. COCHRAN, S. CSIZMADIA, M. DELEUIL, H. J. DEEG, R. DVORAK, A. ERIKSON, S. FERRAZ-MELLO, M. FRIDLUND, D. GANDOLFI, M. GILLON, E. W. GUENTHER, T. GUILLOT, A. HATZES, G. HÉBRARD, A. LÉGER, A. LLEBARIA, H. LAMMER, C. LOVIS, P. J. MACQUEEN, C. MOUTOU, M. OLLIVIER, A. OFIR, M. PÄTZOLD, F. PEPE, D. QUELOZ, H. RAUER, D. ROUAN, B. SAMUEL, J. SCHNEIDER, A. SHPORER et G. WUCHTERL : Transiting exoplanets from the CoRoT space mission : XIII. CoRoT-14b : an unusually dense very hot Jupiter. *ArXiv e-prints*, jan. 2011.
- D. VALENCIA, D. D. SASSELOV et R. J. O’CONNELL : Detailed Models of Super-Earths : How Well Can We Infer Bulk Properties ? *ApJ*, 665:1413–1420, août 2007a.



- D. VALENCIA, D. D. SASSELOV et R. J. O'CONNELL : Radius and Structure Models of the First Super-Earth Planet. *ApJ*, 656:545–551, fév. 2007b.
- A. VIDAL-MADJAR, J. DÉSSERT, A. LECAVELIER DES ETANGS, G. HÉBRARD, G. E. BALLESTER, D. EHRENREICH, R. FERLET, J. C. MCCONNELL, M. MAYOR et C. D. PARKINSON : Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b. *ApJ*, 604:L69–L72, mars 2004.
- A. VIDAL-MADJAR et A. LECAVELIER DES ETANGS : "Osiris"(HD209458b), an Evaporating Planet. 321:152–+, déc. 2004.
- A. VIDAL-MADJAR, A. LECAVELIER DES ETANGS, J. DÉSSERT, G. E. BALLESTER, R. FERLET, G. HÉBRARD et M. MAYOR : An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b. *Nature*, 422:143–146, mars 2003.
- A. VIDAL-MADJAR, D. K. SING, A. LECAVELIER DES ETANGS, R. FERLET, J. DÉSSERT, G. HÉBRARD, I. BOISSE, D. EHRENREICH et C. MOUTOU : The upper atmosphere of the exoplanet HD 209458 b revealed by the sodium D lines. Temperature-pressure profile, ionization layer, and thermosphere. *A&A*, 527:A110+, mars 2011.
- W. R. WARD : Density waves in the solar nebula - Differential Lindblad torque. *Icarus*, 67:164–180, juil. 1986.
- W. R. WARD : Protoplanet Migration by Nebula Tides. *Icarus*, 126:261–281, avr. 1997.
- S. J. WEIDENSCHILLING : The distribution of mass in the planetary system and solar nebula. *Ap&SS*, 51:153–158, sept. 1977.
- S. J. WEIDENSCHILLING : Formation of Planetesimals and Accretion of the Terrestrial Planets. *Space Science Reviews*, 92:295–310, avr. 2000.
- S. J. WEIDENSCHILLING et J. N. CUZZI : Formation of planetesimals in the solar nebula. p. 1031–1060, 1993.
- F. WILDI, F. PEPE, C. LOVIS, B. CHAZELAS, T. WILKEN, A. MANESCAU, L. PASQUINI, R. HOLZWARH, T. STENIMETZ, T. UDEM, T. HÄNSCH et G. LO CURTO : Calibration of high accuracy radial velocity spectrographs : beyond the Th-Ar lamps. 7440, août 2009.
- J. N. WINN, J. M. MATTHEWS, R. I. DAWSON, D. FABRYCKY, M. J. HOLMAN, T. KALLINGER, R. KUSCHNIG, D. SASSELOV, D. DRAGOMIR, D. B. GUENTHER, A. F. J. MOFFAT, J. F. ROWE, S. RUCINSKI et W. W. WEISS : A Super-Earth Transiting a Naked-Eye Star. *ArXiv e-prints*, avr. 2011.
- G. WUCHTERL : Formation of Giant Planets Close to Stars. 28:1108–+, sept. 1996.
- A. N. YODIN : From Grains to Planetesimals. 41:187–207, jan. 2010.

---

H. S. ZAPOLSKY et E. E. SALPETER : The Mass-Radius Relation for Cold Spheres of Low Mass. *ApJ*, 158:809–+, nov. 1969.

## Résumé

La photométrie des transits permet de détecter des planètes extrasolaires en mesurant leur rayon. Dans cet objectif, le télescope spatial CoRoT (Convection, Rotation et Transit planétaires), lancé en décembre 2006, est doté d'un photomètre de haute précision permettant à la fois l'étude de la structure interne des étoiles par astérosismologie et la détection de planètes par la méthode des transits. Pour cette thèse, j'ai développé différents outils informatiques permettant la détection, l'analyse détaillée de transits dans les courbes de lumière de CoRoT. J'ai appliqué ces outils aux quelques 12 000 étoiles observées durant chacune des dix premières campagnes d'observation. La collaboration des équipes de détection et de suivi au sol par d'autres méthodes d'observation a permis, à ce jour, la découverte de quinze planètes et deux naines brunes. Il est possible de contraindre les modèles de ces exoplanètes grâce à la connaissance des paramètres (masse, rayon) : gazeuses, de glace, telluriques, ou d'autres types mixtes. La recherche de planètes rocheuses en particulier est un objectif motivé tant par la rareté des détections de ces objets jusqu'à présent (liée à leur faibles rayon et masse), que par la grande variété potentielle de leur nature. Ainsi, la découverte de CoRoT-7b, la première exoplanète compatible avec un modèle rocheux et dont le rayon (1,6 rayon terrestre) et la masse (environ 7 masses terrestres) ont pu être mesurés, a permis d'élaborer un modèle physique auquel j'ai contribué. J'ai étudié la possibilité d'observer cette planète très chaude en proche infrarouge avec le JWST, au cours de son orbite, afin d'estimer le contraste de température entre les faces jour et nuit. Ceci doit permettre de confirmer / invalider notre modèle qui suppose l'absence d'une atmosphère suffisamment dense pour redistribuer la chaleur à la surface de CoRoT-7b.

## Abstract

The transit photometry makes it possible to detect exoplanets by measuring their radii. Pursuing this goal, the space telescope CoRoT (Convection, Rotation and planetary Transits), launched in December 2006, is equipped with a high-precision photometer allowing both planet detection by transit photometry, and stellar physics studies (asteroseismology). For this PhD thesis, I have developed various computing tools for the detection and detailed analysis of the transits in CoRoT light curves. I have applied these tools to almost 12 000 stars observed during each of the first ten campaigns of observation. The collaboration between the detection and ground based follow-up teams led to the discovery, up to now, of fifteen planets and two brown dwarfs. It is possible to constrain the physical natures of these exoplanets thanks to the knowledge of the masses and radii : they can be gaseous, icy, rocky or with an mixed nature. The search for rocky planets in particular, is a goal motivated by their singular nature, and both by the paucity of detections of these objects (due to their low masses and radii), Thus, the discovery of CoRoT-7b – the first exoplanet compatible with a rocky model and with measured radius (1.6 Earth radius) and mass (around 7 Earth masses) – allowed us to develop a physical model to which I contributed : I studied the possibility of observing this very hot planet in the near infrared range with JWST, during its orbit, to estimate the temperature contrast between the day and the night faces. This should allow to confirm / invalidate our model with atmosphere dense enough to redistribute heat at the surface of CoRoT-7b.